

**Universität Hamburg**  
**Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene**  
**Sommersemester 2014**

**Versuch: Oberflächenplasmonen**  
**durchgeführt am 15. und 16.09.2014**

Praktikanten: Alexander Okupnik  
Vincent Koppen  
Betreuer: Jens Ehlermann



# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Theoretische Grundlagen</b>	<b>4</b>
1.1 Oberflächenplasmonen . . . . .	4
1.2 Dispersionsrelationen . . . . .	5
1.3 Permittivitäten . . . . .	5
1.4 Plasmonen in einer glatten Silberoberfläche . . . . .	6
1.5 Plasmonen in einer gittermodulierten Silberoberfläche . . . . .	6
<b>2 Versuchsaufbau und -durchführung</b>	<b>7</b>
2.1 Oberflächenplasmonen auf einer glatten Probe . . . . .	8
2.2 Oberflächenplasmonen auf einer gittermodulierten Probe . . . . .	8
<b>3 Auswertung</b>	<b>9</b>
3.1 Winkelkalibrierung . . . . .	9
3.2 Oberflächenplasmonen in glatten Silberfilmen . . . . .	12
3.2.1 Verschiedene Probendicken . . . . .	12
3.2.2 Permittivität von Silber . . . . .	13
3.2.3 Dispersionsrelation . . . . .	15
3.3 Oberflächenplasmonen in einer gittermodulierten Silberprobe . . . . .	17
<b>4</b>	<b>18</b>
4.1 . . . . .	18
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>19</b>

# 1 Theoretische Grundlagen

## 1.1 Oberflächenplasmonen

Ein *Plasma* ist ein Gas aus freien Ladungsträgern mit Gesamtladung 0 – so zum Beispiel ein vollständig ionisiertes Gas. Im Rahmen des Drude-Modells der quasifreien Elektronen in einem metallischen Festkörper kann man die bis auf reibungsartige Kräfte freien Leitungselektronen als Plasma betrachten. In einem solchen Elektronenplasma als Medium können sich Ladungsträgerdichteschwankungen als Wellen fortpflanzen. Man nennt eine solche sich fortpflanzende Plasmawelle *Plasmon*.

In einem Volumen aus Plasma gilt für eine sich als ebene Welle fortpflanzende Elektromagnetdichteschwankung, dass das erzeugte elektrische Feld stets parallel zum  $k_{VP}$ -Vektor ist, den man der ebenen Plasmawelle (dem *Volumenplasmon*) zuordnet. Da bei elektromagnetischen Wellen der entsprechende  $k$ -Vektor immer senkrecht auf dem  $E$ -Feld steht, kann es daher über das elektrische Feld keine Kopplung zwischen Licht und Volumenplasmonen geben.

Es gibt sogenannte *Oberflächenplasmonen*, die Ladungsdichteschwankungen in der Grenzfläche zwischen einem Metall und einem Isolator entsprechen. Wie in Abbildung 1.1 illustriert, führen diese nahe der Grenzfläche auch zu dieser senkrechte Anteile des elektrischen Felds mit sich.

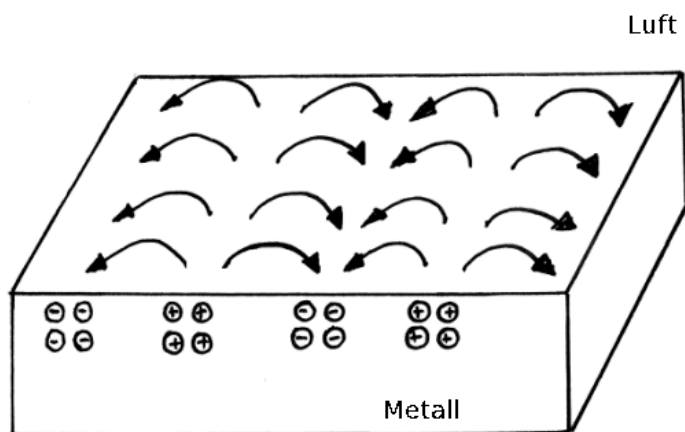


Abbildung 1.1: Oberflächenplasmonen in der Grenzschicht zwischen Metall und Luft

Es gibt dann potentiell Anregungen von Oberflächenplasmonen durch bezüglich seiner Einfallsebene zur Grenzfläche  $p$ -polarisiertes Licht, mit einem  $k_{OP}$ -Vektor gleich der zur

Grenzfläche parallelen Komponente des  $k$ -Vektors von Licht. Die Resonanzen dieser Anregung geschehen bei Übereinstimmung von sowohl Frequenz  $\omega$  als auch Wellenlänge  $\frac{2\pi}{k}$  des zur Grenzfläche parallelen Anteils des Lichts und der Oberflächenplasmonen, also bei Schnittpunkten der jeweiligen Dispersionsrelationen zwischen  $\omega$  und  $k$ .

Die Anregung von Oberflächenplasmonen zeigt sich dadurch, dass die Reflektivität der entsprechenden Oberfläche für das zum Anregen verwendete Licht, deutlich sinkt.

## 1.2 Dispersionsrelationen

Die Dispersionsrelation von Oberflächenplasmonen in der Grenzschicht zwischen einem Metall (2) mit Permittivität  $\epsilon_2$  und einem Dielektrikum (1) mit Permittivität  $\epsilon_1$  ist

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}} \quad (1.1)$$

Die Dispersionsrelation von Licht in einem Dielektrikum ( $i$ ) mit Permittivität  $\epsilon_i$  ist

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_i} \quad (1.2)$$

Wenn Licht mit Einfallswinkel  $\theta$  auf eine ebene Grenze des Dielektrikums ( $i$ ) fällt, dann gilt damit für die zur Ebene parallele Komponente  $k_x$  des Licht- $k$ -Vektors

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_i} \sin \theta \quad (1.3)$$

## 1.3 Permittivitäten

Die Permittivität von Luft ist in guter Näherung 1.

Für die Permittivität von Glas gibt es die empirische Näherungsformel

$$\epsilon_{\text{Glas}} = 2,979864 + \frac{877780,8}{\frac{\lambda}{\text{\AA}}^2 - 1060900} - \frac{84,06224}{96 - \frac{\lambda}{\text{\AA}}^2} 10^{-8} \quad (1.4)$$

und für Silber haben wir

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{Ag}} = & -219,945 - 0,0261695 \frac{\lambda}{\text{\AA}} + 3,8559 \sqrt{\frac{\lambda}{\text{\AA}}} + \frac{4857,2}{\sqrt{\frac{\lambda}{\text{\AA}}}} \\ & + i \left( 7,139 + 0,001656 \frac{\lambda}{\text{\AA}} - 0,2129 \sqrt{\frac{\lambda}{\text{\AA}}} \right) \end{aligned} \quad (1.5)$$

## 1.4 Plasmonen in einer glatten Silberoberfläche

Es gibt keine Schnittpunkte der Dispersionsrelationen von Oberflächenplasmonen und dem zur Oberfläche parallelen Anteil von Licht bei der Grenzfläche zwischen einem Metall und einem Dielektrikum. Daher können auf diese Weise durch auf Metall schräg einfallendes Licht keine Oberflächenplasmonen angeregt werden.

Es gibt jedoch Schnittpunkte zwischen den Dispersionsrelationen von Licht in Glas und von Oberflächenplasmonen in einer Silber-Luft-Grenzfläche. Dies kann mithilfe des Effekts der frustrierten Totalreflexion für die Anregung von Oberflächenplasmonen durch Licht ausgenutzt werden.

Hierzu wird Licht an einer Grenzfläche von Glas zu einer sehr dünnen Silberschicht, auf die Luft folgt, totalreflektiert. An der Grenze vom Silber zur Luft bleibt dann ein nichtverschwindender Anteil der evaneszenten Welle von der Totalreflexion übrig, der Oberflächenplasmonen in der Silber-Luft-Grenze anregen kann. Hierfür sind Schnittpunkte der Dispersionsrelationen des parallelen Anteils von Licht in Glas zur Grenzfläche zu Silber und von Oberflächenplasmonen in der Silber-Luft-Grenze gesucht.

Der Totalreflexionswinkel ist hierbei:

$$\theta_{\text{tot}} = \arcsin \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{Luft}}}{\epsilon_{\text{Glas}}(\lambda)}} \quad (1.6)$$

Der Reflexionskoeffizient an der Glas(0)-Silber(1)-Luft(2)-Schicht für  $p$ -polarisiertes vom Glas aus kommendes Licht ist

$$\begin{aligned} r_{012} &= r_{01} + (1 - r_{01}) \left( \sum_{n=0}^{\infty} r_{10}^n (r_{12} \exp(2i k_{z1} d))^{n+1} \right) (1 - r_{10}) \\ &= \frac{r_{01} + r_{12} \exp(2i k_{z1} d)}{1 + r_{01} r_{12} \exp(2i k_{z1} d)} \end{aligned} \quad (1.7)$$

wobei  $d$  die Silberschichtdicke ist und  $r_{ik} = \frac{\epsilon_k k_{z_i} - \epsilon_i k_{z_k}}{\epsilon_k k_{z_i} + \epsilon_i k_{z_k}}$  der Reflexionskoeffizient an der Grenze von  $(i)$  zu  $(k)$  ist.

Die Reflektivität an der Glas(0)-Silber(1)-Luft(2)-Schicht ist dann  $R = |r_{012}|^2$ .

## 1.5 Plasmonen in einer gittermodulierten Silberoberfläche

Oberflächenplasmonen in einer Silberfläche mit in einer Richtung periodisch modulierter Oberfläche mit der Gitterkonstanten  $a$  haben die Eigenschaft, dass ihre  $k$ -Vektoren in die Richtung der Modulation, die sich um ein ganzzahliges Vielfaches des reziproken Gittervektors  $\frac{2\pi}{a}$  unterscheiden, identifiziert werden können und daher auch durch die Dispersionsrelation den gleichen Frequenzen  $\omega$  zugeordnet sind.

Hierdurch erhält man Schnittpunkte der Dispersionsrelationen von Licht in Luft (bzw. seiner Projektion auf die Gitteroberfläche) und der Oberflächenplasmonen einer periodisch modulierten Silberfläche (unter Anderem durch Verschieben der wurzelförmigen Dispersion gewöhnlicher Oberflächenplasmonen nach (1.1) um  $-\frac{2\pi}{a}$ ).

## 2 Versuchsaufbau und -durchführung

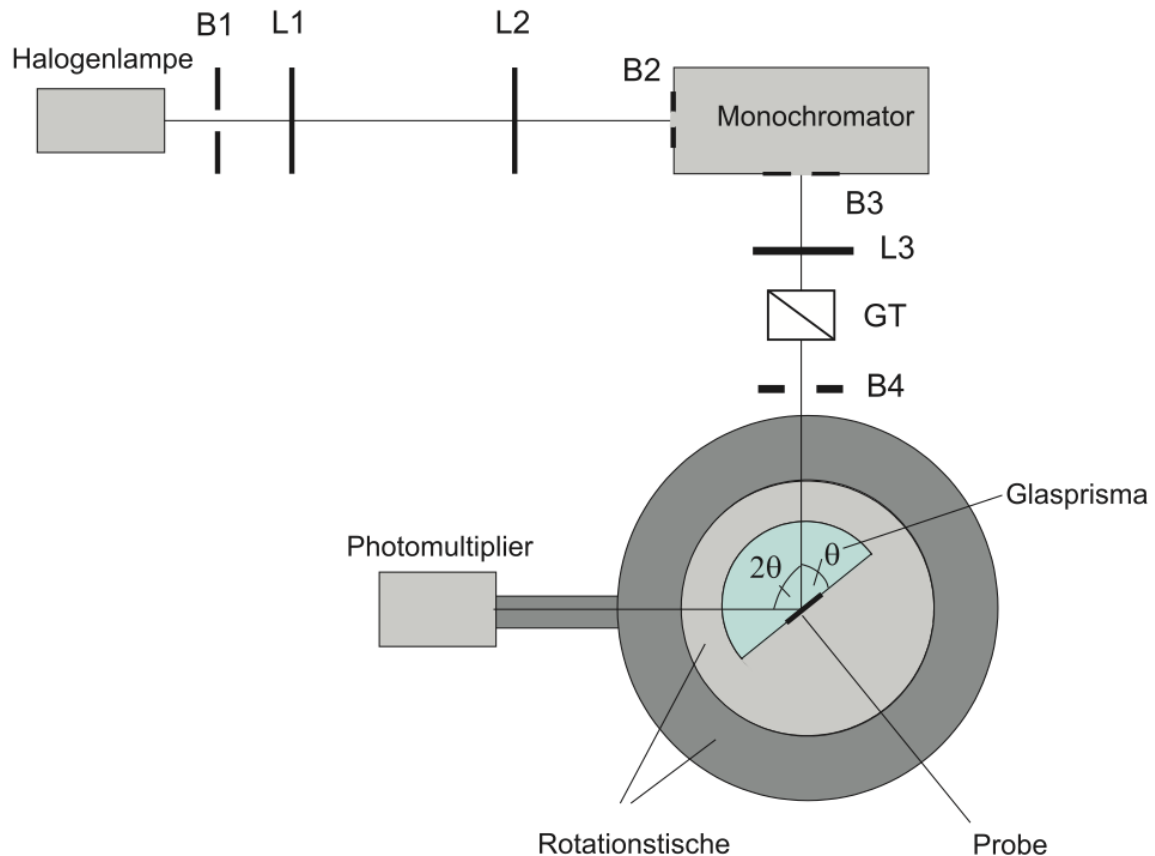


Abbildung 2.1: Aufbau zur Untersuchung der Oberflächenplasmonen

In diesem Versuch möchten wir eine Probe mit  $p$ -polarisiertem monochromatischem Licht bei variierendem Winkel bescheinen und dabei den Aufbau so konstruieren, dass die Wellenlänge des Lichtes als Parameter sich auch leicht ändern lässt.

Dazu verwenden wir eine Halogenlampe, dessen Licht wir durch eine Blende und zwei Linsen in einen Monochromator lenken. Die Lampe emittiert ein weites, kontinuierliches Spektrum an Licht, dass im Monochromator auf ein Prisma trifft, welches die Anteile des Lichts frequenzabhängig bricht. Durch Drehung des Prismas können wir nun die Frequenz des Lichtes, das aus einen Spalt wieder austritt, leicht variieren.

Das Licht wird dann polarisiert und trifft auf das Glasprisma und die Probe, wo es die Plasmonen anregen soll. Ein Teil des Lichtes wird auf einen Photomultiplier reflektiert, wo seine Intensität gemessen wird.

Die Probe ist zusammen mit dem Glasprisma und dem Photomultiplier auf einem Rotationstisch befestigt. Diesen kann man manuell oder motorisiert bedienen und damit den Winkel, mit dem das Licht auf die Probe und den Multiplier trifft, abfahren.

Bevor wir mit der eigentlichen Untersuchung der Oberflächenplasmonen starten können, müssen wir zuerst den Winkel des Rotationstisches kalibrieren. Dazu nutzen wir den Effekt der Totalreflexion aus, indem wir den Aufbau ohne Probe konstruieren und die Totalreflexion am Übergang Glasprisma-Luft messen. Bei verschiedenen Wellenlängen gehen wir einen großen Winkelbereich durch und vergleichen dann die berechneten theoretischen Werte mit den gemessenen verglichen und verwenden die Differenz von nun an als Kalibrierungskonstante.

## **2.1 Oberflächenplasmonen auf einer glatten Probe**

Im ersten Versuchsteil arbeiten wir mit Silber-Proben, die eine vorgegebene Schichtdicke von 20nm–70nm haben. Im ersten Durchgang arbeiten wir mit Licht der Wellenlänge 550 nm und variieren bei festen Schichtdicken den Einfallswinkel und messen die Reflektivität. Durch einen Fit mit Mathematica können wir in der Auswertung die angegebene Schichtdicke mehr oder weniger überprüfen.

Um die Dispersionsrelation der Oberflächenplasmonen zu bestimmen, nehmen wir die Probe mit dem tiefsten Absorptionsprofil und fahren erneut bei verschiedenen Wellenlängen den relevanten Winkelbereich durch.

## **2.2 Oberflächenplasmonen auf einer gittermodulierten Probe**

Bei der Untersuchung der Probe mit in einer Richtung periodisch modulierter Oberfläche bestimmen wir zunächst die Größe ihrer Gitterkonstanten. Dazu nutzen wir die Interferenzeffekte unter der Beugung am Gitter aus. Mit einem Laser bescheinen wir die Probe unter einem senkrechten Winkel und messen den Winkel zwischen den Beugungsmaxima 0. und 1. Ordnung.

In der eigentlichen Messung verwenden wir die Gitter-Probe, wobei der übrige Aufbau bis auf das Glasprisma, das nun nicht benötigt wird, gleich bleibt. Zur Justage der Gitterprobe kann man die Beugungseffekte ausnutzen, um die Richtung der Gitterperiodizität in die Ebene des Aufbaus einzustellen.

Wir wählen einen Messbereich von 475nm–625nm für die Wellenlänge und variieren jeweils wieder den Einfallswinkel und messen die Reflektivität.



## 3 Auswertung

### 3.1 Winkelkalibrierung

Wir messen am Rotationstisch jeweils den Winkel  $\alpha$ , der mit dem wahren Einfallswinkel  $\theta$  des Lichts auf die Probe wie folgt zusammenhängt:

$$\alpha = 2\theta + \theta_0 \quad (3.1)$$

wobei  $\theta_0$  die Kalibrierungskonstante ist, die hier zu bestimmen ist.

Dies geschieht, indem wir experimentell den Wert für  $\alpha$  suchen, an dem Totalreflexion stattfindet und diesen mit dem theoretischen Totalreflexionswinkel  $\theta_{\text{tot}}$  nach Gleichung (1.4) über (3.1) Verbindung bringen.

Um den Totalreflexionswinkel experimentell zu bestimmen, haben wir für verschiedene Wellenlängen von 500nm - 600nm einen großen Winkel zwischen 0 und 90 Grad bzgl. des einfallenden Lichtstrahles abgefahren und die Reflexivität des Glasprismas unter diesem Winkel gemessen.

Wir erwarten einen stufenförmigen Verlauf wobei die Reflektivität bei 0 anfängt, an dem Totalreflexionswinkel auf 1 springt und bis 90 Grad weiterverläuft.

Dies ist eine idealisierte Betrachtungsweise. Wir werden im Experiment eine stetige Kurve an der Totalreflexionsstelle sehen und versuchen für jeden Messdurchlauf diese Stelle mit zwei Geraden anzufitten.

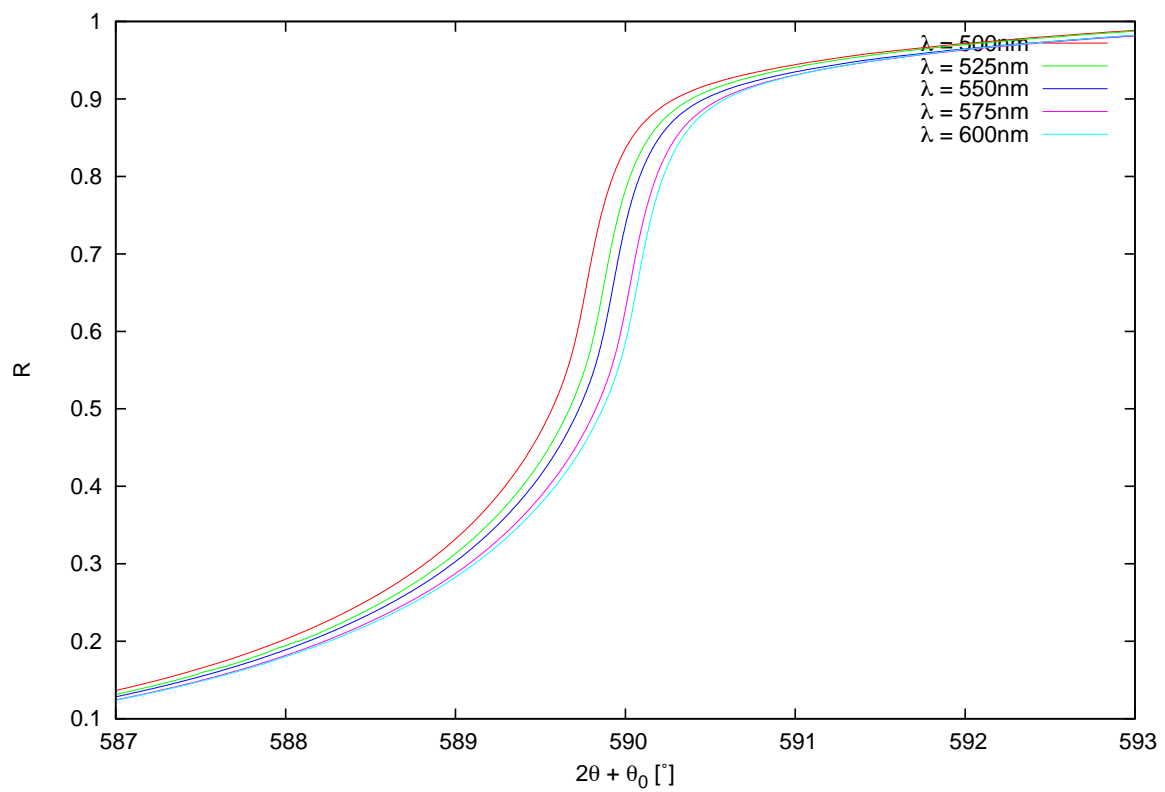


Abbildung 3.1: Gemessene Reflektivitäten  $R$  in Abhängigkeit der zu kalibrierenden Winkelangabe des Rotationstisches  $2\theta + \theta_0$  bei verschiedenen Wellenlängen  $\lambda$  einfallenden Lichts.

Wie man in Abbildung 3.1 sehen kann, verschiebt sich die Kurve bei höheren Wellenlängen in Richtung größeren Winkeln, was mit der Frequenzabhängigkeit der Permittivität von Glas  $\epsilon_{\text{Glas}}(\lambda)$  zusammenhängt.

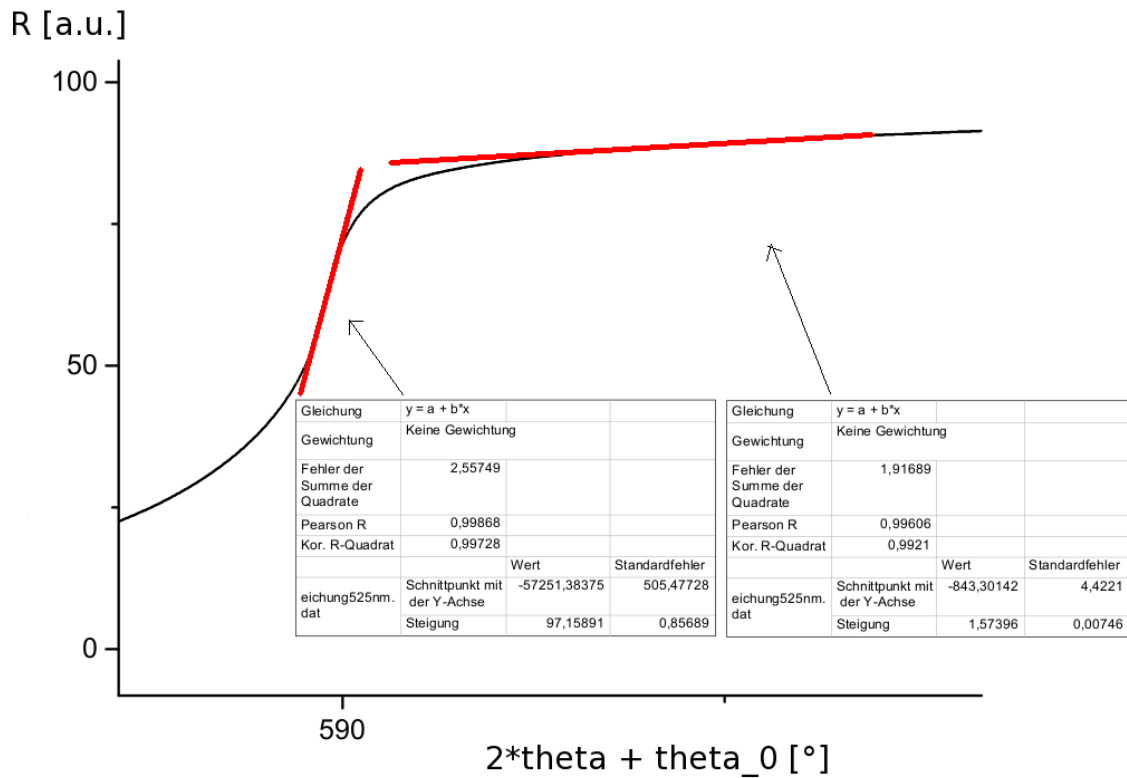


Abbildung 3.2: Gemessene Reflektivität  $R$  in Abhängigkeit der zu kalibrierenden Winkelangabe des Rotationstisches ( $2\theta + \theta_0$ ) bei Wellenlänge  $\lambda = 525\text{nm}$ . In Rot die linearen Regressionen zur Bestimmung des Totalreflexionswinkels.

In Abbildung 3.2 sieht man ein Beispiel für den Fit, den wir an allen fünf Messkurven durchgeführt haben. In Tabelle 3.1 sieht man nun die eingestellten Wellenlängen, den theoretischen Wert  $\theta_{\text{tot}}$  und experimentellen Wert  $\alpha_{\text{tot}}$  für die Totalreflexion, sowie den errechneten Offset  $\theta_0$ .

$\lambda$ [nm]	$\theta_{\text{tot}}$ [°]	$\alpha_{\text{tot}}$ [°]	$\theta_0$ [°]
500	43,14	590,05	503,77
525	43,19	590,10	503,72
550	43,23	590,19	503,73
575	43,27	590,30	503,76
600	43,30	590,19	503,73

Tabelle 3.1: Winkelangabe  $\alpha_{\text{tot}}$  des Rotationstisches bei Totalreflexion, Kalibrierungskonstante  $\theta_0$  bezüglich des theoretischen Totalreflexionswinkels und der damit berechnete gemessene Totalreflexionswinkel  $\theta_{\text{tot}}$ .

Die mittlere Kalibrierungskonstante, die wir ab nun berücksichtigen werden, lautet dann:  
 $\theta_0 = (503,74 \pm 0,02)^\circ$

## 3.2 Oberflächenplasmonen in glatten Silberfilmen

### 3.2.1 Verschiedene Probendicken

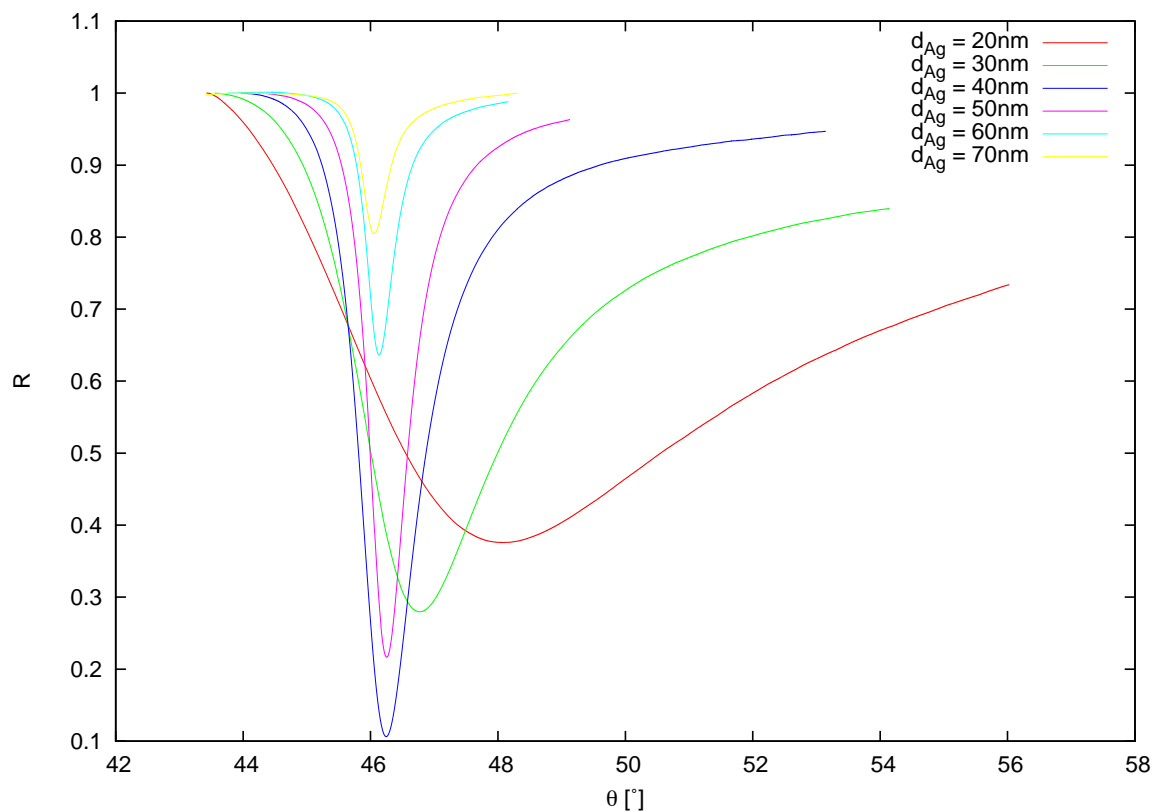


Abbildung 3.3: Gemessene Reflektivitäten  $R$  in Abhängigkeit des Einfallswinkels  $\theta$  bei verschiedenen Ag-Probendicken  $d$ .

In Abbildung 3.3 sind unsere Messdaten der Reflektivitäten bei verschiedenen Dicken  $d$  der Silberschicht dargestellt. Die Wellenlänge  $\lambda$  ist jeweils 550nm.

Mithilfe der Gleichungen (1.7), (1.5), (1.4) und (1.3) kann die Reflektivität  $R$  als Funktion des Einfallswinkels  $\theta$  in Abhängigkeit des Parameters  $d$  auch theoretisch berechnet werden.

Für jede der sechs Silberproben verschiedener Dicke machen wir einen Fit dieser Funktion an die Messdaten zur Bestimmung des Parameters  $d$ . Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.2 dargestellt.

$d_{\text{nom}}$ [nm]	$d$ [nm]
20	20,00
30	30,89
40	42,66
50	62,44
60	78,60
70	87,54

Tabelle 3.2: Angegebene Probendicken  $d_{\text{nom}}$  und experimentell bestimmte Probendicken  $d$

Für größere Schichtdicken weichen die von uns ermittelten Werte zunehmend von Werten, die auf den Packungen der Proben standen, ab. An den Silberproben waren viele schwarze Flecke zu sehen, die auf eine starke Oxidation der Probe hinweist. Da wir die vierte Gruppe waren, die diese Probe verwendet haben, könnte eine starke Verschmutzung die Abweichung der Schichtdicke vom angegebenen Wert erklären.

### 3.2.2 Permittivität von Silber

In Abbildung 3.4 sind unsere Messdaten der Reflektivitäten bei verschiedenen Wellenlängen  $\lambda$  des reflektierten Lichts und fester Probendicke  $d = 40\text{nm}$  dargestellt.

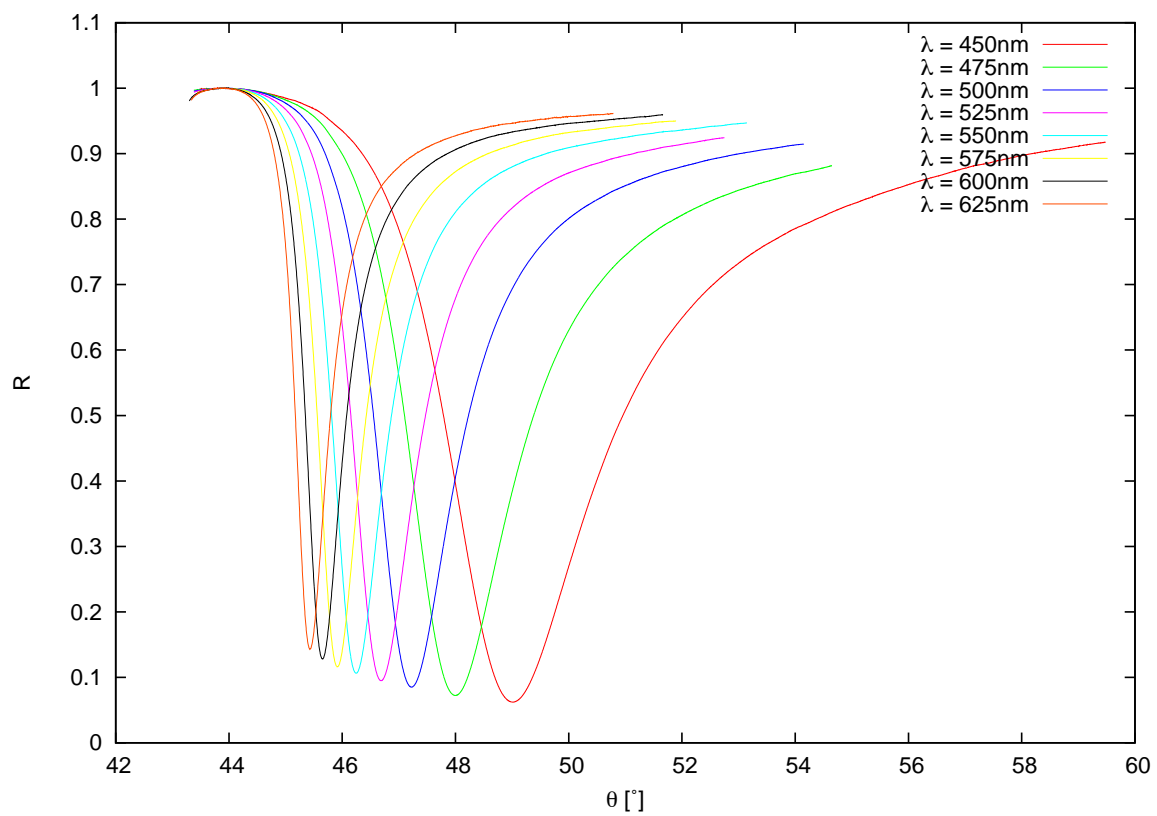


Abbildung 3.4: Gemessene Reflektivitäten  $R$  in Abhängigkeit des Einfallswinkels  $\theta$  bei verschiedenen Wellenlängen  $\lambda$  einfallenden Lichts.

Mithilfe der Gleichungen (1.7), (1.5), (1.4) und (1.3) kann die Reflektivität  $R$  wieder als Funktion des Einfallswinkels  $\theta$ , diesmal jedoch in Abhängigkeit des komplexen Parameters  $\epsilon_{Ag}$  theoretisch berechnet werden.

Wir machen also für jede Messung mit einer bestimmten Wellenlänge einen Fit dieser Funktion an die Messdaten zur Bestimmung der Parameter  $\Re(\epsilon_{Ag})$  und  $\Im(\epsilon_{Ag})$ .

Außerdem kennen wir mit der Näherungsformel (1.5) die theoretischen Verläufe von  $\lambda \mapsto \Re(\epsilon_{Ag})$  und  $\lambda \mapsto \Im(\epsilon_{Ag})$ .

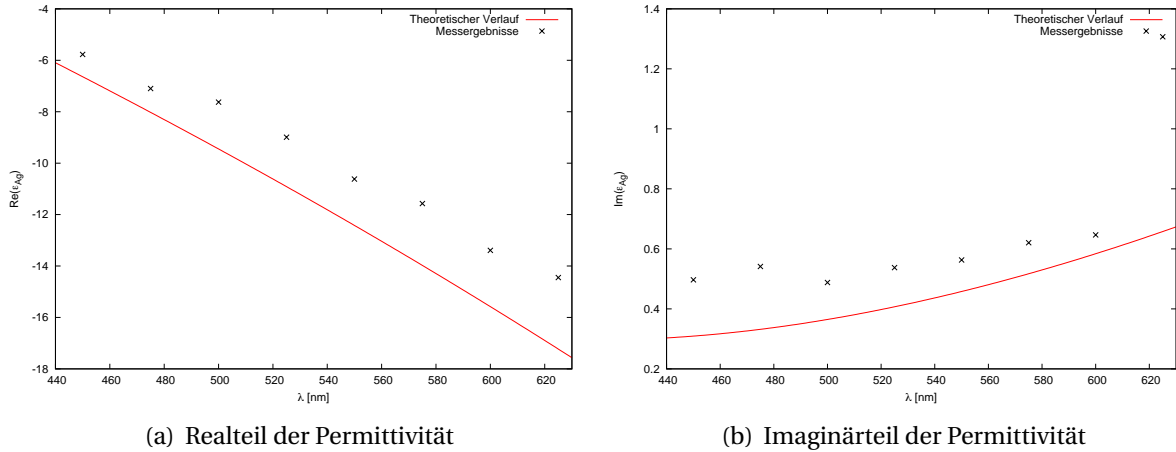


Abbildung 3.5: Experimentell bestimmte Werte für  $\epsilon_{Ag}$  zu verschiedenen Wellenlängen  $\lambda$  und theoretischer Verlauf  $\lambda \mapsto \epsilon_{Ag}$ .

### 3.2.3 Dispersionsrelation

Die Minima der Reflektivität in den Messkurven in Abbildung 3.4 entsprechen den Resonanzen der Oberflächenplasmonen. Wir gehen also davon aus, dass die entsprechende Kombination von Einfallswinkel  $\theta$  und Wellenlänge  $\lambda$  des einfallenden Lichts, die mit (1.3) einer Kombination von Impuls  $k$  und Kreisfrequenz  $\omega$  der Oberflächenplasmonen entspricht, ein Punkt der Dispersionsrelation der Plasmonen ist.

Die so experimentell bestimmten Punkte der Oberflächenplasmonendispersion sind in Abbildung 3.6 zusammen mit dem theoretischen Verlauf nach (1.1) dargestellt.

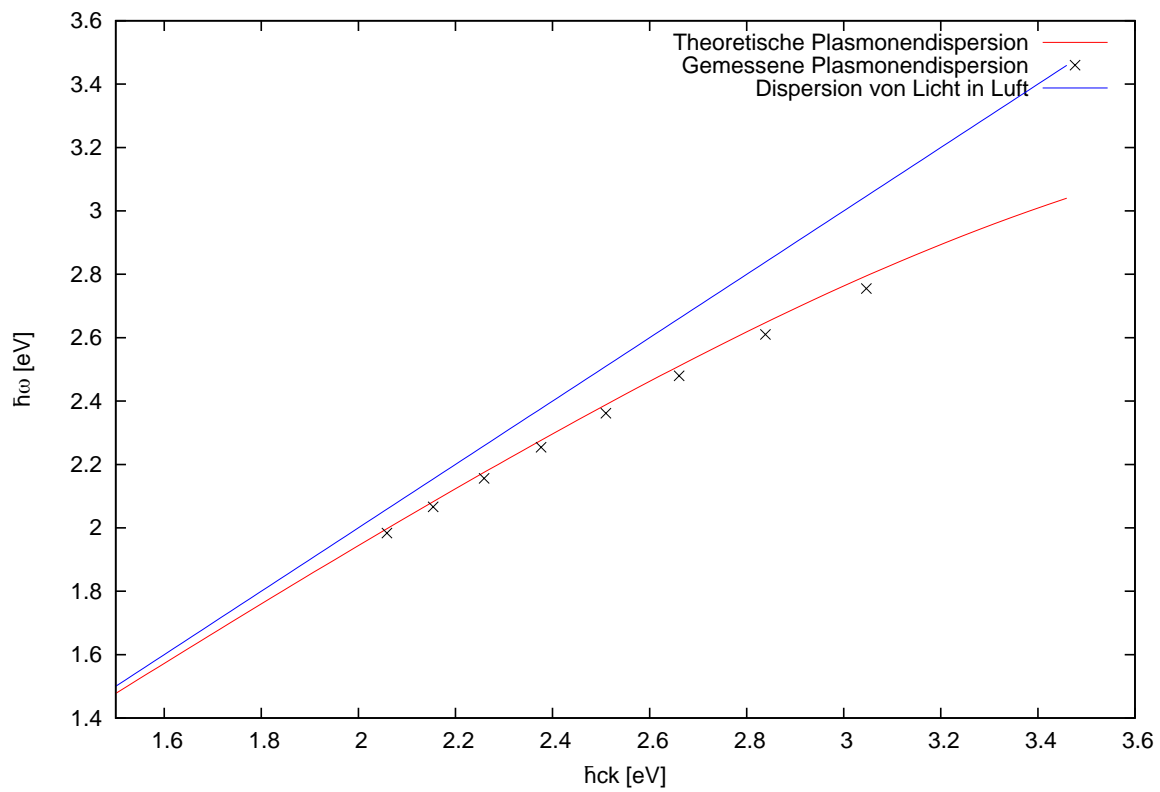


Abbildung 3.6: Experimentell bestimmte Punkte und theoretischer Verlauf der Oberflächenplasmonendispersion.



### 3.3 Oberflächenplasmonen in einer gittermodulierten Silberprobe

Für die Gitterkonstante der Probe erhalten wir  $a = 698 \text{ nm}$ , womit wir für die Oberflächenplasmonen eine Brillouinzonengröße von  $1,776 \frac{\text{eV}}{\hbar c}$  erwarten.

Wie oben erhalten wir aus den Minima der Reflektivitäten bei verschiedenen Wellenlängen einfallenden Lichts einzelne Punkte des Dispersionsgraphen, welche in Abbildung 3.7 zusammen mit der theoretischen Dispersionrelation (zum Teil um reziproke Gittervektoren zurück- bzw. vorgefaltet) dargestellt sind.

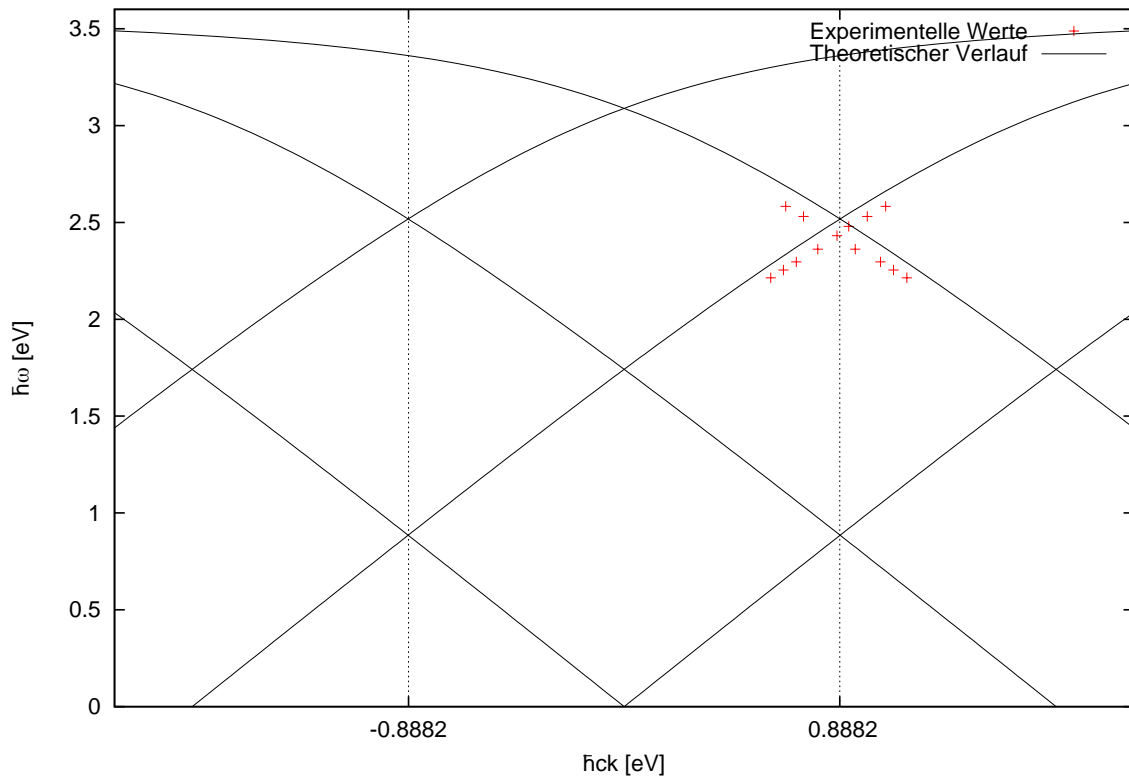


Abbildung 3.7: Experimentell bestimmte Punkte und theoretischer Verlauf der Oberflächenplasmonendispersion in der gittermodulierten Probe. Gestrichelt dargestellt ist der Brillouinzonengrenzenrand ermittelt aus der gemessenen Gitterkonstanten.

Man kann sehen, dass es eine leichte korrelierte Abweichung der experimentellen Werte von den theoretischen gibt. Bei unseren Berechnungen sind wir von einer Gitterprobe bestehend aus einer Silberschichtgitterstruktur ausgegangen und haben dementsprechend die Permittivität von Silber/Luft verwendet. Zur vereinfachten Produktion wurde aber ein Kunststoff verwendet, der natürlich eine Abweichung in der Permittivität hervorruft und damit auch eine systematische Fehlerquelle in den Messungen sein kann.

# 4

## 4.1

# Literaturverzeichnis

[1] *S. Mendach und M. Bröll*. Oberflächenplasmonen – Fortgeschrittenenpraktikum, Institut für Angewandte Physik, Universität Hamburg, Februar 2008.