

Die optische Anregung von Oberflächen- Plasmonen

Eine Einführung

Beginnend bei einfachen Modellen für das grundlegende Verständnis der optischen Anregung von Oberflächen- Plasmonen wird die Prismen- Kopplung mittels der Total- Reflexions- Technik ebenso diskutiert, wie die weniger bekannte Gitter- Kopplungs- Technik. Eine kurze Diskussion über einige der jüngsten Entwicklungen wie Twisted- Gitter wird ebenfalls vorgestellt. Abschließend erfolgt eine kurze Zusammenfassung der möglichen Anwendungen.

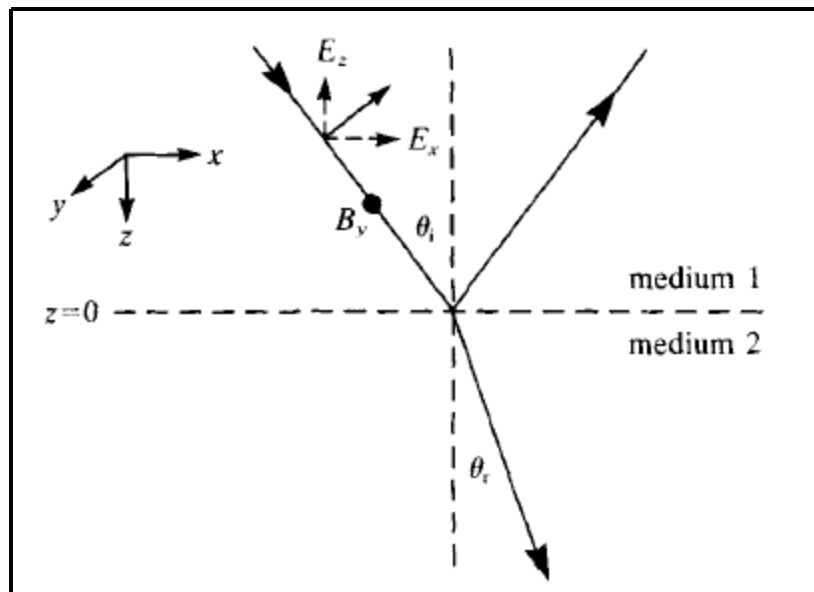
1. Einführung

Die Wechselwirkung elektromagnetischer Strahlung an einem Substrat- Übergang kann interessante Anregungsbedingungen generieren. So gibt es elektromagnetische Bedingungen für eine Reihe von verschiedenen Übergängen, zum Beispiel Dielektrikum zu Dielektrikum, Dielektrikum zu Halbleiter und Metall zu Dielektrikum. Hier werden wir uns besonders mit dem Dielektrikum zu Metall- (starker Reflektor) Übergang beschäftigen, wo die normale Bestandteile des E- Feldes in den beiden Medien vorhanden sind, sowohl in der Richtung definiert oder in ihrem Weg verändert sind, bzw. ihren Anfang oder Ende in der Schnittstelle haben. Wenn wir eines der beiden Materialien als ein Dielektrikum vorliegen haben, wie Vakuum oder Luft, das andere aber ein Metall ist, kann es am Übergang, wie später näher gezeigt, eine festgehaltene Oberflächen- Mode geben, mit elektromagnetischen Feldern, abfallend in beide Medien hinein. Diese gebundene oszillierende Oberflächen- Ladungsdichte breitet sich entlang des Übergangs aus. Dies sind die Oberflächen- Plasmonen, die durch gekoppelte optische Strahlung bei entsprechenden Bedingungen entstehen. Dies kann dann als eine optische Überwachung von kleinsten Änderungen in der lokalen Umgebung verwendet werden. So wird es in den Studien der Elektrochemie eingesetzt, wie der Katalyse, der Oberflächen- Benetzung wie durch dünne organische Kondensate, in der Biosensorik, in Gas- oder der chemischen Sensorik etc. Oberflächen- Plasmonen sind auch deshalb von Interesse, weil das Resonanz- Phänomen mit sich verstärkenden optischen Feldern der nicht- linearen Optik arbeitet, vor allem mit den zentrosymmetrischen Langmuir- Blodgett- Schichten. Einige dieser möglichen Anwendungen für Oberflächen- Plasmonen wird am Ende dieses Artikels gezeigt. Zunächst aber entwickeln wir eine Theorie über die Existenz von Oberflächen- Plasmonen, wir diskutieren Methoden, mit denen sie angeregt werden können und zeigen einige typische experimentellen Ergebnisse.

2. Einfache Theorie

Um den vorgestellten Übergang zu studieren mit dessen interessanten elektromagnetischen Erscheinung, benötigen wir zunächst einige relativ einfache

Konzepte der Festkörperphysik und des Elektro- Magnetismus. Elektromagnetische Strahlung im isotropen Medium besteht aus orthogonal oszillierenden elektrischen und magnetischen Feldern quer zur Ausbreitungsrichtung. Wenn, wie es häufig der Fall ist, geben wir diese Strahlung durch einen Linear- Polarisator, dann wird die Strahlung polarisiert übertragen. Das heißt, es ist eine ebene Welle, bei der die angegebenen E- oder B- Felder einen entsprechenden elektromagnetischen Feld- Vektor besitzen in Ausbreitungsrichtung. Nun, wenn man annimmt, die Strahlung fällt mit einem Einfallswinkel „ θ_i “ auf eine glatte ebene Oberfläche dann haben wir zwei wichtige Situationen zu überprüfen.



Abbild 1: Bildliche Darstellung einer p- polarisierten elektromagnetischen Welle, einfallend auf einen ebenen Substrat- Übergang zweier Medien mit dem Einfallswinkel „ θ_i “.

Im ersten Fall wie in Abbildung 1 dargestellt, der einfallende Strahlung hat seinen elektrischen Vektor in der Einfallsebene (d. h. senkrecht zur Oberfläche, die sowohl den einfallenden und den reflektierten Wellenvektor enthält). Dies wird als **p-polarisiert** (parallel zur Einfallsebene) bezeichnet. Für solche Strahlung besitzt der B- Vektor nur eine Komponente „ B_y “ tangential zur Oberfläche (es ist die quermagnetische oder die TM- Strahlung) und seine E- Vektor- Komponenten „ E_z “ die als Normale und „ E_x “ tangential zur Oberfläche verläuft. Im zweiten Fall wird die einfallende Strahlung so polarisiert, dass der elektrische Feldvektor der Einfallsebene orthogonal ist. Dies nennt man **s-polarisiert** (aus dem deutschen senkrecht). Für solche Strahlung wird deutlich das der E- Vektor hat nur eine Komponente hat „ E_y “ tangential zur Oberfläche (es ist die transversale elektrische oder auch die TE- Strahlung) und seine beiden B- Vektor- Komponenten „ B_z “ normal und „ B_x “ tangential an diesem Übergang (die zweite Komponente liegt orthogonal „ E_y “ in der Einfallsebene). Jede linear polarisierte Strahlung kann leicht durch eine Summe der beiden vorgenannten Fälle beschrieben werden.

Betrachten wir nun, dass das zweite Medium ein diamagnetisches Material ist, welches bei der Frequenz der einfallenden Strahlung die relative Permeabilität die bestimmende Einheit ist. Dann besitzt der B- Anteil der elektromagnetischen

Schwingung keine Diskontinuität am Übergang. In diesem Fall, für die Mehrheit der Materialien kommt es zu einem Sprung der dielektrischen Konstante, die das Verhalten der Strahlung beim Auftreffen auf den Materialübergang regelt. Der Einfachheit halber werden wir in diesem Artikel die optische Aktivität des Materials ignorieren, wie die Chiralität, erkennbar an der Änderung der Polarisationssebene des einfallenden Photons entlang der Symmetrieachse des Systems.

Photonen, mit dem Impuls $\hbar \cdot k$ in einem Medium der Brechzahl n_1 besitzen ein Impuls (streng genommen ein Pseudoimpuls) von $\hbar \cdot k \cdot n_1 = \hbar \cdot k_1$ mit $k = 2\pi/\lambda$. Wenn diese Photonen auf ebene Oberfläche treffen, können sie das Moment in Richtung der Normalen zur Oberfläche abgeben, so gibt aber auch keine Notwendigkeit den normalen Bestandteil des Photonen- Impulses $\hbar \cdot k_{z1}$ zu erhalten. Für das reflektierte Signal bleibt erhalten $\hbar \cdot |k_1|$, es sei denn, die Photonen- Frequenz wird geändert und $\hbar \cdot k_{z1}$ bleibt erhalten für eine ebene, glatte Oberfläche. Dann folgt daraus, dass k_{z1} des reflektierten Signals ist einfach $-\hbar \cdot k_{z1}$, das üblich genutzte Gesetz der Reflexion an einer ebenen Grenzfläche.

Auf der anderen Seite des Übergangs ist das zweite Medium der Brechzahl n_2 , so besitzt die Strahlung eine neue Wellenlänge mit $\lambda_2 = \lambda/n_2$ dem neuen Wellenvektor $k_2 = n_2 \cdot k$. In diesem Medium die Strahlung breitet sich in einer neuen Richtung aus, die Impuls- Erhaltung ermöglicht k_x durch k_z zu ändern. Jetzt ist $k_{x1} = k_1 \cdot \sin \theta_i$ und $k_{x2} = k_2 \cdot \sin \theta_t$ wobei θ_t ist der Brechungswinkel. Da die tangentielle Komponente des Momentes erhalten bleibt mit $k_{x1} = k_{x2}$ und $n_1 \cdot \sin \theta_i = n_2 \cdot \sin \theta_t$, welches das Snell'sche Gesetz aufzeigt (sich ergebend aus der Translationsinvarianz des Systems parallel zur Oberfläche).

Lassen Sie uns im Einzelnen überprüfen wichtige Details des Snelliusschen Gesetzes. Nehmen wir an, dass die einfallende Strahlung von einem Medium mit hohem Index erfolgt mit $n_1 = \sqrt{\epsilon_1}$ auf ein Niedrig- Index- Medium $n_2 = \sqrt{\epsilon_2}$ (wobei ϵ_1, ϵ_2 die relativen Permittivitäten sind) mit $n_2 < n_1$. Dann ist das Snelliussche Gesetz für die Erhaltung der Oberflächen- Momente geschrieben

$$\sqrt{\epsilon_2} \cdot \sin \theta_2 = \sqrt{\epsilon_1} \cdot \sin \theta_1$$

Da das größte Oberflächen- Moment in Medium 2 verfügbar ist wenn $\theta_2 = 90^\circ$ gibt, ist eine Begrenzung der Einfallswinkel θ_c gegeben durch

$$\sin \theta_c = \frac{\sqrt{\epsilon_2}}{\sqrt{\epsilon_1}}$$

Über diesen Winkel hinaus für die einfallende Strahlung vom Medium 1 kann es keine Weiterleitung der Welle im Medium 2 erfolgen. Dieser Grenzwinkel ist der kritische Winkel. Einfallende Strahlung jenseits des kritischen Winkels hat mehr Impuls entlang der Oberflächen- Ebene, als sie durch das Medium 2 unterstützt würden. Für solch einfallende Strahlung von Medium 1, das oszillierenden E- Feld

führt zu einer Aufladung im Medium 1, einschließlich zwischen 1 und 2. Obwohl die Strahlung nun vollständig am Medienübergang vorliegt, gibt es hier ein verlustfreies Eindringen des oszillierenden Strahlungsfeldes in Medium 2. Diese Felder können sich nicht fortpflanzen wie wir oben gesehen haben, sondern sie sind räumlich abfallenden Felder (evaneszent), die mit der Zeit sich ändern, bei der gleichen Frequenz wie die einfallende Strahlung, abfallend in der Amplitude im Medium 2 in Richtung senkrecht zur Oberfläche. Beim obigen kritischen Winkel die Abfall- Länge ist unendlich, aber es fällt schnell auf die Größenordnung der Wellenlänge des Lichts ab, wenn der Einfallswinkel weiter ansteigt. Dieses evaneszente Feld für die einfallende Strahlung über den kritischen Winkel hinaus ist für die Kopplung von Strahlungen sinnvoll für Oberflächen- Plasmonen, wie wir später sehen werden.

Für den Moment wollen wir zu den Randbedingungen des E- und des B- Feld-Komponenten unserer einfallende Strahlung zurück kommen, denn es gibt keine Grenze orthogonal zu E_x dieser Komponente. Dies ist jedoch nicht der Fall für E_z , der normalen Komponente von E. Die Normal- Komponente von D, D_{z1} welche kontinuierlich ist (es gibt kein freien Wechsel) und E_z gezwungen ist, sich ändern, wenn $D_z = \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_0 \cdot E_{z1} = \varepsilon_2 \cdot \varepsilon_0 \cdot E_{z2}$. Diese Unstetigkeit in E_z - Richtung ist Ergebnis der Polarisations- Änderungen am Übergang.

Aus diesen einfachen Überlegungen ist es offensichtlich, dass s-polarisierte einfallende Strahlung in der Regel nicht Ursache von Ladungsänderungen an ebenen Oberflächen ist, während p-polarisierter Strahlung automatisch zeitabhängige Polarisationsänderungen am Übergang schafft.

Wir betrachten nun eines der beiden Materialien als Metall. Ein Metall kann als guter Leiter von Elektrizität und Wärme und Reflektor der Strahlung betrachtet werden. Dies ist eine eher lockere Definition eines Metalls, welche die Fähigkeit „freier“ Elektronen im Metall als Reaktion auf von außen auferlegte Felder bezieht. Wenn die Elektronen frei sind (natürlich immer eingeschränkt frei im Metall), dann sind sie in der Lage ohne Streuung der einfallenden Strahlung eine ideale metallische Antwort zu garantieren. Ein solches Material, das schließt die kompletten E- Felder mit ein, muss $E = 0$ überall im Inneren des Metalls sein, also $\varepsilon = \pm\infty$. Solch ein ideales Metall, in denen die Elektronen optimal reagieren auf externe Einflüsse, ist jedoch limitiert auf die Grenze $\varepsilon \rightarrow -\infty$. Ein solches Material ist natürlich nicht vorhanden, da die freien Elektronen in einem Metall nicht unendlich schnell auf ein von oben aufgezwungenes oszillierendes Feld reagieren. Die Elektronen haben eine endliche Masse und sie erleiden Streuungen mit Gitterschwingungen (Phononen) und Defekten an der Oberfläche.

Das bedeutet, dass wir die Frequenz der einfallenden Strahlung erhöhen, die freien Elektronen schrittweise es schwerer haben, zu reagieren. Letztendlich, bei sehr hohen Frequenzen, wenn die Wellenlängen niedrig genug sind, wird das Metall transparent und verhält sich wie ein Dielektrikum.

3. Weitere detaillierte Theorie

Aus dieser simplen Behandlung der freien Elektronen in einem Metall ist leicht zu zeigen, dass es eine Grenzfrequenz gibt, die Plasma-Frequenz (für viele Metalle im Ultraviolett), über dem das Metall nicht mehr ein Metall ist. In diesem Artikel wollen wir uns nur mit Frequenzen unterhalb dieser Grenze beschäftigen, bei genügend lange Wellenlängen, bei denen ϵ weitgehend reell und negativ ist. Wie bereits erwähnt, für echte Metalle gibt es eine Widerstands-Streuung und damit eine Dämpfung der Schwingungen, zu sehen durch den Abfall des E- Feldes. Diese Dämpfung führt zu einer imaginären Komponente von ϵ_1 zu ϵ_i . Bevor wir uns jedoch mit der zusätzlichen Komplexität von ϵ_1 beschäftigen, untersuchen wir die Auswirkungen eines **Dielektrikum mit positiven ϵ_r neben dem Metall mit negativen e_r** .

Wegen der Forderung an die Normale des E- Feldes um Oberflächenladungen zu schaffen, brauchen wir p- polarisierte elektromagnetische Wellen. Unabhängig von den Oberflächenwellen begründen wir hier die elektromagnetische Wellengleichung für beide Medien. Wenn wir die xy- Ebene betrachten am Übergang der Medien mit dem positiven z- Halbraum gefüllt mit dem Medium 2 haben wir für die Wellenausbreitung in x-Richtung gegeben

$$E_1 = (E_{x1}; 0; E_{z1}) \cdot e^{j(k_x \cdot x - \omega t)} \cdot e^{j k_{z1} \cdot z}$$

$$H_1 = (0; H_{y1}; 0) \cdot e^{j(k_x \cdot x - \omega t)} \cdot e^{j k_{z1} \cdot z}$$

$$E_2 = (E_{x2}; 0; E_{z2}) \cdot e^{j(k_x \cdot x - \omega t)} \cdot e^{j k_{z2} \cdot z}$$

$$H_2 = (0; H_{y2}; 0) \cdot e^{j(k_x \cdot x - \omega t)} \cdot e^{j k_{z2} \cdot z}$$

Wenn wir nun die Maxwellschen Gleichung $\nabla \wedge E \approx 0$ anwenden gilt

$$E_{z1} = -E_{x1} \cdot \frac{k_x}{k_{z1}}$$

$$E_{z2} = -E_{x2} \cdot \frac{k_x}{k_{z2}}$$

So findet man das Verhältnis zwischen H_y und E_x durch Verwendung der Maxwellschen Gleichung $\nabla \wedge E = -\mu \cdot \frac{\partial}{\partial t} H$ (das Faraday- Gesetz der elektromagnetischen Induktion), mit $\mu = \mu_0$ gibt die folgenden Beziehungen zwischen den Feldkomponenten, die Permittivitäten und die Normal- Komponente des Wellenvektors in den beiden Medien:

$$H_{y1} = \frac{\omega}{k_{z1}} \cdot E_{x1} \cdot \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_0$$

$$H_{y2} = \frac{\omega}{k_{z2}} \cdot E_{x2} \cdot \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_0$$

Schließlich müssen wir die Randbedingungen auch bei $z = 0$ gelten. Wir wissen, dass das tangential H stetig ist und so das tangential E_1 mit $H_{y1} = H_{y2}$ und $E_{x2} = E_{x1}$ führt zur folgenden einfachen Beziehung zwischen den relativen Permittivitäten und den Normal- Bestandteile des Wellenvektors in beiden Medien:

$$\frac{\varepsilon_1}{k_{z1}} = \frac{\varepsilon_2}{k_{z2}}$$

So haben wir

$$k_{z1} = -j \cdot \sqrt{k_x^2 - \varepsilon_1 \cdot k^2} \quad \text{erfordert} \quad k_x^2 > \varepsilon_1 \cdot k^2$$

und

$$k_{z2} = -j \cdot \sqrt{k_x^2 - \varepsilon_2 \cdot k^2} \quad \text{erfordert} \quad k_x^2 > \varepsilon_2 \cdot k^2$$

wobei $k = \omega/c$. Wenn die Welle wirklich eine gefangene Oberflächenwellen ist mit exponentiellem Abfall in beiden Medien, dann muss $\text{jk}_{z1} > 0$ und $\text{jk}_{z2} < 0$ sein. **So sind beide k_z mit entgegengesetztem Vorzeichen und ε_1 und ε_2 imaginär mit entgegengesetzten Vorzeichen. Die erste Bedingung, charakterisiert mit ε_1 , erklärt, dass der Oberflächen- Wellenvektor k_x ist größer als der maximale Photonen- Wellenvektor $\sqrt{\varepsilon_1} \cdot k$. Die zweite Bedingung für das Metallsubstrat ist erfüllt automatisch mit einem negativen ε_2 .**

Wir können obige Ausdrücke für k_{z1} und k_{z2} ersetzen zu

$$k_x = k \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}$$

So kann man sehen für k_x um wahr zu sein, die Voraussetzung für eine sich ausbreitende Mode bei negativen ε_2 , dass $|\varepsilon_2| > \varepsilon_1$ ist.

So haben wir jetzt die Maxwell- Gleichungen und deren Randbedingungen erfüllt für eine feste Oberflächenwelle gegeben, mit reellen k_x und passenden k_z führt zu $|\varepsilon_2| > \varepsilon_1$ und $\varepsilon_2 < 0$. Nach der obigen Analyse mit reinen reellen ε - Werten führt zu einer Oberflächenwellen mit einem rein reellen k_x , welches größer ist als $\sqrt{\varepsilon_1} \cdot k$ dem maximalen Wert für das Medium. Es ist auch klar, dass diese Oberflächen- Plasmonen- Resonanz unendlich scharf ist und eine unendliche Fortpflanzungs- Länge besitzt.

Wie bereits erwähnt, für echte Metalle gibt es eine Widerstands- Streuung und damit eine Dämpfung der Schwingungen, die durch den Abfall des E- Felds induziert

wird. Diese Dämpfung führt zu einer imaginären Komponente von ε , ε_i . Dann mit $\varepsilon_2 = \varepsilon_{2r} + j \cdot \varepsilon_{2i}$ haben wir

$$k_x = k \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \cdot (\varepsilon_{2r} + j \cdot \varepsilon_{2i})}{\varepsilon_1 + \varepsilon_{2r} + j \cdot \varepsilon_{2i}}}$$

für $k_x = k_{xr} + j \cdot k_{xi}$ sofern $|k_{xi}| \ll k_{xr}$ mit $|\varepsilon_{2r}| \gg \varepsilon_1$ und ε_{2i}

$$k_{xr} \propto k \cdot \sqrt{\varepsilon_1} \cdot \left(1 - \frac{\varepsilon_1}{2\varepsilon_{2r}}\right)$$

und

$$k_{xi} = \frac{1}{2} \cdot k \cdot \frac{\varepsilon_{2i} \cdot \sqrt{\varepsilon_1^2}}{\varepsilon_{2r}^2}$$

Wir wollen die Verschiebung Δk_{xr} des Wellenvektors finden, mit der Oberflächen-Plasmonen-Resonanz beim kritischen Wert $\sqrt{\varepsilon_1} \cdot k$ gegeben mit

$$\Delta k_{xr} = k_{xr} - \sqrt{\varepsilon_1} \cdot k \cong -\frac{1}{2} \cdot k \cdot \frac{\sqrt{\varepsilon_1^3}}{\varepsilon_{2r}}$$

So ist die Verschiebung ist umgekehrt proportional zu $|\varepsilon_{2r}|$ bis zur Breite der Resonanz, diese ist natürlich proportional zur k_{xi} , proportional zur ε_{2i} und umgekehrt proportional zu ε_{2r}^2 . Wir sehen also, dass es zwar auf den ersten Blick vorteilhaft erscheinen mag kleine ε_{2i} zu verwenden, um eine scharfe Resonanz zu erhalten, diese Idee muss mit den anderen Anforderung ausgewogen sein, dass wir einen großen negativen Wert von ε_{2r} haben müssen. In der Tat, wenn wir überprüfen eine Reihe von Metallen wird klar, dass ε_{2i} ist in der Regel klein im sichtbaren Bereich des Spektrums immer größer werdend zu den roten Wellenlängen hin wo es gibt einen noch schnelleren Anstieg von ε_{2r} . In Abbildung 2 veranschaulichen wir die Abhängigkeit sowohl des Real- als auch des Imaginärteils der relativen Permittivitäten von Silber und Aluminium aus dem ultravioletten in den Infrarot-Bereich. Dies zeigt, dass beide Parameter- Erhöhung sich in Größenordnung der Wellenlänge Veränderungen. Allerdings ist die Breite der Oberflächen- Plasmon-Resonanz von $\varepsilon_i/\varepsilon_r^2$ diktiert und da ε_r sich schneller ändert als ε_i , führt dies fast ohne Ausnahme zu einer Verengung der Resonanzspitze und der daraus resultierenden höheren Beobachtbarkeit als die Wellenlängenerhöhung. In Abbildung 3 ist dieses Verhältnis für mehrere Metalle im sichtbaren und nahen Infrarot- Bereich des Spektrums dargestellt. Ein Verhältnis in der Größenordnung von 0,2 ist die Grenze der sinnlichen Beobachtbarkeit für eine Oberflächen- Plasmonen- Resonanz. Dies führt zu der allgemeinen Schlussfolgerung, dass zwar nur wenige Metalle wie Ag, Au, Al und Cu Unterstützung einer scharfen Oberflächen- Plasmonen- Resonanz im

sichtbaren ermöglichen, viele weitere Metalle unterstützen jedoch auch eine scharfe Resonanz im nahen Infrarot. Dies ist für Nickel und Platin in Abbildung 3 dargestellt.

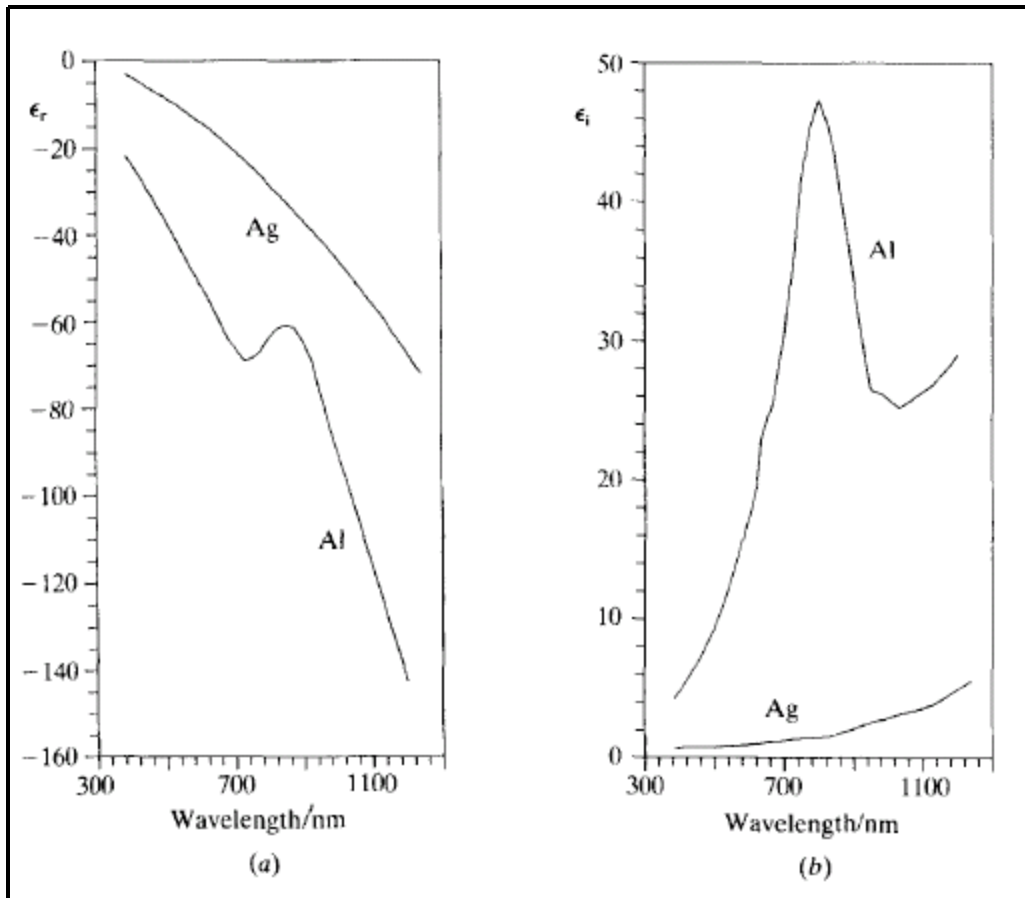


Abbildung 2. Die Wellenlängenabhängigkeit des (a) reellen Anteils ϵ_r und (b) den imaginären Anteil ϵ_i der relativen Permittivität $\epsilon = \epsilon_r + j \cdot \epsilon_i$ für Gold und Aluminium.

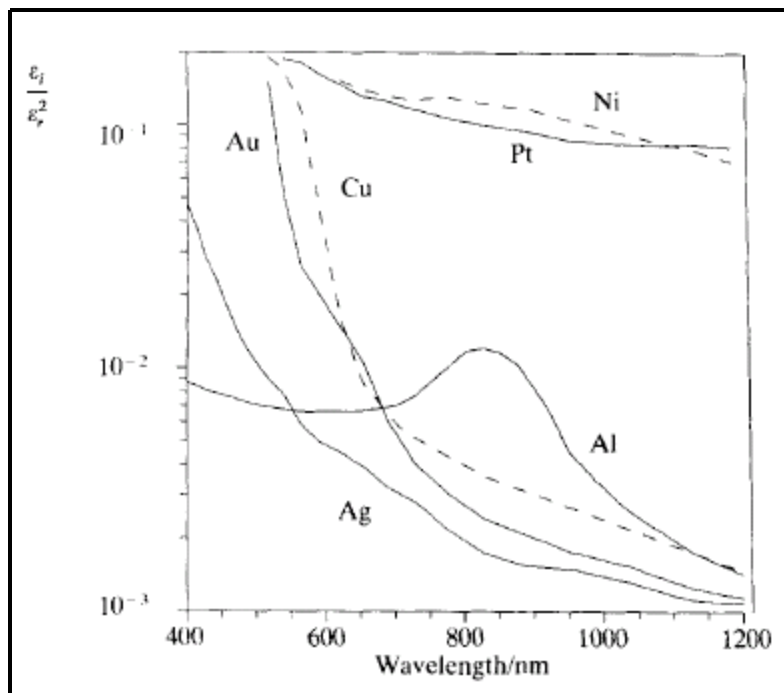


Abbildung 3. Zeigt das Verhältnis von ϵ_i/ϵ_r^2 einer Oberflächen-Plasmon-Resonanz in Abhängigkeit mit der Wellenlänge. Viele andere Metalle können unterstützen scharfe Resonanzen wenn die einfallende Wellenlänge erhöht wird.

4. Kopplung an die Oberfläche

Bevor wir uns einigen experimentellen Ergebnissen widmen, die wir brauchen um zu prüfen und diskutieren die gekoppelte Strahlung für Oberflächen- Plasmonen-Resonanz, wurde eindeutig festgestellt, dass die Dynamik der Plasmonen festgelegt ist über das dielektrische Medium und das Metall.

Es sei daran erinnert, dass für unser ursprüngliches Zwei- Dielektrikum-System ein kritischer Einfallswinkel definiert wurde über ein evaneszentes Feld im zweiten Halbraum. Dieser gedämpfte Bereich breitet sich nicht in der z- Richtung aus, hat aber die Dynamik in der x-Richtung mit $n_1 \cdot \hbar \cdot k \cdot \sin \theta_i$. Es ist offensichtlich, dass $\sin \theta_i > \sin \theta_c = n_2/n_1$ zu $n_1 \cdot \hbar \cdot k \cdot \sin \theta_i > n_2 \cdot \hbar \cdot k$. Daher haben wir eine Verstärkung der x- Komponente des Impulses im zweiten dielektrischen Halbraum über dem Grenzwert von $n_2 \cdot \hbar \cdot k$ hinaus eine sich ausbreitende Welle.

Die Verstärkung des Impulses ist durch $n_1 \cdot (\sin \theta_i - \sin \theta_c) \cdot \hbar k$ gegeben und kann zur Einkopplung von Strahlung zu einem Oberflächen- Plasmonen genutzt werden. Sofern so verwendet, kann der Metall- Dielektrikum- Übergang unterstützen Oberflächen- Plasmonen in der Nähe des spiegelnden Übergangs. Eine Geometrie die dies berücksichtigt, ist in Abbildung 4(a) gezeigt. Diese wird üblicherweise als die Otto- Geometrie bezeichnet, nach Otto, der den ersten Beweis dieser Kopplungs-Technik im Jahr 1968 aufzeigt. Ein Luftspalt (oder einem Abstandhalter von niedrigem Index) weniger als ein paar Wellenlängen dick (für sichtbares Licht kleiner $2\mu\text{m}$) bietet die evaneszente Tunnelbarriere über welche die Strahlungspare, an die Oberfläche Plasmonen erregen am Luft- Metall- Übergang. Durch Variation des Einfallswinkels des p- polarisierten Lichts auf das Prisma/dielektrische Schnittstelle variieren wir die Dynamik in x- Richtung und das ermöglicht die einfache Abstimmung über die Resonanz. Die Form der Reflektivitätskurve für Gold und Silber bei 632.8nm ist in Abbildung 5 gezeigt, wo wir auch sehen, zum Vergleich, die für s- polarisiertes Licht, das ist natürlich nicht in der Lage die Oberflächen- Plasmonen anzuregen.

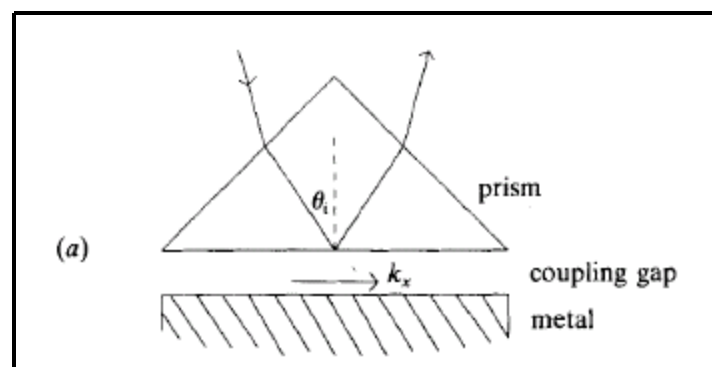


Abbildung 4(a): Aufbaubeispiele für die Photonen- Kopplung auf eine Oberflächen- Mode nach (a) Otto.

Die Position des Minimums der Resonanz, die ein Maß für den Oberflächen- Plasmonen- Impuls ist, ist nicht mehr länger nur bestimmt von der dielektrischen Grenze zum Metall sondern auch gestört zusätzlich durch die Anwesenheit der

Prismen- Kopplung. Ebenso ist die Linienbreite, die ein Maß für die Dämpfung ist, wird auch gestört durch die Anwesenheit des Prismas. Durch die Erhöhung der Kopplungs- Lücke nimmt die Störung durch das Prisma ab und die Resonanz bewegt sich zur Position für die beiden Medien typischen Oberflächen- Plasmon. Natürlich für diesen Prozess, für Gold in Abbildung 6 dargestellt, die Resonanz- Tiefen verändert sich schrittweise. Wenn wir zu 100% koppeln, dann muss für sichtbare Strahlung die Lücke in der Größenordnung von $0,5\mu\text{m}$ sein. Dieser Luftspalt verlangt eine äußerste Sorgfalt in der Proben- Fertigung. Diese Einschränkung ist nicht so schwerwiegend, wenn wir stattdessen uns dafür entscheiden, im infraroten Bereich des Spektrums zu arbeiten, wobei dafür noch erstaunlich wenig experimentelle Arbeiten durchgeführt wurden. Wir veranschaulichen dies in Abbildung 7 mit den Ergebnissen für Palladium in diesem Bereich des Spektrums.

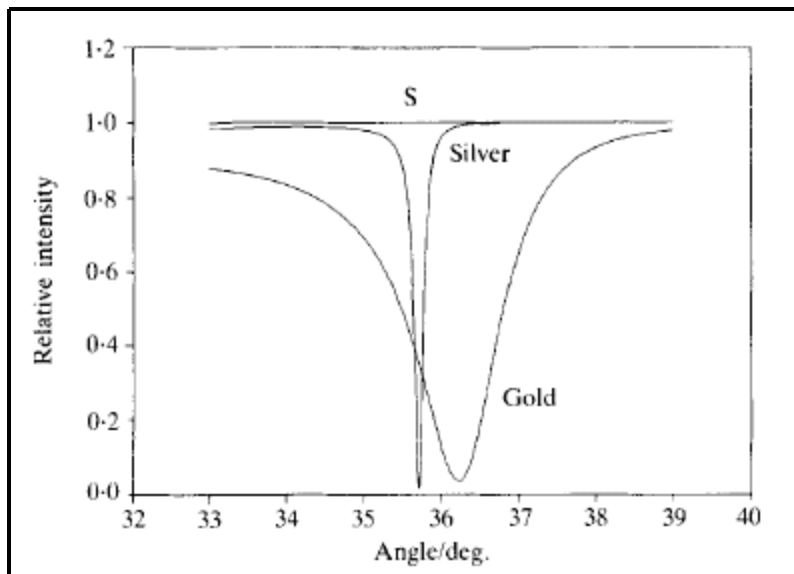


Abbildung 5: Form der Reflektivitäts- Kurve von p- polarisiertem und s- polarisiertem Licht ($\lambda = 632,8\text{nm}$) für dicke Gold- und Silberfilme mit einem Saphir- Prisma ($n = 1,766$). Hier ist die Kopplungs- Lücke $0,5\mu\text{m}$ für Gold und $1,0\mu\text{m}$ für Silber.

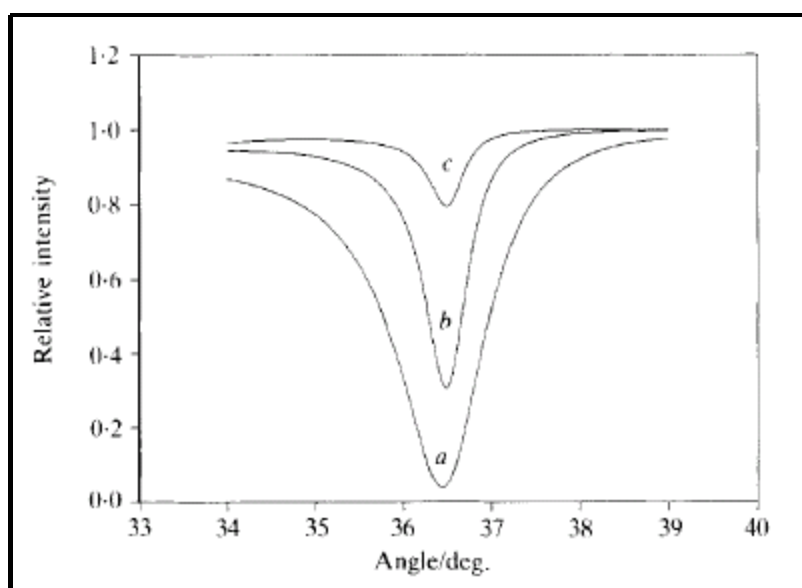
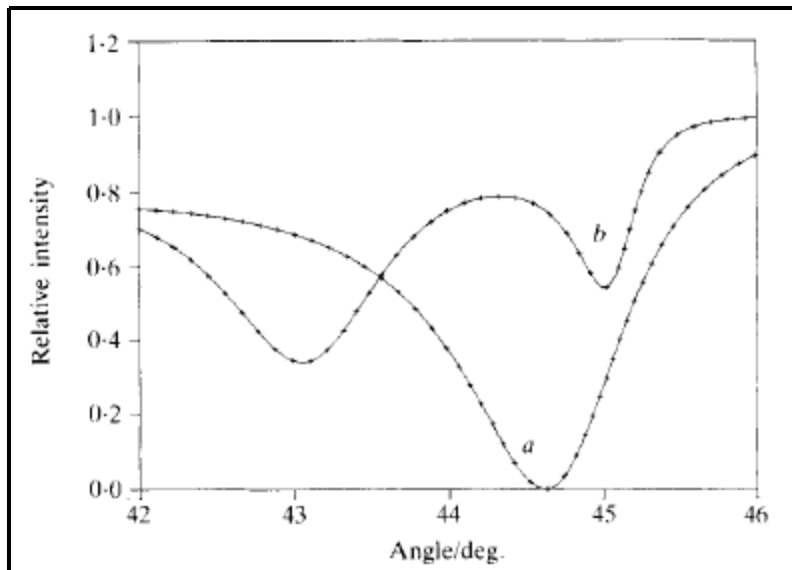


Abbildung 6: Variation des Oberflächen- Plasmon- Resonanz (bei $\lambda = 632,8\text{nm}$) für Gold mit einer Kopplungs- Lücke von (a) $0,5\mu\text{m}$, (b) $0,75\mu\text{m}$ und (c) $1,0\mu\text{m}$. Die Strenge der Resonanzspitze nimmt rapid ab mit der Vergrößerung der Kopplungs- Lücke.



Abbild 7: Die Reflektivitäts- Kurven für einen Palladium- Film mit einem Saphir- Prisma ($n = 1,699$) unter Nutzung von $3,391\mu\text{m}$ Strahlung bei Auftreten des Oberflächen- Plasmons bei einem Winkel von 45° . Der Kopplungs- Abstand beträgt für (a) $4,45\mu\text{m}$ und für (b) $9,0\mu\text{m}$.

Das Abstandsproblem das die Otto- Geometrie induziert, kann auf eine ganz andere Art und Weise umgangen werden, wenn statt eines Luftspalts, ein Abstand mittels aufgedampfter dielektrischen Schicht (oder vielleicht ein gesponnen Polymers) erzeugt wird. Dies ist natürlich dann ein nicht änderbarer Abstand aber zumindest die Herstellung ist jetzt einfach, es ist nur notwendig Material aufzudampfen, am Anfang die entsprechenden Dicke des Dielektrikum, danach eine dicke Metallschicht, welche die Resonanz einstellt. Dieses besondere Verfahren kann in der Tat sehr nützlich sein bei der Untersuchung von zu schützenden Medienübergängen, wie zum Beispiel im Fall von Magnesium oder Aluminium, bei denen Oxidationen die Regel ist. Jedoch, es gibt keine einfache Art und Weise, um diesen Aufbau als Sensor verwenden zu können oder als Koppler wenn spontan anderen Wellenlängen benutzt werden sollen. Aus diesem Grund und auch wegen des erforderlichen kleinen Luftspalts bei der Einkopplung Kopplung im sichtbaren Spektrum, erhielt die Otto- Geometrie eher geringe Aufmerksamkeit im Laufe der letzten Jahre.

Zum Glück hat dies nicht schwerwiegend behindert die Fortschritte auf dem Gebiet der optischen Anregung von Oberflächen- Plasmonen. Dies liegt daran, dass es eine Alternative gibt und viel einfachere Aufbau- Geometrie. Anstatt einer dielektrischen Lücke, Kretschmann und Raether erkannte, dass das Metall selbst als flüchtige Tunnelbarriere verwendet werden kann, wenn der Film dünn genug ist, das die Strahlung auf der anderen Seite durchdringen kann. Alles, was wir jetzt brauchen, ist ein Prisma mit einer dünnen Schicht einiger geeigneter Metalle. Dies ist in Abbildung 4 (b) dargestellt. Es ist eine einfache Sache, eine dünne Schicht ($< 50\text{nm}$) aus einem Metall wie Silber oder Gold auf ein Prisma und eine entsprechend glatte Folie aufzudampfen, welche eine sehr starke Unterstützung von Oberflächen- Plasmonen- Resonanzen darstellt. Ein typisches Ergebnis für Silber in dieser Geometrie ist in Abbildung 8 gezeigt. Die durchgezogene Linie in diesem Graf zeigt, wie in Abbildung 7, mit Hilfe der Fresnel- Reflektivität eine einfache Theorie für ein 2- Medien- Übergang- System. Für die Otto- Geometrie sind der Real- und der

Imaginärteil der Dielektrizitätskonstante und die Luftspaltdicke des Metalls unbekannte Variablen im Herstellungsverfahren, während für die Kretschmann-Raether- Geometrie der ersten beiden Parameter plus die Dicke der Metallfolie unbekannt. Durch die sorgfältige Erfassung der Daten und den Vergleich mit theoretisch generierten Kurven ist es möglich, nützliche Informationen zu erhalten in Bezug auf die dielektrische Antwort des Metalls, das die Oberflächen- Plasmonen-Resonanz unterstützt. (In Tabelle 1 sind ϵ -Werte für Gold und Silber für die Kretschmann- Raether- Technik aufgezeigt).

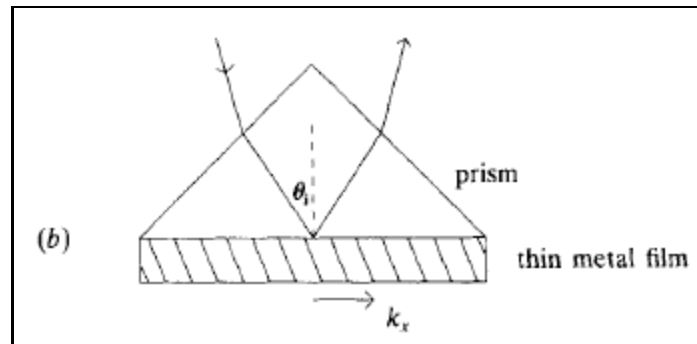
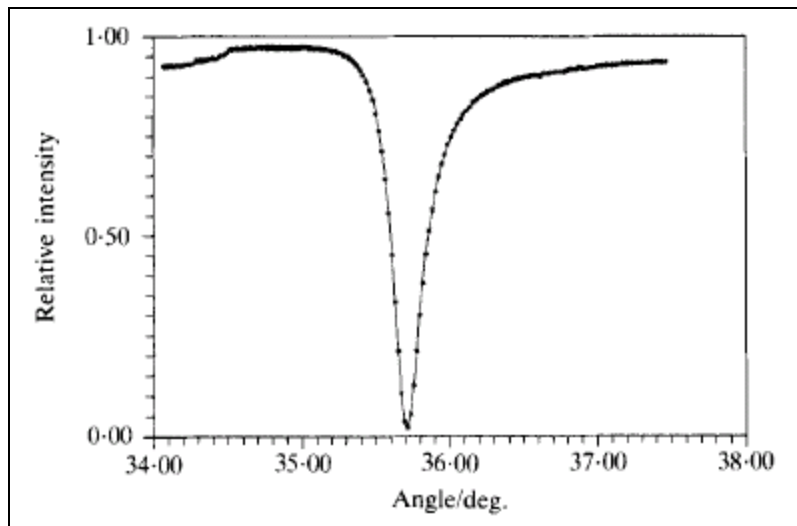


Abbildung 4(b): Aufbaubeispiele für die Photonen- Kopplung auf eine Oberflächen- Mode nach (b) Kretschmann- Raether.

Wavelength (nm)	Silver			Gold		
	ϵ_r	ϵ_i	Ref.	ϵ_r	ϵ_i	Ref.
400	-4	0.30	7	-0.3	6.5	8
450	-6.6	0.31	7	-0.8	5.72	8
	-6.4	0.39	9			
500	-9.4	0.37	7	-2.3	3.45	8
	-8.0	0.40	9	-2.0	4.12	7
550	-12.4	0.45	7	-6.0	2.03	8
	-11.4	0.50	9	-5.5	1.98	7
600	-15.6	0.59	7	-9.5	1.62	8
	-14.7	0.60	9	-8.9	1.59	7
650	-19.0	0.74	7	-12.9	1.35	8
	-18.0	0.71	9	-12.1	1.42	7
700	-22.4	0.91	7	-16.8	1.32	8
	-21.3	0.81	9	-15.4	1.43	7
750	—	—		-20.6	1.57	8
	—	—		-18.6	1.62	7
800	—	—		-24.8	2.0	8
	—	—		-22.3	2.0	7

Tabelle 1: Die Plasmon- Anregung in Kretschmann- Raether- Geometrie. Werte der Permittivität von Gold und Silber bei verschiedenen Wellenlängen.



Abbild 8: Die Oberflächen- Plasmon- Resonanz für einen Silberfilm unter Nutzung der Kretschmann- Raether- Geometrie. Man beachte, dass in diesem Fall der kritische Winkel sichtbar ist bei $34,5^\circ$. Die durchgehende Linie zeigt die theoretische Linie nach der Fresnel- Theorie.

5. Experimentelle Studien

Diese beiden Arten von abgeschwächter Totalreflexion ist die Grundlage der meisten Studien der optisch angeregten Oberflächen- Plasmonen in den letzten zwanzig Jahren, obwohl komplizierte Beschreibungen dennoch entwickelt wurden. So ist es beispielsweise möglich, Hybrid-Geometrien, in denen ein dünner Metall- Film auf eine dielektrische Abstandsschicht aufgebracht wird, wie in Abbildung 4 (c) dargestellt, entwickelt wurden.

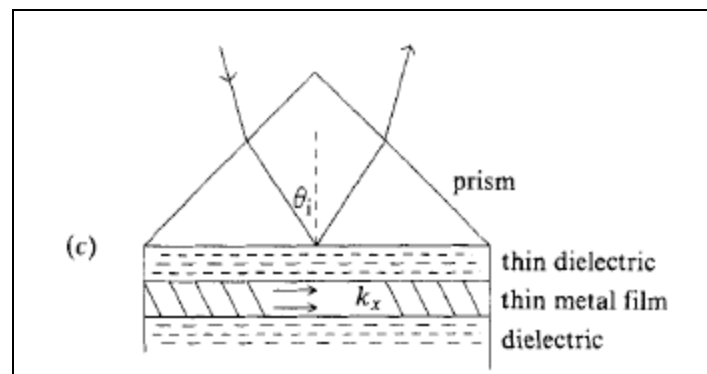


Abbildung 4(c): Aufbaubeispiele für die Photonen- Kopplung auf eine Oberflächen- Mode nach (c) der Mixed- Hybrid- Methode.

Bei dieser Anordnung ergibt sich ein Otto- Typ- Plasmon auf der ersten (Dielektrika(1)/Metall- Übergang) und ein Kretschmann- Raether- Art- Plasmon auf der zweiten (Metall/Dielektrika(2)- Übergang). Wenn wir nun beide Schichten mit gleicher dielektrischen Konstanten herstellen (beide natürlich niedriger als die des Prismas), dann sind zwei Oberflächen- Moden (in Abwesenheit des Prismas) mit gleichen Wellenvektor zu beobachten. Dies bedeutet, dass beide Filme zusammen zwei Paar gekoppelte Moden induzieren, die eine in der Oberflächenladung symmetrisch, die andere antisymmetrisch. Die erste dieser Art hat sehr schwache elektrische Felder in der Metallschicht, die so genannten Long- Range- Oberflächen-

Plasmonen, während die zweite Short- Range- Oberflächen- Plasmonen induziert, da dort große Felder das Metall durchdringen abgeschwächt durch Joule- Erwärmung. Wenn gewünscht, kann man prüfen noch ausgefeiltere mehrschichtige Strukturen, welche dann komplexe gekoppelte Moden erzeugen, aber dies zeigt keine besonders neue Physik und bietet nur wenig Potenzial für zusätzliche Hardware- Entwicklung.

Wenn wir eine nichtebene Oberfläche wählen, dann sind wir nicht unbedingt auf das prismagekoppelte Geometrien eingeschränkt. Eine mögliche Technik, wenn auch ein wenig unbefriedigend, ist das Studium einer bewusst aufgerauter Oberflächen. Wir nutzen eine Fourier- Analyse der Rauheit, welche geeignet ist, eine zusätzliche Einkopplung von Strahlung direkt auf die Oberflächen- Plasmonen zu ermöglichen. Dies mag zwar eine Ausbeute mit einer Breitband- Antwort ermöglichen, es ist aber eine nicht sehr zufrieden stellende Schnittstelle, wenn es auf eine sorgfältige Durchführung ankommt, bei kontrollierten wissenschaftlichen Experimenten. Ein umfassender und systematischer Ansatz besteht darin, ein Beugungsgitter mit einer genau bezeichneten sinusförmigen Oberfläche unter Verwendung bekannter Wellenlänge und Amplitude (Nuttiefe) zu nutzen. Die Rillen in der Gitteroberfläche brechen die Translationsinvarianz der Schnittstelle und ermöglichen ein k_x der auslaufenden Welle, welche zu der einlaufenden Welle unterschiedlich ist. Die Einhaltung des Impulses in x- Richtung fordert

$$k_x(out) = k_x(in) \pm N \cdot G$$

wobei $G = 2\pi/\lambda_g$, mit λ_g die Gitter- Wellenlänge und N einer ganzen Zahl. Wenn das Gitter ist relativ flach (Tiefe $< \lambda_g$), dann ist k_{SP} auf der Gitter- Oberfläche nur wenig von k_{SP} einer ebenen Fläche verändert. So brauchen wir nichts weiter zu tun, um die Oberflächen- Plasmonen auf der Oberfläche auf dem Gitter zu erregen, indem die Gleichung erfüllt wird

$$k \cdot \sin \theta = k_{SP} \pm N \cdot G$$

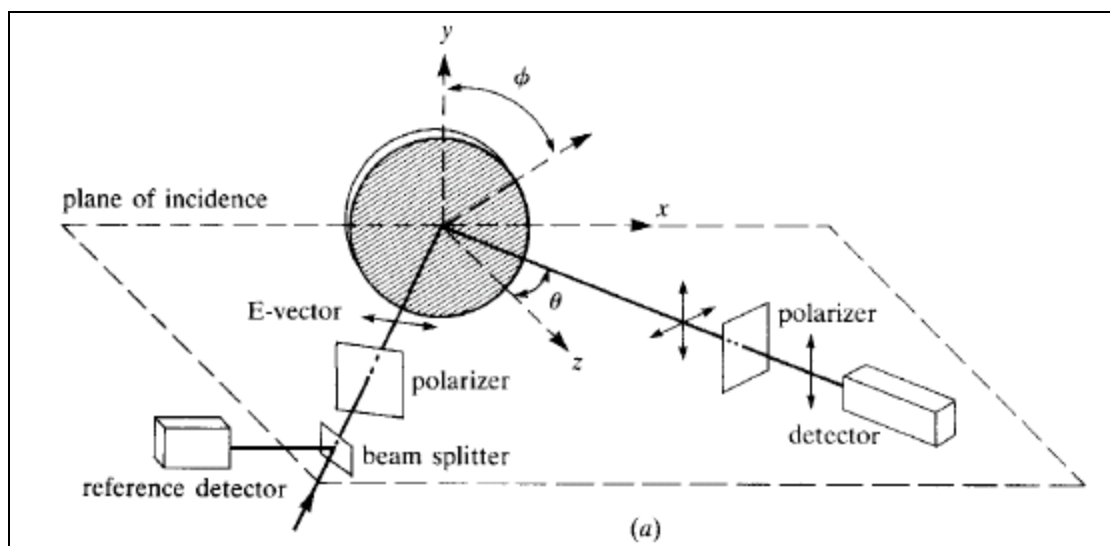
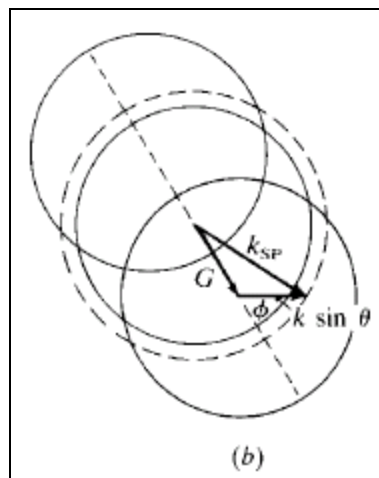
Dies ermöglicht dann eine direkte Anregung des Oberflächen- Plasmon im dielektrischen Halbraum ohne, dass es Einschränkungen gibt durch Schichtdicke oder des dielektrischen Lückenabstandes. Zu beachten ist, dass die Kopplungsstärke wird durch die Nuttiefe diktiert und diese ist nicht so leicht wie die Luft- Lücke oder die Metall- Schichtdicke steuerbar. Typische Daten für die Kopplung von Strahlung auf Oberflächen- Plasmonen mittels aufbeschichteten Silber- Gitter ist in Abbildung 9 dargestellt. Die gestrichelte Kurve ist eine theoretisch ermittelte, diese ist jedoch nicht mehr trivial zu generieren. Da der Übergang gewellt ist, sind einfache ebene Oberflächen- Fresnel- Gleichungen nicht mehr nutzbar und viel ausgereifere Modelle sind erforderlich, wie die Fourier- Entwicklung als Beschreibung des Medien- Überganges. In den hier gezeigten Ergebnissen haben wir den Ansatz nach Chandezon eingesetzt, wo die Sinus- Oberfläche in eine neue Domäne transformiert wird, als flach angesehen und alle anderen Strahlungsfelder zu einem neuen Ausdruck umgewandelt wurden.

Ein ganz neuer Aspekt der Oberflächen- Plasmonen- Anregung mit Gitter- Kopplung, welche gerade erst im Entstehen begriffen ist, ist jene mit rotierten Gitter, so dass die Rillen nicht mehr senkrecht zur Einfallsebene liegen. Das bricht die Symmetrie des Systems und hat einige sehr spannende Folgen für die Nutzung dieser Oberflächen- Resonanzen in der Sensorik.

Die Rotations- Methode wie in Abbildung 10 (a) dargestellt, ermöglicht mittels der Bedingung der Impulserhaltung eine zweidimensionale Vektor- Gleichung

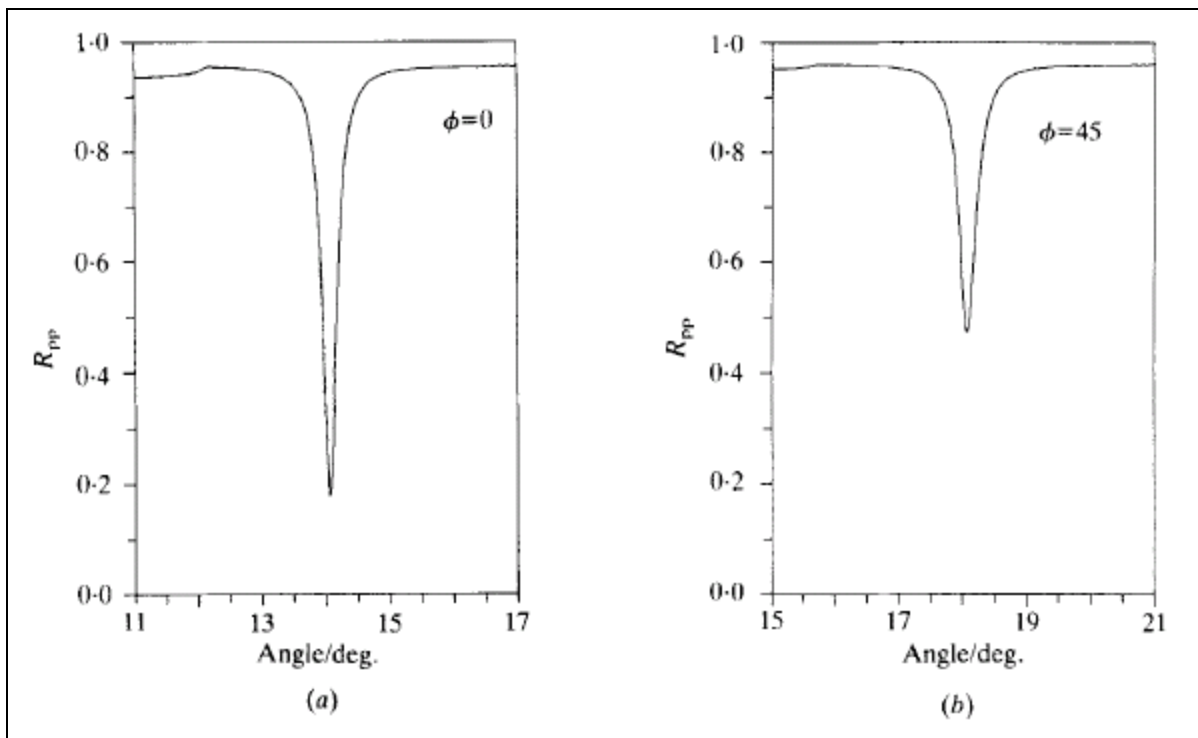
$$k \cdot \sin \theta \cdot \hat{x} = k_{SP} \cdot N \cdot G$$

Dies ist in Abbildung 10 (b) dargestellt für den Fall, dass $|G| < k_{SP}$ oder für $|k_{SP}| \sim |1,05k|$ mit $\lambda_g > \lambda_o$. Jetzt nehmen wir zur Kenntnis, dass k_{SP} nicht mehr kollinear mit G ist und damit die Oberflächen- Plasmonen- E- Felder sind nicht mehr nur in der Einfallsebene, da bei der Wellen- Fortpflanzung die Rillen der geneigten Komponente vorhanden sind, bei der ansteigenden oder der abfallenden Seite der Spitzenmaxima, die sich nicht in der Einfallsebene befinden. So haben wir eingeführt die Bezeichnung als „s“, in der das Strahlungsfeld mit der Oberflächen- Plasmonen verbunden sind. Mit der Drehung ϕ von 90° haben wir keine „p“- Kopplung an einem Oberflächen- Plasmonen sondern nur „s“. Wir zeigen dies in vollem Umfang in Abbildung 11 wo wir Kupplung darstellen an einem Silber- Oberflächen- Plasmon für p- und s- Strahlung in verschiedenen Winkeln der Drehung des Gitters.

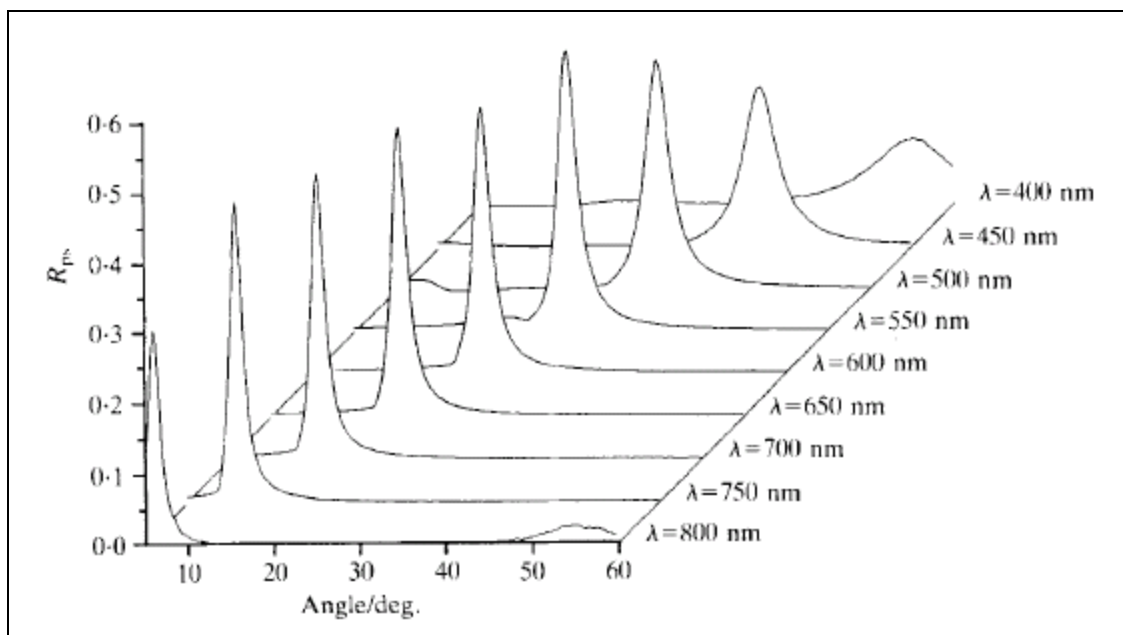
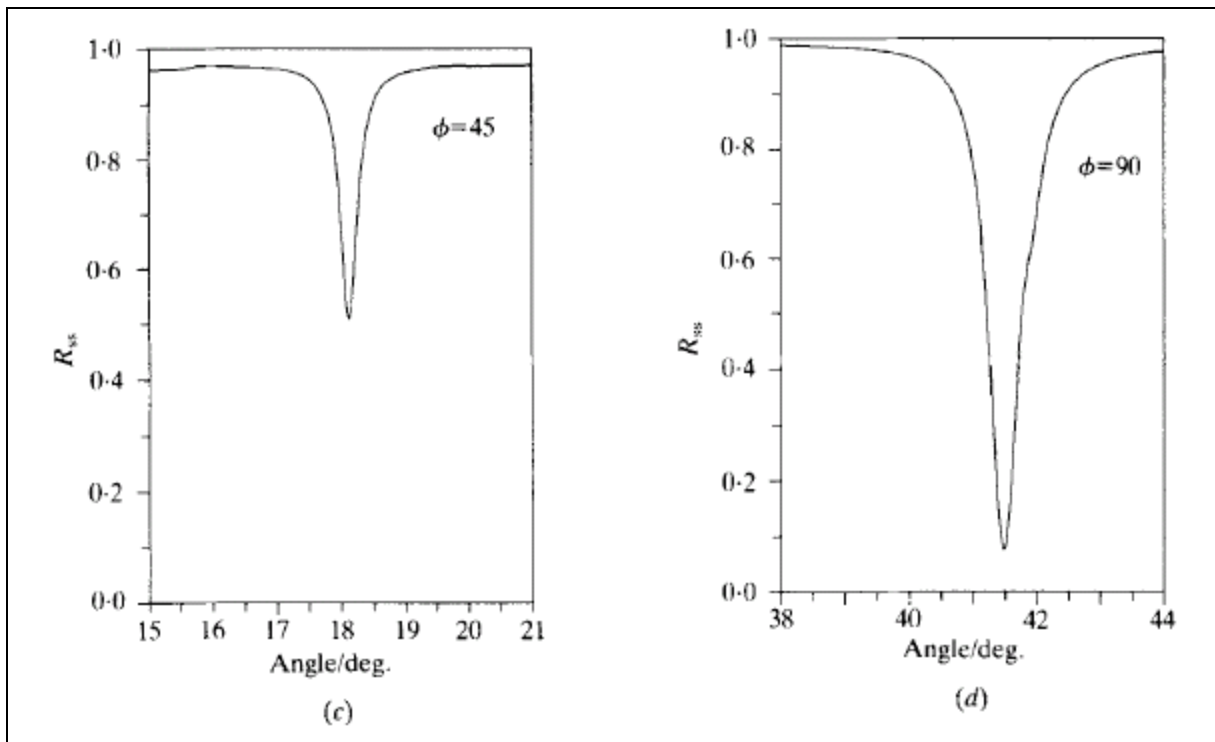


Abbild 10: (a) Schematisches Diagramm einer Gitter- Kopplung unter Nutzung eines drehbaren Gitters. (b) Die Vektoren bei der Gitter- Kopplung. Die Vollkreise stellen den maximalen k- Wert dar für die Darstellung der Impulserhaltung erster Beugungsordnung.

Die primären Auswirkungen dieser Beobachtung ist, dass wir jetzt haben eine „p“ und eine „s“ Umrechnung für die Erregung der Oberflächen- Plasmonen haben, damit wir mit geeigneten Polarisatoren eine Oberflächen- Plasmon- Resonanz erzeugen mit der maximalen Anzahl von Datensätzen. Dies wurde erst vor kurzem im Detail untersucht und mit der Entwicklungs- Theorie nach Modell von Chandezon. Desweiteren wurden die Ergebnisse mit dem Modell der gestörten Symmetrie verglichen. Die maximale „p“ zu „s“ Konvertierung erfolgt mit einer Drehung des Winkels von 45° bei einer maximalen Nuttiefe. Ergebnisse für die maximale „p“ zu „s“ Umwandlung mit Hilfe eines Oberflächen- Plasmons auf einem beschichteten Silber- Gitter ist in Abbildung 12 dargestellt. Diese Beobachtungen sind besonders aufregend, weil die Prisma- Kopplung, zumindest für isotrope Medien, niemals die erforderliche Symmetriebrechung bieten kann und dies eröffnet daher eine neue Reihe von möglichen Geräten zur Anwendung.



Abbild 11: Oberflächen- Plasmon- Resonanz für ein versilbertes aufgetragenes Gitter. „ R_{pp} “ ist die relative Reflektivität für einfallendes und reflektiertes p- polarisierte Licht und R_{ss} das gleiche für s- polarisierte Strahlung. (a) „ R_{pp} “ für $\phi = 0^\circ$, (b) R_{pp} für $\phi = 45^\circ$, (c) R_{ss} für $\phi = 45^\circ$ und (d) R_{ss} für $\phi = 90^\circ$. Für $\phi = 45^\circ$ beide Polarisationen können das gleiche Plasmon erregen.



Abbild 12: "p" zu "s" Umwandlung als eine Funktion der einfallenden Wellenlänge. Mit dieser Gitterkonstante und kleiner werdender einfallender Wellenlänge wird das Maximum der Anregung immer breiter.

6. Anwendungen

Das bringt uns auf die mögliche Nutzung für verschiedene Geräte mit diesen Oberflächen- Modi. Vielleicht sollten wir zunächst die Frage klären, warum diese Modi von Interesse überhaupt sind. Die grundlegende Antwort ist, dass die Impulse der Oberflächen- Plasmonen leicht zu überwachen sind durch die Einkopplung einfallender Strahlung durch dünne Schichten des Materials auf der Metalloberfläche oder durch kleine Veränderungen der Dielektrizitätskonstante (durch zum Beispiel Adsorbate) des Materials angrenzend an das Metall.

Eine der einfachsten Studien, die getroffen werden können, ist, dass der chemischen Verunreinigung des Metalls bei der Anregung von Oberflächen-Plasmonen. Zum Beispiel ist es einfach, durch die Überwachung der Oberflächen-Plasmonen-Resonanz von Silber in der Kretschmann- Raether- Geometrie das fortschreitende Wachstum von Silbersulfid bei der Exposition in verschiedenen zu beobachten. Kovacs hat dieses Experiment durchgeführt und durch die Überwachung der Verlagerung des Resonanzwinkels über viele Tage hinweg für ein besonderes Umgebungsmedium dieses nachgewiesen, indem sich 2nm Silbersulfid nach etwa dreißig Tagen ab Exposition bildet. Dies ist hinreichend langsam genug, um die meisten Versuche mit Silber an Luft zu ermöglichen, ohne unnötige Besorgnis über diese Overlay- Bildung zu haben. Auf der anderen Seite, wenn die gleiche Art von Experiment mit einem dünnen Film aus Aluminium durchgeführt wird, wurden nach der ersten Exposition rasche Bildung einer relativ stabilen Aluminium- Oxidschicht etwa 3 bis 4nm dick beobachtet. Während diese Studien an sich interessant sind, gibt es mehr Interesse am bewussten Beschichten des Oberflächen- Plasmonen- Metalls, als aktives Medium, mit anderen Arten von Materialien. So wurden zum Beispiel Studien mit organischen Multischichten durchgeführt, hinterlegt mit der Langmuir-Blodgett- Technik. Durch sorgfältige Kontrolle der Ablagerung dieser Schichten, können gut definierter Strukturen werden. Aus diesen der Winkelgeschwindigkeit abhängigen Reflektivität für die Kretschmann- Raether- Geometrie zeigt eine Oberflächen- Plasmonen- Resonanz, als Maßnahmen, um schrittweise einen größeren Winkel zu erreichen, als die integrale Schichtdicke. Dies ermöglicht dann die Bestimmung der angenommenen isotropen relativen Permittivitäten und Dicken der organischen Overlayers. Eine Reihe von verschiedenen Experimenten wurden auch mit anorganischen Overlayers durchgeführt, wieder um ihre dielektrischen Eigenschaften zu untersuchen. In gewissem Sinne ist dies relativ unspektakulär, von größerem Interesse sind Untersuchungen, bei denen Veränderungen im Overlay auftreten. Zum Beispiel die schrittweise laserinduzierte Desorption von organischen Filmen, das als aktive Metallschicht voraufgeschichtet sein kann um untersucht zu werden oder umgekehrt, die leichte Beobachtbarkeit der Verdichtung durch das vorherrschenden Potenzial zwischen einer flüchtigen organischen und einer Metall-Folie. Im letzteren Fall führt dies, bei sorgfältigem Experimentieren, für die Bestimmung des Potenzials der organischen Bindung an der Metallschicht. Eine Variante der Überwachung von Veränderungen in der Dicke der Overlayers ist das Studium wieder durch die Messung der Verschiebung der Resonanz- Spitzen-Position, der effektiven Dielektrizitätszahl des Overlay als Folge der Exposition gegenüber Gas. Diese Technik, mit den entsprechenden Overlayers hat Anwendungen in der optischen Gassensorik. Die Ausdehnung dieser Idee auf Lösungen und nicht für Gase können nebeneinander platziert werden, der Metallfilm wechselt dann den Bereich der Oberflächen- Plasmonen- Zerfalls- Länge, welches dann wieder leicht überwacht werden kann. Dies eröffnet Potentiale für Immunoassays für Antigen- Protein- Filme auf der Metallschicht, die eine Bindung an spezifische Antikörper in Lösung erfordert. Da die Antikörper eine Bindung an das Antigen eingeht, so dass der Oberflächen- Plasmonen- Resonanz- Winkel verschoben ist und eine direkte optische Messung der Antigen- Konzentration

erreicht werden kann. In diesem Zusammenhang mit Flüssigkeiten neben der aktiven Metalloberfläche gibt es eine Vielzahl von Studien, der optischen Prüfung von elektrochemischen Prozessen, Studien zur Ausrichtung von Flüssigkristallen und komplexe Prozesse wie die Kinetik der Adsorption von Block- Kopolymeren aus der Lösung.

Zurzeit gibt es ein großes Interesse an der Verwendung von optischer Anregung von Oberflächen- Plasmonen in diesen und verwandten Bereichen der Physik, physikalischen Chemie und Biophysik. Hinzu kommt ein wahrgenommenes Potenzial für Geräte- Applikation in anderen Bereichen als nur Sensoren. Zum Beispiel Faser- Polarisatoren mit sehr hohen Dämpfungsraten wurden bereits hergestellt, in dem dünne Metallschichten mit der notwendige Oberflächen- Plasmonen- Resonanz- Absorption dann auslöschen je eine Polarisationskomponente. Es besteht auch Interesse an der Nutzung von Oberflächen- Plasmonen- Anregung in der Oberflächen- Abtast- Mikroskopie. Kleine Abweichungen in der Oberfläche eines aktiven Metall- Films lassen sich leicht in große Unterschiede in der Reflektivität wandeln, indem das System den Winkel der Oberflächen- Plasmon- Anregung auf die Oberfläche der Probe ableitet.

Ein weiterer Bereich mit Potenzial für den Einsatz von Oberflächen- Plasmonen ist nicht- lineare Optik. Die optische Anregung von diesen Oberflächen- Wanderwellen- Resonanz bewirkt eine hohe Verstärkung des optischen Feldes an der Oberfläche zur Unterstützung der Oberflächen- Plasmonen. Dies gibt ein erhebliches Potenzial für die Erforschung der starken Auswirkung im optischen Bereich, sowie starke nicht- lineare Effekte durch lokale Erwärmung. Eines der auffälligsten Experimente in diesem Bereich wurde durch Nunzi und Ricard untersucht, die optischen Phasenkonjugation durch gepulste Laser- Anregung der thermischen Gitter in Silberfilmen. Es scheint, es gibt noch viel mehr Arbeit in diesem Bereich, insbesondere von nicht- zentrosymmetrischen Overlayers.

Schließlich möchten wir nun ein Bereich des Studiums hervorheben, in denen Oberflächen- Plasmon- Anregung einzigartig wertvoll ist. Kürzlich haben Lajendijk und Mitarbeiter gepulste Anregung von Oberflächen- Plasmonen verwendet, um den Impuls von dünnen Metallschichten zu sondieren. Bei einigen hervorragenden experimentellen Techniken waren sie in der Lage gewesen, die Elektronen- Relaxationszeiten zu überprüfen, wie auch Phonon- Abklingzeiten. Während es ein großes Interesse an der Verwendung von optischen Anregung von Oberflächen- Plasmonen in Geräten gibt, gleichzeitig beginnt auch der Einsatz in der fundamentalen Physik, einem Gebiet, von dem wir hoffen, dass es sich weiter entwickelt.

Die Autoren danken dem Team von SERC und der University of Exeter für diese Arbeit und danken Herrn Dr. S Elston, Mr. G Bryan-Brown und Mr. P Vukusic für die Bereitstellung der experimentellen Daten, wie in Abbild 8, 9, 11 und 12 genutzt.