

Wellenleitung von Oberflächenplasmonen entlang Nanodrähten

B A C H E L O R A R B E I T

zur Erlangung des akademischen Grades

Bachelor of Science
im Fach Physik

eingereicht an der
Mathematisch-Wissenschaftlichen Fakultät I
Humboldt-Universität zu Berlin

von

Stephan Scholz

geboren am 10.11.1987 in Berlin

Gutachter:

1. Dr. Thomas Aichele
2. Prof. Dr. Oliver Benson

eingereicht am: 07.10.2010

Inhaltsverzeichnis

Symbolverzeichnis	v
1 Einleitung	1
2 Grundlagen	5
2.1 Oberflächenplasmonen (SP)	5
2.2 Methoden der SP-Anregung	11
2.2.1 Anregung durch Totalreflexion	11
2.2.2 Anregung an Inhomogenitäten	12
3 Experimentelle Ergebnisse	13
3.1 Aufbau des Mikroskopes	13
3.1.1 Effizienz der SP-Anregung	15
3.1.2 Auflösung des Mikroskops	17
3.2 SP-Leitung auf Nanodrähten	18
3.2.1 SP-Leitung auf geraden Drähte	18
3.2.2 SP-Leitung auf geknicktem Draht	23
3.3 Ausblick	27
4 Zusammenfassung	29
Danksagung	31
Anhang A	33
Anhang B	35

Symbolverzeichnis

α	Winkel zur optischen Achse oder zur Ebenennormale
α_C	Winkel der Totalreflexion
ϵ	eine kleine Größe
ε	relative Dielektrizitätszahl
$g\gamma$	Winkel zwischen Polarisations Ebenen und Nanodraht
λ	Wellenlänge
λ_0	Vakuumwellenlänge
ω	Kreisfrequenz
ω_P	Plasmafrequenz eines Metalls; geringste Frequenz, bei der sich Volumenplasmonen ausbreiten
ϖ	Winkeleinstellung am Polarisationsfilter
ρ_{ext}	äußere Ladungsdichte
τ	halber ebener Öffnungswinkel eines Strahlkegels
θ	Einfallswinkel zur Ebenennormale
B	magnetische Induktion
c	Vakuumlichtgeschwindigkeit
D	dielektrische Verschiebung
d	Durchmesser
D	mit diesem Index gekennzeichnete Größen beziehen sich auf das Dielektrikum
E	elektrisches Feld
e	Elementarladung
H	Magnetfeld
H_0	Amplitude des Magnetfelds

Inhaltsverzeichnis

i	Platzhalterindex, für den M oder D eingesetzt werden kann
J_{ext}	durch äußere Ursachen hervorgerufene Stromdichte
\mathbf{k}	Wellenvektor
k_0	Vakuumwellenzahl
M	mit diesem Index gekennzeichnete Größen beziehen sich auf das Metall
\mathbf{n}	Flächennormale der Metallgrenzfläche
n_e	Anzahl an Elektronen
NA	numerische Apertur
\mathbf{P}	elektrische Polarisierung eines Materials
p	Raumwinkel
P_0	Laserleistung
SP	Oberflächenplasmon
T	Transmissionskoeffizient
u_x	Unsicherheit einer Größe x
w	Radius eines Gaußprofils, nach dem die Feldstärke auf $1/e$ des Maximalwertes abgefallen ist
\mathbf{x}	Ortsvektor

1 Einleitung

Als Plasmonen bezeichnet man die Quasiteilchen von Wellen freier Ladungsträger, insbesondere derer delokalisierten Elektronen in Metallen. In der Namenswahl schwingt die Vorstellung mit, dass man die Elektronen im Modell des quasifreien Elektronengases auch als ein Plasma betrachten kann. Plasmonen sind Longitudinalwellen. Sie treten in zwei verschiedenen Formen auf, die recht unterschiedliche Eigenschaften haben:

Volumenplasmonen breiten sich im Innern des Metalls aus. Sie müssen longitudinal angeregt werden, etwa durch Elektronenbeschuss. Durch transversal-elektromagnetische Strahlung ist es hingegen nicht möglich.

Surface Plasmons (SP) breiten sich auf der Grenzfläche zwischen einem Metall und einem Dielektrikum aus. SP lassen sich mit Licht anregen, wenn gewisse Bedingungen erfüllt sind, die im zweiten Kapitel abgeleitet werden. Für die Optik – und für diese Arbeit – sind daher SP interessant.

Zur Beschreibung der meisten Eigenschaften von SP sind die Maxwell-Gleichungen ausreichend. Die wesentlichen theoretischen Grundlagen wurden am Anfang des 19. Jahrhunderts von Sommerfeld und Zenneck gelegt, deren Schüler Goubau eine Telegraphenleitung auf Grundlage der Oberflächenwellen entwarf [1; 2]. Ein weiterer Meilenstein ließ 70 Jahre auf sich warten, bis Kretschmann und Otto gezielt SP auf Metallfilmen im Optischen anregten. Mit dem Aufkommen der Nanotechnologie mit ihren neuen Methoden zur Herstellung und Manipulation von Kleinststrukturen und den sinkenden Kosten für Rechenleistung, die präzise numerische Simulationen der Feldverteilung verfügbar macht, häufen sich seit der Jahrtausendwende mögliche Anwendungen. So lässt sich die Energieausbeute bei Solarzellen durch Einbetten von Silberpartikeln erhöhen [3], die Effizienz von LEDs steigern [4], der Kontrast in der Mikroskopie verbessern [5]. Sensoren für Biomoleküle, die Eigenschaften von SP ausnutzen, sind bereits kommerziell erhältlich [6; 7].

Der Vormarsch integrierter Optik in Nanometerskalen wird durch einen Mangel an Sub-Wellenlängen-Bauelementen erschwert. Beugungseffekte verhindern ein einfaches Skalieren von optischen Elementen unter die Lichtwellenlänge. Bei gleicher Frequenz können SP eine um etwa eine Größenordnung kleinere Wellenlänge haben, abhängig von der Geometrie der Strukturen. So können plasmonische Linsen etwa unter das Beugungslimit der Lichtoptik fokussieren [8]. SP werden jedoch gedämpft, bei ähnlichen Strukturen umso stärker, je mehr das elektrische Feld räumlich eingeschränkt wird. Es ließen sich deshalb bisher kaum plasmonische Komponenten entwickeln, in denen die SP mehr als einige 10 μm zurücklegen, ohne dass die Vorteile gegenüber dielektrischen Anordnungen verschwinden. Da sie sich aber in Photonen umwandeln lassen, bilden SP eine mögliche Schnittstelle zur Nanowelt.

1 Einleitung

Eines der grundlegendsten optischen Elemente ist der Wellenleiter, der Signale zwischen Funktionseinheiten überträgt. Abbildung 1.1 verdeutlicht das Verhalten dielek-

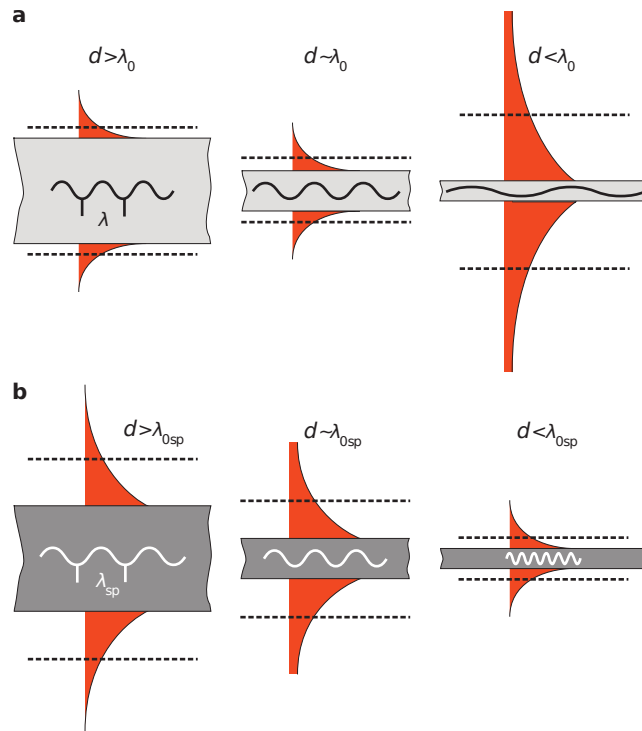


Abbildung 1.1: (a) Verringert man den Durchmesser eines dielektrischen Wellenleiters unter die Wellenlänge darin geführten Lichts, reicht das evaneszente Feld der Welle weiter in den umgebenden Raum. Andere Wellenleiter im Einfluss des evaneszenten Feldes koppeln an dieses. Deshalb ist die Anordnungsichte dielektrischer Wellenleiter begrenzt. (b) Plasmonisch Wellenleiter lassen höhere Integrationsdichte zu als dielektrische Wellenleiter [aus 9].

trischer Wellenleiter wie Lichtleitfasern, wenn ihr Durchmesser verringert wird. Alle Moden außer der Fundamentalmode können ab charakteristischen Durchmessern nicht mehr geleitet werden. Wird der Durchmesser eines dielektrischen Wellenleiters unter den der Lichtwellenlänge gebracht, so dringt das elektrische Feld immer weiter in die Umgebung ein und geht im Grenzfall des verschwindenden Durchmessers in eine ebene Welle über. Auch die Wellenlänge wird stetig größer, bis sie die im umgebenen Medium erreicht. Darunter ist die Situation für plasmonische Wellenleiter gegenübergestellt. Bei geringerem Durchmesser des Wellenleiters verringern sich die Phasen- und Gruppengeschwindigkeit, wodurch bei gleichbleibender Frequenz auch die Wellenlänge sinkt. Das in die Umgebung dringende Feld bleibt stärker lokalisiert. Deshalb sind plasmonische Wellenleiter für eine hohe Integrationsdichte besser geeignet.

Die Eigenschaft, Licht auch unter starker räumlicher Beschränkung übertragen zu können, macht SP auch für die Arbeitsgruppe Nano-Optik interessant. Ein Forschungsbereich der Arbeitsgruppe sind einzelne Quantenemitter in Nanopartikeln. Quantenemitter lassen sich als Ein-Photon-Quelle verwenden. Bringt man diese in die Nähe von Metallnanostrukturen wie etwa Nanodrähten, kann das Photon in ein Oberflächenplasmon umgewandelt werden. Man hat dann eine kleine Einzel-SP-Quelle, mit der sich Quanteneigenschaften von SP untersuchen lassen. Für diese Anwendung ist eine grundlegende Beschreibung des Verhaltens von SP auf den Nanodrähten wichtig.

Ziel dieser Arbeit ist es, einen kompakten Versuchsaufbaus zur Plasmonenanregung auf Metallnanostrukturen zu erstellen und mit diesen Eigenschaften von Silbernanostrukturaen in Hinblick auf ihre Verwendung als plasmonische Wellenleiter zu charakterisieren.

2 Grundlagen

2.1 Oberflächenplasmonen (SP)

In diesem Abschnitt wird, ausgehend von den Maxwell-Gleichungen, die Wellengleichung für Oberflächenplasmonen in der einfachsten Geometrie, einer ebenen Metall-Dielektrikum-Grenzfläche, abgeleitet. Dies führt auf die zentrale Dispersionsrelation. Die hier präsentierte Darstellung orientiert sich an Maier [10].

Dazu wählen wir die Maxwell-Gleichungen in der Form:

$$\begin{aligned}\nabla \mathbf{D} &= \rho_{\text{ext}} & \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \mathbf{B} &= 0 & \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{J}_{\text{ext}} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}\end{aligned}$$

und treffen folgende Annahmen:

- das betrachtete System ist insgesamt ladungsneutral, seine Medien sind isotrop und nichtmagnetisch
- es existieren keine von außen hervorgerufenen elektrischen Ströme
- die relative Permeabilität ist $\mu \approx 1$
- die Dielektrizitätszahl ε variiert nur wenig auf der Skala der Wellenlänge

Wir betrachten nun die oben genannte ebene Metalloberfläche, deren Normale mit der z -Achse unseres Koordinatensystems zusammenfällt und suchen Lösungen, die sich o. B. d. A. entlang der x -Richtung ausbreiten (siehe auch Abbildung 2.1). Weiterhin oszilliere das elektrische Feld zeitlich harmonisch mit der Frequenz ω :

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = \mathbf{E}(z) e^{i(k_x x - \omega t)}$$

Wir können uns später beliebige Lösungen aus diesen harmonischen Wellen mit linienförmiger Wellenfront zusammensetzen. Dann gilt:

$$\nabla \times \mathbf{E} = i \mu_0 \omega \mathbf{H} \quad (2.1a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -i \varepsilon_0 \varepsilon \omega \mathbf{E} \quad (2.1b)$$

2 Grundlagen

und vereinfacht

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = -i \mu_0 \omega H_x \quad (2.2a)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - i k_x E_z = i \mu_0 \omega H_y \quad (2.2b)$$

$$i k_x E_y = i \mu_0 \omega H_z \quad (2.2c)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = i \epsilon_0 \epsilon \omega E_x \quad (2.2d)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - i k_x H_z = -i \epsilon_0 \epsilon \omega E_y \quad (2.2e)$$

$$i k_x H_y = -i \epsilon_0 \epsilon \omega E_z \quad (2.2f)$$

Wir bemerken, dass (2.1a) und (2.1b) linear sind und sich mit der Ersetzung

$$\sqrt{\mu_0} \mathbf{H} \leftrightarrow i \sqrt{\epsilon_0 \epsilon} \mathbf{E} \quad (2.3)$$

ineinander überführen lassen. Des weiteren sind nur (2.2a),(2.2c),(2.2e) und (2.2b),(2.2d),(2.2f) miteinander gekoppelt. Wir lösen letzteres:

$$(2.2f) \text{ in } (2.2b): \quad \epsilon_0 \epsilon \omega \frac{\partial E_x}{\partial z} = i H_y (\mu_0 \epsilon_0 \epsilon \omega^2 - k_x^2) \quad (2.4a)$$

$$(2.2e) \text{ in } (2.4a): \quad \frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + H_y \left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon - k_x^2 \right) = 0 \quad (2.4b)$$

wobei ausgenutzt wurde, dass $\sqrt{(\mu_0^{-1} \epsilon_0^{-1})} = c$ die Vakuumlichtgeschwindigkeit ist. Zudem ist $\frac{\omega}{c} = k_0$ die Vakuumwellenzahl. Wir wenden die Ersetzung (2.3) auf (2.4b) an:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + E_y (k_0^2 \epsilon - k_x^2) = 0$$

Die durch die Gleichungen (2.2d),(2.2f),(2.4b) bestimmte Lösung legt drei der sechs Feldkomponenten fest, die komplementären Komponenten sind frei und werden durch die über die Ersetzung (2.3) assoziierten Gleichungen beschrieben. Es existieren also zwei voneinander unabhängige Moden. Die durch Gleichung (2.4b) beschriebene magnetische Komponente steht senkrecht auf der Ausbreitungsrichtung und ist die einzige magnetische Komponente der Mode, weshalb diese transversalmagnetische Mode (TM-Mode) genannt wird. Entsprechend heißt die andere Mode TE-Mode.

Bezüglich der konkreten Geometrie treffen wir noch folgende Festlegungen. Die Metalloberfläche liege bei $z = 0$. Ein Index $i = \{M, D\}$ kennzeichne, ob sich eine Größe auf die Metallseite bezieht oder auf das angrenzende Dielektrikum. Wir lösen die Wel-

2.1 Oberflächenplasmonen (SP)

lengleichung (2.4b) mit dem Ansatz

$$H_{i,y}(z) = H_{0,i} e^{i(k_x x + k_{i,z} z)} \quad (2.5a)$$

$$(2.2d) \Rightarrow E_{i,x}(z) = -i H_{0,i} \frac{k_{i,z} e^{i(k_x x + k_{i,z} z)}}{\omega \epsilon_0 \epsilon_i}$$

$$(2.2f) \Rightarrow E_{i,z}(z) = -H_{0,i} \frac{e^{i(k_x x + k_{i,z} z)}}{\omega \epsilon_0 \epsilon_i} \quad (2.5b)$$

Der Ansatz in die Wellengleichung eingesetzt liefert:

$$k_{i,z}^2 = k_0^2 \epsilon_i - k_x^2 \quad (2.6)$$

An den Grenzflächen zweier ladungsneutraler Medien mit der Flächennormale \mathbf{n} muss gelten [11, S. 294]:

$$\begin{aligned} \mathbf{n}(\mathbf{B}_M - \mathbf{B}_D) &= 0 \Rightarrow 0 = (B_{M,z} - B_{D,z}) \\ \mathbf{n} \times (\mathbf{H}_M - \mathbf{H}_D) &= \mathbf{j}_F \Rightarrow 0 = (H_{M,y} - H_{D,y}) \quad \text{und (2.5a)} \Rightarrow H_{0,M} = H_{0,D} \\ \mathbf{n}(\mathbf{D}_M - \mathbf{D}_D) &= 0 \Rightarrow 0 = (D_{M,z} - D_{D,z}) \quad \text{und (2.5b)} \Rightarrow \frac{k_{M,z}}{\epsilon_M} = \frac{k_{D,z}}{\epsilon_D} \quad (2.7) \\ \mathbf{n} \times (\mathbf{E}_M - \mathbf{E}_D) &= 0 \Rightarrow 0 = (E_{M,y} - E_{D,y}) \end{aligned}$$

mit der externen Flächenstromdichte \mathbf{j}_F . Da wir an die Metalloberfläche gebundene Lösungen suchen, besitzen die $k_{i,z}$ imaginäre Anteile. Zudem müssen diese von entgegengesetztem Vorzeichen sein, da z beim Durchgang durch die Metalloberfläche das Vorzeichen wechselt. Wir begnügen uns im Folgenden mit der Näherung für ideale Metalle und Dielektrika ($\text{Im}(\epsilon) = 0$). Demnach folgt aus (2.7) $\frac{\epsilon_D}{\epsilon_M} < 0$. Eines der Materialien muss also metallisch ($\epsilon < 0$), das andere dielektrisch ($\epsilon > 0$) sein. Außerdem werden die $k_{i,z}$ rein imaginär. Damit ergibt sich die in Abbildung 2.1 skizzierte Situation. Gleichung

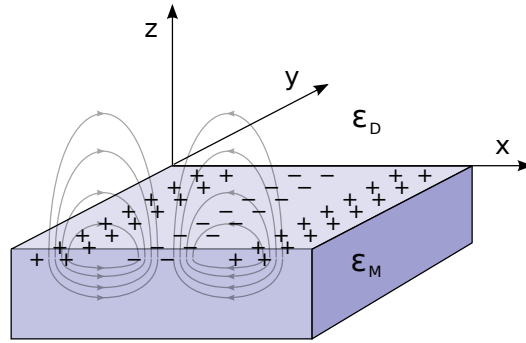


Abbildung 2.1: Zur Bezeichnung der betrachteten Geometrie. Die Metalloberfläche liegt in der $z=0$ -Ebene. Es existiert kein E -Feld in y -Richtung. Das E -Feld in z -Richtung ist exponentiell gedämpft [nach 12].

2 Grundlagen

(2.7) und die beiden Gleichungen (2.6) lassen sich zu der Dispersionsrelation

$$\begin{aligned} \frac{\varepsilon_M^2}{\varepsilon_D^2} &= \frac{k_x^2 - k_0^2 \varepsilon_M}{k_x^2 - k_0^2 \varepsilon_D} \quad \Leftrightarrow \quad k_x^2 (\varepsilon_M^2 - \varepsilon_D^2) = k_0^2 (\varepsilon_M^2 \varepsilon_D - \varepsilon_M \varepsilon_D^2) \\ \Leftrightarrow \quad k_x^2 &= k_0^2 \frac{\varepsilon_M \varepsilon_D (\varepsilon_M - \varepsilon_D)}{(\varepsilon_M + \varepsilon_D)(\varepsilon_M - \varepsilon_D)} \quad \Leftrightarrow \quad k_x = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_M \varepsilon_D}{\varepsilon_M + \varepsilon_D}} \end{aligned} \quad (2.8)$$

zusammenfassen. Um diese auswerten zu können, benötigen wir $\varepsilon_i(\omega)$, wobei wir $\varepsilon_D(\omega) \approx \text{const.}$ nähern werden. Für das Metall vereinfachen wir das Modell des Elektronenplasmas zu dem des dünnen Elektronengases. Für ein einzelnes Elektron mit der Masse m_e und der Elementarladung $-e$, das nur sehr selten mit anderen stößt, gilt:

$$m_e \ddot{x} = -e E_0 e^{-i\omega t} \quad \Rightarrow \quad x(t) = \frac{e E(t)}{m_e \omega^2}$$

Die gegenüber ihrer Ruhelage $x_0 = 0$ verschobenen n_e Elektronen bewirken eine Polarisation $\mathbf{P} = -n_e e x$. Diese hängt mit der dielektrischen Verschiebung über

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \varepsilon_0 \mathbf{E} - \frac{n_e e^2}{m_e \omega^2} \mathbf{E} = \varepsilon_0 \left(1 - \frac{1}{\omega^2} \underbrace{\frac{n_e e^2}{m_e \varepsilon_0}}_{=: \omega_P^2} \right) \mathbf{E} = \varepsilon_0 \underbrace{\left(1 - \frac{\omega_P^2}{\omega^2} \right)}_{=: \varepsilon(\omega)} \mathbf{E} = \varepsilon_0 \varepsilon(\omega) \mathbf{E}$$

zusammen. Dabei ist ω_P die sogenannte Plasmafrequenz des Metalls. Mit (2.8) erhalten wir die wichtige Dispersionsrelation für Oberflächenplasmonen in der Näherung verschwindender Dämpfung:

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\left(1 - \frac{\omega_P^2}{\omega^2} \right) \varepsilon_D}{1 - \frac{\omega_P^2}{\omega^2} + \varepsilon_D}}$$

Abbildung 2.2 zeigt den Kurvenverlauf für der Dispersionsrelation für SP zwischen nicht dämpfendem Metall und zwei verschiedenen Dielektrika. Die Wellenzahl k_x des SP ist wegen $\frac{\varepsilon_D}{\varepsilon_M} < 0$ nie kleiner als die Wellenzahl k_D einer elektromagnetischen Welle gleicher Frequenz im Dielektrikum:

$$k_x = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_D}{1 - \left| \frac{\varepsilon_D}{\varepsilon_M} \right|}} \geq k_0 \sqrt{\varepsilon_D} = k_D$$

Das ist der Grund, weshalb sich durch direktes Bestrahlen einer Metalloberfläche keine SP anregen lassen. Der Wellenvektor ist proportional zum Impuls der Welle, die Kreisfrequenz zur Energie. Eine direkte Umwandlung von Licht in SP verletzt einen der Erhaltungssätze für Impuls Energie. In Abschnitt 2.2 werden für das Experiment wichtige Methoden zur Anpassung der Wellenvektoren vorgestellt.

Verwendet man in der Herleitung eine komplexe Dielektrizitätskonstante für das Me-

2.1 Oberflächenplasmonen (SP)

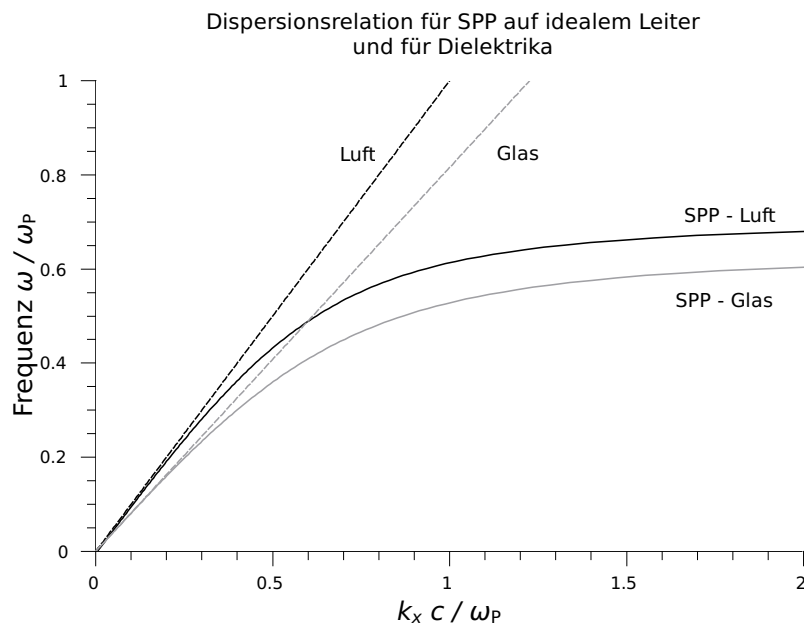


Abbildung 2.2: Dispersionrelation für SP zwischen Medien mit $\text{Im}(\varepsilon) = 0$ und für elektromagnetische Wellen in den Dielektrika. Der Wellenvektor k_x des Plasmons ist bei gleicher Frequenz immer größer-gleich dem Wellenvektor im zugehörigen Dielektrikum [nach 10, S.27].

2 Grundlagen

tall, so wird auch k_x komplex und man erhält einen dämpfenden Term, der die Welle entlang der Ausbreitungsrichtung exponentiell abklingen lässt:

$$E_x(z=0) = -i H_0 \frac{k_z e^{i x (\text{Re}(k_x) + i \text{Im}(k_x))}}{\omega \epsilon_0 \epsilon} = -i H_0 \frac{k_z e^{i \text{Re}(k_x) x}}{\omega \epsilon_0 \epsilon} e^{-\text{Im}(k_x) x}$$

In Abbildung 2.3 ist die Dispersionsrelation der beiden wichtigsten Metalle Silber und Gold mit Imaginärteil angegeben. Man sieht, dass der Imaginärteil der Wellenzahl für die verwendete Wellenlänge von $\lambda = 690 \text{ nm}$ klein gegenüber dem Realteil ist, die Welle also erst nach mehreren Wellenlängen auf $1/e$ abklingt. Dies ist bei Gold und Silber gegenüber anderen Metallen in besonderem Maße erfüllt. Sie werden deshalb in plasmonischen Anwendungen überwiegend verwendet. Der Imaginärteil der Wellen-

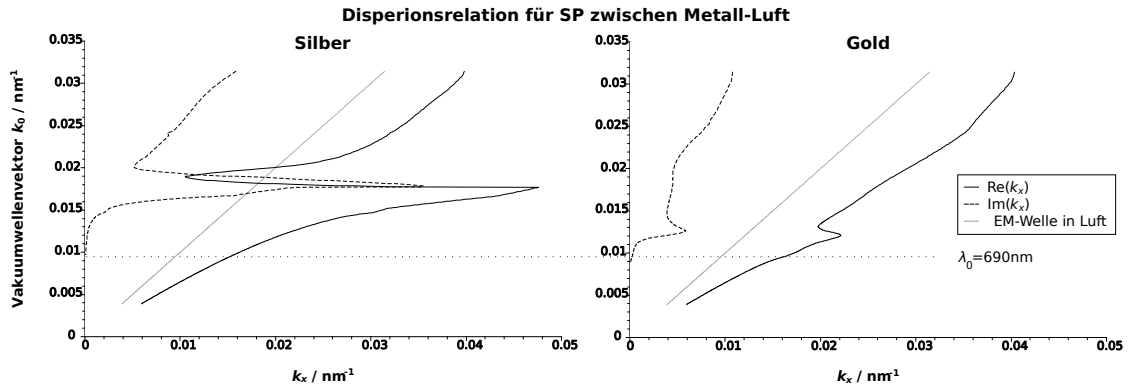


Abbildung 2.3: Plasmonedispersionsrelation für reale Metalle. Durchgezogene Linie: Realteil der Wellenzahl k_x . Gestrichelte Linie: Imaginärteil. Zur Orientierung ist grau die Vakuumdispersionsrelation elektromagnetischer Strahlung eingezeichnet. Gepunktet ist der Vakuumwellenvektor des im Experiment verwendeten Laserlichts dargestellt.

zahl hat eine anschauliche Bedeutung: Die Elektronenbewegungen sind lokale Ströme, die durch den elektrischen Widerstand des Metalls geschwächt werden. Man spricht deshalb auch von ohmscher Dämpfung, um sie vom Verlust durch Abstrahlung zu unterscheiden. Dieser tritt immer auf und bedingt ebenfalls einen exponentiellen Intensitätsverlust, der stark von der leitenden Geometrie abhängt.

Geometrien plasmonischer Wellenleiter

In der Praxis verwendet man selten die besprochen Anordnung einer dicken Metallschicht mit angrenzendem Dielektrikum, sondern Metallfilme oder stabähnliche Wellenleiter. Diese experimentell relevanten Strukturen werden im Folgenden besprochen. Die mathematischen Ergebnisse aus Abschnitt 2.1 bleiben jedoch qualitativ richtig.

An einem Metallfilm, der auf beiden Seiten von einem Dielektrikum umgeben ist, können auf jeder Seite SP angeregt werden. Ist der Film dünn genug, so koppeln die exponentiell abklingenden Felder in z -Richtung. Es bilden sich zwei Moden mit leicht

verschiedenen Dispersionrelationen [10, S. 32]. In der antisymmetrischen Mode stehen sich positive und negative Ladungen gegenüber, in der Symmetrischen sind die Wellen phasengleich.

Schränkt man die SP in einer weiteren Dimension ein, wie es bei einem Draht der Fall ist, spalten die Moden weiter auf [13].

Als Wellenleiter eignen sich unter anderem dielektrische Gräben mit V-förmigem Querschnitt in Metalloberflächen [14] oder Schlitze in dünnen Metallfilmen. Ein Vorteil dieser Strukturen ist das durch die geringere Eindringtiefe des E -Felds in das Metall bedingte schwächere evaneszente Feld gegenüber Isolator-Metall-Isolator-Strukturen (IMI-Strukturen).

IMI-Strukturen lassen sich lithografisch herstellen, etwa indem man erst eine Maske anfertigt und durch diese hindurch eine dielektrische Oberfläche mit Metall bedampft. Dadurch kann man die Form der Wellenleiter genau kontrollieren.

In dieser Arbeit werden hingegen chemisch hergestellte Silbernanodrähte verwendet. Diese haben den Vorteil, dass sie als Einkristalle wachsen und deshalb keine Korngrenzen aufweisen, an denen die SP auskoppeln könnten. Auf ihnen werden die SP weniger gedämpft, als auf lithografisch erzeugten Strukturen. Die hier verwendeten Silbernanodrähte sind in einer Polyvinylpyrrolidonlösung passiviert. Sie lassen sich durch Spincoaten auf einem Substrat, etwa einem Deckgläschen, verteilen.

2.2 Methoden der SP-Anregung

Wie in Abschnitt 2.1 hergeleitet, muss durch einen Impulsübertrag der Wellenvektor vergrößert werden, damit Licht SP anregen kann. Man spricht auch von Einkopplung in den Wellenleiter. In diesem Abschnitt werden die beiden Methoden besprochen, die zum Verständnis des Experiments hilfreich sind.

2.2.1 Anregung durch Totalreflexion

Bei diesem Verfahren nutzt man die exponentiell abklingenden (auch evaneszent genannt) Feldkomponenten eines Dielektrikums an der Grenzfläche zu einer dünnen Metallschicht, um durch diese hindurch SP an der Grenzfläche eines optisch dünneren Mediums anzuregen. In der Kretschmann-Konfiguration (Abbildung 2.4) dampft man eine dünne Metallschicht auf ein Prisma auf. Ein Lichtstrahl, der unter dem Winkel θ an dieser Seite totalreflektiert wird, hat eine Komponente $k_x = n|k_0| \sin \theta$, die im Fall Glas-Metall-Luft groß genug sein kann, um SP anzuregen. In Abbildung 2.2 sieht man, dass die Dispersionskurve einer EM-Welle in Glas die Dispersionskurve eines SP zwischen Metall und Luft schneidet. Bei dieser Frequenz können Photonen und SP ineinander konvertieren. Dargestellt ist der Fall, dass das Licht parallel zur Metalloberfläche einfällt. Fällt es unter einem Winkel ein, verkleinert sich die Komponente des Wellenvektors k in Richtung der Metalloberfläche, der Anstieg der Dispersionsgeraden nimmt zu und der Schnittpunkt der Kurven wandert zu geringeren Frequenzen. Durch Einstellen des Einfallswinkels θ kann man den Schnittpunkt auf die verwendete Frequenz

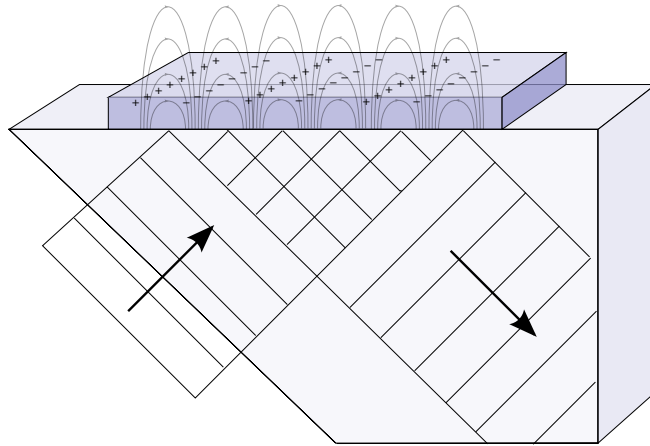


Abbildung 2.4: Das evaneszente Feld der totalreflektierten Welle kann aufgrund eines höheren k -Vektors am optisch dünneren Medium über dem Metallfilm (blau) Plasmonen anregen.

bringen und das Licht resonant einkoppeln. Über die Intensität des reflektierten Lichts kann man die Umwandlung beobachten. Dieser Vorgang lässt sich auch umdrehen. Die SP konvertieren dann leicht in Photonen und werden deshalb stark gedämpft.

2.2.2 Anregung an Inhomogenitäten

Inhomogenitäten wie Kanten brechen die Symmetrie der Anordnung und erlauben dadurch, dass sich der Impuls der Welle ändert. Diese Methode wird in dieser Arbeit hauptsächlich angewandt.

Nach dem noetherschen Theorem führt jede Symmetrie auf eine Erhaltungsgröße. Dem Impulserhaltungssatz liegt die Translationsinvarianz zugrunde. Soll die Impulserhaltung für die Welle in x -Richtung verletzt werden, muss die Symmetrie in dieser Richtung gebrochen sein. In dieser Abhandlung wird mit Nanosilberdrähten gearbeitet, die sich geometrisch durch einen Zylinder beschreiben lassen. Das bedingt, dass die Invarianz in Ausbreitungsrichtung vornehmlich an den Enden gestört ist, an denen man folglich anregen muss.

Das Verfahren ist nicht so effizient wie die Anregung durch Totalreflexion, weshalb man mit höherer Intensität anregen muss. Die Anregung wird effektiver, wenn man Licht aus möglichst vielen Richtungen bereit stellt, da so die Wahrscheinlichkeit zunimmt, dass ein k -Vektor mit unbekannter Impulsaddition an die Dispersionsrelation der SP angepasst ist.

3 Experimentelle Ergebnisse

Die Idee des Experiments besteht darin, Plasmonen durch starke Lichtfokussierung am einen Ende eines Silbrianodrahtes anzuregen und die Photonen am anderen Ende zu beobachten, in die die SP konvertieren.

3.1 Aufbau des Mikroskopes

Der Durchmesser der beobachteten Metallnanodrähte ist mit etwa 50 nm bis 150 nm kleiner als die Hälfte der Wellenlänge $\lambda_{\text{blau}} \approx 400 \text{ nm}$ des blauen Lichts. Sie sind mit optischen Methoden deshalb nicht aufzulösen. Dennoch streuen sie Licht, wodurch sie sich von ihrer Umgebung optisch abheben können und unter einem Lichtmikroskop sichtbar werden. Zur Untersuchung der Drähte wurde ein einfaches Mikroskop aufgebaut.

Der Strahlenverlauf ist schematisch in Bild 3.1 dargestellt. Ein Objektiv, das so kon-

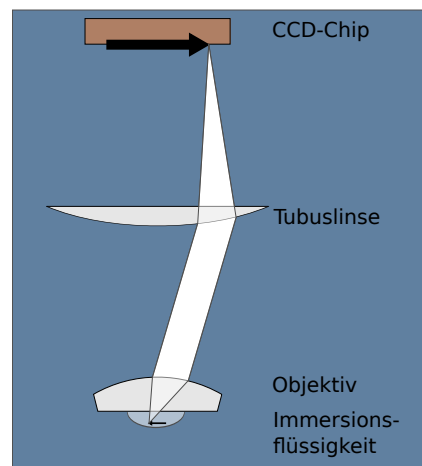


Abbildung 3.1: Prinzipdarstellung des Mikroskops: Ein Unendlichobjektiv erzeugt Parallelstrahlenbündel. Die Tubuslinse erzeugt daraus auf dem Kamera-chip ein reelles Bild.

struiert ist, dass die optimale (in Bezug auf Korrektur optischer Fehler) Gegenstandsebene mit der Brennebene zusammenfällt, erzeugt von jedem Punkt ein Parallelstrahlenbündel (Unendlichoptik), deren Gesamtheit die Bildinformation trägt. Durch eine Konvexlinse kann diese als reelles Bild auf den Sensorchip einer CCD-Kamera gelenkt werden. Ein Vorteil dieser Anordnung gegenüber früher verwendeter Endlichoptik ist,

3 Experimentelle Ergebnisse

dass man bei der Positionierung der Kamera den Abstand vom Objektiv in weiten Grenzen variieren kann und strahlversatzerzeugende optische Elemente ohne Nachjustieren der Bildschärfe eingefügt werden können.

Für die Anregung ist ein Laser aufgrund hoher Leistungsdichte, Fokussierbarkeit und seiner definierten Polarisation prädestiniert. Es bringt viele Vorteile, den Laser gleich mit dem Objektiv zu fokussieren, durch das auch beobachtet wird.

- Der Laser strahlt nicht auf die Frontlinse des Objektivs, wodurch das Anregungslicht nur indirekt über Reflexionen eingesammelt wird.
- Die Untersuchung undurchsichtiger Proben wird möglich.
- Ein Objektiv mit hoher Numerischer Apertur ist vorteilhaft für die Bildqualität und die Plasmonenanregung. Eine gemeinsame Verwendung bietet sich an.

Zwischen Objektiv und Tubuslinse wird mit einem halbdurchlässigen Spiegel der kolliimierte Laserstrahl eingebracht. Wegen der Einstellung des Objektivs auf eine Bildebene im Unendlichen, liegt der Laserfokus in der Gegenstandsebene und besitzt dort höchste Intensität, was für die effiziente Anregung von SP wichtig ist. Der Laserstrahl wird über eine Mono-Moden-Lichtleitfaser an der Aufbau herangeführt. Diese filtert aus dem eingebrachten Licht die Grundmode mit annähernd gaußförmigem Profil [15, S.106] und erlaubt einen einfachen Wechsel des Anregungslichts. Der Aufbau ist schematisch in Bild 3.2 dargestellt. Spiegel M1 lenkt den Strahl aus der Zeichenebene her-

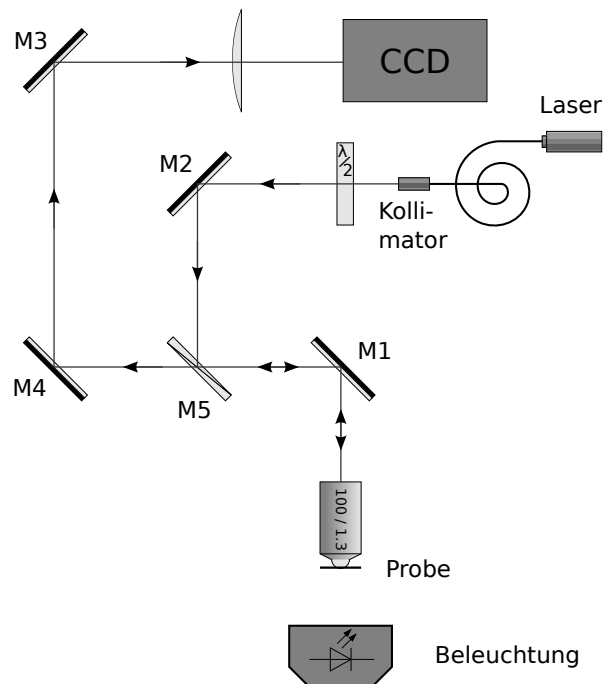


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des Experiments.

aus, sodass das Mikroskop invers steht, die Probe sich also über dem Objektiv befindet. Die horizontale Lage der Probe verhindert, dass eine eventuell verwendete Immersionsflüssigkeit verläuft und vereinfacht die Halterung. Eine Ablage ohne zusätzliche Klemmvorrichtung genügt.

3.1.1 Effizienz der SP-Anregung

Die Beobachtung von SP-Anregung mit einem Luftobjektiv hat den Vorteil, dass man lithografisch hergestellte Proben beobachten kann, die auf undurchsichtigem Trägermaterial aufgebracht sind. Meistens verbietet sich eine gründliche Reinigung dieser empfindlichen Präparate vom Immersionsöl. In den durchgeführten Experimenten gelang es jedoch nicht, Plasmonenanregung mit dem Luftobjektiv (Spezifikationen siehe Anhang A) zu beobachten. Stattdessen wurden die Messungen mit einem Ölimmersionsobjektiv durchgeführt. Im Folgenden werden Gründe für die Überlegenheit des Immersionsobjektivs detailliert erläutert.

Aus dem Immersionsobjektiv mit der Numerischen Apertur von $NA = n \sin \alpha = 1.3$ treffen die äußersten Strahlen unter einem Winkel $\alpha_{\max} = 59.9^\circ$ auf die Grenzfläche Deckglas-Luft. Ab einem Winkel von $\alpha_C = 41.7^\circ$ werden die Strahlen totalreflektiert. Die für die Plasmonenanregung wichtige x -Komponente ist $k_{x,\text{Photon, Glas}} = nk_0 \sin \alpha = NAk_0$ und bei der verwendeten Wellenlänge $\lambda_0 = 670 \text{ nm}$ größer als $k_{x,\text{SP, Silber-Luft}} = 1.03k_0$. Mit einem Luftobjektiv kann keine Totalreflexion auftreten, da der Strahl eine Schicht optisch dünneren Mediums passiert. Es liegt deshalb nahe, die Ursache für die objektivabhängige Anregung in der Abwesenheit von Totalreflexion bei der Anregung mit dem Luftobjektiv zu suchen. Bei einem Teil der Messungen wurde die dem Objektiv abgewandte Seite mit einem Tropfen Immersionsöl bedeckt. Totalreflexion findet dann erst an der Tropfenoberfläche statt. Dadurch lassen sich störende Hintergrundreflexe vermindern. Die SP-Anregung hat sich dabei nicht merklich verschlechtert. Es muss daher noch andere Gründe dafür geben, dass sich SP nur unter Ölimmersion anregen lassen. Diese werden im Folgenden diskutiert.

Dazu wird zuerst betrachtet, wie Randbereiche des Laserstrahls im Versuchsaufbau geblockt werden. Die kleinste Apertur der optischen Elemente ist die bildseitige Öffnung des Objektivs. Hinter dem Kollimator hat das gaußartige Profil des Laserstrahls eine Breite von $2w = 4.08 \text{ mm} \pm 0.01 \text{ mm}$. Nach dem Radius w ist das elektrische Feld auf $1/e$ des Maximalwerts abgefallen. Das Objektiv hat eine bildseitige Apertur von $7.0 \text{ mm} \pm 0.2 \text{ mm}$ und schneidet einen Teil des exponentiell abgklingenden Gaußstrahls weg. Der aus sich aus dem Volumenintegral über den geblockten Teil ergebende Intensitätsverlust von weniger als 1 % wird im Weiteren vernachlässigt.

Es wird nun untersucht, wie sich ein Objektivwechsel auf die anregende Intensität auswirkt. Ist P_0 die Leistung des Lasers und T die Transmission des Strahlteilers M5, so trifft der Strahl mit einer Leistung $P_0(1 - T)$ auf die Probe. Von dieser streut das Licht abgeschwächt durch einen Faktor $0 \leq \kappa \leq 1$ isotrop zurück. Licht gelangt gerade dann noch von der Probe in ein Objektiv mit der Numerischen Apertur NA, wenn

$$n_{\text{Imm}} \cdot \sin \alpha = NA$$

3 Experimentelle Ergebnisse

gilt. Hierbei bezeichnet n_{Imm} den Brechungsindex des Immersionsmediums und α den größten Winkel zur optischen Achse des Objektivs, der noch aufgenommen wird. Der Anteil p , den das Objektiv vom Streulicht aufsammeln kann, ist durch den Akzeptanzraumwinkel des Objektivs gegeben:

$$p = \frac{\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\alpha d\vartheta \sin \vartheta}{4\pi} = \frac{1 - \cos \alpha}{2} = \frac{1 - \sqrt{1 - \sin^2 \alpha}}{2} = \frac{1 - \sqrt{1 - \left(\frac{\text{NA}}{n_{\text{Imm}}}\right)^2}}{2} \quad (3.1)$$

Die Winkel ϕ und ϑ sind die üblichen Kugelkoordinaten. Die optische Achse des Objektivs liege bei $\vartheta = 0$. Die Gesamtleistung, die nach passieren des Strahlteilers auf die Kamera trifft, ist dann

$$P = P_0 \cdot \kappa \cdot T \cdot (1 - T) \cdot \frac{1 - \sqrt{1 - \left(\frac{\text{NA}}{n_{\text{Imm}}}\right)^2}}{2} \quad (3.2)$$

Diese Funktion wird für $T = 0.5$ maximal, deshalb wird auch ein Strahlteiler mit der Transmission $T = 50\%$ verwendet. Für das Ölimmersionsobjektiv mit $\text{NA} = 1.3$ und $n_{\text{Öl}} = 1.513$ ergibt sich beispielsweise

$$\frac{P}{P_0} \approx 0.06 \cdot \kappa$$

es können also maximal 6% der anregenden Leistung detektiert werden.

Die Anregung von Oberflächenplasmapolaritonen ist proportional zur Lichtintensität am Drahtanfang.

$$\kappa \propto I \quad (3.3)$$

Für einen Gaußstrahl gilt $w \propto \text{NA}^{-1}$ (vergleiche auch (3.4)). Dies gilt jedoch nur für nicht zu große Strahldivergenzen. Es lässt sich zeigen (Anhang B), dass allgemeiner gilt:

$$w \propto \frac{n^2}{\text{NA}^2} \left(1 - \frac{\text{NA}^2}{n^2} \right) \propto \frac{1}{I}$$

was für kleine NA bis auf einen konstanten Faktor mit der Gaußoptik übereinstimmt.

Mit (3.2) und (3.3) folgt dann:

$$P \propto \frac{1 - \sqrt{1 - \left(\frac{\text{NA}}{n}\right)^2}}{\left(\frac{n}{\text{NA}}\right)^2 - 1}$$

Das Signalverhältnis zwischen Messungen bei Verwenden von Immersionsöl und ohne

bei gleicher Laserleistung, ist

$$\frac{P_{\text{Öl}}(\text{NA} = 1.3, n = 1.513)}{P_{\text{Luft}}(\text{NA} = 0.75, n = 1)} = 3.16$$

Zudem stehen durch den großen Divergenzwinkel mehr k -Vektoren zur Verfügung. Die Vergrößerung lässt sich mit (3.1) abschätzen:

$$\frac{p_{\text{Öl}}(\text{NA} = 1.3, n = 1.513)}{p_{\text{Luft}}(\text{NA} = 0.75, n = 1)} = 1.47$$

wobei einige der Strahlen, die unter Verwendung von Immersionsöl im Vergleich zu Luft hinzukommenden, bereits höhere k_x -Komponenten in Ausbreitungsrichtung besitzen.

Die durch vergrößerte Intensität und Raumwinkel gewonnene Detektionsintensität ist nicht hoch genug, als dass sich dadurch überzeugend begründen ließe, warum sich mit dem Lichtobjektiv keine Plasmonenanregung beobachten lässt. Es wird deshalb vermutet, dass die obige Annahme einer isotropen Auskopplung eine zu grobe Näherung ist.

Wenn das Licht der Auskopplung hauptsächlich in einen Kegel mit Öffnungswinkel von $\tau_{\text{Luft}} = 90^\circ - \arcsin(n_{\text{Glas}}^{-1} \text{NA}) = 60.1^\circ$ zur Drahtachse strahlt, kann das Luftobjektiv es nicht aufsammeln. Das Ölimmersionsobjektiv kann Licht ab einer Kegelöffnung von $\tau_{\text{Öl}} = 30.1^\circ$ Licht aufnehmen. Ein Abstrahlwinkel von $30^\circ < \tau < 60^\circ$ erklärte, weshalb sich mit dem Luftobjektiv keine SP-Anregung beobachten ließ. Eine Aufnahme der Auskopplung am Drahtende mit einem Rasternahfeldmikroskop könnte zum tieferen Verständnis beitragen.

3.1.2 Auflösung des Mikroskops

Da das hier verwendete korrigierte Immersionsobjektiv (siehe Anhang) mit monochromatischem Licht möglichst zentral und parallel zur optischen Achse durchstrahlt wird, ist die Auflösung des Mikroskops dominant durch Beugung begrenzt. Nach Abbe ist das Beugungsbild eines Punktes eine oszillierende, radialsymmetrische Funktion. Den durch das erste Minimum begrenzten Bereich nennt man Airy-Scheibchen. Sein Durchmesser ist

$$d_{\text{Airy}} = 1.22 \frac{\lambda_0}{\text{NA}} \quad (3.4)$$

wobei λ_0 die Vakuumwellenlänge ist. Man kann zwei Airy-Scheibchen nur dann noch mit dem Auge getrennt wahrnehmen, wenn sie sich zu Hälfte überlappen (Rayleigh-Kriterium), d_{Airy} ist damit ein Maß für die Auflösung. Für das verwendete Ölimmersionsobjektiv errechnet man $d_{\text{Airy, theo}} = 0.63 \mu\text{m} \pm 0.01 \mu\text{m}$. Die Unsicherheit stammt von der Unsicherheit der Laserwellenlänge λ_0 (Angabe des Lasermodulherstellers). Dies stimmt im Rahmen der Messgenauigkeit mit dem gemessenen Wert von $d_{\text{Airy, exp}} = 0.65 \mu\text{m} \pm 0.01 \mu\text{m}$ überein. Wegen der Umkehrbarkeit des Strahlenganges sollte eine

ebene Wellen, die durch die Objektivapertur beschnitten wird, auch ein solches Airy-Scheibchen als Fokusbild haben. Tatsächlich wird ein etwa zweimal so großer Fokussdurchmesser von $d_{\text{Laser}} = 1.30 \mu\text{m} \pm 0.01 \mu\text{m}$ gemessen. Man würde auch einen größeren Wert erwarten, da der Strahl keine ebene Welle darstellt. Es lässt sich ein kleinerer Wert erreichen, wenn man den Laserstrahl aufweitet und die Objektivapertur mit dem zentralen Bereich, in dem die Intensität noch nicht stark abgefallen ist, ausleuchtet ("Overfill").

3.2 SP-Leitung auf Nanodrähten

3.2.1 SP-Leitung auf geraden Drähte

Propagationslänge

Die Dämpfung der SP auf einem Silbernano draht ist für eine Anwendung als SP-Leiter von großer Bedeutung. Sie soll im Folgenden bestimmt werden.

Die zwei wichtigsten Ursachen für die exponentielle Dämpfung von SP sind die ohmsche Dämpfung und die Auskopplung in Photonen. Die ohmsche Dämpfung ist durch die verwendeten Materialien, insbesondere das Metall, bestimmt. Strahlungsverluste sind durch die Geometrie und das Material, insbesondere das Dielektrikum, festgelegt. Je dicker ein Nano draht, desto besser leitet er die SP. Wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, kann es bei zwei verschiedenen Dielektrika zur erhöhten Abstrahlung kommen. Die Umwandlung in Photonen kann auch an Inhomogenitäten wie Oberflächenrauheiten, Korngrenzen oder Schmutzablagerungen erfolgen.

Im Experiment wird der durch das Objektiv fokussierte Laserstrahl auf das eine Ende des im Mikroskop beobachteten Drahtes gelenkt. Hier findet, wie in Abschnitt 2.2.2 behandelt, SP-Anregung statt. Die SP wandern den Draht entlang und koppeln am anderen Ende analog zur Anregung aus. Zur Bestimmung der Dämpfung wird der Laserfokus hinsichtlich Position und Polarisation an einem Drahtende so eingestellt, dass die Lichtauskopplung am nicht beleuchteten Ende maximal wird. Diese Intensität wird in eine räumliche Richtung gemittelt und das auf Untergrund korrigierte Intensitätsmaximum bestimmt (siehe auch Abbildung 3.3). Bei unveränderter Laserleistung und möglichst gleicher Fokussierung werden so Drähte verschiedener Länge vermessen. Abbildung 3.4 zeigt das Ergebnis. Die Intensität klingt wie erwartet exponentiell mit der Länge ab. Die prozentuale Unsicherheit ist durch mehrfaches Untersuchen eines Drahtes abgeschätzt. Sie ist der empfindlichen Abhängigkeit der SP-Anregung von der Fokussierung des Lasers und dessen Position bezüglich des Drahtendes verschuldet. Die verwendeten Mikrometerschrauben sind zu ungenau, um den Laser immer gleich einzustellen. Nach grober Positionierung wird der Laserfokus über die Spiegel auf der Probe verschoben. Dabei ändert sich der Winkel, unter dem er durch das Objektiv tritt und damit auch die Fokusform. Zudem lässt sich der Fokus nur über eine Mikrometerschraube einstellen. Aus einem Fit der Messwerte mit einer Exponentialfunktion ergibt sich die Propagationslänge $L_{\text{Propa}} = 7 \mu\text{m} \pm 2 \mu\text{m}$, nach der die SP-Intensität auf $1/e$ abgeklungen ist. Ditlbacher et al. [16] ermittelten an Drähten mit $d_{\text{Draht}} = 110 \text{ nm} \pm 15 \text{ nm}$

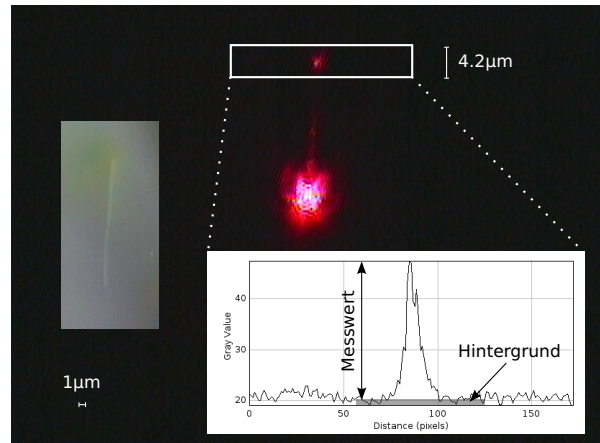


Abbildung 3.3: Mikroskopbild zur Bestimmung der Propagationslänge. Der Laser (großer Lichtfleck) regt an einem Drahtende SP an, die entlang des Drahtes gedämpft werden und am anderen Ende in Photonen auskoppeln (kleiner, eingerahmter Lichtfleck). Zeilenweise Summation gibt die Intensitätsverteilung innerhalb des Rahmens. Der Einsatz zeigt den Draht bei Weißlichtbeleuchtung.

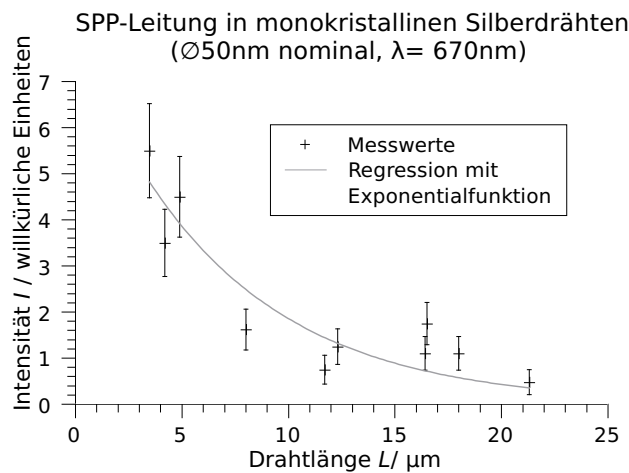


Abbildung 3.4: Messung zur Bestimmung der Propagationslänge. Bei konstanter Laserleistung wird die Intensität des ausgekoppelten Lichts an verschiedenen langen Drähten bestimmt.

3 Experimentelle Ergebnisse

Durchmesser einen Wert von $L_{\text{Propa, extern}} = 10.0 \mu\text{m} \pm 0.4 \mu\text{m}$. Der hier gemessene Wert für dünnere Drähte ist mit diesem konsistent.

Polarisation der Photonen

Im Allgemeinen hängt die Polarisation des angekoppelten Lichts von der Polarisation des eingekoppelten Lichts ab [17]. Bestimmend ist dabei die Form der Drahtenden und deren Durchmesser. Eine Erklärung dafür ist, dass senkrecht zur Drahtachse polarisiertes Anregungslicht eine andere Mode (im Folgenden $m=1$ -Mode genannt) anregt als parallel polarisiertes ($m = 0$). Abbildung 3.5 verdeutlicht die Bezeichnungsweise. Die Moden lassen sich zudem abhängig vom Drahtdurchmesser unterschiedlich effizien-

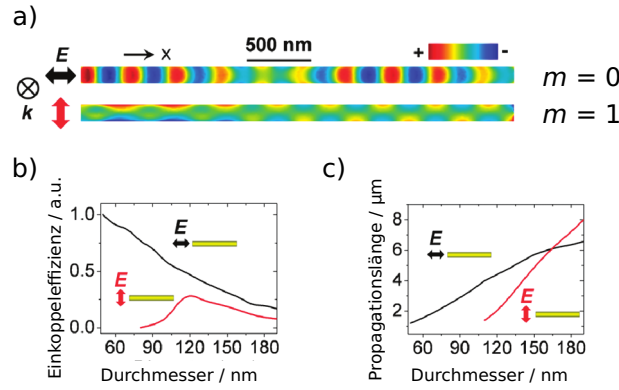


Abbildung 3.5: (a) Ladungsverteilung im Metalldraht, an dessen einen Ende SP durch Licht mit Polarisation in Drahtrichtung bzw. senkrecht dazu angeregt werden. Es bilden sich verschiedene Moden aus. (b) Einkoppeleffizienz der Photonen in die Moden bei verschiedenen Drahtdurchmessern. (c) Propagationslänge der SP in den Moden [numerische Simulation aus 17].

ent anregen und werden verschieden stark gedämpft. Um zu sehen, ob auch die hier verwendeten Drähte polarisationsdrehend sind, wird exemplarisch ein gerader Draht untersucht.

Dazu wird die Polarisation des Anregungslichtes über das $\lambda/2$ -Plättchen so eingestellt, dass die Intensität am anderen Drahtende maximal wird. Mit einem Polarisationsfilter zwischen den Spiegeln M3 und M4 (siehe Abbildung 3.2) wird detektiert, wie das von der Probe kommende Licht polarisiert ist. Der Polarisationsfilter wird dabei in 5° Schritten verstellt. Bei jedem Schritt wird die Gesamtintensität in einer das Drahtende umgebenden Fläche ermittelt. Werte der Auskopplung sind auf Hintergrund korrigiert, indem die Intensität einer gleichgroßen Fläche in nächster Umgebung abgezogen ist. Der große Intensitätsunterschied zwischen Anregung und Auskopplung und die nötige Empfindlichkeit zur klaren Detektion der Auskopplung führen zur teilweisen Sättigung der Kamera. Dies bedingt eine Abweichung des Messwertes I_{Mess} zum eigentlichen Wert I_{Real} . Wenn die Kamera total gesättigt ist, lässt sich nicht mehr auf die

eigentliche Intensität schließen. Es ist darauf zu achten, dass die eigentliche Intensität die Sättigungsintensität $\max I_{\text{Mess}}$ nicht stark überschreitet: $\mathcal{O}(\frac{I_{\text{Real}}}{\max I_{\text{Mess}}}) \lesssim 1$. Es wird noch die kleine Größe $\epsilon := \frac{I_{\text{Real}}}{10^3 \max I_{\text{Mess}}}$ eingeführt. Dann lässt sich die

Sättigung durch eine Reihenentwicklung um $I_{\text{Real}} = 0$ beschreiben:

$$f(\epsilon) := \frac{I_{\text{Mess}}(\epsilon)}{10^3 \max I_{\text{Mess}}} = \underbrace{f(0)}_{\stackrel{!}{=}0} + \underbrace{f'(0)}_{\stackrel{!}{=}1} \epsilon + \underbrace{\frac{f''(0)}{2}}_{\stackrel{!}{=}:\Lambda^*} \epsilon^2 + \mathcal{O}(\epsilon^3) \quad (3.5)$$

Die Forderungen sollten bei einer guten Kamera hinreichend erfüllt sein. Die Projektion der konstanten Polarisation auf die um ω gedrehte Polarisationsfilterachse erzeugt eine harmonische Änderung der Intensität, sodass sich die Messwerte nach Verkettung von

$$\begin{aligned} I_{\text{Real}} &= I_0^* \cos^2(\omega + \omega_0^*) + \underbrace{I_B^*}_{\text{Hintergrund}} \\ &= I_0 \cos(2(\omega + \omega_0^*)) + I_B \end{aligned}$$

mit (3.5) näherungsweise durch

$$I_{\text{Mess}}(\omega) \approx I_0 \sin(2(\omega + \omega_0)) + I_B + \Lambda(I_0 \sin(2(\omega + \omega_0))) + I_B$$

beschreiben lassen sollten. Gesternte Größen unterscheiden sich von ungesterten nur in Konstanten. Die Parameter I_0 , I_1 , ω_0 und Λ werden durch Regression an den Messwerten bestimmt.

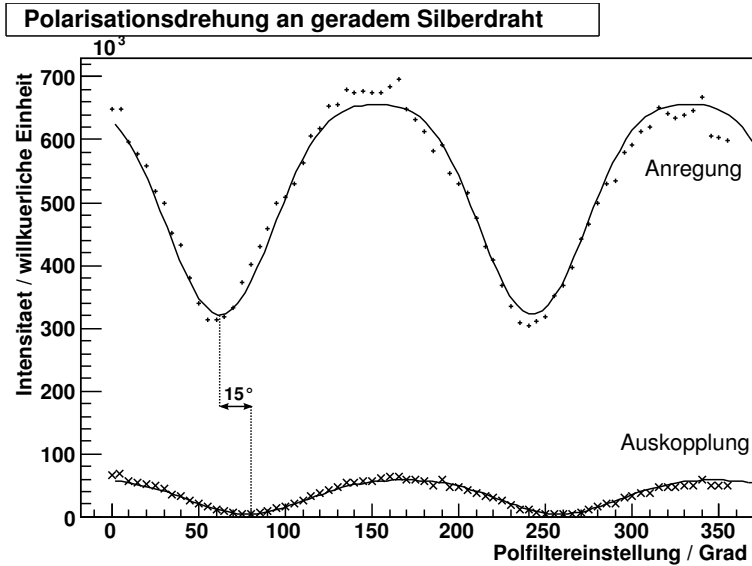


Abbildung 3.6: +: Laseranregung x: am anderen Drahtende ausgekoppeltes Licht
Die Polarisation des Lichts ist nach Austritt um 15° verschoben.

3 Experimentelle Ergebnisse

Das Resultat ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Wie aus dieser ersichtlich, ändert sich die Polarisation des ausgekoppelten Licht gegenüber der Anregung um $\Delta\varphi_0 = 15.4^\circ$, wobei sich der Winkel zwischen Polarisation und Drahtachse von $\gamma_{\text{Anregung}} = 24^\circ$ auf $\gamma_{\text{Auskopplung}} = 9^\circ$ verringert.

Abbildung 3.8 veranschaulicht die Situation. In dem Modell von Li et al. [17] kann

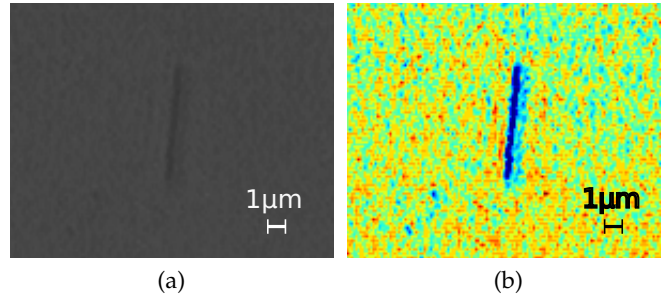


Abbildung 3.7: (a) Unveränderte Mikroskopaufnahme desselben Drahtes wie rechts. Der Draht ist im Bild nur schwer zu erkennen. (b) Das Bild von links in Falschfarbendarstellung. Der Draht ist deutlich zu erkennen. Die Darstellung von Drahtgeometrien erfolgt im Weiteren daher immer als Falschfarbenbild. Anregung und Auskopplung sind auch im Original deutlich zu sehen, deshalb ist in diesen Fällen die unveränderte Aufnahme gezeigt.

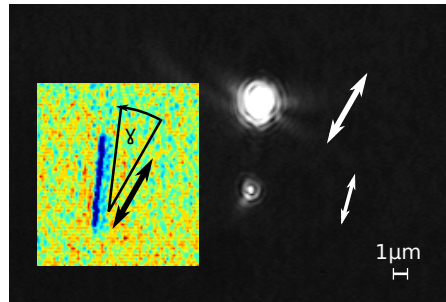


Abbildung 3.8: Polarisation des Anregungslichtes (großer Doppelpfeil) und der Auskopplung (kleiner Doppelpfeil) bei maximaler Auskopplung. Der Einsatz zeigt den verwendeten Draht. Der Winkel zwischen Draht und Polarisationsachse ist mit γ bezeichnet.

man das wie folgt begründen: Die $m=1$ -Mode lässt sich schlechter anregen, wird stärker gedämpft und koppelt schlechter aus als die $m=0$ -Mode, wodurch sich der Anteil von senkrecht zur Drahtachse polarisiertem Licht an der Gesamtpolarisation verringert.

3.2.2 SP-Leitung auf geknicktem Draht

Für eine erste qualitative Beschreibung denke man sich einen geknickten Draht als zwei einzelne Drähte, die an einem Ende unter dem Winkel β zusammenliegen. Fokussiert man mit einem Laser auf diese Enden, so werden die jeweiligen $m=0$ -Moden bei einer um β verschoben Laserpolarisation maximal angeregt. Ein geknickter Draht sollte deshalb neben SP-Leitung von einem Ende zum anderen bereits einfache Leitweglenkung (engl.: routing) übernehmen können. Da die Anregung der $m=0$ -Mode an einem einzelnen Draht proportional zur senkrechten Projektion der Polarisationsrichtung auf die Drahtachse ist, sollte ein rechtwinklig geknickter Draht auch als Polarisationsstrenner fungieren können. Im Folgenden werden diese Überlegungen experimentell überprüft. Zudem wird untersucht, wie sich das Knicken von SP-Leitern auf die Polarisation der Auskopplung auswirkt.

Der Draht, der untersucht wird, ist in Abbildung 3.9a zu sehen. Drähte wie dieser kommen zufällig in der Probe vor. Um die Polarisation maximaler Auskopplung für jede Auskopplungsstelle zu bestimmen, wird das $\lambda/2$ -Plättchen in 5° -Schritten durchgedreht und eine Kurvenanpassung ähnlich der im zuvorigen Abschnitt durchgeführt. Dann wird für jede Auskopplungsstelle die Polarisation des ausgekoppelten Lichts bei verschiedenen Einstellungen des $\lambda/2$ -Plättchen ermittelt. Dadurch lässt sich der Polarisation maximaler Einkopplung eine Polarisation der Auskopplung zuordnen.

Anregung am Ende des kurzen Armes

Dieser Fall ist in Abbildung 3.9c zu sehen. Beim Drehen des Polarisationsfilters verschwindet die Auskopplung in der Mitte nicht, sondern verschiebt sich kaum wahrnehmbar entlang des Drahtes. Die SP koppeln demnach entlang der Beugung des Drahtes in Licht mit zunehmend gedrehtem Polarisationswinkel aus. Das macht es schwierig, mit dem $\lambda/2$ -Plättchen die optimale Eingangspolarisation einzustellen; es kommt darauf an, an welche Stelle man sich orientiert. Die optimale Eingangspolarisation zur Auskopplung am Knick ist daher mit großer Unsicherheit behaftet. Für die beiden Messungen, bei denen am Drahtende angeregt wird, wird daher nur die Polarisation am anderen Ende ausgewertet. Zur Illustration des genannten Verhaltens sind die Werte trotzdem in den Abbildungen dargestellt.

Die Polarisation, unter der das Drahtende des langen Arms am intensivsten leuchtet, ist um $\gamma_l = 8^\circ$ gegenüber dem kurzen Arm gedreht. Das Licht strahlt mit einem Winkel von $\gamma_A = -17^\circ$ zwischen Polarisationsachse und langem Drahtarm ab. Dies ist verträglich mit der Annahme, dass die weitreichende $m=0$ -Mode, die durch Polarisationsparallel zum Draht angeregt wird, durch die Biegung hindurch erhalten bleibt.

Polarisationsdrehung

Dass es mehrere Moden geben muss, wird daraus ersichtlich, dass die Ausgangspolarisation von der Eingangspolarisation abhängt. Abbildung 3.10 zeigt wie. Tatsächlich besteht die Abhängigkeit nur bis zur Biegung des Drahts. Danach sind die Messwer-

3 Experimentelle Ergebnisse

te im Rahmen der Messunsicherheit, die anhand der Erfahrungen beim Messen mit $u_\omega = 5^\circ$ abgeschätzt wurde, mit einer konstanten Auskopplungspolarisation zu vereinbaren. Zumindest ist eine eventuelle Abhängigkeit stark gedämpft. Die Biegung wirkt nach diesen Beobachtungen wie ein Modenfilter, der nur die Mode durchlässt, die durch parallel zur Drahtachse polarisiertem Licht angeregt wird. Im Modell von Li et al. [17] entspricht sie der $m=0$ -Mode. Da unterschiedliche Moden verschiedene Propagationslängen haben, wirkt auch ein genügend langer Draht als eine Art Modenfilter. Dies ist nicht der hier hauptsächlich wirkende Mechanismus, wie in Abbildung 3.9d zu sehen, ist die Auskopplungspolarisation auch nach Durchlaufen des langen Arms noch deutlich von der Eingangspolarisation abhängig. Die durch den Knick bewirkte

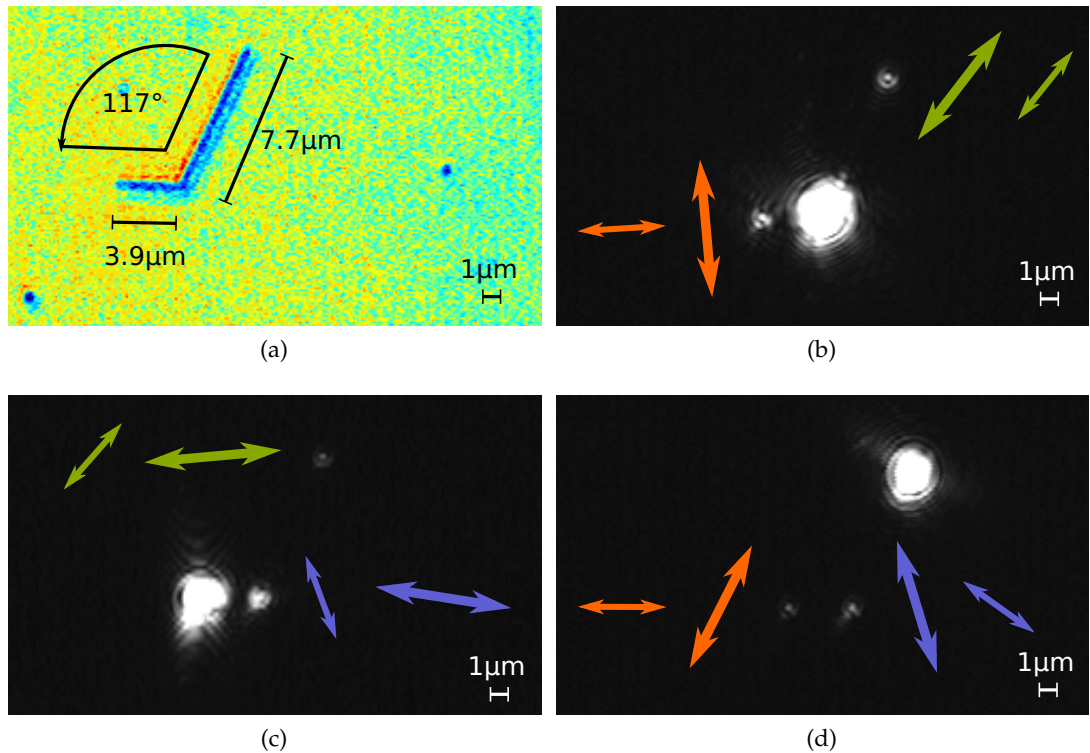


Abbildung 3.9: SP-Anregung am geknickten Draht. (a) Geometrie des Drahtes. (b)-(c) Polarisationsrichtung des anregenden Lasers (großer Doppelpfeil) und des ausgekoppelten Lichts (kleiner Doppelpfeil) bei intensiver Auskopplung. Unterschiedliche Farben sind nicht zur gleichen Zeit gemessen. Rot: Ende des kurzen Arms. Grün: Ende des langen Arms. Blau: Knick in der Mitte. Die Pfeile kennzeichnen nicht die Polarisation im Hintergrundbild.

Filterung der $m=0$ -Mode lässt sich jedoch einfacher durch Verringern des Drahtdurchmessers erzielen [18].

3.2 SP-Leitung auf Nanodrähten

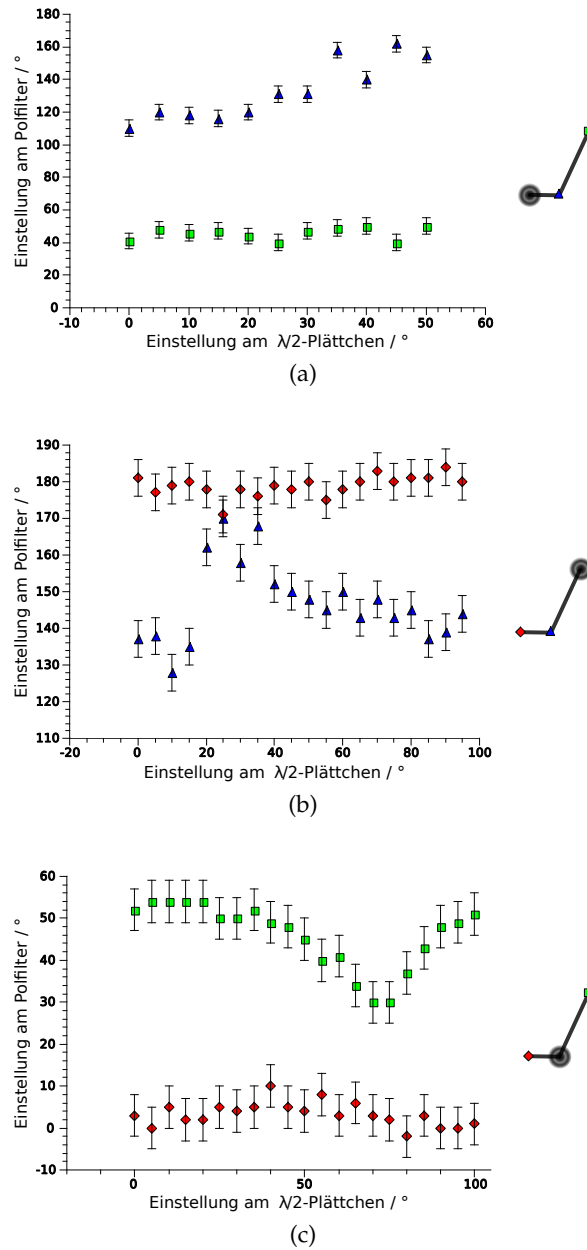


Abbildung 3.10: Abhängigkeit der Polarisation des ausgekoppelten Lichtes von der Polarisation des eingekoppelten Lichtes für die verschiedenen Anregungsstellen am geknickten Draht. Liegt zwischen Anregung und Detektion der Knick, besteht keine Abhängigkeit. Neben den Diagrammen ist schematisch der Draht mit Anregung (schwarzer Kreis) und den im Diagramm verwendeten Symbolen für die Detektion dargestellt. (a) Anregung am Ende des kurzen Arms; (b) Anregung am Ende des langen Arms; (c) Anregung am Knick.

Anregung am Ende des langen Arms

Die Anregung, unter der möglichst viel Licht am anderen Drahtende austritt, ist um $\gamma_I = -2^\circ$ in Bezug auf den Draht polarisiert. Die Polarisation des ausgekoppelten Licht ist um $\gamma_A = 1^\circ$ gegenüber der Leiterachse gedreht. Auch dies steht im Einklang mit dem Erhalt der $m=0$ -Mode.

Anregung am Knick

In Abbildung 3.9b findet die optimale Anregung am langen Arm bei einer Polarisation von $\gamma_I = -12^\circ$ gegen die Drahtachse statt. Das ausgekoppelte Licht ist mit $\gamma_A = -13^\circ$ polarisiert. Die Polarisation hat sich kaum gedreht, die Anregung ist in etwa dann maximal, wenn die Projektion des E -Felds auf die Probenebene in Drahrichtung zeigt. Am kurzen Arm ist die Polarisation bei optimaler Anregung um $\gamma_I = -82^\circ$ gegen die Drahtachse gedreht. Vom Drahtende strahlt das Licht unter einem Polarisationswinkel von $\gamma_A = 7^\circ$ ab. Die Polarisation wird beinahe maximal gedreht. Eine Erklärung für den gegensätzlichen Charakter der Anregung ist, dass der Laser so eingestellt wurde, dass auch am weiter entfernten Ende mit vergleichsweise hoher Intensität Licht auskoppelt. Bei der Positionierung des Laserfokus wurde also der lange Draht bevorzugt. Wie oben besprochen, koppeln entlang der Biegung alle möglichen Polarisationen aus, weshalb in der Umkehrung auch alle mögliche Polarisationen zur Anregung führen können.

In Hinblick auf mögliches Plasmonrouting zeigt Abbildung 3.11 den maximal durch Verstellen der Anregungspolarisation erreichbaren Intensitätsunterschied. Mit der un-

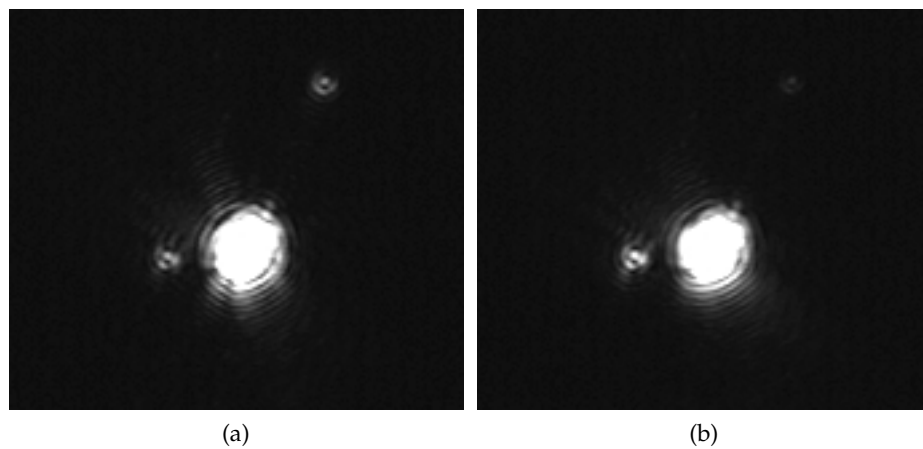


Abbildung 3.11: Größtmöglicher Unterschied, der durch Änderung der Anregungspolarisation erreicht werden kann. Der Polarisationsunterschied der Anregung beträgt 40°

tersuchten Struktur ist ein Routing nur ineffizient möglich. Wegen des nichtrechten Knickwinkels und der Anregung höherer Moden lässt sich auch die Polarisationstrennung nicht gut beobachten. Für zukünftige Experimente könnte man in Erwägung zie-

hen, eine lithographisch hergestellte Struktur ähnlich der in Abbildung 3.12 zu verwenden. Die Verjüngung auf etwa $0.1\lambda_0$ würde die Einkopplungseffizienz gegenüber einer Gitterstrukturierung zwar verringern und die Dämpfung auf dem Teilstück erhöhen, erlaubte es aber nur die jeweilige $m=0$ -Mode anzuregen, was die Versuchsauswertung möglicherweise vereinfacht.

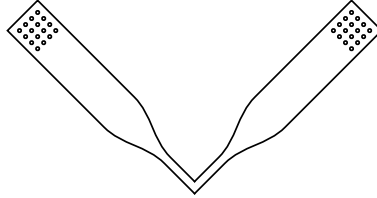


Abbildung 3.12: Skizze eines möglichen Polarisationssteilers. Die Verjüngung am Knick, an dem eingekoppelt würde, verböte die Anregung aller Moden außer der Fundamentalmode

3.3 Ausblick

Die Messwerte am geknickten Draht lassen sich mit der Theorie erklären, die Untersuchung eines einzelnen Falls erlaubt jedoch keine Verallgemeinerungen. Bei weiterem Interesse müssen daher die erhaltenen Messergebnisse zunächst in umfangreicheren Messserien verifiziert werden.

Mit dem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Versuchsaufbau lassen sich darüber hinaus noch weitere plasmonische Effekte untersuchen, etwa wie Plasmonen kontrolliert an anderen Stellen als den Drahtenden in Licht ausgekoppelt werden können. So ist es möglich, Photonen in SP umzuwandeln, sobald die Symmetrie in Ausbreitungsrichtung gestört ist (Abschnitt 2.2.2). In der Umkehrung können Oberflächenplasmonen in Photonen auskoppeln, wenn sie auf Inhomogenitäten treffen. Positioniert man etwa ein Metallpartikel im dielektrischen Medium so, dass es das evaneszente Feld der SP stört, können die SP an diesem in Photonen auskoppeln und SP lassen sich an dieser Stelle mit fokussiertem Licht anregen. Um das Partikel neben den Draht zu bringen, ist ein Rasterkraftmikroskop (AFM) gut geeignet. Bei diesem rastert eine feine Spitze an einem Hebel die Probenoberfläche ab. Tritt die Spitze mit dem Potenzial der Oberfläche in Wechselwirkung, biegt sich der Hebel durch. Daraus kann man auf die Probengeometrie schließen. Man kann mit der Spitze auch kleine Objekte verschieben.

Erste Versuche dazu wurden im Rahmen dieser Arbeit bereits durchgeführt. Dazu wurden auf eine Silbernanodrahtprobe kolloid-gelöste Goldnanokugeln mit einem nominalen Durchmesser von $d_{\text{Au-Kugel}} = 80 \text{ nm}$ durch Spincoaten verteilt. Ein Draht wurde in Hinblick auf die Plasmonenleitung vermessen und unter dem Rasterkraftmikroskop ein kugelähnliches Partikel an den Draht geschoben. Abbildung 3.13 zeigt den Draht vor und nach der Präparation. Danach wurde der Draht erneut unter dem Lichtmikroskop betrachtet. Dabei ließ sich noch keine Auskopplung an dem Partikel

3 Experimentelle Ergebnisse

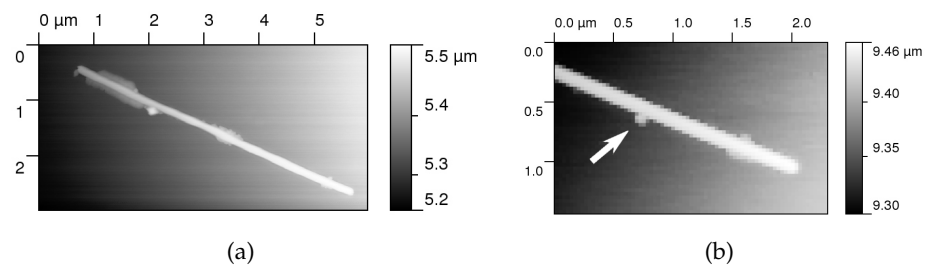


Abbildung 3.13: Rasterkraftmikroskopaufnahmen eines Drahtes. Der Draht ist mit Rückständen des Passivierungsmittels umgeben. (a) Draht vor der Manipulation; (b) An den Draht wurde ein kugelförmiges Partikel geschoben.

beobachten. Diese Messung wurde an einem anderen Draht mit dem gleichen Ergebnis wiederholt. Es kann mehrere Gründe haben, dass keine Auskopplung gesehen wurde. So kann man unter dem Rasterkraftmikroskop nicht erkennen, aus welchem Material das Partikel besteht, es ist daher möglich, dass kein Goldkügelchen, sondern nur ein ähnlich großes Teilchen an den Draht geschoben wurde. Der Kugeldurchmesser kann ungünstig gewählt sein, etwa weil er zu klein ist. Weiterhin kann das Teilchen in eine ungünstige Position geschoben worden sein oder es war durch Reste des Passivierungsmittels vom Draht getrennt.

4 Zusammenfassung

Im Rahmen der Arbeit wurde eine Messanordnung zur Anregung von Oberflächenplasmonen auf Metallnanostrukturen und zur mikroskopischen Untersuchung der Auskopplung der SP in Licht entwickelt und aufgebaut. Dabei zeigte sich in aufwendigen Messserien, dass SP-Anregung nur gelang, wenn ein Mikroskopobjektiv mit sehr hoher numerischer Apertur verwendet wurde. Mit dieser Anordnung wurde die Propagationslänge von SP auf Silbernanostrukturalen mit festem Durchmesser bestimmt. Darüber hinaus wurde die Drehung der Polarisation des Lichtes, in das die SP auskoppeln, gegenüber der Polarisation des anregenden Lichtes ermittelt. Beide Messergebnisse sind mit Referenzwerten konsistent.

Weiterhin wurde der Einfluss eines Knicks im plasmonischen Wellenleiter auf das Polarisationsdrehverhalten detailliert untersucht. Die dabei erhaltene Abhängigkeit lässt indirekt auf das Verhalten verschiedener SP-Moden schließen. Insbesondere wurde festgestellt, dass nur die Fundamentalmode den Knick passiert.

Die im Rahmen der Arbeit erhaltenen Ergebnisse können für das Design eines plasmonischen Polarisationsteilers benutzt werden. Die aufgebaute Messanordnung wird zukünftig für weitere Untersuchungen eingesetzt.

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. Thomas Aichele und Herrn Dipl.-Phys. Andreas Schell für die hilfreiche Unterstützung und die anregenden Diskussionen.

Herrn Prof. Dr. Oliver Benson möchte ich für seine tiefgründigen Erklärungen plasmonischer Phänomene danken.

Weiterhin danke ich Herrn Günther Kewes für die rasterkraftmikroskopischen Untersuchungen der Proben.

Anhang A

Genaue Bezeichnung der verwendeten Geräte

Zeiss Plan NEOFLUAR 63/0.75 Ph2 Korr ∞ /0-1.5 Luftobjektiv

Carl Zeiss Jena Planachromat HI 100 \times /1.3 ∞ /0.17 A Ölimmersionsobjektiv

EHD Imaging GmbH EHD Kam 4FB 1/2" SVHD CCD-Farbkamera

Watec WAT120N+ Schwarzweißkamera

IMM Photonics GmbH IMM-1040-670-1-R-K-L Laserdiode $\lambda = 670 \text{ nm} \pm 8 \text{ nm}$, $P = 0.85 \text{ mW} \pm 0.14 \text{ mW}$

Thorlabs P1-630A-FC-2 Single-Mode Lichtleitfaser, 2 m, 630 nm bis 680 nm

Thorlabs F280FC-B Kollimator $f = 18.24 \text{ mm}$

Thorlabs PAF-X-7-B Faserkoppler

Newport XY-Translation Stage M-406 Mikrometertisch zum Verfahren der Probe

Newport M-UMR5.16 Mikrometertisch zum Verfahren des Objektivs

$\lambda/2$ -Plättchen für $\lambda = 690 \text{ nm}$

Anhang B

Zur Ableitung der Intensität eines Laserfokus

Dem Konzept des Gaußstrahls liegt die Paraxialnäherung zugrunde. Diese Näherung ist für Objektive mit hoher NA nicht gültig. In diesem Abschnitt wird aus allgemeineren Überlegungen abgeleitet, wie sich die Intensität bei Objektiven verschiedener NA konzentriert.

Für geometrische Optik ohne Mediengrenzen, an denen der Brechungsindex n unstetig ist, existieren Hamilton-Gleichungen [19, ab S. 124]. Die Mediengrenzen lassen sich mit dem Brechungsgesetz behandeln. Schließt man die Unstetigkeitsstellen durch eine Schicht der Dicke D stetig aneinander an, so ergibt sich das Brechungsgesetz stetig aus dem Grenzfall $D \rightarrow 0$. Die geometrische Optik unterliegt deshalb dem Satz von Liouville. Da eine kleinere NA zu kleineren Öffnungswinkeln im Objektraum führt, ist die Bündelung und somit die maximale Intensität bei kleinerer NA geringer. Ein Maß für das Phasenraumvolumen eines Strahlenbündels ist die Emmitanz

$$\epsilon = \sqrt{\det \Sigma} = \sqrt{\begin{vmatrix} \langle r^2 \rangle & \langle rr' \rangle \\ \langle rr' \rangle & \langle r'^2 \rangle \end{vmatrix}}$$

Dabei bezeichnet r den Abstand eines Photons zur optischen Achse, und r' seine Ableitung entlang der optischen Achse. Im Fokus ist dann:

$$\langle r^2 \rangle \langle r'^2 \rangle = \text{const.}$$

Nun ist für ein Objektiv $\max r' = \tan \alpha$, so dass gilt, zueinander ähnliche Strahlquerschnitte vorausgesetzt:

$$I \propto \frac{1}{\langle r^2 \rangle} \propto \tan^2 \alpha = \left(\frac{\sin \arcsin \frac{NA}{n}}{\cos \arcsin \frac{NA}{n}} \right)^2 = \frac{NA^2}{n^2} \cdot \frac{1}{1 - \left(\frac{NA}{n} \right)^2} = \frac{1}{\left(\frac{n}{NA} \right)^2 - 1}$$

Literaturverzeichnis

- [1] Sommerfeld. Fortpflanzung elektrodynamischer Wellen an einem zylindrischen Leiter. *Ann. der Physik und Chemie*, 67:233–290, 1899.
- [2] Zenneck. Über die Fortpflanzung ebener elektromagnetischer Wellen längs einer ebenen Leiterfläche und ihre Beziehung zur drahtlosen Telegraphie. *Ann. der Physik*, 27(7):846–866, 1907.
- [3] K. R. Catchpole and A. Polman. Plasmonic solar cells. *Optics Express*, 16(26): 21793–21800, December 2008. doi: 10.1364/OE.16.021793. URL <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-16-26-21793>.
- [4] Jelena Vučković, Marko Lončar, Oskar Painter, and Axel Scherer. Surface plasmon enhanced LED. <http://authors.library.caltech.edu/2795/>, 2000. URL <http://authors.library.caltech.edu/2795/>.
- [5] Benno Rothenhausler and Wolfgang Knoll. Surfaceplasmon microscopy. *Nature*, 332(6165):615–617, April 1988. doi: 10.1038/332615a0. URL <http://dx.doi.org/10.1038/332615a0>.
- [6] Jeffrey N. Anker, W. Paige Hall, Olga Lyandres, Nilam C. Shah, Jing Zhao, and Richard P. Van Duyne. Biosensing with plasmonic nanosensors. *Nat Mater*, 7(6): 442–453, June 2008. ISSN 1476-1122. doi: 10.1038/nmat2162. URL <http://dx.doi.org/10.1038/nmat2162>.
- [7] K. Phillips. Jiri Homola (Ed.): surface plasmon resonance-based sensors. *Analytical and Bioanalytical Chemistry*, 390:1221–1222, 2008. ISSN 1618-2642. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s00216-007-1821-y>. doi: 10.1007/s00216-007-1821-y.
- [8] Leilei Yin, Vitali K. Vlasko-Vlasov, John Pearson, Jon M. Hiller, Jiong Hua, Ulrich Welp, Dennis E. Brown, and Clyde W. Kimball. Subwavelength focusing and guiding of surface plasmons. *Nano Letters*, 5(7):1399–1402, 2005. doi: 10.1021/nl050723m. URL <http://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/nl050723m>.
- [9] Dmitri K. Gramotnev and Sergey I. Bozhevolnyi. Plasmonics beyond the diffraction limit. *Nat Photon*, 4(2):83–91, February 2010. ISSN 1749-4885. doi: 10.1038/nphoton.2009.282. URL <http://dx.doi.org/10.1038/nphoton.2009.282>.
- [10] Stefan A. Maier. *Plasmonics*. Springer Verlag, 8 2007. URL <http://amazon.com/o/ASIN/B001E1GWOC/>.

- [11] Wolfgang Nolting. *Grundkurs Theoretische Physik 3: Elektrodynamik (Springer-Lehrbuch) (German Edition)*. Springer, 8. aufl. edition, 5 2007. ISBN 9783540712510. URL <http://amazon.com/o/ASIN/3540712518/>.
- [12] William L. Barnes, Alain Dereux, and Thomas W. Ebbesen. Surface plasmon subwavelength optics. *Nature*, 424(6950):824–830, 2003. ISSN 0028-0836. doi: 10.1038/nature01937. URL <http://dx.doi.org/10.1038/nature01937>.
- [13] Pierre Berini. Plasmon-polariton waves guided by thin lossy metal films of finite width: Bound modes of asymmetric structures. *Phys. Rev. B*, 63(12):125417, Mar 2001. doi: 10.1103/PhysRevB.63.125417.
- [14] Irene Fernandez-Cuesta, Rasmus Bundgaard Nielsen, Alexandra Boltasseva, Xavier Borrise, Francesc Perez-Murano, and Anders Kristensen. V-groove plasmonic waveguides fabricated by nanoimprint lithography. volume 25, pages 2649–2653. AVS, 2007. doi: 10.1116/1.2779041. URL <http://link.aip.org/link/?JVB/25/2649/1>.
- [15] Dieter Meschede. *Optik, Licht und Laser*. Vieweg+Teubner, 3., durchgesehene auf-lage. edition, September 2008. ISBN 3835101439.
- [16] Harald Ditlbacher, Andreas Hohenau, Dieter Wagner, Uwe Kreibig, Michael Ro-gers, Ferdinand Hofer, Franz R. Aussenegg, and Joachim R. Krenn. Silver nano-wires as surface plasmon resonators. *Phys. Rev. Lett.*, 95(25):257403, Dec 2005. doi: 10.1103/PhysRevLett.95.257403.
- [17] Zhipeng Li, Kui Bao, Yurui Fang, Yingzhou Huang, Peter Nordlander, and Hong-xing Xu. Correlation between incident and emission polarization in nanowire surface plasmon waveguides. *Nano Letters*, 10(5):1831–1835, 2010. doi: 10.1021/nl100528c. URL <http://pubs.acs.org/doi/abs/10.1021/nl100528c>.
- [18] D. E. Chang, A. S. Sørensen, P. R. Hemmer, and M. D. Lukin. Strong coupling of single emitters to surface plasmons. *Phys. Rev. B*, 76(3):035420, Jul 2007. doi: 10.1103/PhysRevB.76.035420.
- [19] Helmut Fischer and Helmut Kaul. *Mathematik für Physiker 3: Variationsrech-nung, Differentialgeometrie, Mathematische Grundlagen der allgemeinen Relativitätstheo-rie*. Vieweg+Teubner, 2., überarb. a. edition, 1 2006. ISBN 9783835100312. URL <http://amazon.de/o/ASIN/3835100319/>.
- [20] Jürgen Eichler and Hans Joachim Eichler. *Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwen-dungen*. Springer, Berlin, 7., aktual. aufl. edition, May 2010. ISBN 3642104614.
- [21] Ilja N. Bronstein, Konstantin A. Semendjajew, and Gerhard Musiol. *Taschenbuch der Mathematik*. Deutsch (Harri), 6., vollst. überarb. u. erg. a. edition, 2005. ISBN 3817120060.

- [22] Foundation. *Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing*. Foundation Books, 12 2007. ISBN 9788185618166. URL <http://amazon.com/o/ASIN/818561816X/>.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Unterschied zwischen dielektrischen und plasmonischen Wellenleitern .	2
2.1	TM-Lösung der Maxwell-Gleichungen auf einer Metalloberfläche	7
2.2	Vergleich der Dispersionsrelation von SP und EM-Strahlung in Dielektrika	9
2.3	Dispersionsrelation von Gold und Silber	10
2.4	Anregung von Plasmonen durch Totalreflexion	12
3.1	Prinzipdarstellung des verwendeten Mikroskopaufbaus	13
3.2	Schematischer Aufbau des Experiments.	14
3.3	Messverfahren zur Bestimmung der Dämpfung von SP auf Silbernanodrähten	19
3.4	Messkurve zu Bestimmung der Propagationslänge von SP auf Silbernanodrähten	19
3.5	SP-Moden auf Metallnanodrähten	20
3.6	Messkurve zu Bestimmung der Polarisationsdrehung an geradem Silberdraht	21
3.7	(a) Unveränderte Mikroskopaufnahme desselben Drahtes wie rechts. Der Draht ist im Bild nur schwer zu erkennen. (b) Das Bild von links in Falschfarbendarstellung. Der Draht ist deutlich zu erkennen. Die Darstellung von Drahtgeometrien erfolgt im Weiteren daher immer als Falschfarbenbild. Anregung und Auskopplung sind auch im Original deutlich zu sehen, deshalb ist in diesen Fällen die unveränderte Aufnahme gezeigt.	22
3.8	Ein- und Ausgangspolarisation am geraden Draht	22
3.9	Ein- und Ausgangspolarisation am geknickten Draht	24
3.10	Abhängigkeit der Polarisation des ausgekoppelten Lichtes von der Polarisation des eingekoppelten Lichtes	25
3.11	maximales Plasmonrouting durch Änderung der anregenden Polarisation	26
3.12	Entwurf eines möglichen plasmonischen Polarisationssteilers	27
3.13	Rasterkraftmikroskopaufnahme eines Silbernanodrahts	28

Selbständigkeitserklärung

Ich erkläre, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel angefertigt habe.

Berlin, den 06.10.2010

Stephan Scholz