

Wellenleitung von Oberflächenplasmonen entlang
lithographischer Goldstrukturen

BACHELORARBEIT

zur Erlangung des akademischen Grades

Bachelor of Science
im Fach Physik

eingereicht an der
Humboldt-Universität zu Berlin
Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät I
Institut für Physik

von
Robert Koslowski
geboren am 12.05.1981 in Berlin

Betreuer:
Dr. Thomas Aichele
Andreas Schell
Prof. Dr Oliver Benson

eingereicht am 16.11.2011

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
2 Grundlagen	1
2.1 Oberflächen-Plasmon-Polaritonen	2
2.1.1 Mathematische Beschreibung	2
2.1.2 Anregung und Auskopplung	6
2.2 Lichtmikroskopie	11
2.3 Elektronenstrahllithographie	13
3 Messaufbau	16
4 Verwendung von Silber-Nanodrähten zur Kalibrierung	18
5 Gitterkopplung mit Gold auf Glas Strukturen	25
5.1 Bestimmung des Gitterabstands	26
5.2 Layout-Erstellung	29
5.3 Kopplungsverhalten der erstellten Strukturen und Schlussfolgerungen für das Layout	29
6 Zusammenfassung und Ausblick	35
7 Literaturverzeichnis	37

1 Einleitung

Diese Bachelorarbeit wird sich mit der Erzeugung von Oberflächen-Plasmonen-Polaritonen (siehe Kapitel 2.1.1) beschäftigen. Mit diesen ist der Transport von Informationen über wenige Mikrometer möglich und ihr Einsatz ist daher unter anderem in der Mikrochip-Technologie denkbar. Im Gegensatz zu heutigen Mikrochips, welche durch eine angelegte Spannung Informationen transportieren und damit Strom verbrauchen, wäre eine Erzeugung der Oberflächen-Plasmonen-Polaritonen durch Licht möglich. Eine moderne Alternative zu elektronischer Informationsübertragung ist durch eine immer ausgereiftere optische Übertragung von Licht in Glasfaserkabeln gegeben. Da Lichtwellenleiter aber durch das Beugungslimit im Durchmesser begrenzt und damit innerhalb von Mikrochips nicht einsetzbar sind, benötigt es eine Schnittstelle von Lichtwellenleiter zu Mikrochip, um das Licht auf einen engeren Raum zu begrenzen. Dies ist durch die Kopplung an Oberflächen-Plasmon-Polaritonen möglich.

Die Entwicklung von Plasmonen-Koppler ist seit Jahren im Gange und in zahlreichen Veröffentlichungen wissenschaftlicher Arbeiten in diesem Gebiet nachzulesen (Quellenangabe in [1] und [13]). Auch in dieser Arbeit soll mit Hilfe einer Kopplungsart, der Gitterkopplung (siehe Kapitel 2.1.2), ein Oberflächen-Plasmon-Polariton in einem Wellenleiter aus Gold angeregt werden. Zuvor jedoch wird geklärt werden, was man sich unter Oberflächen-Plasmon-Polaritonen vorstellen kann und Methoden zu ihrer Erzeugung beschrieben. Weiterhin wird die Lichtmikroskopie, welche für die Anregung mit einem Laser genutzt wird und als Nachweismethode der Kopplung die Daten liefert, kurz umrissen. Im Anschluss wird die Elektronenstrahlolithographie als Prozess der Herstellung der Goldwellenleiter erläutert. Eine Beschreibung des Messaufbaus, sowie die Kalibrierung des Aufbaus mit Hilfe von Silber-Nanodrähten schließt die Vorbereitung ab. Nach den Einkoppelungsversuchen in Goldwellenleiter werden die Ergebnisse zusammengefasst, welche Schlüsse für zukünftige Arbeiten liefern.

2 Grundlagen

In diesem Kapitel werden die Grundlagen des Themas und des anschließenden Experiments erläutert. Es wird zunächst das Oberflächen-Plasmon-Polariton in seinen Eigenschaften beschrieben und dann aufgeführt, wie man dieses erzeugen kann. Im Weiteren wird dann auf die Mikroskopie eingegangen, welche dazu befähigt Strukturen zu untersuchen, die in der Größenordnung von wenigen Mikrometern liegen. Mit Hilfe der Elektronenstrahlolithographie werden solche Strukturen für diese Arbeit hergestellt. Dieser Prozess soll schließlich anhand der verwendeten Strukturen kurz beschrieben werden.

2.1 Oberflächen-Plasmon-Polaritonen

Der für diese Arbeit wichtige Effekt ist die Anregung von sogenannten Oberflächen-Plasmon-Polaritonen (SPP, surface plasmon polariton in engl.). Dieses SPP ist eine Kopplung der kollektiven Plasmaschwingung von Elektronen gegen ein starres positiv geladenes Ionengitter an der Oberfläche eines metallischen Materials mit einem ins angrenzende Dielektrikum (Nichtleiter) reichenden elektromagnetischen Feld. Dieses Feld wird durch die erwähnte Plasmaschwingung erzeugt. Andererseits induziert ein elektromagnetisches Feld gerade solch eine Plasmaschwingung in einem Metall. Somit sind Plasmaschwingung und elektromagnetisches Feld untrennbar miteinander verbunden. Im idealen Fall würde diese Schwingung endlos anhalten, in der Realität wird sie jedoch gedämpft. Da die Elektronen gegen z.B. die Ionenrumpfe stoßen oder gestreut werden, verlieren sie an kinetischer Energie, was zu einer Dämpfung der Schwingung führt. Die SPP-Ausbreitung ist also abhängig vom elektrischen Widerstand des Metalls.

2.1.1 Mathematische Beschreibung

Die mathematische Beschreibung der SPP gelingt bereits mit der klassischen Physik. Benötigt wird lediglich ein Modell, anhand dessen man die optischen Materialeigenschaften beschreiben kann. Anschließend kann man mit Hilfe der Maxwellgleichungen und geeigneten Stetigkeits- und Randbedingungen eine Lösung der Wellengleichung der SPP berechnen.

Für die optischen Eigenschaften bietet sich das Drude-Modell (wie in [1] beschrieben) an, welches von den bereits erwähnten Bewegungen eines Elektronenplasmas, oder auch Fermigas genannt, gegen das Ionengitter eines Metalls ausgeht. Diese Elektronen werden als quasifrei angenommen, das heißt, sie können sich im Metall frei bewegen und wechselwirken nicht untereinander. Ebenfalls werden die ohmschen Verluste durch Stöße über die charakteristische Stoßfrequenz miteinbezogen. Die Schwingung wird hier als Antwort auf ein externes elektrisches Feld \vec{E} beschrieben, wobei eine Polarisierung \vec{P} , welche das Dipolmoment pro Volumen angibt, induziert wird.

$$\vec{P} = \epsilon_0(\epsilon - 1)\vec{E} \quad (1)$$

ϵ_0 ist die Permittivität des Vakuums und ϵ die relative Permittivität. Letztere ist eine materialabhängige Größe. Metalle haben komplexwertige Permittivitäten, wobei der Realteil ein Maß für die Verschiebung der Ladung und Energiespeicherung und der Imaginärteil ein Maß für dielektrische Verluste während der Verschiebung und ohmsche Verluste ist.

$$\epsilon_M(\omega) = \epsilon'(\omega) + i\epsilon''(\omega) \quad (2)$$

Das Drude-Modell beschreibt die Permittivität als abhängig von der Frequenz der Schwingung und der genaue Zusammenhang wird in der dielek-

trischen Funktion beschrieben.

$$\epsilon_M(\omega) = 1 - \frac{\omega_P^2}{\omega^2 - i\gamma\omega}, \quad (3)$$

wobei γ die charakteristische Kollisionsfrequenz ist und

$$\omega_P = \sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (4)$$

Plasmafrequenz genannt wird. n ist die Elektronendichte, e die elektrische Elementarladung und m_e die Elektronenmasse. Bei den Metallen ist der Realteil der Permittivitäten negativ ($\epsilon'(\omega) < 0$). Zur Beschreibung von SPP wird das Metall nach außen hin ladungsneutral, linear, isotrop und nicht magnetisch (Permeabilität $\mu=1$) angenommen. Für die Lösung der zugehörigen Maxwell-Gleichungen wird der Ansatz für eine ebene Welle genommen:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = A \cdot e^{i(\vec{k}\vec{r} - wt)} \quad (5)$$

Vereinfacht nimmt man nun an, dass sich die Welle in x-Richtung eines kartesischen Koordinatensystems ausbreitet (siehe Abb. 1). Die Oberfläche des Metalls liegt in der x-y-Ebene bei $z=0$ und das Metall befindet sich im Bereich $z<0$. Durch Stetigkeitsbedingungen, welche an der Oberfläche des Metalls, also an der Grenze zwischen Metall und einem anderen Material, erfüllt sein müssen, ergibt sich nur eine SPP-Wellenausbreitung, wenn das angrenzende Material ein Dielektrikum (Nichtleiter) ist. Dieses Dielektrikum besitzt eine konstante nicht komplexwertige, positive Permittivität $\epsilon_D > 0$. Das Dielektrikum Luft hat eine Permittivität von $\epsilon_D \approx 1$ und damit nahezu dieselbe Permittivität wie das Vakuum. Die $z=0$ Ebene teilt also in Bereiche mit unterschiedlichen Permittivitäten.

Nach Lösung der Maxwell-Gleichungen erhält man einen Ausdruck für die Welle, welche das SPP darstellt (nach [3]):

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}(z) \cdot e^{ik_{SPP}x} \cdot e^{-iwt} \quad (6)$$

$\vec{E}(z)$ beschreibt hierbei einen exponentiellen Abfall der Feldstärke in positive und negative z-Richtung, wobei deren Abfall unterschiedlich stark ist. Der Wellenvektor in x-Richtung wird über k_{SPP} beschrieben und lautet

$$\vec{k}_{SPP} = k_{SPP} \cdot \vec{e}_x \quad (7)$$

wobei

$$k_{SPP} = k_0 \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_M \epsilon_D}{\epsilon_M + \epsilon_D}} \quad (8)$$

ist. $k_0 = \frac{\omega}{c}$ steht für die Wellenzahl einer Lichtwelle der Frequenz ω im Vakuum und c ist die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Dieser Ausdruck ist

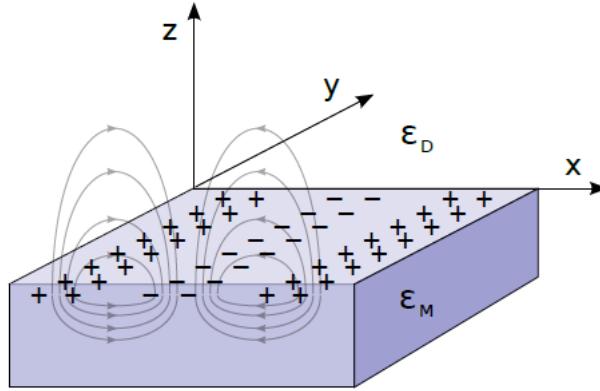


Abbildung 1: Wellenleiter für SPP in der x-y-Ebene liegend: Longitudinale Plasmaschwingung in x-Richtung. Darstellung des evaneszenten $\vec{E}(\vec{z})$ Feldes im Metall mit Permittivität ϵ_M und im Dielektrikum mit Permittivität ϵ_D . Nach [2].

gültig für den Real- und Imaginärteil der Permittivität des Metalls, beinhaltet daher Schwingungsmodus und deren Dämpfung. Die SPP-Welle breitet sich also in x-Richtung aus und wird gedämpft durch dielektrische und ohmsche Verluste. Die Plasmaschwingung erfolgt in Ausbreitungsrichtung, das heißt, SPP sind Longitudinalwellen. In Metall und Dielektrikum erstrecken sich jeweils exponentiell abklingende elektrische Felder $E(\vec{z})$ mit unterschiedlicher Zerfallslänge $\frac{1}{|k_{z,i}|}$; $i=D,M$. Die Wellenzahl in z-Richtung ist hierbei abhängig vom Medium und nach [3] ergibt sich für den Realteil:

$$k_z^{Dielektrikum} = k_0 \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_D^2}{\epsilon_M + \epsilon_D}} \quad (9)$$

$$k_z^{Metall} = k_0 \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_M^2}{\epsilon_M + \epsilon_D}} \quad (10)$$

In Abbildung 2 ist gezeigt, dass der Einschluss einer Lichtwelle in Glasfasern (Dielektrikum) auf minimal deren Wellenlänge begrenzt ist, wohingegen SPP auf sehr viel kleinere Strukturen beschränkt werden können, als der Größe ihrer Wellenlänge. Die Felder reichen für Lichtwellen in dielektrischen Fasern, welche schmäler als die Wellenlänge sind, extrem weit nach außen. Beispielsweise kann eine Wechselwirkung mit benachbarten Fasern zum Verlust der Lichtwelle in der ersten Faser führen. Der Vorteil von SPP-Wellenleitern ist also ein starkes Abklingen der Felder senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Dies gilt selbst für sehr schmale Wellenleiter.

Damit ein Abklingen der Felder in z-Richtung passiert, muss $Re(\epsilon_M) + \epsilon_D < 0$ sein. Dies ist der Fall, wenn $|Re(\epsilon_M(\omega))| > \epsilon_D$ ist, was

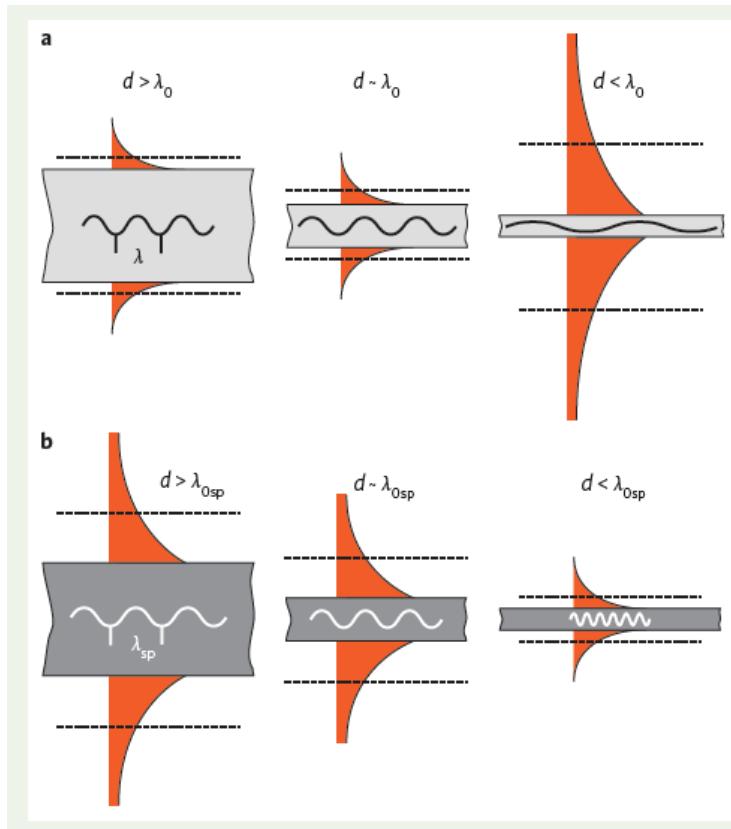


Abbildung 2: In (a) ist eine dielektrische Faser und in (b) ein zylindrischer Metall-Nanodraht mit unterschiedlichen Durchmessern gegeben. Eingezeichnet sind die Wellenlängen der jeweiligen Moden in (a) und (b) für unendlich lange Fasern/Drähte. Dazu sind die exponentiell abfallenden Felder senkrecht zur Ausbreitungsrichtung eingezeichnet, wobei die gestrichelte Linie den Abstand angibt, bei dem das Feld auf $1/e$ abgefallen ist. Das Feld ist demnach in (a) für einen Durchmesser mit der Größe der Wellenlänge der Mode am wenigsten ausgedehnt und bei (b) ist die Ausdehnung für Durchmesser kleiner der Wellenlänge der Mode am wenigsten ausgedehnt. [4]

besonders für Edelmetalle wie Silber oder Gold der Fall ist. Für diese Edelmetalle sind zudem die Imaginärteile der komplexen Wellenzahlen für die evaneszenten Felder in z-Richtung vernachlässigbar.

Mit dem Realteil der dielektrischen Funktion (3) ergibt sich folgende Dispersionsrelation für die SPP-Ausbreitung in x-Richtung:

$$k_{SPP}(\omega) = \frac{\omega}{c} \cdot \sqrt{\frac{(1 - \frac{\omega_P^2}{\omega^2})\epsilon_D}{(1 - \frac{\omega_P^2}{\omega^2}) + \epsilon_D}} \quad (11a)$$

Diese Dispersionsrelation wird in der Abbildung 3 für Metall/Luft- und Metall/Dielektrikum-Grenzschichten qualitativ dargestellt.

2.1.2 Anregung und Auskopplung

Die Anregung von SPP soll im Kapitel 4 und 5 mit einem Infrarotlaser erfolgen. Die folgenden Überlegungen sollen zeigen, wie dies zu bewerkstelligen ist.

Eine Umformung der Dispersionsrelation der SPP (11a) liefert:

$$k_{SPP}(\omega) = \frac{\omega}{c} \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_D}{1 + \frac{\epsilon_D}{(1 - \frac{\omega_P^2}{\omega^2})}}} \quad (11b)$$

für $\omega < \omega_P$ ergibt sich, dass

$$k_{SPP}(\omega) \geq k_D^{Licht} = k_0 \cdot \sqrt{\epsilon_D}. \quad (12)$$

$k_D^{Licht}(\omega)$ ist hierbei die Dispersionsrelation einer Lichtwelle im Dielektrikum. Nur für $\omega = 0$ treffen sich die beiden Dispersionsrelationen. Mit $\lambda = \frac{2\pi}{k}$ ist ersichtlich, dass bei gleicher Frequenz die Wellenlänge eines SPP stets kleiner ist als die Wellenlänge einer Lichtwelle.

Um an der Grenzfläche zum Metall eine Plasmaschwingung anregen zu können, muss Energie und Impulserhaltung erfüllt sein, das heißt, die Dispersionsrelationen $k_{SPP}(\omega)$ und die einer Lichtwelle $k_D^{Licht}(\omega)$ müssen sich schneiden. Nur an solchen Schnittpunkten können SPP erzeugt werden. Eine Herausforderung ist es effiziente Wege zu finden für die Erzeugung von langreichweitigen SPP. Zwei dieser Wege sollen hier erläutert werden, da sie für die experimentelle Durchführung als Kopplungsmethoden herangezogen wurden.

1. Kopplung durch Totalreflexion

Andreas Otto und Erwin Kretschmann (darauf aufbauend) haben jeweils eine Anordnung entwickelt, welche die Totalreflexion eines Lichtstrahls in einem Medium mit ϵ_{D1} an der Grenze zu einem anderen

Medium mit einer Permittivitätszahl kleiner als ϵ_{D1} , bei einem bestimmten Einstrahlwinkel θ , ausnutzt. Der Wellenvektor parallel zur Reflexionsebene (x-y-Ebene) in x-Richtung ist:

$$k_{D1;x}^{Licht}(\omega; \theta) = k_{D1}^{Licht}(\omega) \cdot \sin(\theta), \quad (13)$$

wobei θ der Winkel des einstrahlenden Lichts zur optischen Achse ist. Zudem reicht dieses Feld evaneszent senkrecht zur Reflexionsebene ins andere Medium. Offensichtlich gilt,

$$k_{D1;x}^{Licht}(\omega; \theta) \leq k_{D1}^{Licht} < k_{SPP}(\omega; \epsilon_{D1}), \quad (14)$$

da $\omega > 0$ ist.

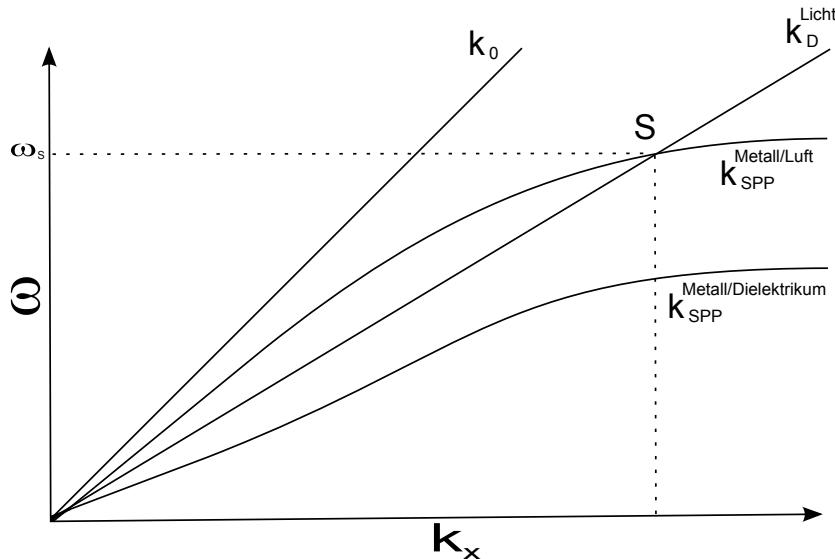


Abbildung 3: Qualitative Darstellung der Dispersionsrelationen für eine Lichtwelle im Vakuum $k_0(\omega)$, einer Lichtwelle im Dielektrikum $k_D^{Licht}(\omega)$, einem SPP an einer Metall/Luft-Grenzfläche und einem SPP an einer Metall/Dielektrikum-Grenzfläche. Am Schnittpunkt S ist ein SPP an der Metall/Luft-Grenzfläche durch $k_D^{Licht}(\omega_s)$ anregbar.

Es sind also an einer Metall/Dielektrikum-Grenzschicht mit Lichtwellen $k_{D1;x}^{Licht}(\omega; \theta)$ keine SPP (mit $k_{SPP}(\omega; \epsilon_{D1})$) zu erzeugen. Jedoch gelingt dies durch die erwähnten experimentellen Anordnungen an einer Metall/Luft-Grenzschicht ($k_{SPP}(\omega; \epsilon_{Luft})$) mit diesen Lichtwellen $k_{D1;x}^{Licht}(\omega; \theta)$, da Luft eine Permittivitätszahl von ungefähr eins besitzt und diese kleiner ist als ϵ_{D1} . Dadurch ist $k_{SPP}(\omega; \epsilon_{Luft} \approx 1) < k_{SPP}(\omega; \epsilon_{D1})$ und ein Schnitt mit $k_x^{Licht}(\omega; \theta)$ ist möglich. Nachfolgend sind die beiden Anordnungen beschrieben (nach [3]).

(a) Otto-Anordnung

Mit Hilfe eines Reflexionsprismas wird bei einem bestimmten Winkel Totalreflexion erreicht. Dieses Prisma befindet sich in einem bestimmten Abstand von einer Metalloberfläche entfernt (siehe Abb. 4 a)). Die Wahl des Abstands, oder auch Gaps (engl. für Lücke), ist wichtig, damit das gewünschte SPP an einer Metall/Luft-Grenzfläche ohne Wechselwirkung mit dem Dielektrikum (Prisma) entsteht. Dieser Gap darf jedoch auch nicht so groß sein, dass das bei der Reflexion entstehende evaneszente anregende Feld nicht bis zur Luft/Metall Grenzschicht vordringen kann. Daraus ist schon ein Nachteil des Aufbaus erkennbar. Man muss ein Optimum des Gaps erreichen und dieses auch fixieren können. Beim Anregungswinkel ist am Detektor ein Intensitäts einbruch zu verzeichnen, da das fehlende Licht total in SPP konvertiert und dieses die Energie wegtransportiert [3].

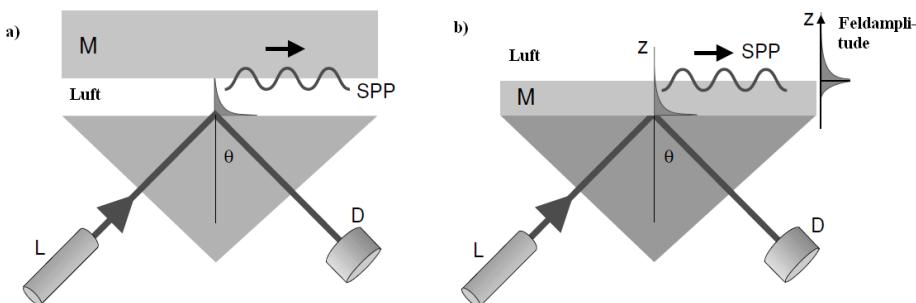


Abbildung 4: Experimenteller Aufbau der Otto-Anordnung (a) und der Kretschmann-Anordnung (b). Ein Laser (L) strahlt unter einem Winkel θ ein und erzeugt bei Totalreflexion an einer Dielektrikum/Luft-Grenze bei a) und an einer Metall/Dielektrikum-Grenze bei b) ein evaneszentes Feld mit einer Komponente parallel zu k_{SPP} , welches durch die Luftsicht reicht und an der Metalloberfläche (M) bei a) und an der Metall/Luft-Oberfläche bei b) ein SPP anregt. Ein Detektor (D) misst die Intensität des reflektierten Laserstrahls. Nach [3].

(b) Kretschmann-Anordnung

Diese Anordnung ist experimentell bequemer als die Otto-Anordnung. Hier wird direkt auf die Seite des Prismas, an der die Reflexion stattfindet, ein Metallfilm aufgetragen. Die Reflexion findet also an einer Metall/Dielektrikum-Grenzfläche statt, daher muss die Permittivität des Metalls unter der des Dielektrikums liegen. Das bei der Reflexion auftretende evaneszente Feld durchdringt den Metallfilm und regt an der Metall/Luft-Grenzfläche SPP an (siehe Abb. 4 b)). Die Dicke der Metallschicht ist hier genauso wichtig, wie der Gap in der Otto-Konfiguration.

Wenn sie zu dünn ist, wechselwirkt das evaneszente Feld der SPP mit dem Prisma und wenn sie zu dick ist, können keine SPP durch die Totalreflexion angeregt werden. Jedoch ist dies experimentell besser zu kontrollieren als ein Gap. Beim Anregungswinkel ist am Detektor wiederum ein Intensitätseinbruch zu verzeichnen.

2. Gitterkopplung

Eine weitere Möglichkeit der Anpassung des Wellenvektors einer Laserlichtwelle an einen SPP Wellenvektor stellt ein periodisches Gitter dar (siehe Abb. 5 und 6). Der Wellenvektor des reziproken Gittervektors lautet:

$$\vec{G} = \frac{2\pi}{a} \cdot \vec{e}_x. \quad (15)$$

a ist der Gitterabstand des periodischen Gitters und \vec{e}_x ist der Einheitsvektor des Gitters in x-Richtung. Der Wellenvektor des einstrahlenden Lichts \vec{k}_D^{Licht} bleibt bis auf einen reziproken Gittervektor $n \cdot \vec{G}$ erhalten und kann dadurch gerade an k_{SPP} angepasst werden (vektorielle Bragg-Gleichung):

$$\vec{k}_{SPP} = \vec{k}_D^{Licht} + n \cdot \vec{G} \quad (16)$$

mit n als Beugungsordnung (Element der ganzen Zahlen). Da nur Wellenvektoren in x-Richtungen SPP anregen können, vereinfacht sich die Gleichung nach [5]:

$$\pm k_{SPP} = k_{D,x}^{Licht} + \frac{2\pi \cdot n}{a}. \quad (17)$$

Die Aufgabe besteht also darin, einen geeigneten Gitterabstand a zu wählen. Daher muss zunächst die Wellenzahl des SPP bei der genutzten Frequenz des einstrahlenden Lichts berechnet werden und die Anpassung erfolgt dann experimentell durch eine leichte Variation des Gitterabstandes.

Auch die Länge des Gitters hat einen Einfluss auf die Art der Erhöhung des Wellenvektors. Als Grenzfall sind die Enden von rechteckigen Wellenleitern zu sehen. Hier bewirkt eine Diskontinuität der Metallocberfläche eine Änderung des Wellenvektors, da hier die Translationsinvarianz nicht mehr gegeben ist und damit die Impulserhaltung nicht mehr gelten muss [6]. Eine genaue Berechnung der Änderung ist jedoch kompliziert. Die Einkopplung durch solch eine Diskontinuität ist weniger effizient als die hier gezeigten Methoden.

Auch wenn an den Enden eine Änderung des Wellenvektors gewollt ist, möchte man jedoch verhindern, dass nach der Einkopplung des Lichts in den SPP-Wellenleiter, Störstellen wie Kanten (Erhebungen), Vertiefungen oder Löcher auf dem Wellenleiter den Wellenvektor erneut

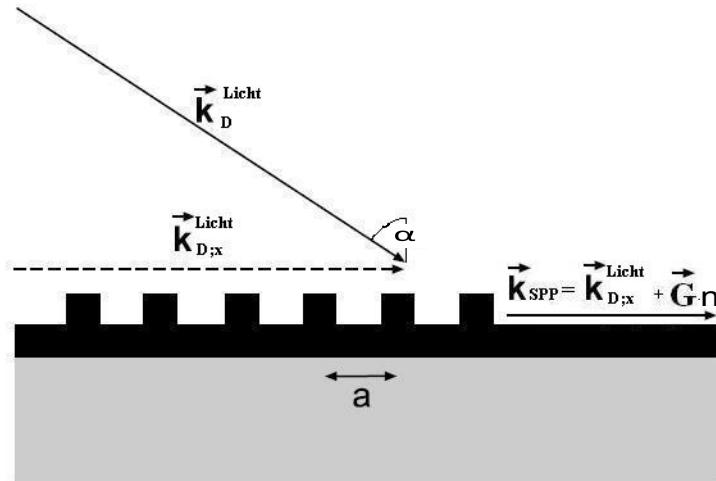


Abbildung 5: Die x-Komponente des einstrahlenden Wellenvektors \vec{k}_0 wird durch das periodische Gitter mit Gitterabstand a vergrößert, so dass ein SPP mit Wellenvektor $\vec{k}_{SPP} = \vec{k}_D^{Licht} + \vec{G} \cdot n$ in x-Richtung angeregt wird. Nach [1].

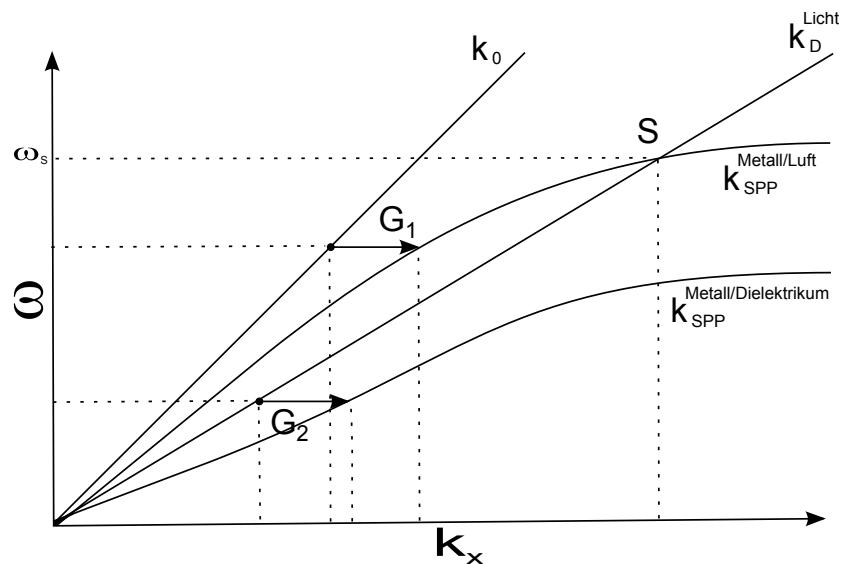


Abbildung 6: Wie in Abbildung 3. Zusätzlich sind die Gittervektoren G_1 und G_2 eingezeichnet, welche an den zwei verschiedenen Grenzflächen SPP entstehen lassen können.

verändern und eine Auskopplung der SPP in Form von Licht verursachen. Daher ist die Qualität der Struktur für langlebige SPP sehr wichtig. Ein gewolltes Auskoppeln kann an periodischen Gittern geschehen, oder eben an einem Ende des Wellenleiters.

Am Auskopplungspunkt entsteht eine Lichtwelle. Um einen Hinweis darauf zu bekommen, ob das Licht am vorgesehenen Auskopplungsgitter tatsächlich von einer SPP-Auskopplung stammt, kann durch Änderung der Polarisationsrichtung des einstrahlenden Lasers eine Änderung der eingekoppelten Intensität hervorgerufen werden. Eine solche Abhängigkeit erfolgt, da nur parallel zur Einfallsrichtung polarisiertes Licht überhaupt Plasmonen anregen kann [1].

2.2 Lichtmikroskopie

Dieses Kapitel soll über das in der Arbeit verwendete Mikroskop und dessen zugrunde liegenden theoretischen Aspekte der Auflösung informieren. Mit Hilfe der Mikroskopie ist es möglich, kleine, mit dem Auge nicht auflösbare, Strukturen zu vergrößern und aufgelöst darzustellen. In dieser Arbeit kommt man an die Grenze des Beugungslimits. Ab dieser Grenze werden die Informationen des Objekts vermehrt ins evanescente Feld abgegeben und gehen dabei für das Beugungsmuster im Fernfeld verloren. Die Beugung des Lichts ist nach [7] begrenzt durch:

$$\Delta x \geq \frac{\lambda}{2n}. \quad (18)$$

Δx ist das minimale räumliche Detail, welches durch Licht mit der Wellenlänge λ in einem Medium mit Brechungsindex n transportiert werden kann. Die Objekt- bzw. Bildinformationen, welche im Fernfeld ankommen sind auf mehrere Beugungsmaxima verteilt und um diese perfekt abbilden zu können, muss man all die Beugungsmaxima auffangen können. Da auch die Öffnung eines Mikroskopes begrenzt ist, begrenzt auch dies die Auflösung. Man denke sich einen Kegel vom Objekt aus zu den Rändern der Objektivöffnung. Der Winkel zwischen Achse und Mantelrand ist der halbe Öffnungswinkel α . Die numerische Apertur (NA), welche die Lichtsammelfähigkeit eines optischen Systems beschreibt, ist definiert als:

$$NA = \sin(\alpha) \cdot n, \quad (19)$$

wobei n der Brechungsindex des Mediums in diesem Kegel ist [8]. Damit hängt die Auflösung also von der NA des optischen Systems ab.

Strukturen liefern ein Beugungsmuster mit zentralem hellen Fleck, auch Airy Scheibe genannt, und mehreren Minima und Maxima. Die minimale Auflösung, um zwei Objekte noch voneinander unterscheiden zu können, ist nach dem Rayleigh-Kriterium erreicht, wenn die Airy Scheiben jeweils im ersten Minimum des anderen Beugungsmusters sind [9]. Der Abstand der Maxima

wird folgendermaßen berechnet:

$$d = 1,22 \cdot \frac{\lambda}{2 \cdot NA} \quad (20)$$

Hier ist λ die Wellenlänge des gebeugten Lichts. Um also eine hohe Auflösung von Nanostrukturen zu bekommen, benötigt man Objektive mit hoher NA. Dies kann man bei Luftobjektiven durch einen größeren Öffnungswinkel erreichen und bei Immersionsobjektiven mit einem Immersionsöl mit hohem Brechungsindex. Die Änderung von λ wäre ebenfalls eine Möglichkeit. Die Wellenlänge des Laserlichts ist in dieser Arbeit jedoch auf 895 nm festgelegt, aufgrund des Ziels der Anregung von langreichweitigen SPP (siehe Kapitel 5). Der Durchmesser der Airy-Scheibe ist damit der Durchmesser D des Fokus, welcher das Objektiv erreichen kann, und berechnet sich mit

$$D = 2 \cdot d = 1,22 \cdot \frac{\lambda}{2 \cdot NA} \quad (21)$$

Ein guter Fokus ist wichtig für die Einkopplung des Laserlichts in SPP (siehe Kapitel 4).

Alle verwendeten Objektive (siehe Abb. 7) sind unendlich korrigiert, das heißt die Objektive benötigen kollimiertes Licht (Parallelstrahlen), um den bestmöglichen Fokus zu erreichen. Dies funktioniert in beide Richtungen. Bildinformationen aus der Ebene des Fokus (Fokalebene) werden im Objektiv zu einem kollinierten Lichtstrahl. Der Vorteil in diesem Objektiv liegt darin, dass man in den kollinierten Strahl Filter bringen kann, welche senkrecht zum Strahlengang eingebaut keine Abbildungsfehler verursachen. Solche Abbildungsfehler stellen im übrigen ein Problem für die Mikroskopie dar. Durch komplexe Linsensysteme in den Objektiven können solche Fehler korrigiert werden. Für diese Arbeit entscheidend ist das Problem, dass die zur Verfügung stehenden Objektive nicht auf eine Wellenlänge von 895 nm optimiert sind. Dadurch sind Strukturen, welche durch das LED-Licht (siehe Messaufbau Kapitel 3) durchleuchtet werden, und Laserspot auf dem Bildschirm etwas verschoben, obwohl sie aufeinanderliegen.

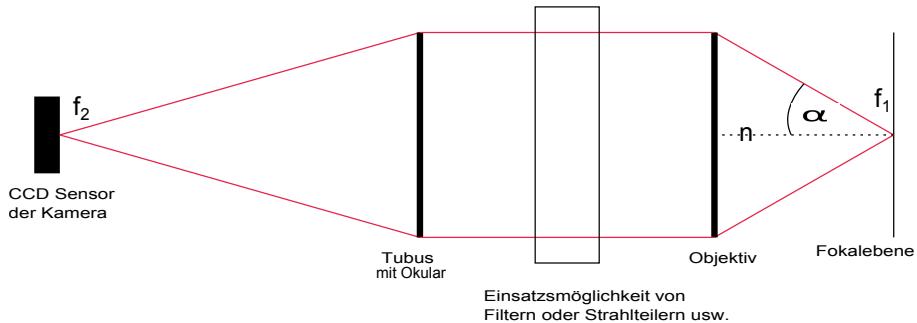


Abbildung 7: Skizzendarstellung des verwendeten Mikroskops. Ein unendlich korrigiertes Objektiv mit halben objektseitigen Öffnungswinkel α mit einem Medium mit Brechungsindex n . Die Objektivbrennweite f_1 und die Brennweite f_2 des Okulars bestimmen die Vergrößerung $V = \frac{f_2}{f_1}$.

2.3 Elektronenstrahllithographie

Bei dieser Technik ist es möglich mit Hilfe eines Elektronenstrahls Strukturen im Nanometerbereich zu erzeugen. Diese Größenordnung ist möglich, da ein Elektronenstrahl eine sehr viel höhere Auflösung als Licht besitzt. Diese theoretische Auflösung ergibt sich aus der de Broglie Wellenlänge des Elektrons zu

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{p} = \frac{hc}{\sqrt{E^2 - m_0^2 c^4}}, \quad (22)$$

wobei h das Plancksche Wirkungsquantum, p den Impuls des Elektrons, E dessen Gesamtenergie, und m_0 dessen Ruhemasse darstellt. In der Praxis wird diese Auflösung weiterhin begrenzt durch die elektromagnetischen Linsensysteme, sowie Strahlbreite und Streuung der Elektronen an den bestrahlten Strukturen.

Das Prinzip soll nun kurz beschrieben werden. Es wird auf ein Substrat eine Schicht mit einem sogenannten Resist (engl. Begriff für den elektronenempfindlichen Lack) aufgetragen. Der Resist wird mit dem Elektronenstrahl beschrieben und reagiert auf diesen durch Änderung der chemischen Eigenschaften im bestrahlten Bereich. Daraufhin erfolgt die Entwicklung, bei der durch z.B. Säuren der veränderte Resist entfernt wird und damit eine Negativmaske für das gewünschte Material entsteht. Nachdem dieses Material aufgebracht wurde, wird die Maske im sogenannten Lift-Off-Prozess (engl. Begriff für die Musterübertragungstechnik) entfernt.

Die Qualität der Strukturen ist wichtig für die SPP-Einkopplung und SPP-Leitung und wird durch den Herstellungsprozess bestimmt. Im Folgenden soll der Prozess für die in der Arbeit verwendeten Goldstrukturen näher beleuchtet werden (siehe Abb. 8).

Für die Arbeit wurde ein transparentes Substrat verwendet, um die Probe

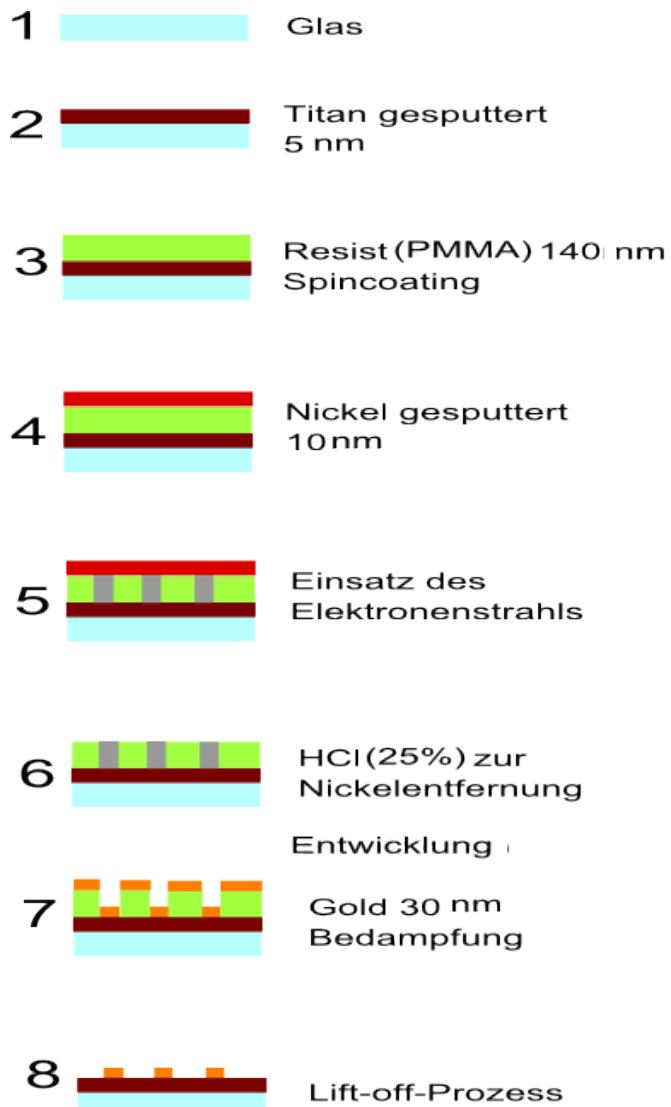


Abbildung 8: (1) Ein Glassubstrat wird bereitgestellt. (2) Auf das Substrat wird eine 5 nm Schicht Titan gesputtert, welches für die Goldhaftung sorgen soll. (3) Ein Resist, hier PMMA, wird durch Spincoating aufgetragen bis zu einer Dicke von 140 nm. (4) Eine 10 nm gesputterte Nickelschicht dient als elektrische Leitschicht. (5) Ein Elektronenstrahl beschreibt das PMMA, welches dort seine chemischen Eigenschaften ändert. (6) Verdünnte Salzsäure entfernt die Nickelschicht. Entwicklerchemikalien entfernen die chemisch veränderte PMMA-Schicht. (7) Eine 30 nm Goldschicht wird aufgedampft und im Lift-off-Prozess (8) wird das restliche PMMA inklusive darüber liegenden Schichten entfernt, so dass nur das Gold, welches in den zuvor freigelegten Mulden lag, zurückbleibt.

von oben ausleuchten zu können (siehe Kapitel 3). Die Wahl fällt auf Glas (1). Gold haftet allgemein nicht gut auf anderen Materialien und besonders auf Glas ist die Haftung äußerst schlecht, deshalb wird eine 5 nm dünne Titaanschicht (2) als Zwischenschicht auf das Glas gesputtert (engl. Begriff für den Beschuss mit Ionen), welches eine bessere Haftung aufweist. Für diesen Schritt existieren einige alternative Haftsubstanzen, welche für die in der Arbeit produzierten Strukturen jedoch nicht verwendet wurden. Der Kunststoff Polymethylmethacrylat, oder kurz PMMA, dient als Resist für die Herstellung der Maske (3). Durch Spincoating (engl. für Rotationsbeschichtung) wird eine 140 nm hohe PMMA-Schicht aufgetragen. Die Schichthöhe ist variabel einstellbar. Diese muss groß genug sein, damit darüber aufgebrachte Materialien nicht mit darunterliegenden Materialien wechselwirken und klein genug sein, damit das Kantenprofil der Strukturen am Ende scharf und rechtwinklig ist, denn die Qualität der späteren Strukturen hängt auch davon ab, wie gut das PMMA auf den Strahl reagiert und wie scharf abgegrenzt dies innerhalb der PMMA-Schicht geschieht. Beim Beschießen der Oberfläche mit einem Elektronenstrahl wird der Resist aufgeladen, dies würde die Qualität der Beschriftung beeinflussen, deshalb benötigt man eine Leitschicht, worüber die Elektronen abfließen können. Dazu dient hier eine auf das PMMA gesputterte 10 nm hohe Nickelschicht (4). Die Leitschicht muss für den Elektronenstrahl durchlässig sein. Nach diesem Schritt kann die eigentliche Beschriftung mit dem Elektronenstrahl geschehen (5). Innerhalb der Auflösungsgrenzen, welche durch Energie und Durchmesser des Strahls sowie der Strahlführung bestimmt wird, kann jede beliebige zweidimensionale Form geschrieben werden. Da der Strahl eine Kreisfläche aufweist, sind natürlich Ecken in der Beschriftung immer etwas abgerundet. Diese Abrundung ist jedoch erst bei Strukturen in der Größenordnung von ca. 20 nm störend. Nun muss die Maske freigelegt werden, welche als Schablone für die Strukturen dient. Zunächst wird das Nickel durch Behandlung mit einer verdünnten Salzsäure entfernt (6). Daraufhin werden im Entwicklungsprozess, in einer Abfolge von verschiedenen Chemibädern, die durch den Elektronenstrahl veränderten PMMA-Schichten gelöst. Der unveränderte Resist bleibt bestehen und die Maske ist fertig. Daraufhin kann durch Bedampfen eine 30 nm hohe Goldschicht aufgebracht werden (7). Auf diesem Wege ist eine monokristalline Struktur der Goldlage unmöglich. Auch ist die Oberfläche ohne weitere Behandlung nicht glatt. Der letzte Schritt ist der Lift-off (8) und beinhaltet die Entfernung der Maske und Freilegung der Strukturen. Dieser Schritt ist heikel, da hier das PMMA mechanisch in einem Ultraschallbad aufgebrochen wird. Die Herausforderung liegt dabei die Goldstrukturen intakt zu lassen, aber gleichzeitig das PMMA vollständig zu entfernen.

3 Messaufbau

Der Messaufbau (siehe Abb. 9) ist neben der Qualität der Strukturen, welche als SPP-Wellenleiter getestet werden sollen, ebenso bedeutend für den Nachweis einer SPP-Anregung, und soll hier beschrieben werden.

Als Grundlage für die Arbeit dient der Messaufbau nach Stephan Scholz [10]. Jedoch wurden einige Änderungen vorgenommen, welche kurz erläutert werden sollen.

Im Vergleich zur Arbeit von Stephan Scholz wird statt einem roten Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda=670$ nm ein infraroter Laser mit einer Wellenlänge von $\lambda=895$ nm genutzt. Ein entsprechender Faserkollimator (FK), der an diese Wellenlänge angepasst ist, dient der Aufweitung des Laserstrahls auf 0,8 cm Durchmesser und der gleichzeitigen Kollimierung. Wenn man von einer gaußförmigen Intensitätsverteilung des Strahls ausgeht, würde eine sogenannte Überfüllung des Objektivs, welche durch die Aufweitung erreicht werden soll, die Ränder des Gaußprofils abschneiden und sich das Profil der Front einer ebenen Welle angleichen, mit der der kleinste Fokus erreicht werden kann. Weiterhin wird eine gekreuzte Polarisation erzeugt. Die Polarisationsrichtung des einstrahlenden Laserstrahls wird durch (P1) bestimmt und bei (P2) wird das transmittierte Licht herausgefiltert, falls sich bei der Reflexion an der Probe, im Objektiv oder anderen optischen Geräten nichts an der Polarisationsrichtung ändert. Das Resultat ist ein besserer Kontrast als vor dem Einsatz der gekreuzten Polarisation. Da die SPP-Anregung abhängig ist von der Polarisationsrichtung, wird ein $\lambda/2$ -Plättchen vor dem Spiegel (S2) platziert. Dieses dreht die Polarisationsrichtung um einen beliebigen Winkel. Es dreht den zurückkommenden Strahl jedoch wieder um den gleichen Winkel zurück, so dass das System der gekreuzten Polarisatoren weiterhin funktioniert.

Der Strahl wird vom Faserkollimator (FK) über den ersten Spiegel (S1) durch einen Polarisator (P1) linear polarisiert und auf einen Strahlteiler (ST) geschickt. Dort wird er durch das $\lambda/2$ -Plättchen (L1) über einen Spiegel (S2) zum höheneinstellbaren Objektiv (O) weitergeleitet. Das Objektiv fokussiert den Strahl auf der Fokalebene, welche identisch ist mit der Oberfläche der Probe. Da das Deckglas durchsichtig ist, kann von oben eine LED Lampe die Probe beleuchten. Alle Strahlen, welche von dieser Ebene zurück ins Objektiv gelangen, werden zum Spiegel (S2) zurückgeleitet und treffen darüber, nach dem passieren des $\lambda/2$ -Plättchens (L1), wieder auf den Strahlteiler (ST). Vom Strahlteiler passiert das Licht nun den Weg zu den Spiegeln (S3) und (S4) und gelangt schließlich in die digitale Kamera. Die enthaltenen optischen Informationen werden über einen CCD-Sensor und einer Software auf dem PC visualisiert. Die aufgenommenen Bilder enthalten alle nötigen Daten für eine Auswertung.

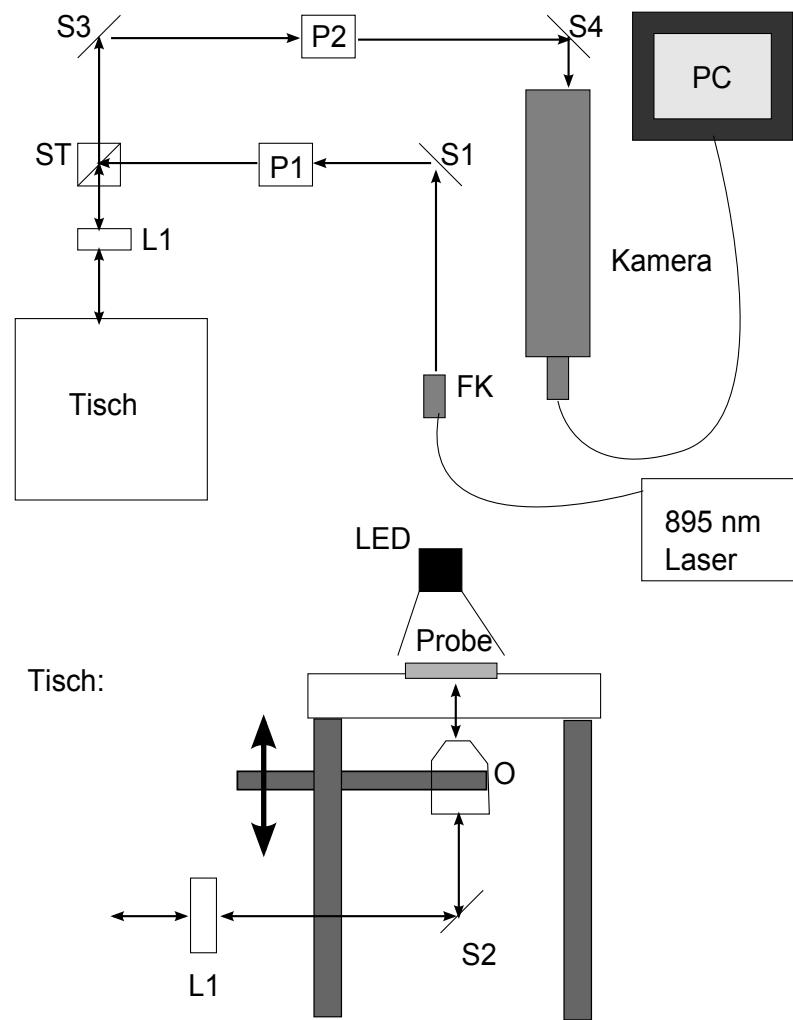


Abbildung 9: Skizze des verwendeten Messaufbaus. (FK) ist der Faserkollimator, (S1)-
(S4) sind Spiegel, (ST) ist der Strahlteiler, (L1) ist das $\lambda/2$ -Plättchen, (P1) und (P2) sind
Polarisatoren und (O) ist das Objektiv.

4 Verwendung von Silber-Nanodrähten zur Kalibrierung

Durch die Arbeit von Stephan Scholz konnte eine Plasmoneneinkopplung und Plasmonenauskopplung bereits gezeigt werden [10]. In diesem Kapitel soll untersucht werden, welche Maßnahmen den Nachweis der Ein- und Auskopplung von SPP an Silber-Nanodrähten erleichtern. Solche Maßnahmen werden sich auch positiv auf die Untersuchung an den lithographischen Goldstrukturen auswirken.

Da SPP-Wellen während ihrer Ausbreitung stark gedämpft werden, ist es mitunter notwendig, die Intensität des anregenden Lasers zu erhöhen oder auch die Belichtungszeit der Kamera zu erhöhen um noch eine Auskopplung wahrnehmen zu können. Dadurch wird nicht nur der Auskopplungsspot heller und breiter, sondern auch der Spot am Einkopplungspunkt. Die Folge kann eine Überstrahlung des Auskopplungsspots sein und damit kann keine Aussage mehr getroffen werden, ob tatsächlich ein SPP angeregt wurde oder nicht. Es müssen daher Wege gefunden werden die Laserlicht-Einkopplung zu verbessern, das an der Struktur gestreute Licht für die Kamera abzuschwächen und die SPP-Dämpfung zu verringern.

Die Einkopplung wird, neben der Qualitätsverbesserung der Strukturen, durch Erreichen eines besseren Fokusse erhöht. Die Wahl des Objektivs ist in diesem Punkt ausschlaggebend und soll anhand der SPP-Anregung in Silbernanodrähten getroffen werden. Da das Licht am Auskopplungsspot in eine beliebige Richtung abstrahlt, sollte so viel Raumwinkel wie möglich abgedeckt werden, um dieses einzufangen. Dafür gibt es Grenzen, jedoch kann man unter anderem durch die Wahl des Objektivs darauf Einfluss nehmen. Zudem kommt es an den Strukturen zu Streureflexen, welche die Fläche des Einkopplungsspots vergrößern. Für die Arbeit standen die folgenden drei Objektive zur Verfügung:

- Luftobjektiv mit 63-facher Vergrößerung und einen NA von 0,75 (63x/0,75 Ph2Korr LD Plan-NEOFLUAR)(L1),
- Luftobjektiv mit 50-facher Vergrößerung und einen NA von 0,60 (Leitz Wetzlar Plan L50x/0,60 keine Deckglaskorrektur)(L2)
- Ölimmersionsoptiv mit 100-facher Vergrößerung und einen NA von 1,30 (HI 100x/1,30 ∞/0,17-A Planchromat Carl Zeiss Jena)(Im1) in Verbindung mit einem Immersionsöl (Olympus Typ F mit Brechungsindex n=1,518).

Wie auch in [10] wurden Silber-Nanodrähte als Wellenleiter benutzt. Dabei wurden Lösungen aus Wasser und Silber-Nanodrähten (100 nm Durchmes-

sern) hergestellt. Ein Ultraschallbad diente Trennung mehrerer Nanodraht-Anhäufungen. Schließlich wurde die Lösung via Spincoating auf einem Deckglas verteilt.

Mit dem Mikroskop ist eine zufällige Verteilung der Nanodrähte zu beobachten (siehe Abb. 10). Zudem sind geeignete Wellenleiter, also einzelne Nanodrähte auf dem Deckglas zu suchen, diese sind jedoch nach Objektivwechsel oder Verschieben des Deckglases nicht wiederfindbar. Nach jedem Objektivwechsel sind also andere Nanodrähte für die Untersuchung verwendet worden.

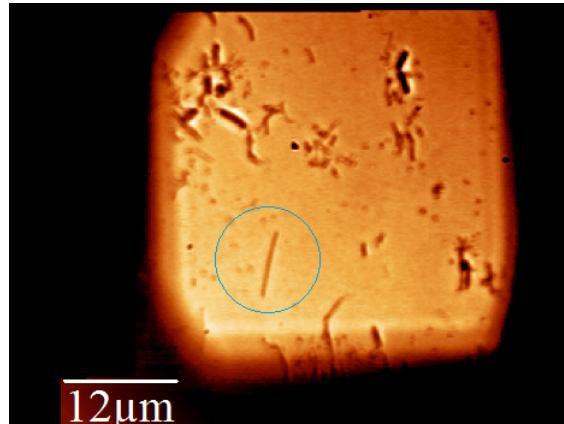


Abbildung 10: Mikroskopische Aufnahme einer Silber-Nanodrahtlösung mit dem Objektiv (Im1). Markiertes Objekt ist der untersuchte Nanodraht.

Abbildung 11 zeigt, dass bei Verwendung des Objektivs (Im1) starke Streuung am Silber-Nanodraht gemessen wird. Der Auskopplungsspot ist zwar gut erkennbar, aber durch Überstrahlung kann die gemessene Lichtintensität beim Auskopplungsspot nicht nur der Auskopplung zugeschrieben werden. Die Fläche, welche durch Streuung und Reflexion an den Nanodrähten durch den Laserspot eingenommen wird, beträgt ca. $224 \mu\text{m}^2$ und die Fläche des Ausgangsspots beträgt ca. $5,5 \mu\text{m}^2$. Das Drehen des $\lambda/2$ -Plättchens liefert Maxima (Abb. 11a)) und Minima (Abb. 11b)) der Lichtintensitäten am Nanodrahtende, was tatsächlich auf eine SPP-Auskopplung schließen lässt. Um die Streuungen zu unterdrücken, wird auf das Deckglas ein Tropfen Immersionsöl gegeben. Damit befinden sich die Nanodrähte in einem Medium mit ähnlichem Brechungsindex wie das Deckglas. Hierbei kann weiterhin derselbe Wellenleiter untersucht werden (Abb. 12).

In Abbildung 12) beträgt die Fläche, welche durch Streuung und Reflexion an den Nanodrähten durch den Laserspot eingenommen wird, ca. $22 \mu\text{m}^2$ und die Fläche des Ausgangsspots beträgt ca. $1 \mu\text{m}^2$. Die Streuung ist also deutlich zurückgegangen und man kann den Auskopplungsspot vermessen ohne einen Untergrund durch Streureflexe beachten zu müssen. Wiederum

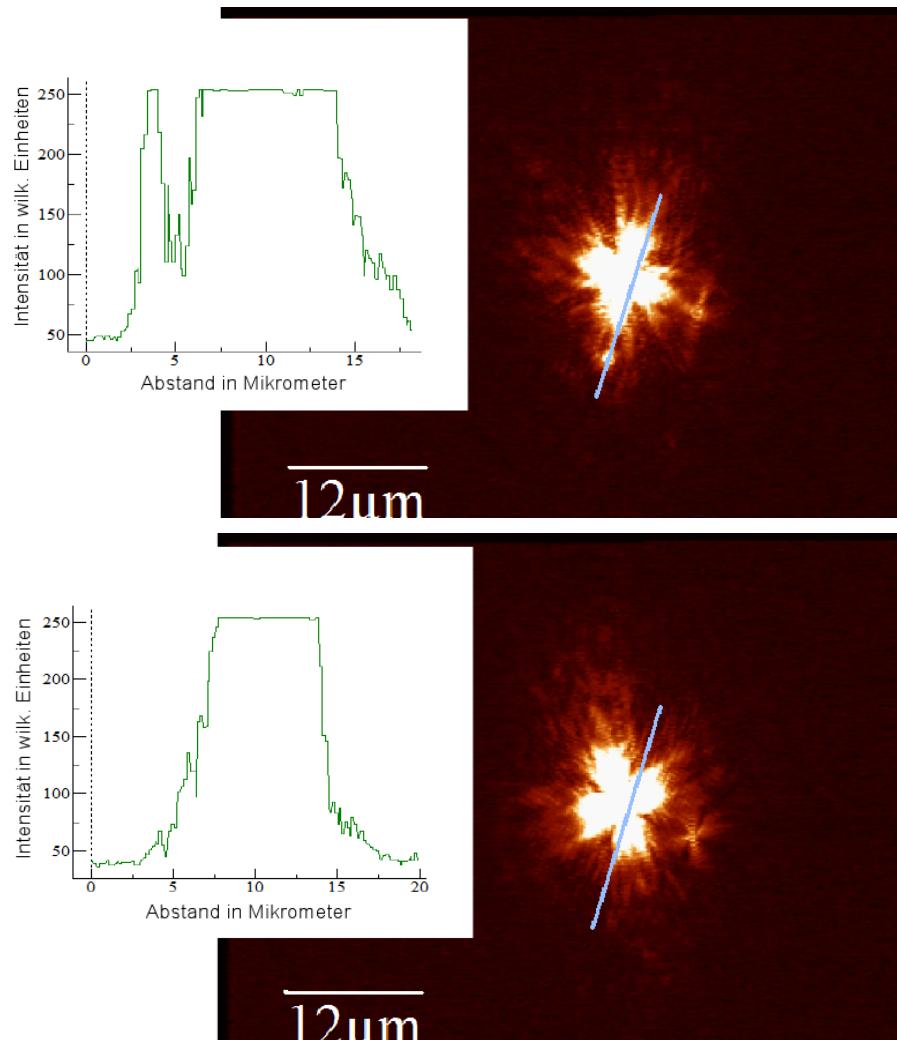


Abbildung 11: Mit dem Objektiv (Im1) untersuchte SPP-Kopplung. Es wurde beispielhaft mit [11] jeweils ein Profil der Intensitäten entlang des eingezeichneten Weges aufgenommen. a) kennzeichnet demnach eine maximale SPP-Auskopplung und b) eine minimale SPP-Auskopplung. Die Sättigung der Kamera ist bei ca. 250 willkürlichen Einheiten erreicht und daher sind die zu erwarteten Gaußverteilungen abgeschnitten. Die Streuung des Laserstrahls am Nanodraht überstrahlt eindeutig den Auskopplungsspot. Zum Einsatz kam das Objektiv (Im1).

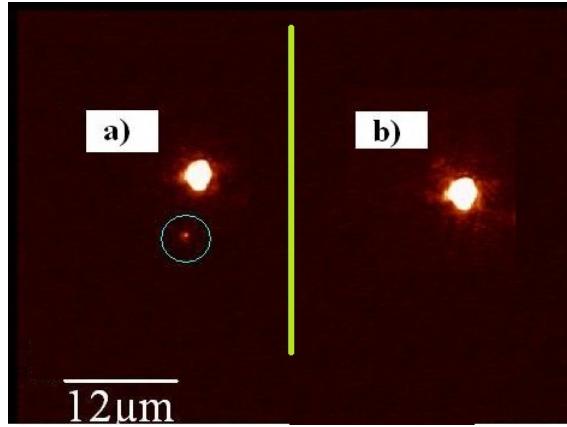


Abbildung 12: Aufnahme mit Immersionsöl auf den Strukturen. Das markierte Objekt a) kennzeichnet die maximale und b) die minimale SPP-Auskopplung. Die Streuung am Nanodraht ist sehr stark reduziert und die Spots sind klar voneinander abgetrennt. Zum Einsatz kam das Objektiv (Im1).

wurde ein Maximum (Abb. 12a)) und ein Minimum (Abb. 12b)) der Einkopplung gemessen.

Das nächste Objektiv (L2) besitzt keine Deckglaskorrektur, weshalb die Probe mit den Strukturen nach unten untersucht werden muss. Etwaige Verbesserungen, welche durch das Immersionsöl auf den Nanodrähten zu beobachten wären, können somit nicht erreicht werden. Ob eine solche Maßnahme notwendig wäre, sollen die folgenden Messungen zeigen.

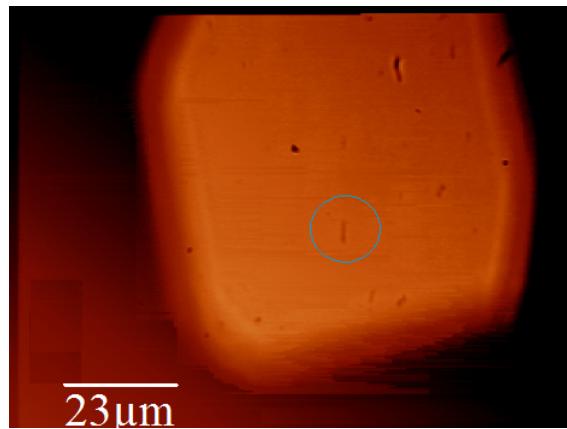


Abbildung 13: Mikroskopische Aufnahme einer Silber-Nanodrahtlösung mit dem Objektiv (L2). Markiertes Objekt ist der untersuchte Nanodraht.

In den Abbildungen 14a) und 14b) sind erneut ein Maximum und ein Minimum einer SPP-Einkopplung in einen Silber-Nanodraht dargestellt. Die

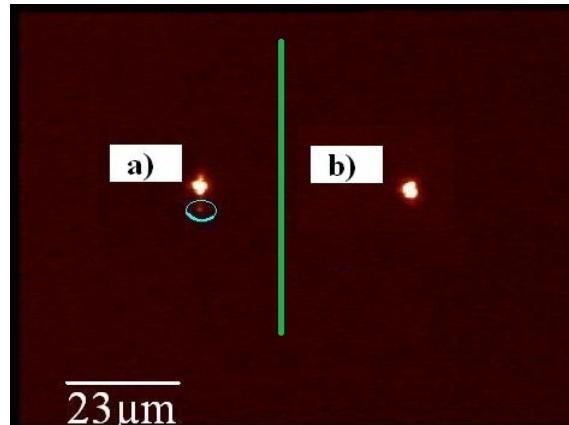


Abbildung 14: Das markierte Objekt a) kennzeichnet die maximale und b) die minimale SPP-Auskopplung. Die Streuung des Laserstrahls am Nanodraht überstrahlt leicht den Auskopplungsspot. Zum Einsatz kam das Objektiv (L2).

Fläche des Spots der Rückstreuung des Lasers beträgt ca. $27,5 \mu\text{m}^2$ wohingegen der Auskopplungsspot eine Fläche von ca. $1,6 \mu\text{m}^2$ einnimmt. Das Verhältnis der beiden Flächen ist ähnlich dem der Messung mit dem Objektiv (Im1) und dem beidseitigen Immersionsöl auf der Probe, jedoch erhält man Streureflexe von der Oberfläche des Wellenleiters bis hin zum Auskopplungsspot, welche für die Messung des Auskopplungsspots einen Untergrund bilden. Die Messungen wären also nicht eindeutig. Schließlich wurde das Objektiv (L1) getestet.

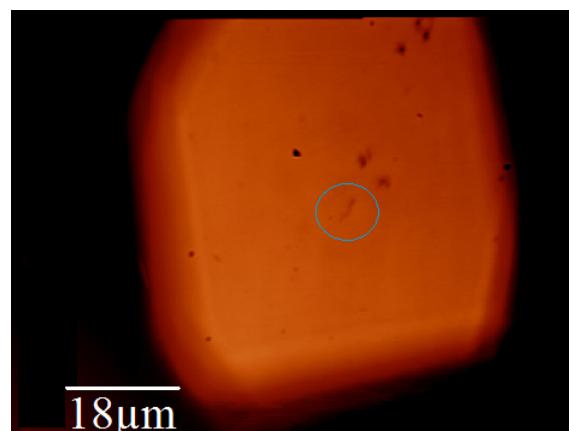


Abbildung 15: Mikroskopische Aufnahme einer Silber-Nanodrahtlösung mit dem Objektiv (L1). Markiertes Objekt ist der untersuchte Nanodraht.

Die Gesamtfläche des Streureflexes beträgt ca. $32 \mu\text{m}^2$ und der Auskopplungsspot hat eine Fläche von ca. $2,2 \mu\text{m}^2$ (siehe Abb. 16a)). Das Verhältnis

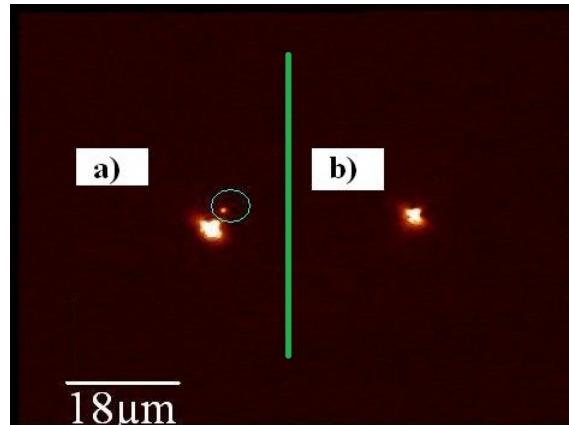


Abbildung 16: Das markierte Objekt a) kennzeichnet die maximale und b) die minimale SPP-Auskopplung. Es sind Streureflexe wahrzunehmen, welche schwach den Auskopplungsspot beeinflussen. Zum Einsatz kam das Objektiv (L1).

dieser Flächen gleicht den Messungen mit (L2) und (Im1) mit Immersionsöl beidseitig der Probe. Der Vorteil gegenüber (L2) ist jedoch, dass eine Deckglaskorrektur einstellbar ist und auf diese Weise die Silbernanodrähte mit Immersionsöl benetzt werden können, was sich eventuell durch eine Verminderung der Streureflexe bei weiteren Messungen äußert.



Abbildung 17: Erneutes Testen des (L1) Objektivs ohne Immersionsöl an einem anderen Silber-Nanodraht. Die Fläche des Reflexes am Einkopplungspunkt beträgt ca. $32,6 \mu\text{m}^2$.

Nun wurde bei Einsatz des (L1) auf der Strukturoberfläche Immersionsöl aufgetragen. Der Einkopplungsspot wurde dadurch wesentlich kleiner. Im Folgenden werden die Flächen des Einkopplungsspots zweier auf diese Art gemessenen Einkopplungen verglichen (siehe Abb. 18). Eine Struktur wurde bestrahlt und bei Änderung der Polarisationsrichtung durch das $\lambda/2$ -

Plättchen eine Änderung der Intensität der Auskopplungsspots beobachtet, aber auch die Intensität der Rückstreuung am Einkopplungspunkt veränderte sich. In den Abbildungen 18a) und 18b) sind zwei Extrema zu sehen. Wobei die Fläche (bei Abb. 18a) des hellsten Spots mit $18,7 \mu\text{m}^2$ immernoch unter der Fläche des Spots liegt, welcher ohne Immersionsöl gemessen wurde (vgl. mit Abb. 16 und 17).

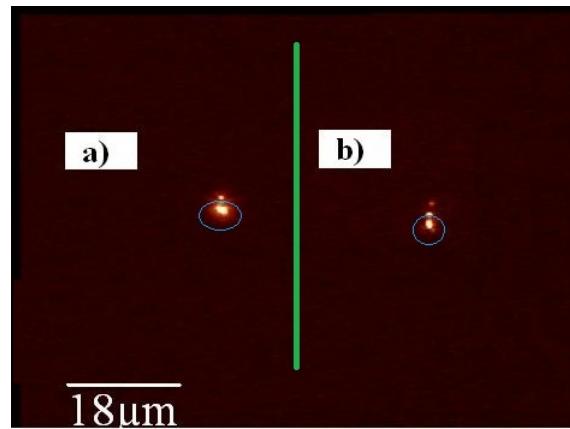


Abbildung 18: Gemessen wurde hier mit (L1) und die Silber-Nanodrähte wurden mit Immersionsöl benetzt. Drehung der Polarisationsrichtung ergab neben der Veränderung der Auskopplungsintensität ein Schwanken der rückgestreuten Intensität am Einkopplungspunkt. Zwei dieser Spots wurden hier aufgenommen, wobei a) eine Fläche von $18,7 \mu\text{m}^2$ und b) eine Fläche von $6,5 \mu\text{m}^2$ aufweist.

Zum Schluss wurde das Objektiv (Im1) mit beidseitiger Immersionsölbenetzung verwendet (siehe Abb. 19). Der untersuchte Nanodraht war mehrfach über die gesamte Länge gebogen, wodurch am Einkopplungsspot eine höhere Streuung auftritt. Auch hier gab es Schwankungen beim Drehen des $\lambda/2$ -Plättchens in der rückgestreuten Intensität. In den nachfolgenden Bildern werden zwei Extrema gezeigt mit Flächen von ca. $18,8 \mu\text{m}^2$ und $16,8 \mu\text{m}^2$. Wie man an den letzten Bildern sehen kann, sind auch Mehrfachauskopplungen der SPP möglich und sogar der Transport um Ecken ist zu beobachten. Zum Vergleich der Objektive ist zu sagen, dass der Einsatz des Immersionsöls eindeutig eine positive Wirkung hatte, weshalb das Objektiv (L2), aufgrund der fehlenden Deckglaskorrektur nicht genutzt werden kann. Die Objektive (L1) und (Im1) liefern ähnlich gute Ergebnisse. Für beide konnte man Streuungen durch Einsatz des Immersionsöls vermindern. Da das Objektiv (Im1) jedoch die höhere Vergrößerung hat, wird es in dieser Arbeit vorteilhafter sein mit diesem zu arbeiten. Beide Objektive sind jedoch einsetzbar und werden je nach Situation verwendet werden.

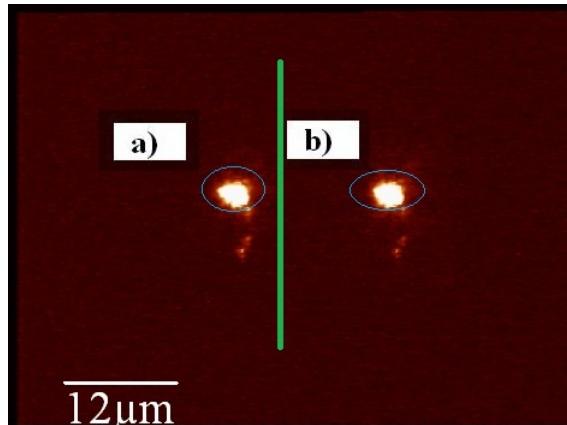


Abbildung 19: Mit (Im1) beobachtete SPP-Kopplung an Silber-Nanodrähten. Die Intensitäten der Rückstreuung an den Einkopplungsspots verändern sich mit der Polarisationsrichtung. Zwei dieser Spots wurden hier aufgenommen, wobei a) eine Fläche von ca. $18,8 \mu\text{m}^2$ und b) eine Fläche von ca. $16,8 \mu\text{m}^2$ aufweist.

5 Gitterkopplung mit Gold auf Glas Strukturen

Im Kapitel 4 wird die Modifikation des Aufbaus beschrieben, die bei einer SPP-Kopplung ein Optimum an Kontrast ermöglicht. In diesem Abschnitt sollen nun lithographische Goldstrukturen untersucht werden, welche zur SPP-Anregung und -Auskopplung genutzt werden. Diese Goldstrukturen haben einige Nachteile im Vergleich zu den Silbernanodrähten. Die Goldstrukturen sind nicht monokristallin, sondern polykristallin, was sich negativ auf die SPP-Ausbreitung auswirkt, da hierdurch eine Erhöhung der Elektronenstreuung auftritt und dies zur stärkeren Verlusten führt [1]. Die Oberfläche ist durch den Wachstumsprozess der Goldschichten nicht glatt, somit sind Störstellen vorhanden an denen SPP auskoppeln können und von der Intensität am vorgesehenen Auskopplungspunkt abgehen. Dennoch haben sie Vorteile gegenüber Silberstrukturen im Allgemeinen und den Silber-Nanodrähten im Besonderen. Silber reagiert in Anwesenheit von Schwefel zu Silbersulfid Ag_2S . Insbesondere eindimensionale Nanostrukturen bzw. Mikrostrukturen weisen ein extrem großes Verhältnis von Oberfläche zu Volumen auf und haben dadurch eine große Reaktionsfläche mit der Umwelt. Dies führt zu einer hohen Reaktivität mit Schwefel, wenn die Proben nicht z.B. in einem Vakuum aufbewahrt werden. Die Nanodrähte verlieren in Folge dessen ihre metallischen Eigenschaften und damit die Fähigkeit der SPP-Leitung [12].

5.1 Bestimmung des Gitterabstands

Die Wahl für lithographische Goldstrukturen wird auch unterstützt durch die Arbeiten zur SPP Leitung [13]. Man kann bis zu einer bestimmten Größenordnung beliebige geometrische Strukturen herstellen. Zudem sind diese Strukturen beliebig oft herstellbar und nahezu identisch.

Nun ist Silber ein besserer Plasmonenleiter und wird dennoch ersetzt. Die Wahl fällt in den meisten Arbeiten zu dem Thema auf Gold als Alternative, jedoch existieren noch weitere Materialien, die eine SPP-Propagation ermöglichen. Gewünscht ist meist die Anregung von SPP mit hoher Propagationslänge. Diese Länge ist abhängig vom benutzten Metall aber auch von der Wellenlänge des anregenden Lasers. In Abbildung 20 sind einige Metalle gegenübergestellt.

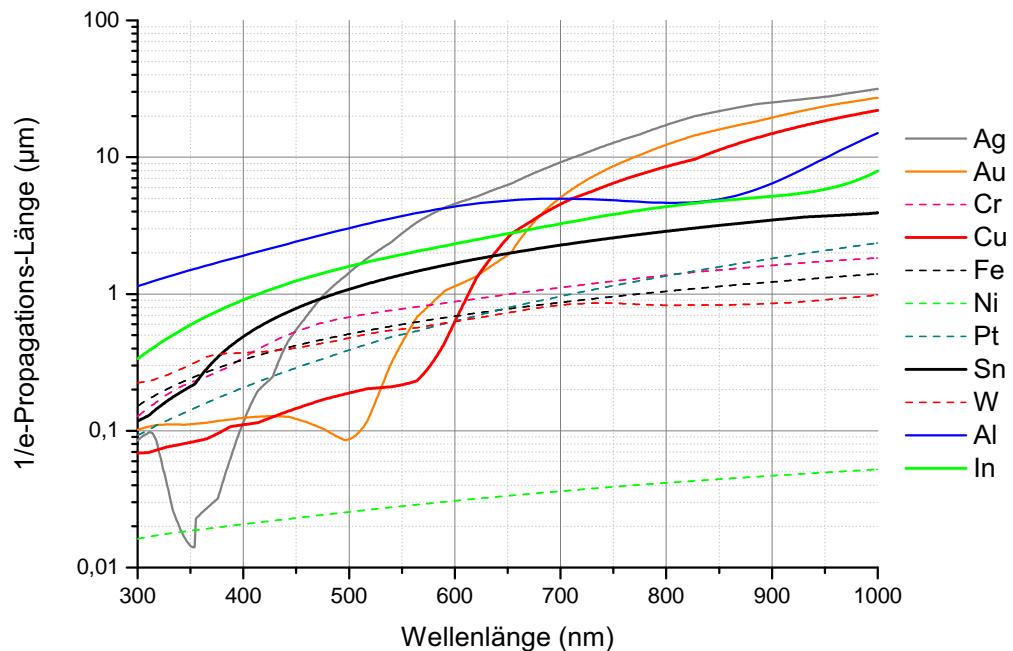


Abbildung 20: Propagationslänge von SPP in μm , bei der die Intensität auf $1/e$ abgefallen ist, einiger Metalle an einer Grenze zu einem Dielektrikum (Brechungsindex $n=1,5$) in Abhängigkeit der Wellenlänge des Anregungslichts. (Daten aus [14] graphisch aufbereitet. Mit freundlichen Dank an Dr. Thomas Aichele.)

Zunächst kann man erkennen, dass Silber erst ab einer Wellenlänge von ca. 600 nm die höchste Propagationslänge aufweist. Da man jedoch eine hohe Propagationslänge für etwaige Chip-Anwendungen benötigt, ist die

Anregung von SPP mit Licht hoher Wellenlänge zu bevorzugen. In diesem Wellenlängenbereich ist Silber der bester SPP-Wellenleiter, wobei Gold sich immer weiter dem Silber annähert. Bei der für diese Arbeit zur Verfügung stehenden Wellenlänge von 895 nm ist die Propagationslänge von Silber bei ca. 25 μm und von Gold bei ca. 20 μm . Die Frage an dieser Stelle ist nun die Art der Einkopplung des Infrarotlichts. In der erwähnten Veröffentlichung [13] wird die Gitterkopplung genutzt. Angewendet auf diese Arbeit, muss der Gitterabstand an die Wellenlänge des Infrarotlasers und die Wellenlänge der theoretisch möglichen SPP angepasst werden. Eine Berechnung der Gitterabstände mit Hilfe der Formeln aus den Grundlagen und den Abbildungen 21-22 ist nachfolgend zu sehen.

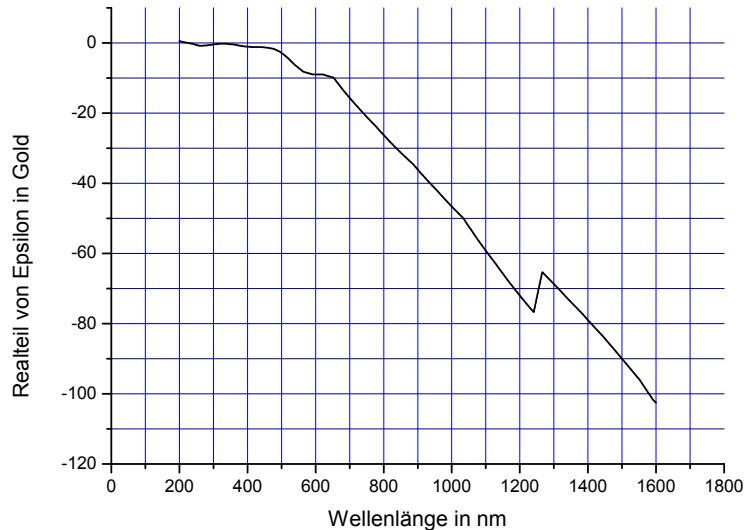


Abbildung 21: Realteil der Permittivität von Gold in Abhängigkeit der Wellenlänge des Anregungslichts. (Daten aus [14] graphisch aufbereitet.)

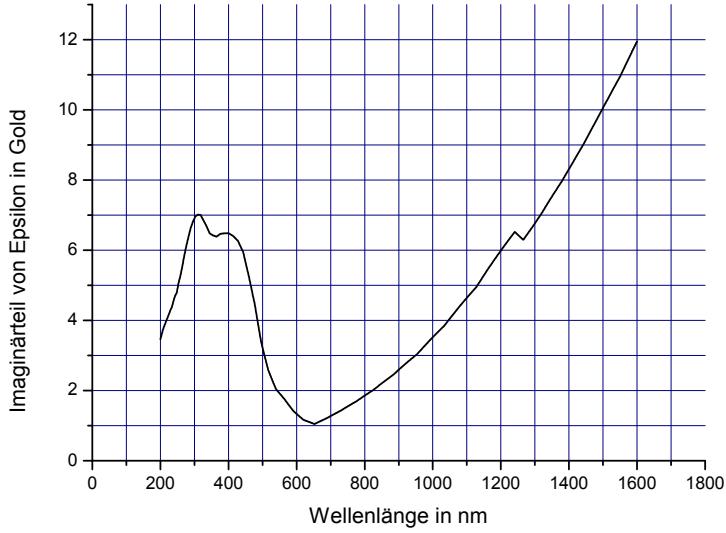


Abbildung 22: Imaginärteil der Permittivität von Gold in Abhängigkeit der Wellenlänge des Anregungslichts. (Daten aus [14] graphisch aufbereitet. Mit freundlichen Dank an Dr. Thomas Aichele.)

Wie man aus den Abbildungen 21 und 22 entnehmen kann, ist die Permittivität für die genutzte Wellenlänge ca.

$$\epsilon(\lambda_0 = 895 \text{ nm}) = -36 + 2,6 \cdot i$$

Eine allgemeine Formel für den Gitterabstand liefert das Umformen nach a von (17) zu:

$$a = \frac{n \cdot 2\pi}{\pm k_{SPP} - k_{D,x}^{Licht}}.$$

Für $n=-1$, $"-k_{SPP}"$ und mit Realteil von (8), (13) und $\lambda = \frac{2\pi}{k}$ ergibt sich dann weiter:

$$a = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\frac{\epsilon_D \cdot \epsilon_M}{\epsilon_D + \epsilon_M}} + \sin(\alpha) \cdot \sqrt{\epsilon_D}}.$$

Der Winkel α wird testweise zwischen 0° und 90° gewählt, da das Objektiv das Laserlicht fokussiert und damit mehrere Wellenvektoren, welche unter beliebig vielen Winkeln einstrahlen, in diesem Punkt vorkommen. $\sin(\alpha)$ liegt zwischen 0 und 1.

Für die Einstrahlung auf eine Metall/Luft-Grenzschicht ($\epsilon_D \approx 1$) ergibt sich dann $a(0^\circ)=882 \text{ nm}$ und $a(90^\circ)=444 \text{ nm}$. Und für die Einstrahlung auf eine Metall/Glas-Grenzschicht oder Metall/Immersionsöl-Grenzschicht

$(\epsilon_D = 1,5^2)$ ergibt sich dann $a(0^\circ)=577$ nm und $a(90^\circ)=293$ nm. Es werden Gitterabstände gewählt, welche im Bereich der berechneten Gitterabstände liegen und es soll experimentell das Optimum ermittelt werden, bei dem ein Maximum an Einkopplung stattfindet.

5.2 Layout-Erstellung

Das für die Elektronenstrahllithographie benötigte Design wurde mit dem Programm "LayoutEditor" erstellt [15]. Dieses Programm ermöglicht es mit dem GUI (engl. Abkürzung für graphical user interface was im Deutschen grafische Benutzeroberfläche bedeutet) eine schnelle Erstellung von einfachen geometrischen Strukturen, wie Vierecken und Kreisen sowie die Erstellung einer großen Anzahl identischer schachbrettartig geordneter Strukturen. Für die Arbeit sind jedoch Variationen in den Gitterparametern notwendig. Zudem soll nach einer erfolgreichen Ein- und Auskopplung auch die Intensität der Auskopplung in Abhängigkeit der Länge der Goldwellenleiter getestet werden können. Dies erfordert auch eine Variation in diesem Parameter der Strukturen. Es besteht die Möglichkeit, durch die Benutzung von Scripten, das GUI zu umgehen. Der Hauptvorteil vom "Layout Editor", gegenüber anderen kommerziellen Programmen, ist die Zusammenarbeit des Herstellers mit den Partnern am Helmholtz Zentrum. Dies ermöglicht eine hohe Kompatibilität mit der Software-Hardware-Schnittstelle zur Durchführung der Elektronenstrahllithographie.

5.3 Kopplungsverhalten der erstellten Strukturen und Schlussfolgerungen für das Layout

In den ersten Designs wurden Lochgitter mit Gitterabständen zwischen 500 nm und 580 nm gewählt. Diese wurden in 20 nm Schritten unterteilt. In weiteren Designs wurde die Variation des Gitterabstands auf 1000 nm bis 400 nm in 50 nm Schritten ausgedehnt (Bsp. in Abb. 23), da sich mit den ersten keine SPP-Auskopplungen beobachten ließen. Weiterhin wurden Gitterlänge, Welleleiterlänge und Wellenleiterbreite variiert. Außerdem wurden Standardteststrukturen mit verschiedenen geometrischen Formen geschrieben.

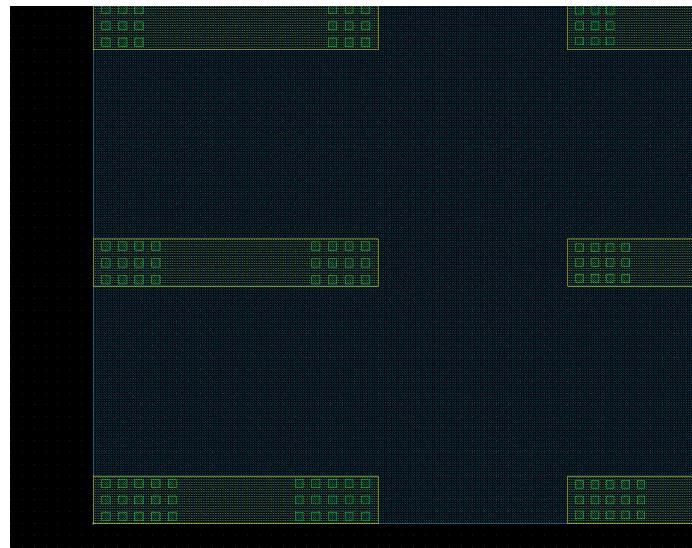


Abbildung 23: Layout für einen Wellenleiter mit Gittereinkopplung durch ein Lochgitter. Variationen in der Gitterkonstante sowie in der Länge des Gitters wurden vorgenommen.

Mit einem Rasterelektronenmikroskop (REM) sind die Strukturen nach Fertigstellung auf ihre Qualität untersucht worden. Diese REM-Bilder (siehe Abb. 24-25) zeigen, dass die periodische Gitterstruktur teilweise nicht mehr exisitierte, da Löcher nicht oder an der falschen Stelle in der Struktur entstanden.

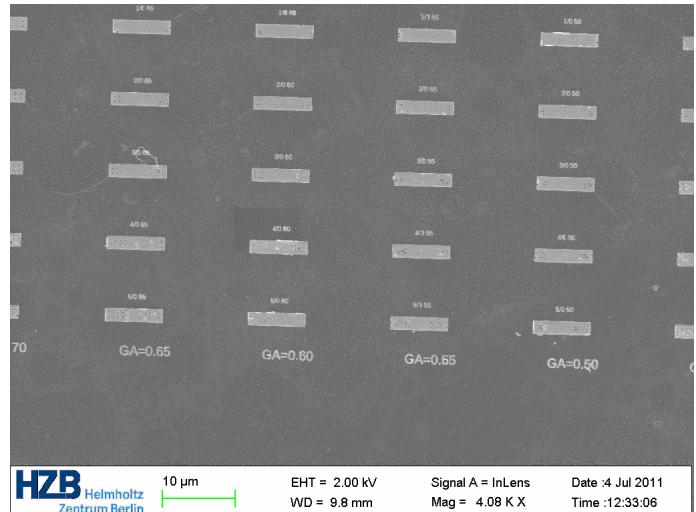


Abbildung 24: REM-Bild einiger Gold auf Glas Strukturen mit Lochgittern.

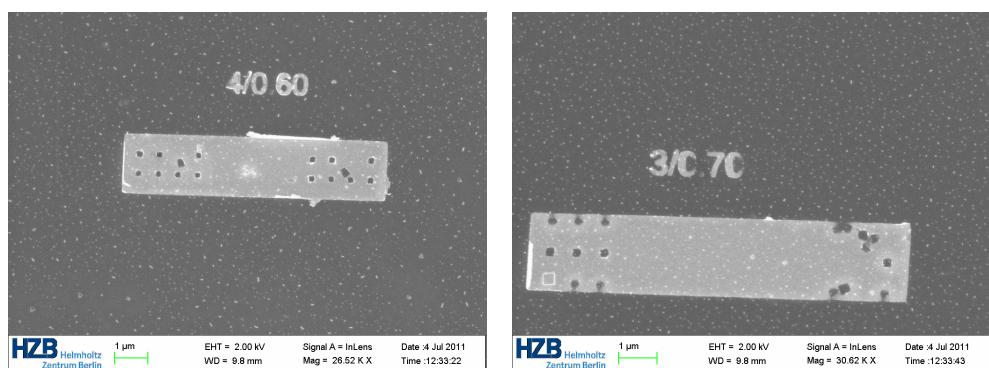


Abbildung 25: Vergrößerung der Strukturen aus Abbildung 24. Die Lochgitter sind fehlerhaft. Löcher fehlen oder sind an falscher Position. Zudem gibt es PMMA-Rückstände an den Rändern.

Eine SPP-Auskopplung konnte mit beiden Variationen in den Gitterabständen nicht beobachtet werden. Lediglich Streuungen an den Strukturen waren mit dem Ölimmersionsobjektiv ohne beidseitige Benetzung mit dem Immersionsöl wahrnehmbar und wurden zeitweise für SPP-Auskopplungen gehalten, da sie auf Drehung der Polarisationsrichtung reagierten (siehe Abb. 26-27).

Jedoch wurde nach Benetzung beider Seiten der Struktur mit dem Immersionsöl kein Licht mehr am Auskopplungsgitter registriert. SPP werden durch das Öl (siehe Gitterabstands-Berechnung) nicht am Entstehen gehindert. Dies kann nur bedeuten, dass vorher keine SPP-Auskopplung beobachtet wurde, sondern Streuungen anderer Herkunft.

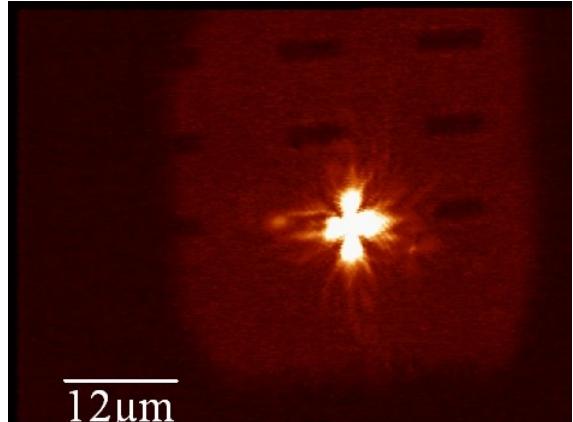


Abbildung 26: Gold-Gitterstrukturen mit dem Infrarotlaser bestrahlt und mit Objektiv (Im1), mit einseitiger Immersionsölbenetzung, untersucht. Das Ergebnis ist ein Lichtspot am vorgesehenen Auskopplungsgitter.

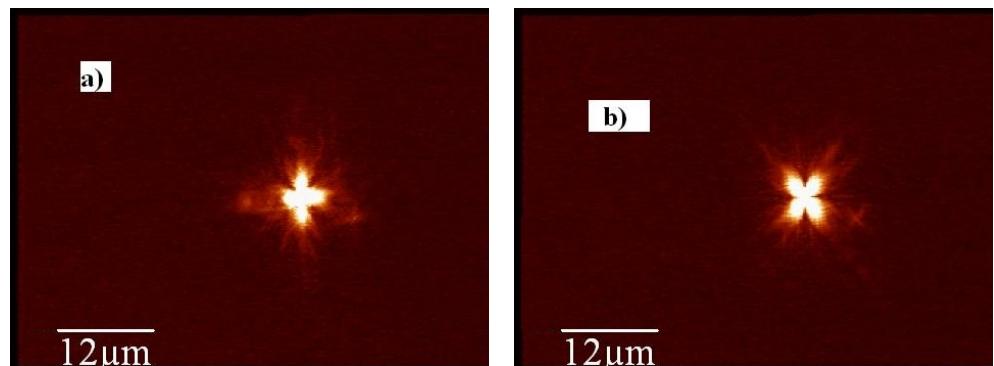


Abbildung 27: Voraussetzungen wie in Abbildung 26. Drehung der Polarisationsrichtung ergab Maximum (a) und Minimum (b) der Lichtintensität am vorgesehenen Auskopplungsgitter.

Die REM-Bilder (siehe Abb. 28) der Teststrukturen zeigten, dass Balkengitter fehlerfrei in der gewünschten Größenordnung produziert werden können.

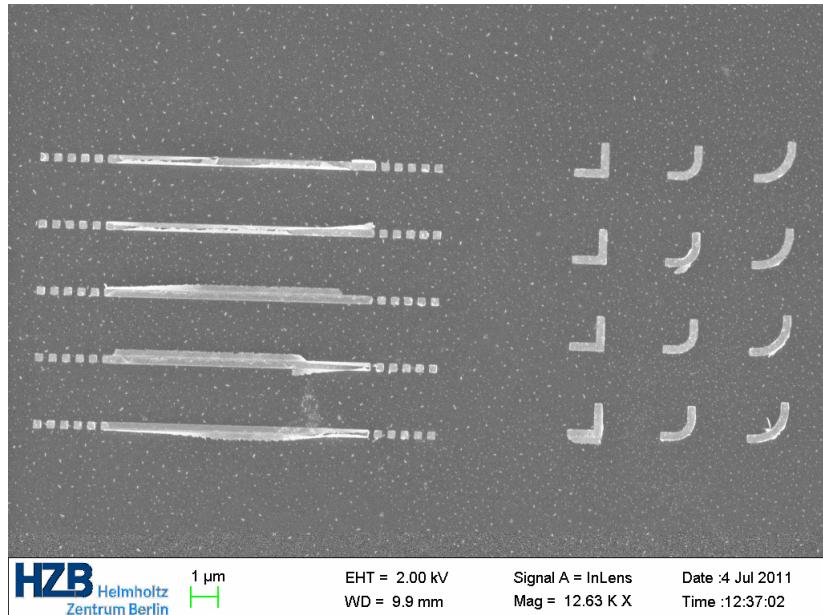


Abbildung 28: REM-Bild der Gold-Teststrukturen verschiedenster Geometrie auf dem Deckglas. Balkengitter sehen intakt aus.

Dies hatte die Anpassung des Layouts zur Folge und die Lochgitter wurden durch Balken-Gitter ersetzt (siehe Abb. 29 und Abb. 30).

Die Untersuchungen mit dem Objektiv (Im1) und beidseitiger Immersionsölbenetzung und testweise mit dem Objektiv (L1) mit Benetzung der Goldstrukturen mit Immersionsöl ergaben keine wahrnehmbare SPP-Auskopplung. Fehler in den Gitterstrukturen waren zwar vereinzelt auf dem Deckglas vorhanden, doch eine Vielzahl von intakten Gittern standen für die Untersuchung zur Verfügung.

Ausgegangen wurde vom Ansatz, dass bei ausreichender Variationen der Gitterparameter und der Welleleitermaße eine SPP-Kopplung zu beobachten sein muss. Dies war jedoch nicht der Fall. Eine Fehler in den geometrischen Parametern wurde an diesem Punkt ausgeschlossen und ein Fehler im Herstellungsprozess der Strukturen gesucht.

Die Strukturen sind im Grunde genommen nicht Gold auf Glas, sondern es existiert eine Haftungsschicht aus Titan. Da diese Schicht mit 5 nm ausreichend dünn sein sollte, ist eine Wechselwirkung von Gold und Glas dennoch anzunehmen und damit eine Gold/Glas-Grenzschicht für die SPP-Ausbreitung. Jedoch befindet sich die Titanschicht nicht nur unter dem Gold

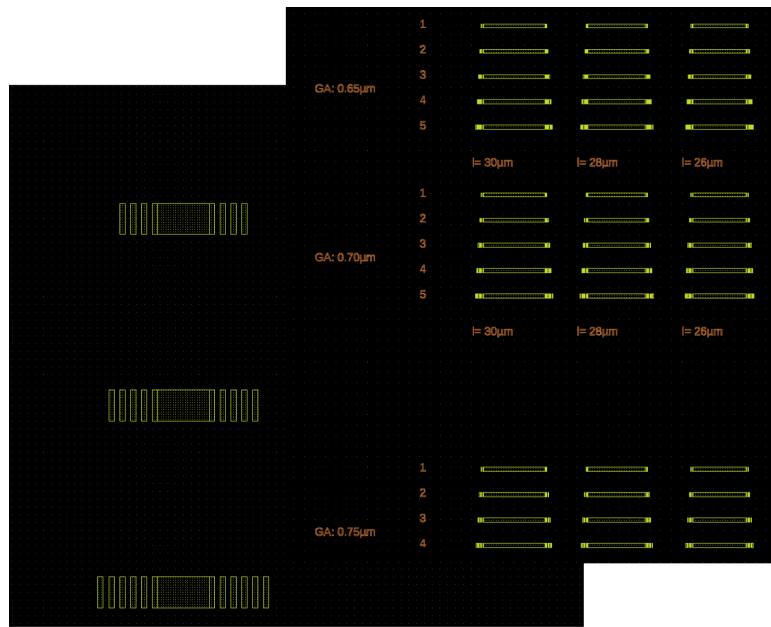


Abbildung 29: Bilder des veränderten Layouts für einen Wellenleiter mit Gitterein-kopplung durch ein Balken-Gitter. Variationen in der Gitterkonstante sowie in der Länge des Gitters wurden vorgenommen.

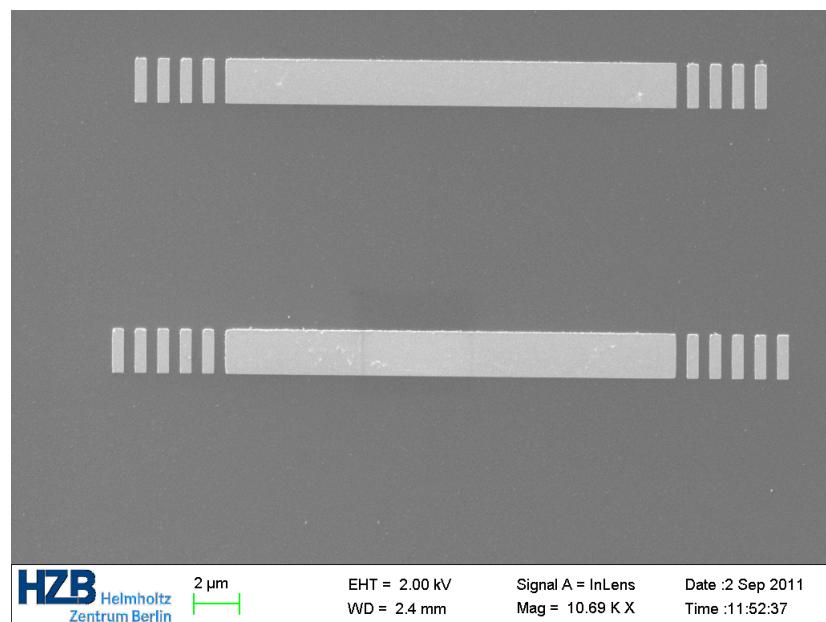


Abbildung 30: REM-Bilder der produzierten Balken-Gitter-Strukturen. Die Strukturen sind eindeutig intakt und von guter Qualität.

selbst, sondern auf der gesamten Deckglasoberfläche. Eine Ableitung der SPP in diese Schicht ist daher möglich und aufgrund der schlechten Leitung des Titans von SPP sehr stark gedämpft. Bis zum Ende des Zeitraums dieser Arbeit gab es keine Möglichkeit mehr diese Theorie mit der Herstellung neuer Gold auf Glas Strukturen (mit Titan nur unter dem Gold oder einer der alternativen Haftungsmöglichkeiten) zu testen.

Zur Verfügung standen aber in Silizium eingelassene Goldstrukturen (nach dem hier gezeigten Layout mit dem Balken-Gitter). Da Silizium nicht durchlässig für Licht ist, mussten die Strukturen indirekt beleuchtet werden. Zu diesem Zweck wurde zwischen (FK) und (S1) ein 45° nach oben gerichteter Strahlteiler platziert, welcher eine 70-prozentige Transmission in Laserstrahlrichtung hat. Von oben eingestrahltes Licht aus der LED wurde somit über die Spiegel auf die Oberfläche weitergeleitet. Hier gab es erneut das Problem, dass die Wellenlängen des LED-Lichts und die des Lasers im Objektiv unterschiedlich gebrochen wurden und damit einen verschiedenen Fokus haben. Benutzt wurde hier das Objektiv (L1). Die Bestrahlung der Gitter mit dem Laser erzeugte bei allen Gittern in Umkreis von mehreren Mikrometern (bis zu $30 \mu\text{m}$) starke Reflexe. Da jedoch SPP nur im Goldleiter transportiert werden können und nicht im Silizium bzw. an der Silizium-Oberfläche, kann zwar nicht ausgeschlossen werden, dass eine SPP-Ausbreitung stattfand, aber durch die anderen sehr intensiven und störenden Reflexe konnte dies nicht verifiziert werden. Mit diesen Strukturen ist daher keine sinnvolle Untersuchung auf SPP-Anregung vorzunehmen. Anzumerken ist, dass die Intensität dieser Streuung für die verschiedenen Gitterabstände unterschiedlich stark waren.

6 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden unter Ausnutzung der optischen Eigenschaften von Edelmetallen mit einem Infrarotlaser der Wellenlänge 895 nm SPP in Silber-Nanodrähten angeregt, welche einen Durchmesser von 100 nm haben. Das Einkoppeln des Laserlichts in SPP an Silber-Nanodrähten diente der Verbesserung des Messaufbaus, indem ein bekannter sicherer Weg [10] mit verschiedenen Änderungen im Aufbau des optischen Systems untersucht werden konnte. Hiermit wurde auch sichergestellt, dass kein Fehler im Messaufbau zum Verhindern der SPP-Kopplung führt.

Des Weiteren wurde dieser Aufbau dann mit den lithographisch hergestellten Gold-Strukturen verwendet. Zur Ein- und Auskopplung wurde das Prinzip der Gitterkopplung genutzt. Durch Berechnung von Gitterparametern auf Grundlage der optischen Eigenschaften von Gold und einer Variation dieser zur Anpassung an die experimentelle Wirklichkeit, konnten Layouts für die Herstellung durch Elektronenstrahllithographie angefertigt werden. In mehreren Durchläufen wurden dabei Verbesserungen im Fertigungsprozess

angestrebt, da die optischen Eigenschaften durch die Qualität der Strukturen bestimmt wird. Die Folge war die Nutzung von Balkengittern statt Lochgittern, da diese im lithographischen Prozess weniger Fehler in der fertigen Struktur hervorrufen. Zudem erhöhte sich die Variation der Gitterparameter.

Der nächste Schritt muss die Entfernung des Titans auf der gesamten Deckglasfläche und die Reduzierung der 5 nm Schicht unter dem Gold sein. Auch eine Suche nach Alternativen als Haftungsmittel von Gold auf Glas ist überlegenswert. Die verstärkten Streureflexe an den Gittern zeigen, dass das Gitter Einfluss auf die Lichtwellenvektoren hat. Die Gitterstrukturen werden mit den angemerkten Verbesserungen zur SPP-Anregung führen.

7 Literaturverzeichnis

- [1] Stefan A. Mayer; Plasmonics: Fundamentals and Applications; Springer Science+Buisness Media LLC, 233 Spring Street, New York, NY 10013, USA (2007)
- [2] Barnes, William L., Alain Dereux, and Thomas W. Ebbesen; Surface plasmon subwavelength optics; Nature 424 (6950): 824-830, 2003
- [3] Lukas Novotny, Bert Hecht; - Principles of Nano-Optics; Cambridge University Press, The Edinburgh Building, Cambridge CB2 2RU, UK, Published in the USA by Cambridge University Press, New York (2006)
- [4] Dmitri K. Gramotnev1, Sergey I. Bozhevolnyi; Plasmonics beyond the diffraction limit; Nature Photonics 4, 83 - 91 (2010)
- [5] T. M. Rümke, J. A. Sánchez-Gil, O. L. Muskens, M. T. Borgström, E. P. Bakkers, and J. Gómez Rivas; Local and anisotropic excitation of surface plasmon polaritons by semiconductor nanowires; Opt. Express 16, 5013-5021 (2008)
- [6] Gereon D. Isfort; Dissertation: Oberflächenplasmonenresonanz von passivierten Silberschichten: Polarisation und Anisotropie der Lichtemission bei Kopplung an fluoreszierende und Raman-streuende Moleküle; Düsseldorf (2005)
- [7] Fabrizio Renna, Gilberto Brambilla and David Cox; Confining light in optical fibres using surface plasmon polaritons; ORC publications no: 4394; In, FOTONICA, Pisa, Italy 27 - 29 May 2009.
- [8] Milton Katz, Milton Kata; Introduction to Geometrical Optics; World Scientific Pub Co, (2002)
- [9] Douglas B. Murphy; Fundamentals of Light Microscopy and Electronic Imaging; Wiley-Liss, New York (2001)
- [10] Stefan Scholz; Bachelor Arbeit am Physik Institut der HU zu Berlin: Wellenleitung von Oberflächenplasmonen entlang Nanodrähten; Berlin (7.10.2010)
- [11] Software: WSXM, dient als Bildanalysesoftware für die aufgenommenen Bilddaten; Version: 5.0 Develop 4.1, NANOTEC ELEKTRONICA, <http://www.nanotec.es/products/wsxm/>
- [12] H. Hövel, Dissertation, RWTH Aachen S. 134-137, (1995)
- [13] Reinier W. Heeres, Sander N. Dorenbos, Benny Koene, Glenn S. Solomon, Leo P. Kouwenhoven, Valery Zwiller; On-Chip Single Plasmon Detection; Nano Lett. 10, 661-664 (2010)
- [14] Edward D. Palik; Handbook of Optical Constants of Solids; Academic Press Inc, Waltham, Massachusetts, USA (1997)
- [15] Software: LayoutEditor, Reduced Version Build 20110203; (Jürgen Thies juspertor UG, <http://www.layouteditor.net>)

Selbständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbst verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Berlin, den 16.11.2011

Unterschrift