

Nanoplasmonik in Hybridstrukturen

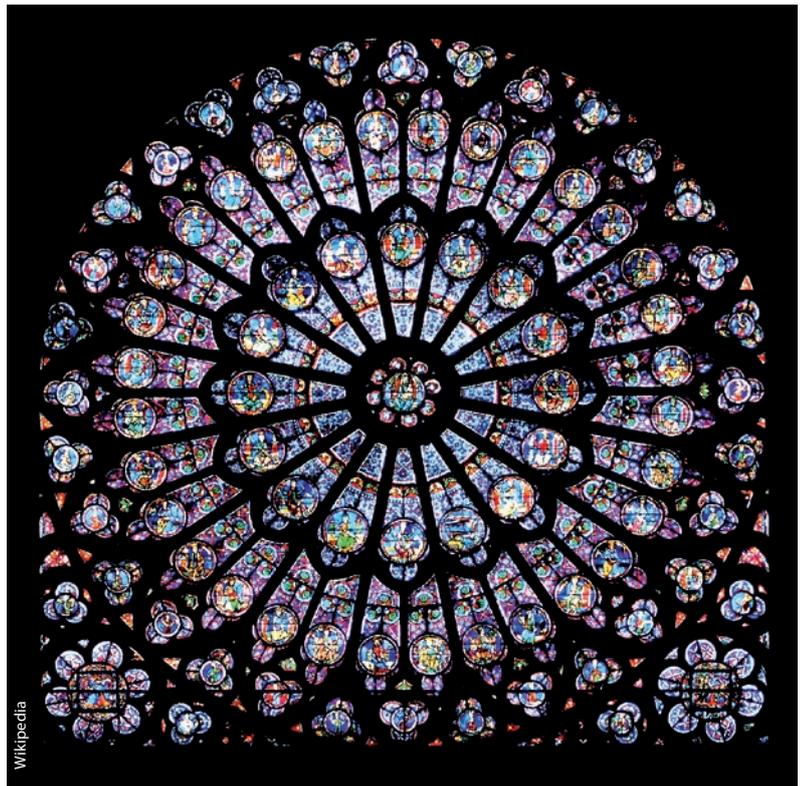
Metallische Nanostrukturen erlauben es, die Eigenschaften von Oberflächenplasmonen und ihr Anwendungspotenzial zu untersuchen.

Vasily Temnov und Ulrike Woggon

Mit Licht lassen sich in Metallen kollektive Schwingungen der Elektronen anregen, die Plasmaschwingungen oder Plasmonen. Analog zu Wasserwellen können diese Anregungen an Oberflächen stark lokalisiert sein und sich gleichzeitig parallel zur Oberfläche weit ausbreiten. Neuartige Nanostrukturen sollen es ermöglichen, diese Oberflächenplasmonen gezielt anzuregen und ihre Eigenschaften auf ultraschneller Zeitskala (sub-Pikosekunden) und kleiner räumlicher Skala (sub-Mikrometer) zu kontrollieren. Diese Strukturen versprechen Anwendungen in der Sensorik und eröffnen Metallen eine wichtige Rolle in der Optik.

Jeder Blick in den Spiegel offenbart eine charakteristische Eigenschaft von Metallen: ihren Glanz. Die glänzende Oberfläche hat, ebenso wie die hervorragende Leitfähigkeit für elektrischen Strom und Wärme, ihre Ursache in der hohen Beweglichkeit freier Elektronen im Kristallgitter. Werden diese Elektronen ausgelenkt, so können sie kollektive Schwingungen im elektrischen Feld der Kristallgitterionen ausführen, die sog. Plasmaschwingungen oder Plasmonen. Im dreidimensionalen Volumenkristall hängt die Frequenz dieser Schwingung ω_p von der Dichte der Elektronen n_e ab: $\omega_p = \sqrt{e^2 n_e / \epsilon_0 m_e}$, wobei m_e die Elektronenmasse ist. Da die Elektronendichte in Metallen sehr hoch ist, liegt die Plasmafrequenz von nahezu allen Metallen im nah-ultravioletten Spektralbereich. Im sichtbaren Spektrum unterhalb der Plasmafrequenz kann das elektromagnetische Feld an einer Luft/Metall-Grenzfläche nicht in das Metall eindringen und klingt innerhalb von wenigen Nanometern, der Skintiefe δ_{skin} , exponentiell im Metall ab. Daher reflektieren Metalle sichtbares Licht sehr gut, und wir beobachten den metallischen Glanz.

Beim Übergang von makroskopischen Metallkristallen (Volumen- oder 3D-Kristall) zu metallischen Schichten, Drähten oder Teilchen verändern sich die Eigenschaften von Plasmonen drastisch. Insbesondere verschiebt sich die Plasmafrequenz in Nanoteilchen in den sichtbaren Spektralbereich, sodass solche Metallkügelchen nun sichtbares Licht absorbieren können. Da die Resonanzfrequenz von Größe und Form der Teilchen abhängt, erscheinen die Teilchen in den unterschiedlichsten Farben – eine Eigenschaft, die seit Jahrhunderten dazu dient, farbenprächtige Gläser



Die Farben dieses zwölf Meter großen Rosettenfensters in der Kathedrale von Notre Dame in Paris kommen durch Plasmonanregungen in metallischen Nanopartikeln zustande.

herzustellen. Bei modernen Anwendungen steht die Sensorik im Vordergrund. Dabei nutzt man die Tatsache, dass sich die Resonanzfrequenz einer metallischen Nanostruktur verschiebt bzw. sich die Rate der spontanen Emission von Molekülen oder Quantenpunkten

KOMPAKT

- Besondere Geometrien, z. B. in metallischen Nanostrukturen, sind nötig, um Oberflächenplasmonen anzuregen.
- Lichtemittierende Moleküle oder Quantenpunkte können an Plasmonen koppeln, wenn sie wenige Nanometer über der Metalloberfläche positioniert werden.
- In metallischen Nanostrukturen lassen sich Plasmoninterferenzen beobachten, für die es vielfältige Anwendungen gibt.
- Zu den Zielen der aktiven Plasmonik gehört, die Eigenschaften von Oberflächenplasmonen durch externe Felder auf ultraschnellen Zeitskalen zu steuern, die Licht-Materie-Wechselwirkung besser zu verstehen oder ein optisches Signal mithilfe von Plasmonen zu schalten.

Dr. Vasily Temnov, Massachusetts Institute of Technology, 77 Massachusetts Ave, Cambridge, MA 02139, USA; Prof. Dr. Ulrike Woggon, Institut für Optik und Atomare Physik, TU Berlin, Straße des 17. Juni 135, 10623 Berlin

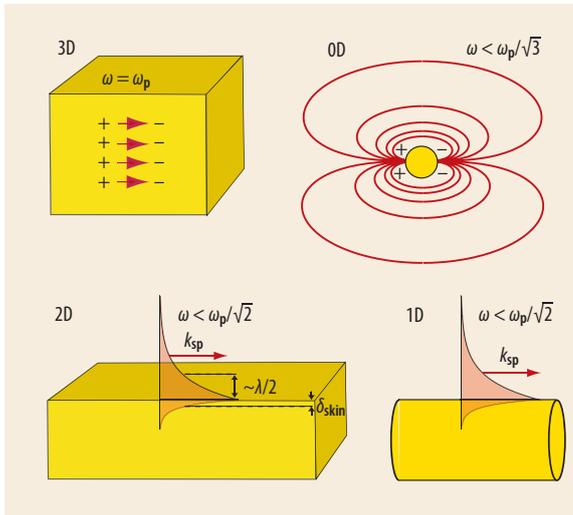


Abb. 1 In niederdimensionalen metallischen Strukturen (2D, 1D und 0D) ist die Frequenz der Plasmaoszillationen deutlich geringer als im Volumenmaterial (3D). In Metallfilmen und -drähten breiten sich Oberflächenplasmonen parallel zur Oberfläche aus.

verändert, wenn letztere an die Oberfläche einer Nanostruktur ankoppeln [1, 2].

Bereits seit den 80er-Jahren wissen wir, dass auch in Halbleiter-Nanostrukturen die optischen Eigenschaften stark von der Dimension abhängen. So wurde in Quantenpunkten, -drähten und -gräben ausführlich untersucht, wie sich die Resonanzenergie als Funktion der Größe verschiebt. Analog dazu gibt es auch in metallischen Nanokügelchen (0D) diskrete, radiusabhängige Resonanzen, während sich in ebenen Metallfilmen (2D) oder in Nanodrähten (1D) ein Kontinuum von Oberflächenplasmonen entlang der Oberfläche ausbreiten kann (Abb. 1). Diese lassen sich mit einer Dispersionsrelation $\omega(k_{sp})$ charakterisieren, die den Zusammenhang zwischen dem Wellenvektor k_{sp} (sp steht für „surface plasmon“) und der Frequenz ω angibt. Diese Anregungen existieren in einem weiten Spektralbereich zwischen Mikrowellenstrahlung und sichtbarem Licht. In metallischen Nanostrukturen spielt jedoch auch die Skintiefe eine wichtige Rolle [3]. So geht die Dispersionsrelation eines Nanodrahts in diejenige eines Metallfilms über, falls der Drahtradius wesentlich größer ist als die Skintiefe δ_{skin} , denn dann „spürt“ das Plasmon die Drahtkrümmung nicht [4].

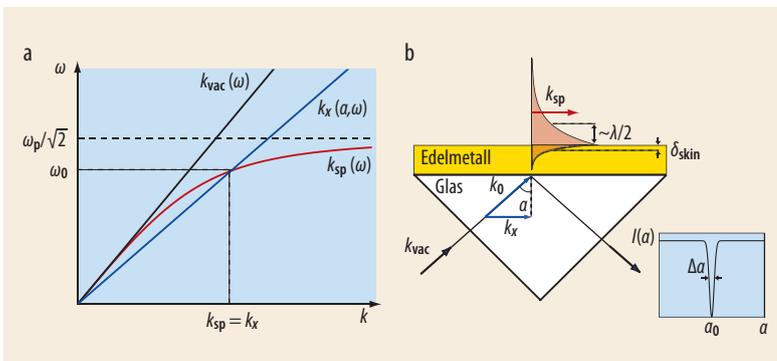


Abb. 2 Aus dem Vakuum einfallendes Licht kann Oberflächenplasmonen nicht direkt anregen (a). Abhilfe schafft hier

die Kretschnann-Geometrie, die sich auch für Sensoranwendungen eignet (b) (vgl. Text).

Ganz analog zu Wasserwellen, die senkrecht zur Oberfläche stark lokalisiert sind und sich parallel dazu weit ausbreiten können, sind auch die mit Oberflächenplasmonen einhergehenden elektromagnetischen Felder senkrecht zur Metalloberfläche auf wenige Nanometer stark lokalisiert, während sie entlang der Oberfläche mehrere Mikrometer weit propagieren können. Da sich die Resonanzfrequenz von Nanokügelchen bzw. der Wellenvektor der Plasmonen in ein- und zwei-dimensionalen metallischen Nanostrukturen durch die Kopplung an Biomoleküle oder Halbleiter-Nanostrukturen verändern lässt, haben diese Strukturen ein hohes Anwendungspotenzial für z. B. Anwendungen in der Sensorik. Dieser Beitrag soll einige Beispiele zur Interferometrie mit Oberflächenplasmonen, zu aktiven plasmonischen Schaltern oder zur magnetoplasmonischen Spektroskopie mit Nanometerauflösung innerhalb der Skintiefe ausführlicher vorstellen und deren Anwendungspotenzial aufzeigen.

Eine Frage der Anregung

Oberflächenplasmonen sind durch ihre materialabhängige Dispersionsrelation $\omega(k_{sp})$ charakterisiert bzw. durch die Umkehrfunktion $k_{sp}(\omega)$, die gegeben ist durch $k_{sp}(\omega) = \sqrt{\epsilon_m \epsilon_d / (\epsilon_m + \epsilon_d)}$. Dabei sind ϵ_m und ϵ_d die lineare dielektrische Suszeptibilität des Metalls bzw. des angrenzenden Dielektrikums. Im einfachsten Fall der Grenzfläche zwischen Vakuum oder Luft und Metall gilt $\epsilon_d = 1$. Die Suszeptibilitäten der Metalle ϵ_m sind komplizierte Funktionen der Frequenz. Meist reicht allerdings das einfachste Modell für die dielektrische Funktion eines Metalls, das Drude-Modell, völlig aus, um die wichtigsten Eigenschaften der Oberflächenplasmonen zu verstehen. Die mit dem Drude-Ansatz $\epsilon_m(\omega) = 1 - (\omega_p/\omega)^2$ gewonnene Dispersionsrelation ist linear bei kleinen Frequenzen und zeigt eine Sättigung bei der Annäherung an die Grenzfrequenz $\omega_p/\sqrt{2}$ (Abb. 2a). Da die Dispersionsrelation der Plasmonen die lineare Dispersionsrelation der elektromagnetischen Wellen in Vakuum $k_{vac}(\omega)$ nicht schneidet, kann eine aus dem Vakuum auf die Oberfläche auftreffende ebene Welle aufgrund der Energie-Impuls-Erhaltung prinzipiell keine Oberflächenplasmonen anregen. Die Kretschnann-Geometrie, bei der man einen dünnen Metallfilm auf ein Glasprisma aufbringt und dieses von der Glasseite her mit einem kollimierten Lichtbündel beleuchtet, ermöglicht jedoch eine Anregung, da aufgrund des höheren Brechungsindex n des Glasprisma von 1,4 bis 1,5 im sichtbaren Spektralbereich der Lichtwellenvektor im Glas n -Mal größer ist als in Vakuum (Abb. 2b). Dadurch stimmt bei einem gewissen Einfallswinkel α die horizontale Komponente des Lichtwellenvektors im Glas $k_x(\alpha, \omega) = n(\omega/c) \sin \alpha$ mit dem Wellenvektor des Oberflächenplasmons überein, $k_x(\alpha, \omega_0) = k_{sp}(\omega_0)$. Die Resonanzfrequenz ω_0 entspricht dem Schnittpunkt der beiden Dispersionskurven.

In der Praxis arbeitet man mit ca. 50 nm dünnen Metallfilmen, sodass die einfallende elektromagne-

tische Welle effizient von der Prisma-Metall- auf die Metall-Luft-Grenzfläche übertragen wird. Gängige experimentelle Anordnungen verwenden p-polarisierte kollimierte Laserstrahlen mit einer festen Frequenz und variablem Einfallswinkel α . Ist bei einem bestimmten Winkel $\alpha = \alpha_0$ die Resonanzbedingung erfüllt, so regt das einfallende Licht Oberflächenplasmonen an. Dadurch absorbieren die freien Ladungsträger im Metallfilm einen großen Teil der Lichts, sodass die Intensität des reflektierten Laserstrahls $I(\alpha)$ ein ausgeprägtes Minimum aufweist (Abb. 2b). Da sich Oberflächenplasmonen nur innerhalb eines sehr kleinen Akzeptanzwinkels $\Delta\alpha$ von typischerweise einem Grad oder weniger für Edelmetalle wie Gold und Silber anregen lassen, eignet sich diese Geometrie sehr gut für Sensoren. Kleinste Änderungen des Plasmon-Wellenvektors, z. B. durch Adsorption von Molekülen an der Metalloberfläche, ändern den Resonanzwinkel α_0 und führen damit zu großen Änderungen im reflektierten Signal $I(\alpha)$.

Da die Anregung der Oberflächenplasmonen in der Kretschmann-Geometrie nicht lokal ist, ist diese Geometrie in der Nanooptik, die eine wohldefinierte räumlich lokale Ein- und Auskopplung der Plasmonen erfordert, eher schwer zu realisieren.

Die Struktur macht's

Oberflächenplasmonen lassen sich sehr effektiv an nanoskopischen Defekten anregen, da sich hier in einem Streuprozess die Energie-Impulserhaltung ebenfalls erfüllen lässt. Angesichts moderner Technologien zur Herstellung von metallischen Nanostrukturen hat diese Möglichkeit in den letzten Jahren an Bedeutung gewonnen. Vielfältige spektroskopische Studien liefern ein detailliertes Bild der Einkopplung, Wechselwirkung und Auskopplung von Oberflächenplasmonen in metallischen Nanostrukturen verschiedenster Geometrie, Größe und Anordnung [5]. Wir beschränken uns im Weiteren auf ausgewählte Nanostrukturen, die es erlauben, Oberflächenplasmonen robust und präzise ein- und auszukoppeln, und die sich für zukünftige Bauelemente eignen können.

Interferometrie

Die von uns untersuchten Nanostrukturen bestehen aus einem Glassubstrat und einem aufgebracht Metallfilm, der neben einem durchgehenden Spalt auch eine „Grube“ im Abstand D (zwischen 0 und 50 μm) enthält, die sich mit einem fokussierten Ionenstrahl einritzen lässt (Abb. 3a) [6]. Diese Struktur bildet ein Mikrointerferometer für Plasmonen, sie ist das „Plasmonen-Analogon“ zu einem Fabry-Perot-Resonator mit einem niedrigen Gütefaktor. Dazu regt einfallendes Laserlicht primär an der Grube (die doppelt so breit ist wie der Spalt) Plasmonen an, die nach einem Durchlauf mit dem durch den Spalt hindurchgehenden Licht interferieren (Abb. 3b). Ein kleiner Neigungswinkel Θ zwischen dem Spalt und der Grube sorgt für einen variablen optischen Weg $D(x) = D_0 + x \sin\Theta$ und damit für ein räumliches Interferenzmuster entlang der Spaltachse x , das in der Transmission gut zu erkennen ist (Abb. 3c) [7]. Obwohl die Strukturdetails die Anregungseffizienzen und Propagationslängen der Plasmonen beeinflussen [8], sind die Interferenzmuster eher robust gegen geringe Strukturfluktuationen und mit mehr oder weniger starkem Kontrast gut zu beobachten.

Wertet man das Interferenzmuster quantitativ mithilfe von Fourier-Algorithmen aus, erhält man Kontrast und Phase und daraus wichtige Informationen über den komplexen Wellenvektor des Plasmons [7]. Da Plasmonen über makroskopische Strecken von bis zu 50 μm propagieren, führen schon geringe Änderungen des Wellenvektors zu deutlichen Phasenverschiebungen bzw. Kontraständerungen der Interferenzen. Damit eignen sich die hier vorgestellten Strukturen ausgezeichnet für die Spektroskopie mit hoher Empfindlichkeit. Gerade bei biologischen Anwendungen würden sehr geringe Flüssigkeitsmengen von wenigen Pikolitern bereits ausreichen, um die Fläche des Mikrointerferometers vollständig zu bedecken und somit das Interferenzmuster deutlich zu verschieben.

Aktive Hybridstrukturen

Die bisher beschriebenen Strukturen erlauben es, ebene Wellen in Oberflächenplasmonen passiv ein- und auszukoppeln. Eine große Herausforderung besteht zu-

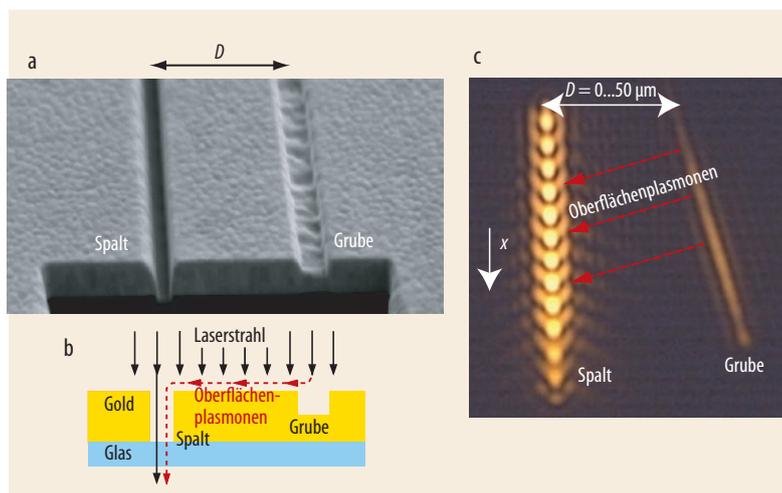


Abb. 3 (a) Elektronenmikroskopische Aufnahme einer „Spalt-Grube-Struktur“ in einem 200 nm dünnen Goldfilm. Die Spaltbreite beträgt 100 nm, die Grube ist 200 nm breit und 100 nm tief. (b) Bei der optischen Anregung beleuchtet ein Laser das ganze Mikrointerferometer, wobei das an der Grube angeregte Plasmon in Richtung Spalt propagiert und mit direkt durchgehendem Licht interferiert. (c) Das Transmissionsbild (bei 800 nm) zeigt ein deutliches Interferenzmuster.

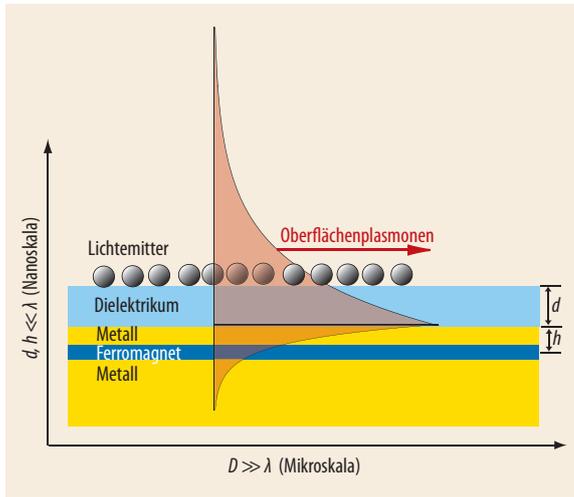


Abb. 4 Magnetische Schichten im Metall oder eine Monolage nanoskopischer Lichtemitter im Dielektrikum dienen dazu, die Absorption und Dispersion der Oberflächenplasmonen aktiv zu kontrollieren (vgl. Text).

künftig darin, die Eigenschaften der Plasmonen gezielt mittels externer Parameter zu manipulieren und damit Anwendungen in integrierten aktiven und passiven Schaltkreisen zu ermöglichen. Von großer Bedeutung sind dabei Hybridsysteme, die metallische Nanostrukturen mit aktiven Schichten kombinieren, welche sich optisch, elektrisch, magnetisch oder chemisch manipulieren lassen. Bei der in **Abb. 4** gezeigten aktiven Struktur bestimmt primär der starke Kontrast der dielektrischen Funktionen zwischen Metall und Dielektrikum die Eigenschaften des Oberflächenplasmons. Die räumliche Verteilung seines elektromagnetischen Feldes ändert sich dabei nur wenig im Vergleich zur einfachen Metall-Dielektrikum-Grenzfläche. Da Oberflächenplasmonen trotz relativ hoher Verluste im Metall über makroskopische Strecken D propagieren, bezeichnen wir die horizontale Achse als „Mikroskala“. Senkrecht zur Metalloberfläche klingen die elektromagnetischen Felder exponentiell innerhalb der Skintiefe von wenigen Nanometern ab. Daher bezeichnen wir diese Achse als „Nanoskala“.¹⁾ Aus technologischer Sicht liegt die Herausforderung dieser Struktur darin, die beiden Nanoskalen d und h mit der notwendigen Präzision zu realisieren und messtechnisch auszuwerten.

1) Auf der Seite des Dielektrikums klingen die Felder exponentiell innerhalb von etwa $\lambda/2$ ab, was eher einer Mikroskala entsprechen würde. Da jedoch die Wechselwirkung optischer Dipol-emitter mit Oberflächenplasmonen auf einer Längenskala von wenigen Nanometern stattfindet, ist es gerechtfertigt, die Längenskala von d hier ebenfalls als Nanoskala zu bezeichnen.

Wir diskutieren im Folgenden, wie sich ein Oberflächenplasmon in solchen Multilagenstrukturen z. B. durch Quantenpunktemission anregen und wie sich dessen Wellenvektor durch die Magnetisierung einer ferromagnetischen Schicht aktiv kontrollieren lässt. In einem ersten Ansatz beantworten wir diese Fragen mit separaten Experimenten und Hybridstrukturen.

Bereits in den 70er-Jahren war die Anregung von Oberflächenplasmonen mit Molekülen ein viel diskutiertes Thema. Neben bahnbrechenden Experimenten zur Molekülfluoreszenz in der Nähe von Metalloberflächen (z. B. [9]) wurden auch erste theoretische Konzepte zur Superradianz mit Oberflächenplasmonen entwickelt [10]. Diese erlebten in den letzten Jahren durch die Entwicklung der Nanotechnologie einen neuen Aufschwung [11]. Ausgangspunkt waren theoretische Arbeiten zur Energierelaxation optisch angeregter Lichtemitter in der Nähe von Metalloberflächen [12]. Der Abstand d zwischen optischem Dipol und Metalloberfläche entscheidet demnach, ob die Energie als elektromagnetische Strahlung ins Vakuum emittiert wird (Photolumineszenz, großes d) oder nichtstrahlend durch Dipol-Dipol-Wechselwirkung mit einem stark gedämpften Spiegeldipol ins Metall dissipiert (Quenching, kleines d). Als optimaler Abstand zur effektiven Anregung von Oberflächenplasmonen stellte sich ein d von ca. 30 nm heraus [12].

Diese Untersuchungen wurden kürzlich in Experimenten mit Metallnanodrähtchen und Halbleiter-Quantenpunkten wieder aufgegriffen [13]. Ziel ist es, die Rate der spontanen Emission optisch angeregter Elektron-Loch-Paare (Exzitonen) in dimensionsreduzierten Nanostrukturen aktiv und extern zu kontrollieren.

Die langjährige intensive Forschung zur Synthese kolloidaler Halbleiter- und Metallnanoteilchen hat es ermöglicht, nahezu perfekte einkristalline Silbernanodrähte mit Durchmessern zwischen 70 und 300 nm und Längen zwischen 1 und 40 μm aus der Lösung zu wachsen. In Analogie zu optischen Resonatoren bilden diese Drähte Resonatoren für stehende Oberflächenplasmonen [14]. Bei der Anregung mit einer Weißlichtquelle gelang es, im Transmissionsspektrum Fabry-Perot-Interferenzen zu beobachten und daraus die Dispersion und die Gruppengeschwindigkeit

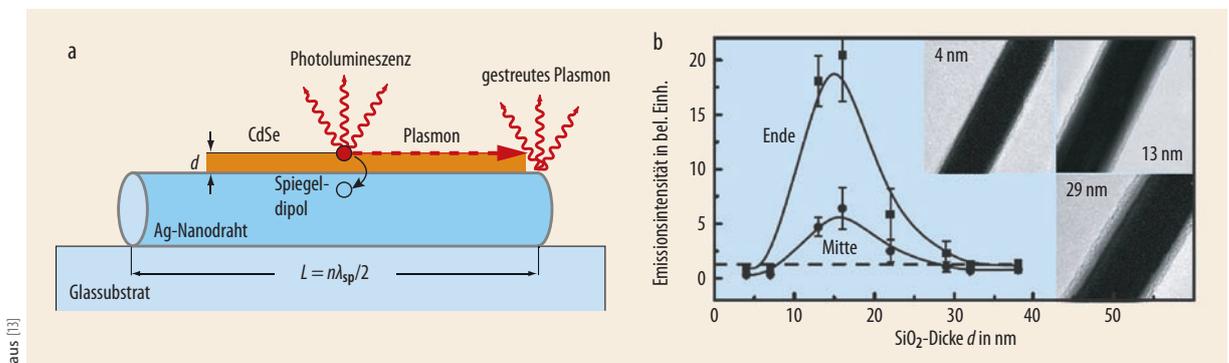


Abb. 5 (a) In einer Halbleiter-Metall-Hybridstruktur lässt sich die Photolumineszenz aus CdSe-Nanokristallen benutzen, um Plasmonen auf einem Silber-

Nanodraht anzuregen. (b) Die Emission der Nanokristalle hängt sowohl von der Dicke d der SiO_2 -Schicht ab (Inset: SEM-Abbildungen) als auch von der Position

entlang des Drahtes. Für die hier untersuchte Struktur weist die Emission ein Maximum bei $d = 15$ nm auf.

keit der Plasmonen zu ermitteln. Darüber hinaus ist es mithilfe elektrochemischer Verfahren möglich, eine SiO₂-Schicht gewünschter Dicke d auf die Nanodrähte zu wachsen und darauf kolloidale CdSe-Nanokristalle (Quantenpunkte) aufzubringen [15] (Abb. 5).

CdSe-Quantenpunkte, die sich im Abstand d von der Oberfläche des Silbernanodrahtes befinden, lassen sich mit einem Laser nichtresonant anregen. Ihre optische Emission regt wiederum anteilig diejenigen Oberflächenplasmonen an, die sich spektral in Resonanz mit der Quantenpunktemission befinden. Die Plasmonen propagieren entlang des Nanodrahtes und werden an dessen Spitzen sowie den Rauigkeiten der SiO₂-Luft-Grenzfläche ausgekoppelt. Mit einem Mikrophotolumineszenzaufbau (μ -PL) lässt sich die Emission räumlich aufgelöst bei Raumtemperatur untersuchen [13]. Bei $d = 15$ nm ist die plasmonbedingte Verstärkung der spontanen Emission maximal (Abb. 5b), was qualitativ mit dem theoretischen Modell übereinstimmt. Weitere experimentelle Hinweise, wie die Fabry-Perot-Interferenzen im Emissionsspektrum der Oberflächenplasmonen und die charakteristische Sättigung der Intensität, wenn der Nanodraht länger ist als die Propagationslänge der Plasmonen, untermauern unser physikalisches Bild.

Spektroskopie mit Nanometerauflösung

Eine andere Klasse von Metallstrukturen enthält eine wenige Nanometer dünne, ferromagnetische Kobaltschicht als optisch aktives Material (Abb. 6). Da die Kobaltschicht im Gegensatz zum diamagnetischen Gold eine außerordentlich hohe magneto-optische Aktivität aufweist, besitzt der magneto-optische Tensor große Nichtdiagonalelemente (bis zu 3 % des Wertes der Diagonalelemente), die der Magnetisierung M proportional sind. Dadurch lässt sich die Magnetisierung in einer 6 nm dünnen Schicht mit einem relativ kleinen magnetischen Feld von 20 mT entlang der Schichtebene umschalten (Hysterese in Abb. 6) und somit der Wellenvektor des Oberflächenplasmons verändern

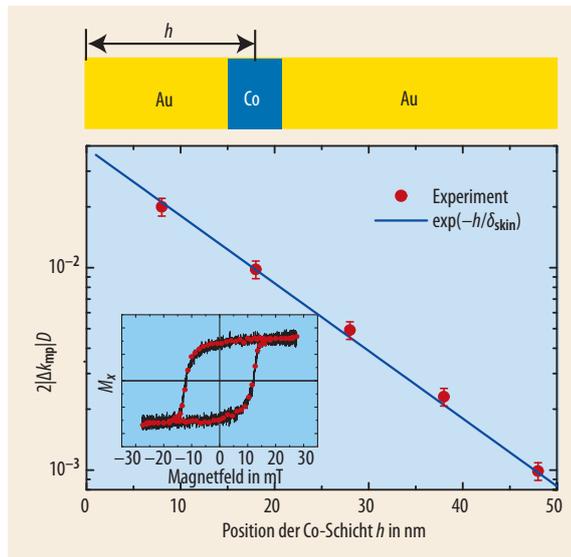


Abb. 6 In dieser Multilagstruktur lässt sich die Magnetisierung M_x der vergrabenen Kobaltschicht durch ein äußeres Magnetfeld der Amplitude 20 mT umschalten (Hystereseschleife). Hierdurch ändern sich die Nichtdiagonalelemente des Suszeptibilitätstensors, wodurch der Plasmon-Wellenvektor k_{sp} um den Betrag Δk_{mp} moduliert wird. Aus der interferometrisch gemessenen exponentiellen Tiefenabhängigkeit der Modulationsstärke ergibt sich die Skintiefe.

[16]. Das interferometrisch gemessene exponentielle Abklingen der Wellenvektormodulation als Funktion der Tiefe h der Kobaltschicht erlaubt es, die Skintiefe $\delta_{skin} = 13$ nm des Oberflächenplasmons in Gold direkt zu vermessen. Die quantitative Übereinstimmung mit der analytischen Theorie zeigt, dass sich dieses Konzept für das Maßschneiden aktiver magneto-plasmonischer Bauelemente eignet [16]. Derartige Experimente in komplizierteren Strukturen wie Arrays von subwellenlängen-großen Löchern können zum direkten Abtasten elektromagnetischer Felder dienen und damit einen Beitrag zur angewandten Elektrodynamik auf der Nanoskala leisten.

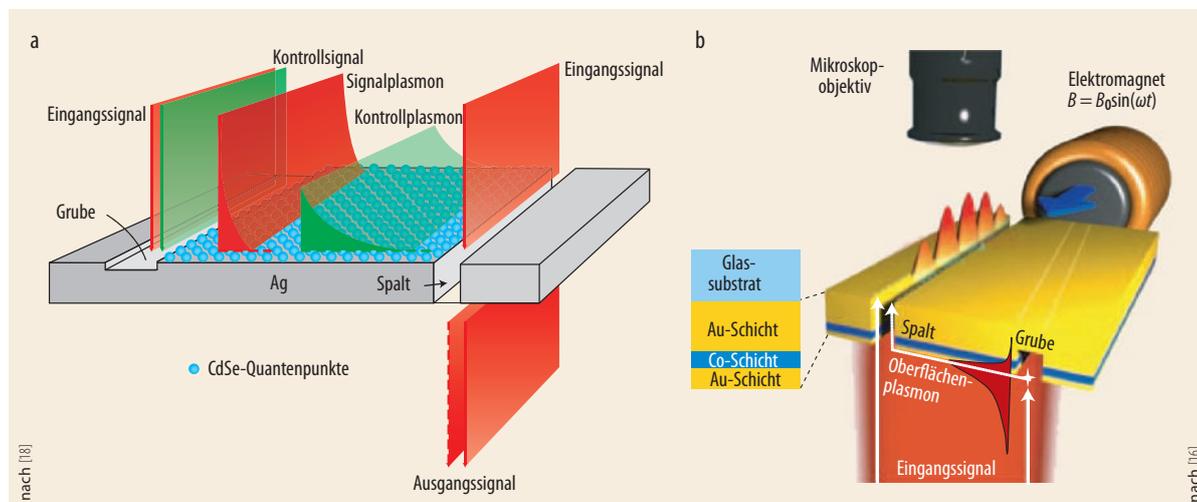


Abb. 7 Verschiedene Ansätze für aktive plasmonische Schalter: Bei der Spalt-Grube-Struktur mit CdSe-Quantenpunkten (a) interferieren die vom Eingangs-

und Kontrollsignal angeregten Plasmonen, sodass sich das Ausgangssignal mit dem Kontrollsignal modulieren lässt. Alternativ lässt sich das Ausgangssignal

in einer Struktur mit Kobaltschicht auch über ein äußeres Magnetfeld steuern (b).

Schalten mit Plasmonen

Bei einem plasmonischen Schalter besteht die Idee darin, die Änderung der Absorption bzw. des Wellenvektors des Oberflächenplasmons zu verwenden, um die Transmission des Lichtes durch eine Nanostruktur signifikant zu verändern. Dieses Konzept wird oft im Zusammenhang mit der „aktiven Plasmonik“ diskutiert, die Krasavin und Zheludev erstmals eingeführt und theoretisch untersucht haben [17]. Die ursprüngliche Idee, den Wellenvektor durch einen Fest-flüssig-Phasenübergang in einer dünnen Galliumschicht auf einem Edelmetallfilm zu modulieren, ist inzwischen auf verschiedene Art implementiert.

Abb. 7a zeigt einen Schalter auf der Basis des diskutierten Spalt-Grube-Mikrointerferometers, dessen Oberfläche eine Schicht von CdSe-Quantenpunkten bedeckt [18]. Durch nichtresonante Anregung mit grünem Kontrolllicht ist der Grundzustand der Quantenpunkte höher besetzt, sodass das rote Signallicht, das in Resonanz zur Grundzustandsenergie ist, weniger absorbiert wird. In diesem Experiment wurde eine Modulation der durch den Spalt transmittierten Signalamplituden von etwa 10 % beobachtet. Die Frage, wie schnell die Schaltraten in diesen Strukturen sein werden, führt uns auf die Diskussion der Wechselwirkungsmechanismen der Quantenpunkte mit Metallen zurück.

Alternativ kann man den Plasmon-Wellenvektor in einer Metall-Ferromagnet-Metall-Struktur modulieren, wie im letzten Abschnitt beschrieben (Abb. 7b). Im Gegensatz zum ersten Beispiel kann man hier zwischen zwei genau definierten, metastabilen Zuständen schalten. Allerdings ist die erreichte Modulationstiefe von maximal 2 % noch zu gering für realistische Anwendungen, und die Frage über grundsätzlich erreichbare Schaltraten ist offen.

In einem anderen Experiment diente eine Anordnung zweier periodischer Spaltarrays dazu, ultrakurze Plasmonenpulse ein- bzw. auszukoppeln [19]. Die Propagation zwischen den Arrays wurde durch intensive Anregung der Interbandübergänge in Aluminium mit Femtosekundenpulsen gestört. So wie im ersten Beispiel reduzierten die Kontrollpulse die Absorption der Plasmonen. Das Schalten geschah auf einer ultrakurzen Zeitskala, die durch die Dauer des Kontrollpulses gegeben ist (200 fs in diesem Experiment).

Ausblick

Die hier diskutierten Ergebnisse zeigen die natürlichen Nanoskalen oberhalb und unterhalb der Grenzfläche zwischen Metall und Dielektrikum (mit charakteristischen Skalen im Bereich weniger Nanometer), die für die aktive Plasmonik in Hybridmultilagenschichten von Bedeutung sind. Große Hoffnungen ruhen auf Experimenten, mit denen sich die zeitliche und räumliche Dynamik in magneto-plasmonischen Hybridstrukturen auf ultrakurzen Zeitskalen messen lassen. Diese können maßgeblich dazu beitragen, die derzeit teilweise kontrovers diskutierten Mechanismen der aktiven Schaltung

der Magnetisierung aufzuklären. Ein spektakuläres Beispiel ist der Nachweis der Schaltung der Magnetisierung allein mit optischen Feldern [20]. Der Übertrag des Drehimpulses intensiver zirkular polarisierter Lichtpulse auf das elektronische Spinsystem, zusammen mit der Anregung der elektronischen Nichtgleichgewichtszustände in der Nähe der Curie-Temperatur, reichte aus, um die Magnetisierung in einer dünnen GdFeCo-Schicht deterministisch umzuschalten. Damit werden bisher ungeahnte Mechanismen der ultraschnellen Phasenübergänge und neuartige Konzepte für integrierte opto-magnetische Schaltkreise ermöglicht.

Literatur

- [1] R. J. Lakowicz, *Plasmonics* **1**, 55 (2006)
- [2] O. Kulakovich et al., *Nano Letters* **2**, 1449 (2002)
- [3] M. Pelton, J. Aizpurua und G. Bryant, *Laser & Photon. Rev.* **2**, 136 (2008)
- [4] K. Wang und D. M. Mittleman, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 157401 (2006)
- [5] T. W. Ebbesen et al., *Nature* **391**, 667 (1998); W. L. Barnes et al., *Nature* **424**, 824 (2003); P. Lalanne et al., *Surf. Sci. Reports* **64**, 453 (2009)
- [6] G. Gay et al., *Nature Physics* **2**, 262 (2006)
- [7] V. V. Temnov et al., *Opt. Express* **17**, 8423 (2009)
- [8] P. Nagpal et al., *Science* **325**, 594 (2009)
- [9] K. H. Drexhage, *J. Luminescence* **1-2**, 693 (1970)
- [10] R. Bonifacio und H. Morawitz, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 1559 (1976)
- [11] D. J. Bergman und M. I. Stockman, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 027402 (2003); V. V. Temnov und U. Woggon, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 243602 (2005); D. E. Chang et al., *Phys. Rev. Lett.* **97**, 053002 (2006)
- [12] G. W. Ford und W. H. Weber, *Phys. Rep.* **113**, 195 (1984)
- [13] Y. Fedutik et al., *Phys. Rev. Lett.* **99**, 136802 (2007); A. Akimov et al., *Nature* **450**, 402 (2007)
- [14] H. Dittbacher et al., *Phys. Rev. Lett.* **95**, 257403 (2005); M. Allione et al., *Nano Lett.* **8**, 31 (2008)
- [15] Y. Fedutik et al., *J. Am. Chem. Soc.* **129**, 14939 (2007)
- [16] V. V. Temnov et al., *Nature Photonics* **4**, 107 (2010)
- [17] A. V. Krasavin und N. I. Zheludev, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 1416 (2004)
- [18] D. Pacifici et al., *Nature Photonics* **1**, 402 (2007)
- [19] K. MacDonald et al., *Nature Photonics* **3**, 55 (2008)
- [20] C. D. Stanciu et al., *Phys. Rev. Lett.* **99**, 047601 (2007)

DIE AUTOREN

Vasily Temnov (FV Quantenoptik/Photonik und Dünne Schichten) hat Physik in Nizhny Novgorod und Essen studiert. 2004 promovierte er in Essen mit experimentellen Arbeiten über ultraschnelle Phänomene in Festkörpern. Danach folgte ein Postdoc-Aufenthalt an der TU Dortmund, wo er sich mit Nanooptik und Nanoplasmonik beschäftigte und an zahlreichen innereuropäischen Kolaborationen mitarbeitete. Seit 2008 forscht Vasily Temnov am MIT als DFG-Stipendiat. Sowohl beruflich als auch in seiner Freizeit ist er ständig unterwegs.



Ulrike Woggon (FV Halbleiterphysik) hat an der Universität Jena und der HU Berlin Physik studiert und 1985 an der HU Berlin promoviert. Mit ihren Arbeiten zu optischen Eigenschaften von Halbleiterquantenpunkten habilitierte sie sich 1995 an der Universität Kaiserslautern. 1997 wurde sie Professorin für Experimentalphysik an der TU Dortmund und war dort Sprecherin eines Graduiertenkollegs für Quanteninformatik und Atomare Physik der TU Berlin berufen wurde.

