

Protokoll

Oberflächenplasmonen

Cassian Plorin* Hannes Pahl†

Hamburg, den 20. August 2014

*cplorin@physnet.uni-hamburg.de

†hpahl@physnet.uni-hamburg.de

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	4
2 Theoretische Grundlagen	4
2.1 Plasmonen	4
2.2 Permittivität	5
2.3 Dispersionsrelationen	5
3 Versuchsbeschreibung	7
3.1 Anregung von Plasmonen durch Photonen	7
3.2 Aufbau und Durchführung	9
4 Auswertung	11
4.1 Totalreflexionswinkel	11
4.2 Schichtdickenabhängigkeit	13
4.3 Wellenlängenabhängigkeit	16
4.4 Gitterkonstante des periodisch modulierten Silberplättchens . .	22
4.5 Plasmonresonanzmessung am Gitter	23
5 Zusammenfassung	26
Literatur	27

1 Einleitung

Das folgende Protokoll wurde zum F-Praktikumsversuch „Oberflächenplasmonen“ erstellt. Im Versuch ging es darum, Oberflächenplasmonen auf diversen dünnen Silberschichten durch eingestrahltes Licht zu erzeugen. Je nach genauem Aufbau ist das Licht dazu in der Lage, Plasmonen an der Oberfläche resonant anregen. Durch diese Messung sollen die Dispersionsrelation für Oberflächenplasmonen und die wellenlängenabhängige Permittivität von Silber bestimmt werden. Zunächst wird kurz auf die theoretischen Hintergründe eingegangen und die Durchführung des Versuchs beschrieben, dann erfolgen die Auswertung der Messergebnisse sowie eine abschließende Diskussion.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Plasmonen

Das Drude-Modell beschreibt Metalle und ihre elektronischen Eigenschaften. Die Grundannahme ist, dass positiv geladene Atomrümpfe auf ihren Gitterplätzen sitzen, während sich die Valenzelektronen quasifrei durch das Metall bewegen können. Wegen dieser hohen Ladungsträgerdichte und der großen Beweglichkeit der Elektronen, deren Beschreibung einem Plasma gleicht, sind die meisten Metalle elektrisch so leitfähig. Plasmonen sind nun Ladungsträgerdichteschwankungen, die sich räumlich und zeitlich periodisch im Metall ausbreiten. Sie haben somit eindeutig Wellencharakter, können aber gemäß dem Welle-Teilchen-Dualismus auch als Quasiteilchen beschrieben werden. Sie haben eine Energie $\hbar\omega$ und einen Impuls $\hbar\vec{k}$, deren Beziehung über eine Dispersionsrelation $\omega(\vec{k})$ gegeben ist. Befindet sich diese Ladungsträgerdichteschwankung nun gerade am Rand eines metallischen Körpers, spricht man von einem Oberflächenplasmon. Es unterscheidet sich von einem Volumenplasmon insbesondere dadurch, dass der Wellenvektor einerseits gezwungenermaßen parallel liegt zur Oberfläche, andererseits aber die Elektronenkonzentrationsschwankungen auch außerhalb des Metallkörpers ein elektrisches Feld hervorrufen, das elektrische Feld also auch Komponenten transversal zum \vec{k} -Vektor hat. Durch diesen Umstand lassen sich Oberflächenplasmonen im Gegensatz zu den rein longitudinalen Volumenplasmonen durch Licht als transversale Welle anregen.

2.2 Permittivität

Die elektrische Permittivität gibt die Empfänglichkeit eines Mediums für elektromagnetische Störungen an. Parametrisiert durch einen komplexwertigen Tensor $\varepsilon(\omega)$ hat sie unter anderem Einfluss auf die Lichtbrechung und die Lichtgeschwindigkeit im Medium, wobei sie von der Frequenz der elektromagnetischen Strahlung abhängt. Ein etwaiger Imaginärteil erfasst Dämpfungsverluste des Lichts in nicht vollständig transparenten Medien. Auch Metallen kann eine elektrische Permittivität zugeordnet werden, das Lichtfeld ist allerdings wegen der durch das Drude-Modell der quasifreien Elektronen vorhergesagten hohen Dichte an freien Ladungsträgern, die mit den elektromagnetischen Wellen in Wechselwirkung treten können, stark gedämpft, sodass der Imaginärteil der Permittivität keinesfalls zu vernachlässigen ist. Für Luft ist die Permittivität in guter Näherung einfach $\varepsilon_{Luft}(\omega) = 1$. Für Glas und Silber kann man folgende empirische Näherungsformeln benutzen, wobei die Wellenlänge λ in Ångström eingesetzt wird:

$$\varepsilon_{Glas}(\lambda) = 2,979864 + \frac{877780,8}{\lambda^2 - 1060900} - \frac{84,06224}{96 - \lambda^2 * 10^{-8}} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon_{Silber}(\lambda) = & -219,945 - 0,0261695\lambda + 3,8559\sqrt{\lambda} + \frac{4857,2}{\sqrt{\lambda}} \\ & + i(7,139 + 0,001656\lambda - 0,2129\sqrt{\lambda}) \end{aligned} \quad (2)$$

2.3 Dispersionsrelationen

Eine Dispersionsrelation gibt allgemein an, wie sich Frequenz $\frac{\omega}{2\pi}$ und Wellenvektor \vec{k} einer Welle zueinander verhalten. Der eingängigste Fall ist die lineare Dispersion von Licht mit $\omega(\vec{k}) = \frac{c_0}{\sqrt{\varepsilon}}|\vec{k}|$ mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0 und der oben beschriebenen Permittivität ε . Auch Plasmonen haben eine Dispersionsrelation. Aus den Maxwellgleichungen und den daraus abgeleiteten Fresnel-Gleichungen kann man schließen, dass ein Oberflächenplasmon, das in x-Richtung an einer Grenzschicht zwischen Medien mit den Permittivitäten ε_1 und ε_2 propagierte, folgende Dispersionsrelation erfüllt:

$$k_x = \frac{w}{c_0} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \quad (3)$$

Damit nun ein Photon ein Oberflächenplasmon anregen kann, muss selbstverständlich Energie- und Impulserhaltung gelten. Dafür ist hinreichendes Kriterium, dass sich die Dispersionsrelationen schneiden, also Wellenvektor und Frequenz des anregenden und angeregten Quantums übereinstimmen. Fällt das Licht in einem Winkel θ zur Oberflächennormalen auf Metall, dann ergibt sich die auch als Lichtgerade bezeichnete Dispersionsrelation zu:

$$k_x = \frac{\sqrt{\varepsilon}\omega}{c_0} \sin(\theta) \quad (4)$$

3 Versuchsbeschreibung

3.1 Anregung von Plasmonen durch Photonen

Wenn man die Dispersionsrelationen für Photonen (Gleichung 4 mit $\varepsilon = \varepsilon_{Luft} = 1$) und für Plasmonen an der Grenzfläche von Silber und Luft (Gleichung 3 mit $\varepsilon_1 = \varepsilon_{Luft}$ und $\varepsilon_2 = \varepsilon_{Silber}$) in ein gemeinsames $\omega(k_x)$ -Diagramm aufträgt, sieht man, dass selbst beim größtmöglichen Einfallswinkel $\theta = 90^\circ$ die Lichtgerade oberhalb der Plasmonendispersion verläuft, also kein für eine Anregung nötiger Schnittpunkt existiert (siehe Abbildung 1). Abhilfe schafft die Verwendung eines Glasprismas auf der mit Photonen bestrahlten Seite, welches wegen seiner höheren Permittivität $\varepsilon_{Glas} > \varepsilon_{Luft}$ die Wellenzahl k_x der Photonen vergrößert und somit die Lichtgerade abflacht (siehe Abbildung 2). Dadurch kann eine evaneszente elektromagnetische Welle durch eine dünne Silberschicht propagieren und auf der gegenüberliegenden Seite an der Grenzschicht zwischen Silber und Luft ein Plasmon anregen. Dieser Trick zur Kopplung von Photonen und Plasmonen wird als Prismenkopplung bezeichnet.

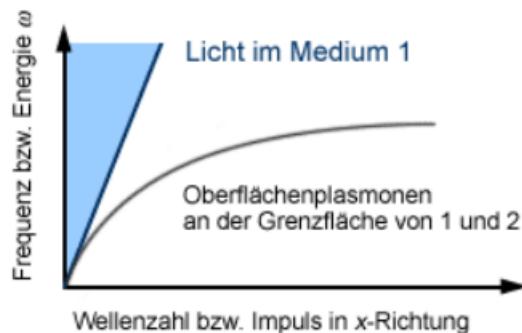


Abbildung 1: Die Dispersionsrelation der Oberflächenplasmonen an der Grenzfläche zwischen Luft und Silber schneidet sich nicht mit der Dispersionsrelation von Licht in Luft. [1]

Eine andere Möglichkeit zur Erzeugung von Schnittpunkten ist die Verwendung von periodisch oberflächenmodulierten Metallplättchen mit Gitterkonstante a . Rudimentär betrachtet verläuft die Dispersionsrelation der Oberflächenplasmonen ebenso wie bei der gewöhnlichen Metall-Luft-Grenzschicht. Allerdings besteht das Metallgitter im k -Raum aus einer Aneinanderreihung vieler Brillouin-Zonen. Analog der Phononen-Anregung in Kristallgittern gibt es somit einen Überlapp der Dispersionen benachbarter Brillouin-Zonen in die be-



Abbildung 2: Propagiert das Licht in einem optisch dichteren Medium wie Glas, dann kommt es zu einem Schnittpunkt der Dispersionsrelationen. [1]

trachtete Brillouin-Zone, sodass zu einem k_x -Wert mehrere mögliche ω -Werte aus verschiedenen Bändern gehören. Formal ergibt sich die Bandstruktur innerhalb einer Brillouin-Zone durch Addition eines ganzzahligen Vielfachen eines reziproken Gittervektors auf die Dispersionsrelation. In diesem reduzierten Zonenschema, das eine Brillouin-Zone von $-\frac{\pi}{a}$ bis $\frac{\pi}{a}$ mit zurückgeklappten Ästen der Dispersionsrelation beschreibt, existieren unter Umständen sogar multiple Schnittpunkte mit der Lichtgeraden, sodass an mehreren Punkten Kopplung zwischen Photonen und Oberflächenplasmonen auftritt.

3.2 Aufbau und Durchführung

Eine auf einer optischen Schiene befestigte Halogenlampe emittiert ein kontinuierliches Lichtspektrum. Nach dem Durchtritt durch eine Blende und eine Linse wird der Lichtstrahl in einem Monochromator gefiltert. Lediglich eine eingestellte Wellenlänge kann den Filter passieren. Nach dem Monochromator folgt im Strahlengang ein lichtdicht zu verschließender Holzkasten, in dem sich auf einem motorisiert angetriebenen Drehtisch ein Plateau befindet, auf das im ersten Versuchsteil ein halbrundes Glasprisma gelegt wird. Der Lichtstrahl trifft auf das Glasprisma, wird an der ebenen Rückseite reflektiert und trifft dann auf einen Photomultiplier zur Detektion der Lichtintensität. Der Photomultiplier wird automatisch um den doppelten Winkel des Prismas gedreht, damit der Lichtstrahl auf den Eingangsspalt trifft. Der Aufbau ist schematisch in Abbildung 3 zu sehen.

Mit diesem Aufbau wird zunächst für verschiedene Wellenlängen der Totalreflexionswinkel bestimmt, indem der Winkel variiert wird und gemessen wird, ab welchem Winkel die reflektierte Intensität maximal wird. Damit lässt sich eine Skalierung der Winkelanzeige am Drehtisch errechnen. Danach wird an die Rückseite des Prismas unter Verwendung eines Immersionsöls ein dünner Silberfilm angebracht. Neben der gewöhnlichen Reflexion am Glas können nun wie oben beschrieben Oberflächenplasmonen resonant angeregt werden. Dies macht sich in einem Einbruch der detektierten reflektierten Intensität bemerkbar. Für verschiedene Schichtdicken im Bereich von 20nm bis 70nm wird die winkelabhängige Reflektivität bei konstanter Wellenlänge aufgenommen. Im Anschluss wurde bei einer festen Schichtdicke die Wellenlänge des Lichts variiert.

Im nächsten Versuchsteil kommt statt des einfachen Silberplättchens ein periodisch gittermoduliertes Silberplättchen mit einer Gitterkonstanten von etwa 700nm zum Einsatz. Um die genaue Gitterkonstante zu determinieren, wird mittels eines Helium-Neon-Lasers ($\lambda = 632,8\text{nm}$) ein Interferenzbild erzeugt und der Winkel zwischen dem Hauptmaximum und dem ersten Interferenzmaximum bestimmt. Schließlich kann nach erneuter Justage, die durch das Einbauen des Lasers nötig wurde, die winkelabhängige Reflektivität im Versuchsaufbau mit Gitter für verschiedene Wellenlängen gemessen werden. Das Gitter muss dabei nicht wie das einfache Plättchen an dem Glasprisma befestigt werden, da im reduzierten Zonenschema wie oben beschrieben

Schnittpunkte der Dispersionsrelationen für Photonen und Oberflächenplasmonen zwischen Silber und Luft existieren.

Für die Auswertung jeder Messung müssen bei der Datenaufnahme Eich-peaks gesetzt werden, damit die Software Referenzpunkte hat und eine Vorskalierung der Winkelachse vornehmen kann. Später muss diese noch durch den mittels der Totalreflexionswinkel bestimmten Winkel-Offset umskaliert werden. Mittels eines zumindest teilweise selbstgeschriebenen Mathematica-Skriptes, welches für die Messung, bei denen das Glasprisma verwendet wurde, die am Photomultiplier an kommende Lichtintensität an die theoretisch erwartete Reflektivität fittet, werden als Parameter die Schichtdicke des Silberplättchens sowie Real- und Imaginärteil seiner Permittivität berechnet.

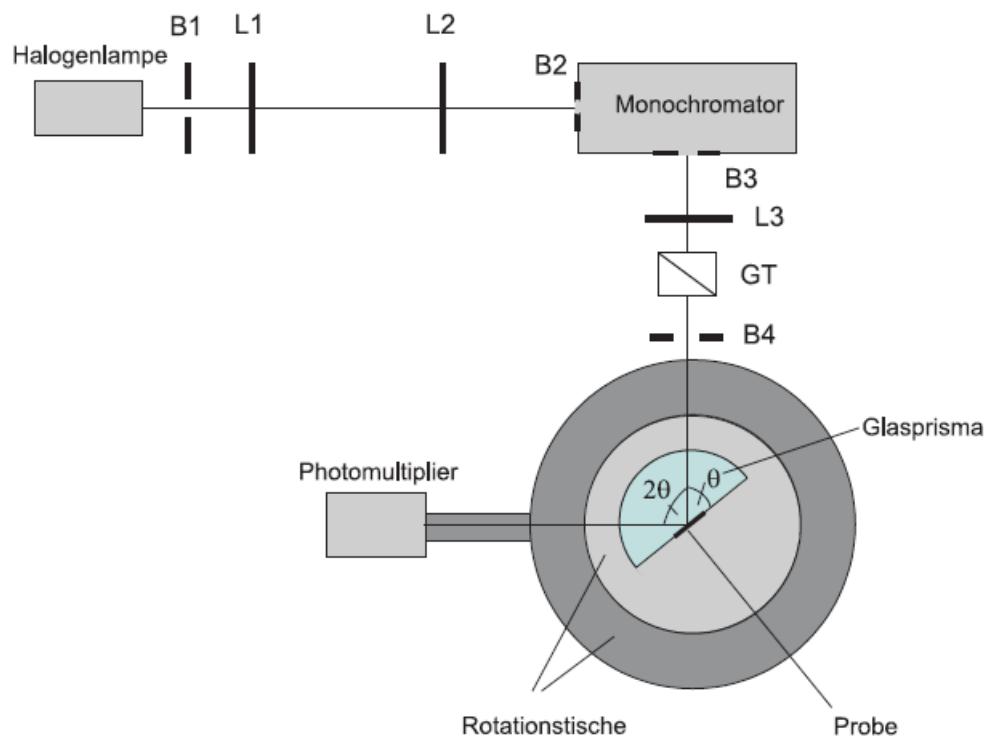


Abbildung 3: Versuchsaufbau mit Linsen L_i , Blenden B_i und einem Polarisator GT (Glan-Thompson-Prisma). [2]

4 Auswertung

4.1 Totalreflexionswinkel

Für Wellenlängen zwischen 490nm und 610nm wurde die am Photomultiplier antreffende Intensität über den am Drehtisch angezeigten Winkel gemessen. Die Reflektivitäten sind in Abbildung 4 zu sehen. Man kann gut erkennen, dass sich die Totalreflexionskante, also der Bereich, ab dem die Reflektivität auf nahezu 1 steigt, von kurzen Wellenlängen zu langen Wellenlängen etwas verschiebt. Wie in Abbildung 5 gezeigt ist, wurde als experimentell gewonnener Totalreflexionswinkel α_{exp} der Schnittpunkt zweier an die Reflektivität angefittete Geraden gewählt. Dieses Verfahren wurde für alle fünf Wellenlängen durchgeführt und die konstruierten Totalreflexionswinkel in Tabelle 1 mit den theoretisch erwarteten Winkeln verglichen.

Der theoretische Wert für den Totalreflexionswinkel berechnet sich als

$$\theta_{Total} = \arcsin\left(\sqrt{\frac{\varepsilon_{Luft}}{\varepsilon_{Glas}(\lambda)}}\right), \quad (5)$$

wobei die wellenlängenabhängige Permittivität von Glas aus der empirischen Formel 1 gewonnen wird. In der dritten Spalte der Tabelle 1 findet sich die Differenz aus dem experimentell gewonnenen zur Totalreflexionskante gehörenden Winkel α_{exp} und dem zweifachen Totalreflexionswinkel θ_{Total} , weil der Drehtisch den Winkel des Photomultipliers und somit den doppelten Winkel des Plateaus mit dem Prisma anzeigt. Diese Differenz sollte für alle Wellenlängen gleich sein und den Winkel-Offset ergeben:

Tabelle 1: Bestimmung des Winkel-Offsets
durch die Totalreflexionskanten

λ in nm	θ_{Total} in °	α_{exp} in °	$\alpha_{exp} - 2\theta_{Total}$ in °
490	43,12113	589,71327	503,47101
520	43,18065	589,83805	503,47675
550	43,23123	589,93846	503,47600
580	43,27477	590,03714	503,48760
610	43,3127	590,09195	503,46655

$$\alpha_{Offset} = (503,476 \pm 0,007)^\circ$$

Der Fehler dieser Größe ergibt sich dabei als mittlere quadratische Abweichung der einzelnen Messergebnisse. Nachfolgend wurde nun von der gemessenen Winkelachse stets dieser Offset abgezogen und durch zwei geteilt, damit über den Winkel des Prismatisches aufgetragen wird: $\theta = \frac{\alpha - \alpha_{Offset}}{2}$.

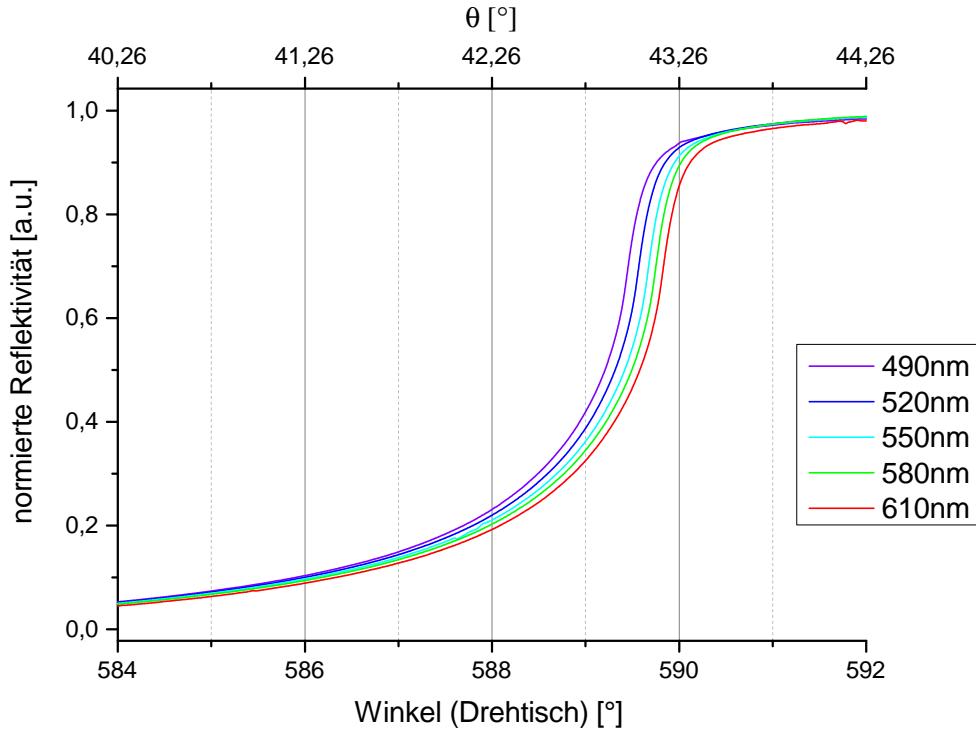


Abbildung 4: Die Reflektivität r_{012} aufgetragen über dem am Drehtisch angezeigten Winkel α für verschiedene Wellenlängen des einfallenden Lichts.

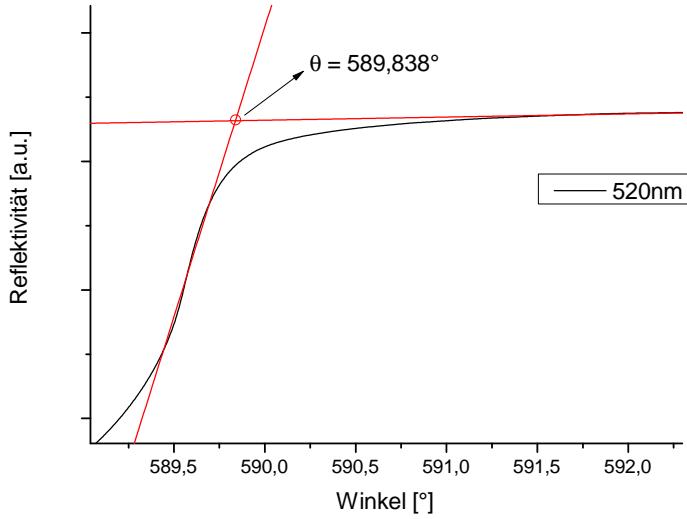


Abbildung 5: Konstruktion des Totalreflexionswinkels $\alpha_{exp.}$.

4.2 Schichtdickenabhängigkeit

Nun wurden Silberplättchen an das Glasprisma angebracht, sodass Oberflächenplasmonen resonant angeregt werden können. Für verschiedene Schichtdicken von angegebenen 20nm bis 70nm wurde die Reflektivität bei einer gleichbleibenden Wellenlänge von 550nm in einem ausreichend großen Winkelbereich durchgemessen, sodass man einen der Plasmonenanregung zuzuschreibenden Einbruch des Signals erkennt. Die Messerergebnisse sind in Abbildung 6 zu sehen.

Bei einer großen Schichtdicke tritt die Plasmonenresonanz offensichtlich bei kleineren Inzidenzwinkeln auf, was eine Verringerung der zu $\sin(\theta)$ proportionalen k_x -Komponente und bei gleichbleibendem $|\vec{k}|^2 = k_x^2 + k_z^2$ natürlich eine Vergrößerung der k_z -Komponente zur Folge hat. Die Höhe der herausgeschnittenen Peaks gibt an, wie stark Photonen und Oberflächenplasmonen aneinander koppeln. Für große Schichtdicken muss das evaneszente Lichtfeld eine lange abschwächende Strecke durch das Metall zurücklegen, sodass das auf der gegenüberliegenden Seite ankommende Lichtfeld und somit die Kopplung gering ausgeprägt ist. Bei zu kleinen Schichtdicken koppeln die Plasmonen verstärkt an die Photonen, sodass sie instantan wieder zu Photonen zerfallen. Dies hat eine Verbreiterung des Resonanzpeaks und damit eine Verringerung seiner Höhe zur Folge.

Mittels des Mathematica-Skriptes wurde der gemessene Kurvenverlauf in einem möglichst störungsfreien Ausschnitt an die theoretisch erwartete Reflektivität

$$r_{012} = \frac{r_{01} + r_{12}e^{2ik_{z1}d}}{1 + r_{01} + r_{12}e^{2ik_{z1}d}}$$

gefittet mit aus den Fresnel-Gleichungen gewonnenen

$$r_{01} = \frac{\varepsilon_{Silber} k_{z,Glas} - \varepsilon_{Glas} k_{z,Silber}}{\varepsilon_{Silber} k_{z,Glas} + \varepsilon_{Glas} k_{z,Silber}}$$

und

$$r_{12} = \frac{\varepsilon_{Luft} k_{z,Silber} - \varepsilon_{Silber} k_{z,Luft}}{\varepsilon_{Luft} k_{z,Silber} + \varepsilon_{Silber} k_{z,Luft}}.$$

Dabei ergeben sich die k_z -Komponenten der Wellenvektoren des Lichts mittels

$$k_{z,Medium} = \sqrt{\varepsilon_{Medium} \frac{\omega^2}{c_0^2} - k_x^2}.$$

Die k_x -Komponenten sind parallel zur Grenzschicht ausgerichtet, daher bleiben sie in jedem Medium unverändert. Für jeden Fit wird die gemessene Reflektivität so normiert, dass ihr Maximalwert knapp unter 1 liegt und der Fit sich visuell gut an die Messdaten anschmiegt.

Das Mathematica-Skript passt in diesen Formeln die Parameter d , $Re(\varepsilon_{Silber})$ und $Im(\varepsilon_{Silber})$ so an, dass die gemessene Reflektivitätskurve gut beschrieben wird. In Tabelle 2 sind die angegebenen Schichtdicken den durch das Skript ermittelten Dicken gegenübergestellt. Man erkennt deutlich, dass nur für die kleinen Schichtdicken akzeptable Übereinstimmungen auftreten. Bei den größeren Schichtdicken ist die Peakhöhe so klein, dass der Fit sehr fehleranfällig wird. Hier liefert das Skript leider lediglich eine richtige Einschätzung der Größenordnung.

Augrund des guten Kompromisses aus einer scharfen Peakbreite und einer ausgeprägten Peakhöhe wurde für die nachfolgenden Messungen das Silberplättchen mit einer Schichtdicke von 50nm gewählt.

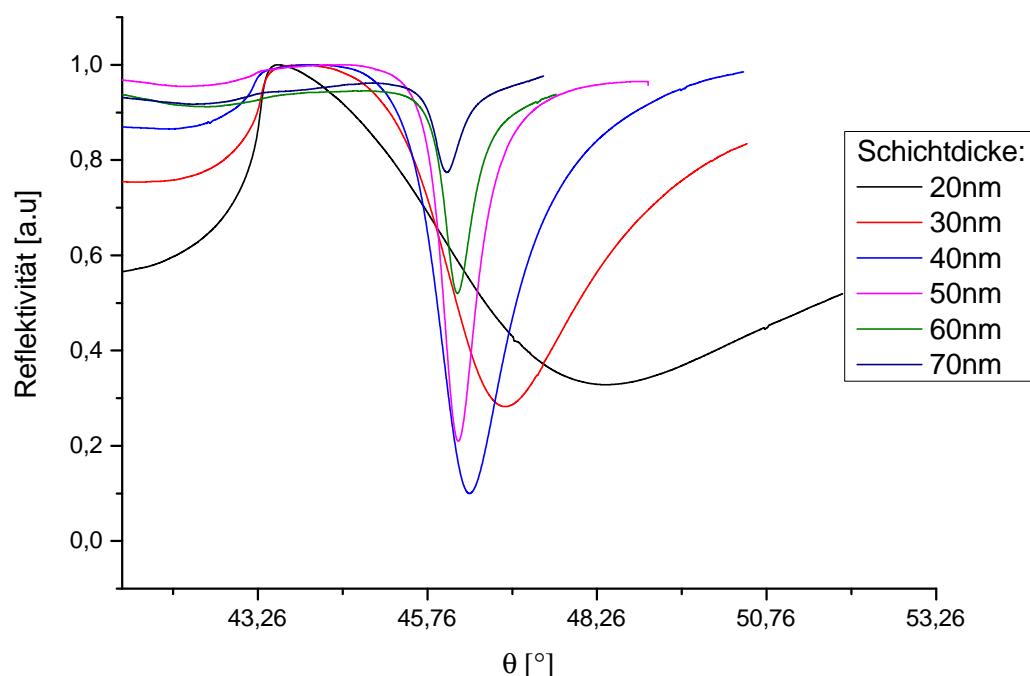


Abbildung 6: Winkelabhängige Reflektivität um den Plasmon-Resonanz-Peak herum für verschiedene Schichtdicken des Silberplättchens. Wellenlänge des anregenden Lichts $\lambda = 550nm$.

Tabelle 2: Vergleich der angegebenen und mittels Skript berechneten Schichtdicken

Angegebene Schichtdicke in nm	Ermittelte Schichtdicke in nm	Abweichung in nm	Abweichung in Prozent
20	25,4	5,4	27,0
30	33,6	3,6	12,0
40	42,3	2,3	5,8
50	52,1	2,1	4,2
60	74,9	14,9	24,8
70	87,7	17,7	25,3

4.3 Wellenlängenabhängigkeit

Ebenso wie zuvor wird der interessante Bereich der Oberflächenplasmonenresonanz-Anregung knapp oberhalb der Totalreflexionskante vermessen. Dieses Mal wird bei konstanter Schichtdicke von 50nm die Wellenlänge des anregenden Lichts zwischen 490nm und 610nm variiert. Abbildung 7 stellt die Messergebnisse dar. Bei einer kleinen Wellenlänge des Lichts ist $|\vec{k}|^2 = \frac{2\pi}{\lambda}$ groß, sodass ein größerer Inzidenzwinkel für die Plasmonenresonanz nötig wird.

Für jede Wellenlänge werden mit dem Mathematica-Skript die Fit-Parameter bestimmt. Die Abbildungen 8 und 9 sowie die Tabelle 3 zeigen die ermittelten Werte für Real- und Imaginärteil der Permittivität von Silber neben den aus Gleichung 2 berechneten.

Tabelle 3: Vergleich von den experimentell gewonnenen Real- und Imaginärteilen der Permittivität von Silber mit den theoretischen Werten

λ in nm	$Re(\varepsilon_{Silber,exp})$	$Im(\varepsilon_{Silber,exp})$	$Re(\varepsilon_{Silber,theo})$	$Im(\varepsilon_{Silber,theo})$
490	-7,6	0,29	-8,9	0,35
520	-9,4	0,33	-10,6	0,40
550	-10,7	0,33	-12,4	0,46
580	-12,6	0,37	-14,3	0,53
610	-14,0	0,38	-16,2	0,61

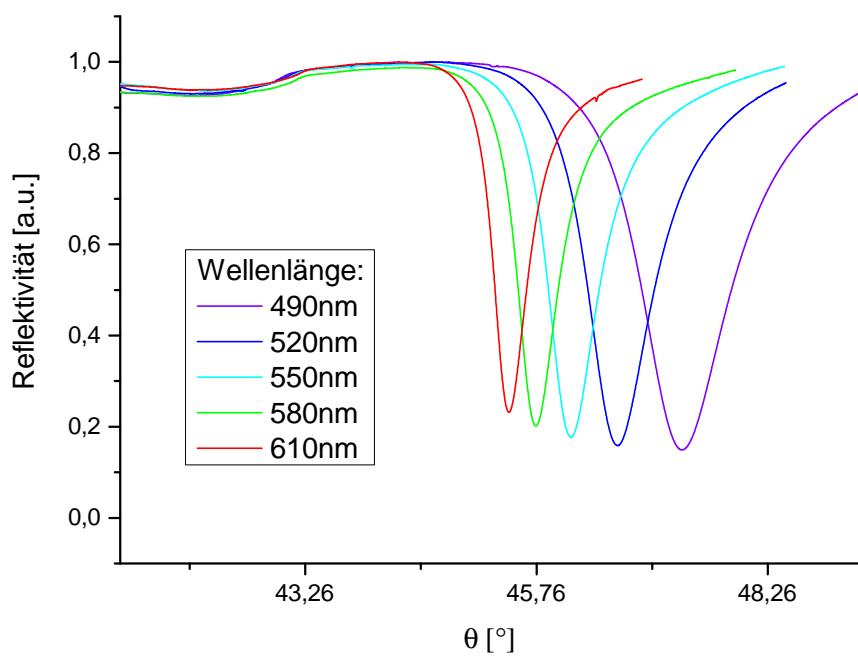


Abbildung 7: Winkelabhängige Reflektivität um den Plasmonresonanz-Peak herum für verschiedene Wellenlängen. Dicke des Silberplättchens $d = 50\text{nm}$.

4 Auswertung

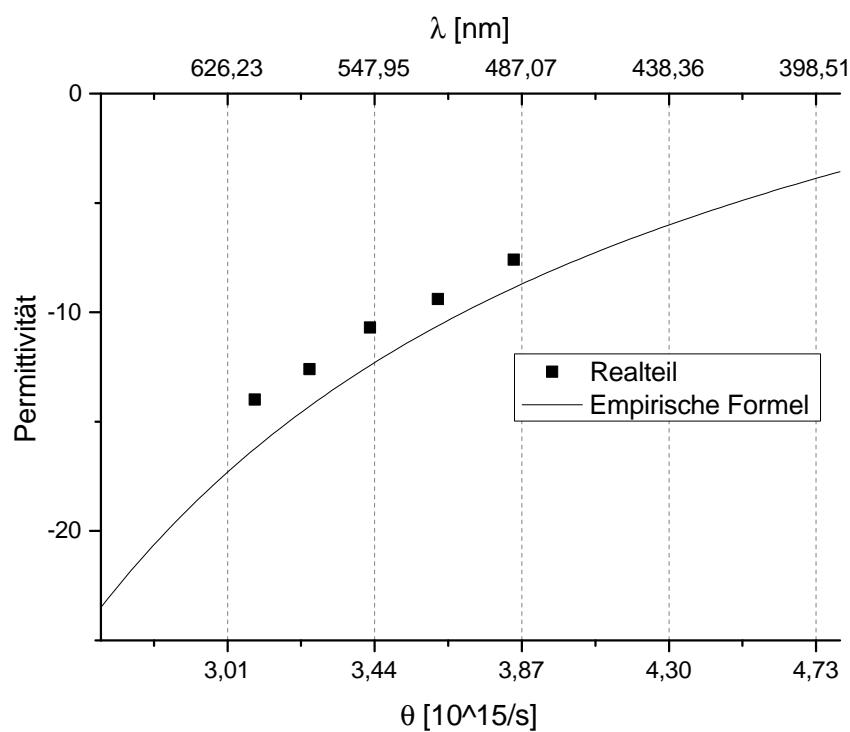


Abbildung 8: Realteil der Permittivität von Silber.

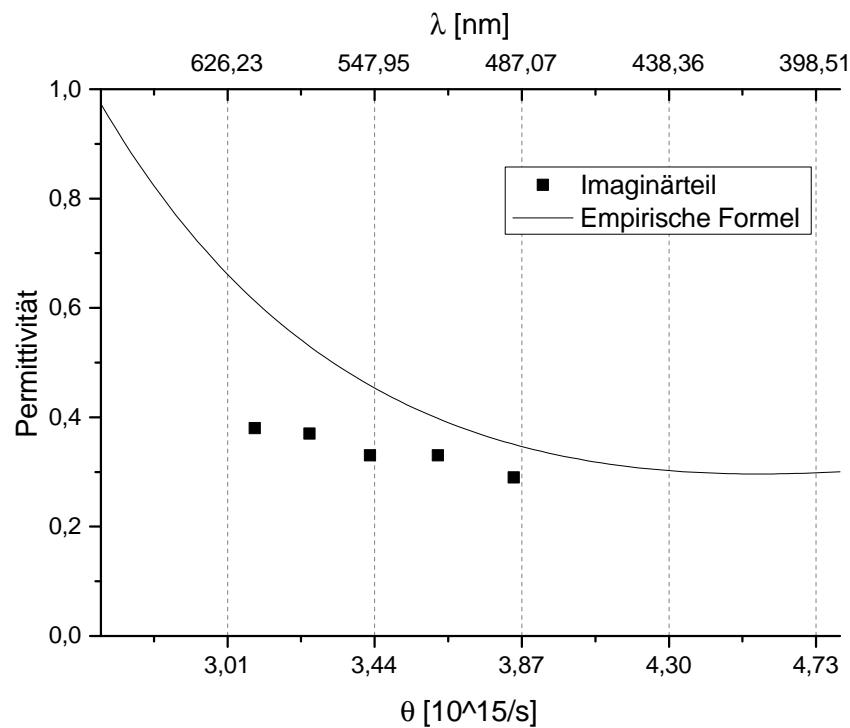


Abbildung 9: Imaginärteil der Permittivität von Silber.

Es ist ersichtlich, dass die vom Skript gelieferten Fit-Parameter dem theoretischen Verlauf der Permittivität in zufriedenstellendem Maße entsprechen. Dass die ermittelten Werte nicht genau auf der Kurve liegen, sondern um einen mehr oder weniger konstanten Abstand verschoben sind, deutet auf einen geringen systematischen Messfehler hin. Beispielsweise könnten sich kleine Ablagerungen auf dem Silberplättchen angesammelt haben, die die Permittivität ein wenig abändern. Auch die Luftfeuchtigkeit kann einen Einfluss darauf haben. Dass der Fit mit Mathematica bei diesen Messungen immer eine Schichtdicke von etwa 50nm ergeben hat, kann als Indiz für die Robustheit und Zuverlässigkeit der Methode aufgefasst werden.

Mit der Vermessung der wellenlängenabhängigen Position der Resonanzen kann nun auf die Schnittpunkte der Dispersionsrelationen von Licht in Luft mit der Plasmonenanregung an der Grenzschicht zwischen Silber und Luft geschlossen werden. In Tabelle 4 sind die bestimmten Reflektivitätsminima aufgetragen. Die Permittivität von Glas wird aus Gleichung 1 gewonnen. Die Kreisfrequenz des Lichts kann berechnet werden durch $\omega = \frac{2\pi c_0}{\lambda}$, k_x mit der Gleichung 4.

Tabelle 4: Plasmonresonanzpeaks und daraus berechnete k_x -Komponenten des Wellenvektors

λ in nm	ω in $10^{15} Hz$	$\varepsilon_{Glas}(\lambda)$	θ_{min} in °	k_x in $\frac{1}{\mu m}$
490	3,847	2,1403	47,334	13,794
520	3,625	2,1355	46,638	12,838
550	3,427	2,1315	46,135	12,025
580	3,250	2,1281	45,755	11,321
610	3,090	2,1251	45,463	10,703

Trägt man diese Punkte wie in Abbildung 10 geschehen in ein Diagramm $\hbar k_x c \mapsto \hbar \omega$ ein, so lässt sich die experimentell ermittelte Dispersionsrelation für Oberflächenplasmonen mit der aus Gleichung 3 vergleichen. Dazu wird $\varepsilon_1 = \varepsilon_{Luft} = 1$ und $\varepsilon_2 = Re(\varepsilon_{Silber}(\lambda))$ gesetzt.

Abbildung 11 zeigt einen aufgenommenen Reflektivitätsverlauf (schwarz) und den Plot des Fits (blau), der gemäß der Gleichungen für r_{012} erstellt wur-

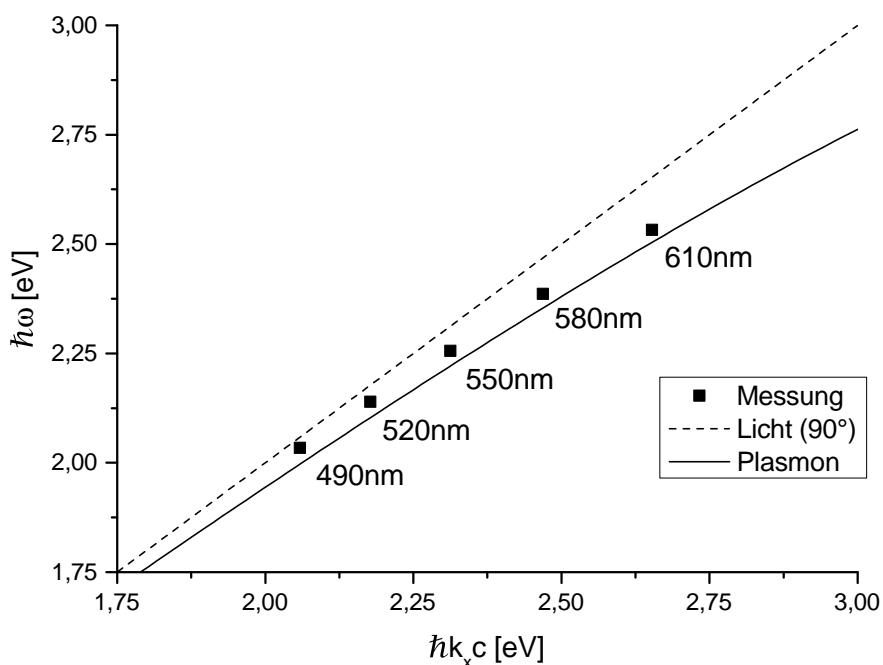


Abbildung 10: Experimentell gewonnene und theoretische Dispersionsrelation für Oberflächenplasmonen an der glatten Grenzschicht zwischen Silber und Luft.

de. Die Messung wurde bei einer Wellenlänge von 550nm und einer Silberschichtdicke von 50nm aufgenommen. Der Peak wird in seinem Verlauf sehr gut vom Fit beschrieben, allerdings ist das theoretisch vorhergesagte Ansteigen der Reflektivität vor dem Peak nicht genau so gemessen worden, sodass der nachempfundene theoretische Plot dort von der realen Messung abweicht. Man erkennt gut, dass die Reflektivität in der Messung auf einen Wert normiert wurde, der wenig unter 1 liegt. Eventuell hätte man doch einen noch etwas größeren Wert wählen können und hätte eine noch bessere Übereinstimmung der Messung mit der Theorie erzielt. Jedoch ist auch schon so das aus dem Fit-Parameter gewonnene Resultat für die Schichtdicke mit 52,1nm statt der angegebenen 50nm durchaus zufriedenstellend.

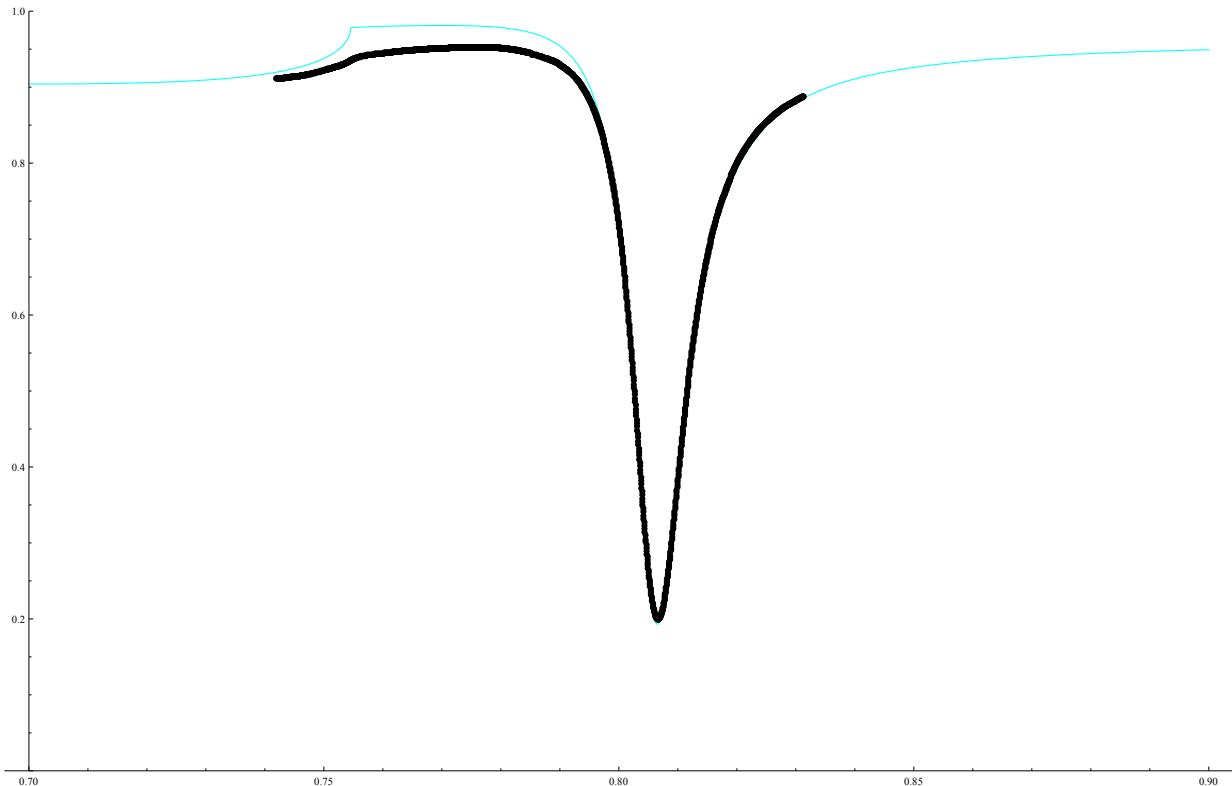


Abbildung 11: Bildschirmaufnahme vom Plot des Mathematica-Skriptes. Auf der horizontalen Achse ist der Drehtisch-Winkel im Bogenmaß angegeben, auf der vertikalen Achse die normierte Reflektivität r_{012} .

4.4 Gitterkonstante des periodisch modulierten Silberplättchens

Im Folgenden wurde der Tisch mit dem Glasprisma durch ein gitterperiodisch moduliertes Silberplättchen ersetzt. Wie eingangs erwähnt wurde die Gitterkonstante des Silberplättchens, die zu $a = 700\text{nm}$ angegeben war, durch das reflektierte Interferenzmuster eines Helium-Neon-Lasers vermessen. Dazu wurden bei senkrechter Inzidenz des Laserstrahls auf das Gitter einerseits ein Interferenzmaximum erster Ordnung markiert und andererseits die Drehtisch-Winkelangabe notiert: $\varphi_0 = 358, 29^\circ$. Dann wurde der Drehtisch soweit verdreht, bis das nullte Hauptmaximum dorthin reflektiert wurde, wo zuvor die erste Beugungsordnung sichtbar war. Dies geschah bei $\varphi_1 = 423, 06^\circ$. Der Drehwinkel des Gitters entspricht der Hälfte der Differenz von φ_0 und φ_1 , aber da der Strahl bei der Reflexion am Gitter mit dem gleichen Winkel zum Lot einfällt wie ausfällt, ist der Beugungswinkel das doppelte des Drehwinkels des Gitters. So ergibt sich, dass der Beugungswinkel einfach die Differenz beider Winkelangaben ist. Mit dem hinlänglich bekannten Kriterium für konstruktive Interferenz, welches sowohl für Transmissions- als auch für Reflexionsgitter Gültigkeit besitzt, kann nun die Gitterkonstante a bestimmt werden:

$$n\lambda = a \sin(\varphi_1 - \varphi_0)$$
$$a = \frac{n\lambda}{\sin(\varphi_1 - \varphi_0)} = \frac{1 * 632, 8\text{nm}}{\sin(423, 06^\circ - 358, 29^\circ)} \approx 699, 5\text{nm}$$

Diese Messung bestätigt die Angabe von $a = 700\text{nm}$.

4.5 Plasmonresonanzmessung am Gitter

Mit dem Monochromator wurden verschiedene Wellenlängen zwischen 470nm und 570nm ausgewählt und die vom Gitter auf den Photomultiplier reflektierte Lichtintensität detektiert. Dabei wurde die nulle Beugungsordnung des Lichtreflexes vermessen. Die Messergebnisse sind in Abbildung 12 und Tabelle 5 zu finden. Aufgrund des oben beschriebenen Zurückklappens der Dispersionsrelationen höherer Bänder in die erste Brillouin-Zone kann es wegen des monotonen Steigens der Dispersionsrelation für Plasmonen zu einer festen Lichtfrequenz höchstens zwei Schnittpunkte zwischen Lichtgerade und Plasmondispersion geben. In Abbildung 13 ist die Dispersionsrelation für Oberflächenplasmonen an der Grenzschicht zwischen Silber und Luft für einen etwas mehr als die erste Brillouin-Zone von $-\frac{\pi}{a}$ bis $\frac{\pi}{a}$ einschließenden Bereich eingezeichnet. Der Bandindex n gibt an, wie viele reziproke Gittervektoren der Ursprung eines Dispersions-Astes entfernt liegt. Eine feste Lichtfrequenz entspricht einer horizontalen Linie. Außerdem ist eine exemplarische Lichtgerade für einen Einfallsinkel von $\theta = 34,73^\circ$ eingezeichnet. Der Verlauf der sich schneidenden Dispersionsbänder ist schön zu erkennen. Man sieht, dass es nun zu den meisten Frequenzen zwei Resonanzpeaks gibt, die aufeinander zu laufen. Bei $\lambda \approx 505\text{nm}$ treffen sich die Peaks (markiert durch ein blaues Dreieck), danach trennen sie sich wieder. Dieses Verhalten spiegelt sich in der Kreuzform der Messpunkte wieder. Bei ungefähr $\omega = \frac{2\pi c_0}{\lambda} \approx 3,77 * 10^{15}\text{Hz}$ laufen beide Äste der Dispersionsrelationen durch einen gemeinsamen Punkt, die Lichtgerade hat deshalb nur einen Schnittpunkt.

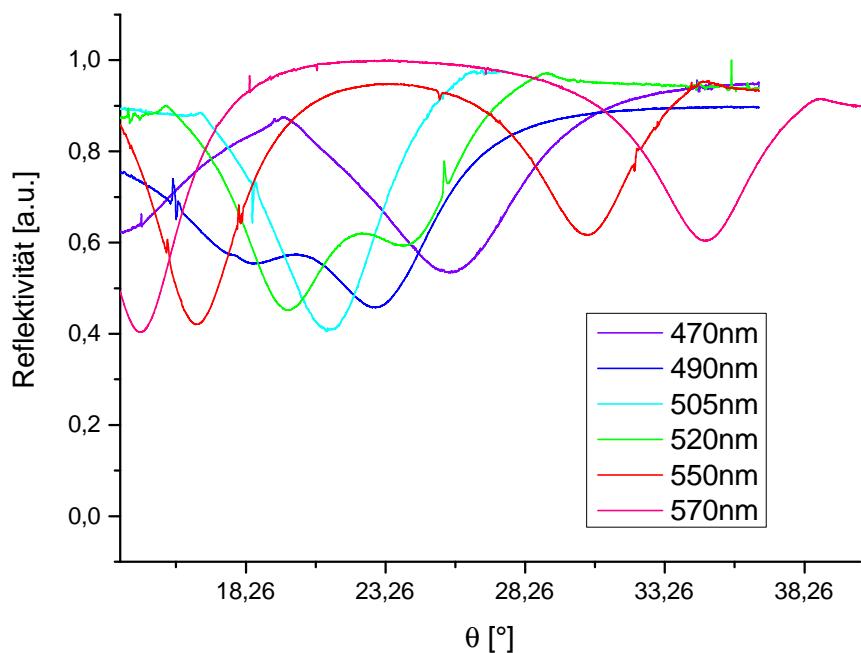


Abbildung 12: Verlauf der Reflektivität in Abhängigkeit vom Drehwinkel des Gitters für verschiedene Wellenlängen.

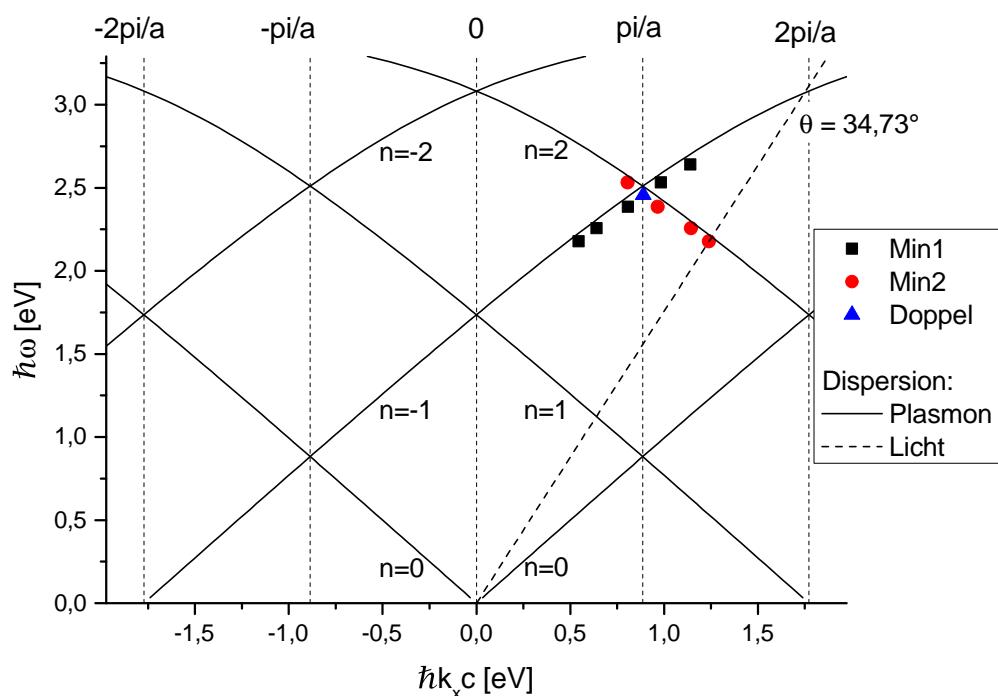


Abbildung 13: Experimentell gewonnene und theoretische Dispersionsrelation für Oberflächenplasmonen an der gitterperiodisch modulierten Grenzschicht zwischen Silber und Luft.

Tabelle 5: Plasmonresonanzpeaks am Gitter für verschiedene Wellenlängen

λ in nm	$\theta_{min,1}$ in °	$\theta_{min,2}$ in °	k_{x1} in $\frac{1}{\mu m}$	k_{x2} in $\frac{1}{\mu m}$
470	25,592	—	5,775	—
490	22,909	18,472	4,992	4,063
505	21,145	21,145	4,488	4,488
520	19,704	23,918	4,074	4,899
550	16,469	30,426	3,239	5,785
570	14,518	34,670	2,716	6,162

5 Zusammenfassung

Insgesamt hat der Versuch ergeben, dass es mit einfachen Messaufbauten realisierbar ist, Oberflächenplasmonen an Silber durch einfallendes Licht anzuregen. Neben dem eigentlichen Ziel, nämlich der Bestimmung der Dispersionsrelation von Oberflächenplasmonen an der Grenzschicht zwischen Silber und Luft zur Verifikation der theoretischen Überlegungen, waren auch Rückschlüsse auf die Permittivität von Silber möglich. Zwar können die durch das Mathematica-Skript bestimmten Fit-Parameter nur als qualitative Einschätzung der drei Größen d , $Re(\varepsilon_{Silber})$ und $Im(\varepsilon_{Silber})$ betrachtet werden, aber dennoch gibt das Experiment einen interessanten Einblick in das Quasiteilchenkonzept der Festkörperphysik.

Literatur

- [1] Chemgapedia, *Oberflächenplasmonenresonanz*,
<http://www.chemgapedia.de/vsengine/vlu/vsc/de/ch/13/vlu/sensorik/detektionsverfahren/spr.vlu/Page/vsc/de/ch/13/pc/sensorik/verf/spersonanz.vscml.html> (abgerufen am 15.03.2014)
- [2] Versuchsbeschreibung und Literaturmappe, *Oberflächenplasmonen*, Version 3, Februar 2008