ナノプラズモニクス

岡 本 隆 之

独立行政法人理化学研究所 和光市広沢 2-1 (〒351-0198)

(2005年 7 月 11 日 受理)

Nano-plasmonics

Takayuki OKAMOTO

Riken, Hirosawa 2-1, Wako, Saitama 351-0198

(Received July 11, 2005)

Several topics on nano-plasmonics are reviewed including hot site engineering, plasmonic crystals, plasmonic waveguides, plasmonic lithography, a perfect lens with a metal slab, and plasmonics in long-wavelength region.

Keywords: Plasmonics, surface plasmon, local plasmon, hot site, nanophotonics, near-field optics, photonics crystal, negative refraction, silver, gold

1. はじめに

エレクトロニクス (Electronics) が電子工学と訳されるのならば、プラズモニクス (Plasmonics) はさしずめ、表面プラズモン工学ということになる。光による表面プラズモンの励起法が開発された当初は、もっぱら、平面界面における表面プラズモンの研究が行われていたが、近年のナノテクノロジーの進歩と共に、より複雑な形状を持つ金属界面における表面プラズモンの研究が進んできた。図 1 は表面プラズモンが励起される種々の金属形状を示したものである。

表面プラズモン研究の歴史は古く 19 世紀末に遡る。1899 年に Sommerfeld¹⁾ は金属ワイヤーを伝搬する表面電磁波が存在することを理論的に導き出している。この電磁波は紛れもなく表面プラズモンである。また、1902 年には Wood²⁾ が特定の波長における回折効率の著しい低下現象 (Wood's anomaly) を発見している。この現象も表面プラズモンによるものである。一方、1904 年には Maxwell Garnett³⁾ は誘電体中に金属微粒子が分散された場合の等価誘電率を求める式を導き出している。また、1908 年には、Mie⁴⁾ が球形粒子における電磁波の散乱問題の解析解を与えている。表面プラズモンがその言葉と共に明確に意識されたのは、それが 1957 年に Ritchie⁵⁾ により、加速電子のエネルギー損失により確認されてからである。1967 年に Teng and Stern⁶⁾ は金属回折格子を用い

図 1 表面プラズモンを支持する種々の金属ナノ構造。図中の式は表面プラズモンの共鳴周波数、ただし、 ω_p は金属のプラズマ周波数。

て、初めて光により表面プラズモンの分散関係を測定している。また、1968 年に Otto⁷⁾ により、つづいて、Kretschmann and Raether⁸⁾ により、全反射光学系を用いた光による表面プラズモンの励起法が考案された。その後、1990 年代に出てきた近接場光学の研究において、表面プラズモンが重要な役割を演じることが認識され、今の

プラズモニクスの流れに続いている。

本総説ではプラズモニクスに関する最近の話題から、ホットサイト・エンジニアリング、プラズモニック結晶、プラズモニック導波路、プラズモニック・リソグラフィ、金属スラブによる完全レンズ、および、長波長域におけるプラズモニクスについて紹介する。なお、平面界面における表面プラズモン応用は「分光研究」の以前の記事⁹⁾を参照されたい。また、金属ナノ粒子における局在プラズモンに関することは「光学」に掲載された記事¹⁰⁾を参照されたい。プラズモン増強近接場顕微分光法については、「分光研究」の以前の記事¹¹⁾を参照されたい。

2. 表面プラズモンとは

プラズモンはよく知られるように、プラズマ中の自由電子、あるいはイオンの集団的振動である。自由電子で充たされた金属もプラズマと考えることができ、金属中の自由電子の集団的振動もプラズモンと呼ばれる。この振動は自由電子の疎密波であり、縦波である。したがって、伝搬方向と垂直な方向の電場成分を持たないため、電磁波とエネルギーの授受が行われることは無い。しかし、金属表面ではこの様子が変わってくる。金属-誘電体界面を(表面)プラズモンが伝搬するとき、誘電体中に電磁場が滲み出す。この電磁場は横波成分を持っている。すなわち、プラズモンの伝搬に(表面)電磁波が付随する(図2a参照)。このように、素励起が電磁波とエネルギーのやり取りが行える状態をポラリトンと呼ぶ。この場合は、表面プラズモン・ポラリトンである。“ポラリトン”はしばしば省略される。金属-誘電体界面が平坦な場合、表面プラズモンの分散関係は次式で与えられる。

$$k_{sp} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}} \quad (1)$$

ここで、 k_{sp} は界面を伝搬する表面プラズモンの波数、 ω はその振動数、 ϵ_m 、 ϵ_d はそれぞれ、金属と誘電体の誘電率である。表面プラズモンにおいては、その波数は同じ振動数を持つ誘電体中の光より常に大きい、したがって、誘電体中に滲み出している電磁波はエバネッセント光になっている。そのため、伝搬光とエネルギーのやり取りを行うためには、全反射光学系や、回折格子などの波数ベクトルのマッチングのための工夫が必要である。逆に言うと、何らかの方法で励起された表面プラズモンは伝搬に伴って、輻射されることは無く、その減衰は金属の吸収によってのみ生じる。金や銀などの誘電率の虚数部が小さい金属を用いた場合、その伝搬長は可視域において数10 μm 程度である。

一方、上に述べた伝搬型の表面プラズモンに対して、伝搬しない表面プラズモン、すなわち、局在表面プラズモン(しばしば、局在プラズモンと省略される)も存在する。

図2 (a)伝搬型表面プラズモンと(b)局在表面プラズモンの概念図。

局在プラズモンを支持する最も単純な構造は微小な金属球である(図2b参照)。局在プラズモンの場合、伝搬型の表面プラズモンとは異なり、常に光と結合している。金属球の直径 a が入射光の波長より十分小さいとき、その球に誘起される双極子の分極率 α は次式で表される。

$$\alpha = 4\pi a^3 \frac{\epsilon_m - \epsilon_d}{\epsilon_m + 2\epsilon_d} \quad (2)$$

この式の分母の実部が0をとるとき、分極率が非常に大きくなり、表面プラズモン共鳴が生じている。この分極は光の周波数で振動しており、その結果、無限遠の距離まで届く伝搬光を輻射する。さらに、それに加えて、粒子近傍だけに存在する強い近接場光を発生する。

表面プラズモンの特徴は、電場増強効果と、場の閉込め効果である。いずれの表面プラズモンにおいても、それを光で励起した場合、金属-誘電体界面における電場は、入射光のそれと比べて著しく増強される。また、表面プラズモンによる電磁場は伝搬型において界面から波長程度以内、局在型において界面から粒子径程度以内の空間に局在している。たとえば、伝搬型表面プラズモンと似たような性質を持つコアークラッド型導波路における導波光のクラッドへの電磁場の滲み出しは表面プラズモンのそれと同程度であるが、波長以上の厚さを持つコア層が必要である。これに対して、表面プラズモンでは単一の金属-誘電体界

面だけが必要であり、その存在領域は非常に小さい。また、局在プラズモンは粒子が金属として性質を持つサイズ（ ~ 1 nm）以上の粒子であれば励起できる。したがって、局在プラズモンを用いれば、非常に小さい場所に電磁場を集中することができる。

3. ホットサイト・エンジニアリング

近接場光学以前においては、局在プラズモンの直接的応用はほとんど無かった。強いてあげれば、金コロイドが顕微鏡用のマーカーとして、その吸収断面積の大きさから用いられていたに過ぎない。間接的な応用としては、表面増強ラマン散乱がある。この現象は1974年に Fleischman ら¹²⁾によって、表面粗さのある銀電極上のピリジンからの強いラマン散乱として偶然発見されたものである。その後の研究によって、この現象は電荷移動などの化学的な効果と局在プラズモン共鳴による電場増強効果(物理的効果)によるものであることがわかってきた。しかしながら、このときは局在プラズモン共鳴が表面粗さというものに依存していたため、増強度の定量化や再現性に問題が残った。

ところが、1997年に、Nie ら¹³⁾によって、ホットサイトが発見されてから状況は大きく変わった。ホットサイトとは銀微粒子表面に存在し、そこに吸着した分子からは、 $10^{14} \sim 10^{15}$ の増強度を示すラマン散乱光が観察される場所のことである。この増強度は通常表面増強ラマン散乱の増強度 ($10^{10} \sim 10^{11}$) と比較して、 $10^3 \sim 10^5$ 大きい値となっている。

ホットサイトはすべての銀微粒子で観測されるのではなく、10%程度の非常に限られた粒子でのみ観測される現象で、Nie らの実験では、細長い粒子に見られ、粒子の長軸方向と入射光の偏光方向が一致したとき像強度が大きくなることが示されている。1999年、このホットサイトにおける増強が複数の粒子の会合によって起きていることが、Xu ら¹⁴⁾の実験で示された。彼らは、2個の銀粒子で挟まれたヘモグロビン分子からのラマン散乱光が非常に強いことを観測し、ホットサイトが粒子と粒子の結合部分であることを示した。同様の証明は Michaels ら¹⁵⁾によっても行われている。図3は直径20 nmの2つの球形銀微粒子に偏光方向が粒子を結ぶ軸と同じ光を入射したとき、2つの粒子の中点における電場強度増強度を Wind ら¹⁶⁾にしたがって計算したものである。この図から分かるように、粒子の間隔が0.1 nmのとき、中点における電場強度は入射光のそれと比較して、 10^7 以上になっていることが分かる。ラマン散乱の場合、その強度は電場強度の自乗に比例するので、ホットサイトにおける増強度は、2粒子における局在プラズモン共鳴による電場増強効果とすることで説明がつく。しかしながら、いまだ問題も残っている。金微粒子対に対して同じ計算を行うと、銀微粒子の場合とほぼ同じ増強度が得られる。しかし、金微粒子対では銀の場合ほど

図3 直径20 nmの銀微粒子対の中点における電場強度増強度。ただし、入射電場の方向は粒子対の並びに平行。

大きなラマン散乱光の増強は観測されていない。

近年の試みは、このホットサイトを設計し、より制御した形で、再現性よく構築することである。コロイド粒子の接点という形ではホットサイトは確率的にしか現れない。Su ら¹⁷⁾や Rechberger ら¹⁸⁾は電子ビーム描画法を用いて、種々の間隔を持つ円板状の金のナノ粒子対を基板上に作成し、そこからの散乱光のピーク波長を測定した。その結果、粒子間隔が小さくなるほど、ピーク波長が長波長側にシフトするという結果が得られている。ただし、いずれの実験も共鳴波長のシフトを測定したのみで、粒子間における電場増強度は測定されていない。一方、このような系を作製する場合に問題となってくるのは、2つの粒子間の距離をどのように制御するかである。大きい増強度を得るためには粒子間隔を小さくする必要がある。しかし、粒子間隔が20–30 nm以下になると、その間隔の制御は容易ではない。電子線リソグラフィーで同じように作製しても、その間隔はなかなか均一にはならないことが報告されている¹⁹⁾。

最近、Schuck ら²⁰⁾はラマン散乱光ではなく、2光子励起発光を測定することで、ギャップにおける電場増強度を測定している。作製された形状はbow tie アンテナ型である。bow tie アンテナは三角形の金属板を間隙を空けてその頂点を向かい合わせて置いたものである。金で作製された2つの三角形の底辺の長さは75 nm、厚さは18 nm、その間隔は18 nmである。このアンテナにフェムト秒レーザーを入射し、そこからの2光子励起発光強度を観測している。その結果、650 nm²の領域に 10^3 の電場強度増強が得られている。この実験においてもギャップ長のばらつきは問題となっている。

Mühlschlegel ら²¹⁾は可視光に対する半波長ダイポールアンテナを作製している。長さ190–400 nm、幅45 nm、厚さ40 nmの金のストリップの中心に幅20 nmのギャップを設けた構造を収束イオンビームを用いて作製している。

このアンテナ構造に波長830 nmのピコ秒レーザーを入射し、2光子励起発光および、white light supercontinuumを観測している。ストリップの全長が250 nmのとき、ギャップを設けないストリップと比較して、2000倍の強度の発光が得られている。

この他にも、三角粒子対²²⁾や2つ以上の異なった直径を持つ粒子列²³⁾による電場増強効果についても研究されている。

4. プラズモニック結晶

4.1 プラズモニック結晶とは

金属・誘電体界面が平坦な場合、分散曲線は式1に示されるように連続である。しかしながら、この界面に周期的な凹凸（格子）がある場合は、図4に示すように、 $k_{sp} = mK/2$ において、分散曲線に不連続（バンドギャップ）が生じる。ただし、 m は整数、 K は格子ベクトルである。バンドギャップの幅は格子の振幅の自乗に比例する²⁴⁾。このギャップはプラズモニック・バンドギャップと呼ばれる。この周波数領域においては、界面を伝搬する表面プラズモンはブラッグ反射され、その伝搬が禁止される。これは、表面プラズモンに対するフォトニック結晶と考えることができ、プラズモニック結晶と呼ばれる。

プラズモニック・バンドギャップの効果は2次元にも拡張できる。Kitsonら²⁵⁾やBanesら²⁶⁾は干渉縞露光により銀表面上に作製した周期300 nmの2次元三角格子上の表面プラズモンの分散曲線を実測し、プラズモニック結晶において完全ギャップを観測している。完全ギャップとは、面内のどの方向にも表面プラズモンが伝搬しないエネルギーギャップを意味する。

4.2 輻射制御

ギャップ端における一つの面白い効果は、輻射の制御ができることである。その紹介の前に、まず、ライト・ラインについて説明する。ライト・ラインとは真空（あるいは空気）中の伝搬光の分散関係 $k = (\omega/c)$ を表すラインである。このラインより下（右）側では、電磁波の波数が真空

中の伝搬光のそれより大きいことを示す。媒質が真空の場合、この電磁波はエバネッセント波になっている。話をもとに戻す。低エネルギー側から数えて最初のギャップは伝搬光の分散曲線であるライト・ラインの下にあるため、このギャップ端の表面プラズモンは格子のある場合でも非輻射すなわちエバネッセント波である。ところが、低エネルギー側から数えて2番目のギャップはライト・ラインの上にあるため表面プラズモンは伝搬光と結合する。すなわち、輻射する。

ライト・ラインより上の表面プラズモンの分散関係は、格子に対する平面波の反射率や吸収率の入射角依存性を計算することで求めることができる。図5はそうにして求めた種々の格子形状を持つ1次元プラズモニック結晶の分散関係である²⁷⁾。一番上の列に示したのが反射率を波長と入射角で作る空間にマッピングしたものである。極小反射率が作る曲線が分散曲線に対応する。中段が対応する格子形状である。

格子a, c, dではギャップが観察されているが、格子bではギャップが存在しない。また、格子aでは、バンド・ギャップを挟んで上下の分散曲線が明確に見えているのに対して、c, dでは一方の分散曲線が入射角0（波数0）で消失している。この部分は反射率が全く低下していないことに対応している。言い換えると、入射光が表面プラズモンを励起していないことになる（注意しなければならないことは、この分散関係を持つ表面プラズモンが存在しないわけではないということである）。これは、逆の過程に関しても成り立つ。すなわち、この部分では、表面プラズモンは非輻射である。このような現象は格子の $2K$ 成分の振幅と、 K 成分に対する相対位相によって決まる²⁸⁾。

4.3 蛍光増強

分散曲線の傾き $d\omega/dk$ は表面プラズモンの群速度を与える。バンドギャップ端では、図4に示すように、表面プラズモンの群速度が0になっている。これは、表面プラズモンは定在波となっていることを意味する。したがって、ここでは、表面プラズモンが面内方向にも閉じこめられており、大きな電場増強が起きている。この効果を利用した蛍光増強が行われている。ここでは著者らの研究について簡単に紹介する²⁹⁾。

図6aは我々が作製したプラズモニック結晶の走査型電子顕微鏡像である。このプラズモニック結晶は、ガラス基板上にスピンコートしたフォトレジスト（Shipley S1400）に、He-Cdレーザー（波長：325 nm）による2光束干渉縞を2重露光の後現像し、その上に厚さ150 nmの銀薄膜を蒸着することによって完成したものである。ただし、2回の露光の間に、基板をその法線に対して、60°回転した³⁰⁾。図6bは、より解像度の高いフォトレジスト（東京応化：THMR-iP3300）を用いて作製したプラズモニック結晶の原子間力顕微鏡像である。図6aと比較して、振幅

図4 平坦な金属表面と格子状の金属表面における表面プラズモンの分散関係。

図5 格子の形状（中段）とバンドギャップ（上段）の関係．下段は格子形状の基本周波数成分（ K 成分）と第2高調波成分（ $2K$ 成分）との位相関係．

図6 (a)作製したプラズモニック結晶の走査型電子顕微鏡像と、(b)欠陥のあるプラズモニック結晶の原子間力顕微鏡像．

が大きくなっている．また、欠陥も確率的に得られており、この欠陥による欠陥モードを利用すると、さらに強い電場増強が期待できる．

図7aはこのように作製した格子ピッチ507 nmのプラズモニック結晶の上にスピンコートした厚さ約25 nmのメチルレッドをドーブしたPMMA膜の蛍光スペクトルであ

る．平坦な銀基板やガラス基板の場合と比べて蛍光強度が大きく増強されていることがわかる．ガラス基板の場合と比較すると増強度は波長660 nmにおいて150である．

図7bは格子ピッチが550 nmのプラズモニック結晶上に真空蒸着した厚さ約50 nmのDCM（4-dicyanomethylene-2-methyl-6-p-dimethyl-aminostyryl-4H-pyran）の

図7 (a)格子ピッチ507 nmの銀のプラズモニック結晶上にスピンコートしたメチルレッド含有PMMA薄膜の蛍光スペクトル。比較のため、ガラス基板および、平坦な銀基板上の同じ薄膜からの蛍光スペクトルも示す。(b)格子ピッチ550 nmの銀のプラズモニック結晶および、平坦な銀表面上に真空蒸着したDCM薄膜の蛍光スペクトル。

蛍光スペクトルを示す。DCMは色素レーザーによく用いられる蛍光色素である。プラズモニック結晶上のDCMからの蛍光スペクトルのピーク強度は平坦な銀上のそれと比較して約3倍増強されている。蛍光ピークは表面プラズモンのモードに対応している。

数%のDCMをドーブしたTris-(8-hydroxyquinoline) aluminum (Alq_3)などの高利得媒質³¹⁾、低損失な長距離伝搬型表面プラズモン、および、上に述べた輻射制御を組み合わせることで、プラズモニック・レーザーの実現が期待されている。

4.4 共鳴透過

金や銀などの金属では、その膜厚が数10 nm以上になると、ほとんど光は透過しない。しかし、この膜厚においても、両界面を伝搬する表面プラズモンはエネルギーの授受が行える。ただし、そのためには、それぞれの表面プラズモンの周波数と波数ベクトルが一致しなければならない。この条件を満たすためには、金属薄膜の両側の誘電体の誘電率が一致する必要がある。相互作用の結果、長距離伝搬型表面プラズモン(LRSP)と短距離伝搬型表面プラズモン(SRSP)に分裂することはよく知られている³²⁾。

この条件はプラズモニック結晶では緩和される。格子による回折の効果により、次の条件が成り立つ場合にもエネルギーの授受が行われる。

$$\text{Re}(k_{\text{sp}2}) = \text{Re}(k_{\text{sp}1}) \pm mK \quad (3)$$

ただし、 $k_{\text{sp}1}$ および、 $k_{\text{sp}2}$ は両界面での表面プラズモンの波数、 m は整数である。格子がある場合、伝搬光とのエネルギーの授受も行われるため、この現象は共鳴透過とも呼ばれる。すなわち、格子を介して、伝搬光が金属薄膜の片方の界面の表面プラズモンを励起し、さらにこのプラズモンが反対側の界面の表面プラズモンを励起する。最終的にこのプラズモンが伝搬光となって輻射される。

この現象を最初に見いだしたのはPockrand³³⁾である。彼は石英のプリズムの底面に厚さ500 nmのフォトレジストで1次元回折格子を作製し、その上に厚さ60 nmの銀薄膜を蒸着している。全反射配置で反射率を測定し、反射スペクトルにおけるディップから分散曲線をプロットしている。両界面でのプラズモンの分散曲線が交わるところでギャップを観測している。

Gruhlkeらは表面レリーフ格子が両面に刻まれた銀薄膜における表面プラズモンの相互結合を観測している³⁴⁻³⁶⁾。彼らは、ガラス基板上的のフォトレジストに1次元レリーフ格子を作製し、その上に銀を蒸着したものを用い、このフォトレジストをアルゴンイオンレーザーで照射し、レジストからの蛍光スペクトルを銀薄膜の反対側から測定している。

この共鳴透過現象が有機EL素子の外部光取出効率の向上に応用されている。有機EL素子では発光層周辺の屈折率が周囲のそれより高いため、そこで生じた光の大部分は導波光や表面プラズモンとなって面内方向に伝搬し、外には出てこない。その結果、外部には20%程度の光しか取り出せない。しかし、プラズモニック結晶を利用することで、取出効率を大幅に改善することができる。陰極にプラズモニック結晶を用いると、これらの導波光は回折され外部に放射される。さらに、共鳴透過現象により、金属表面からも高効率で光が放射される³⁷⁾。また、その発光強度はプラズモニック結晶を用いない場合の透明基板側からのそれよりも高いという結果が得られている³⁸⁾。

プラズモニック結晶を発光スペクトル幅の狭い発光物質と組み合わせると、非常に指向性の高い有機EL素子を作製することができる³⁹⁾。従来の有機EL素子の発光の角度分布はほぼランバート則に従い、全方向に発光するが、本素子ではその角度広がりやを数度以内の狭い範囲に限定できる。図8aは、陰極として390 nm, 495 nm, 584 nmの格子

図8 (a)発光の角度分布, および, (b)表面プラズモンの分散関係とEu(DBM)₃bathの発光スペクトル. 格子ピッチはA: 390 nm, B: 495 nm, C: 584 nmである.

ピッチを持つ銀プラズモニック結晶と、発光層としてEu(DBM)₃bathを用いて作製した素子の銀表面からの発光の角度分布(放射パターン)を測定した結果である. 放射パターンは格子のピッチによって大きく異なり, 格子ピッチが584 nmのときに, 面と垂直方向に非常に指向性の高い発光パターンを示すことが分かる.

図8bは作製された3種類のプラズモニック結晶の空気側界面における表面プラズモンの分散関係を計算により求めたものである. 図の右側にはEu(DBM)₃bathの発光スペクトルを示す. 図から分かるようにこの物質の発光スペクトルの幅は非常に狭い. 表面プラズモンはこの物質の発光によって励起される. したがって, 励起された表面プラズモンのエネルギーはEu(DBM)₃bathの発光エネルギーと同じである. 表面プラズモンの波数ベクトルは図のD, E, F各点の値をとり, それに対応する角度で輻射される. たとえば, 格子ピッチ584 nmのプラズモニック結晶では $k_x=0$ の伝搬光, すなわち射出角が0°の伝搬光と結合する. 射出角の広がり発光スペクトルの幅が狭くなれば狭くなるほど小さくなる.

Ebbesenら⁴⁰⁾は銀薄膜に大きさが波長以下の周期的な開口を設け, その透過率が単純に開口の面積から計算した透過率と比べて非常に大きくなることを発見している. また, 波長以下の開口が周期的な凹凸に囲まれているときも同じ現象が生じることをThioら⁴¹⁾が発見している. この現象は共鳴透過と類似の現象であるが, 大きく異なるの

図9 プラズモニクスの占める位置.

は, 用いられる金属の厚さが300 nm程度と厚いことである. この厚さでは, 両界面の表面プラズモンは直接エネルギーの授受を行うことはなく, 開口を介して授受が行われていると考えられる. この現象を物理的に説明しようと, 多くの研究がなされているが, 未だに決定版は無い状態である.

5. プラズモニック導波路

プラズモニクスの応用の一つにプラズモニック導波路がある. 図9はBrongersmaが国際会議SPP2⁴²⁾で示していたものを基に描いたものであるが, プラズモニック導波路の利点は光導波路と同じく広い帯域を持ち, さらにそのサイズが小さくなることである. 欠点は伝搬損失が大きいことである. しかしながら, IC内の一部をプラズモニック導波路で結ぶなどの用途では, 伝搬損失はそれほど問題とならないかもしれない. また, あとで述べるように, 通信に用いられる1.5 μm波長帯や, さらに, 長距離伝搬型表面プラズモンを用いることで損失を下げるができる.

表面プラズモンを用いた2次元光学は1975年にBellら⁴³⁾によって提案されている. そこでは, 金属スラブ上の表面プラズモンの伝搬をその上におかれたレンズ, 反射鏡, 回折格子等で制御する可能性について述べられている. ただし, 仮定されているのはマイクロ波領域の表面プラズモンである.

ナノ領域におけるプラズモニック導波路を最初に提案したのはTakaharaら⁴⁴⁾である. 彼らが提案しているのは円筒形の金属ナノワイヤーである(図10a). 最初に述べたように, この構造は, すでに, 19世紀にSommerfeld⁴⁵⁾によって, 表面プラズモンが伝搬することが示されている. Takaharaらは金属ワイヤーの径をいくら小さくしても伝搬する表面プラズモンが存在でき, その電場分布がナノ領域に局在化されることを示している.

伝搬損失を低減するために提案されたのは図10bの均一な誘電率を持つ誘電体中に埋め込まれた金属ストリップからなるプラズモニック導波路である. Beriniは⁴⁵⁾金属スト

図10 提案されているさまざまなプラズモニック導波路.

リップでも金属スラブのときと同様、長距離伝搬型表面プラズモンが存在することを計算により示した．これらのモードは Charbonneau ら⁴⁶⁾によって実験的に確かめられた．なお、このとき、長距離伝搬型表面プラズモンの励起にはエンド・ファイアー結合法がとられた．表面プラズモンの励起にエンド・ファイアー結合法が用いられたのはこのときが初めてである．

Nikolajsen ら⁴⁷⁾は厚さ10 nm、幅6–10 μm の金のストリップにおいて、波長1.55 μm で ~ 0.5 dBの結合損失と、6–8 dB/cmの伝搬損失を実験で観測している．さらに、変調器やスイッチング素子を作製している⁴⁸⁾．彼らはプラズモニック導波路で作製した Mach-Zehnder 干渉計と方向性結合器の一方の導波路に電極を設けて電流を流し、熱による効果で誘電体層の屈折率を変調している．応答速度が ~ 1 msと遅いのが難点である．また、Charbonneau ら⁴⁹⁾は金属ストリップ導波路でS字カーブ、Y分岐、方向性結合器を作製し、その動作を確認している．このときに用いられた導波路の材料は金、長さは7 m、波長は1.55 μm である．12.5 mmまでの曲率半径では顕著な伝搬損失は現れていない．

これらの研究とは別に、金属ストリップを単に誘電体基板上に設けた非対称なプラズモニック導波路の導波特性についても調べられている（図10c）．この種のプラズモニック導波路は伝搬長は短い、作製が容易であるという利点がある．また、近接場顕微鏡を用いての電場分布の測定も容易である．Weeber ら⁵⁰⁾は種々の幅を持った厚さ60 nmの銀のストリップ導波路を作製し、近接場プローブを用いてその光学特性を測定した．スラブ、幅2.5 μm 、1.6 μm 、1.0 μm の導波路で得られた表面プラズモンの波長633 nmにおける伝搬長はそれぞれ、6.0 μm 、6.5 μm 、4.8 μm 、1.2 μm であり、幅2.5 μm 以上のストリップ導波路では伝搬長、伝搬定数ともスラブの場合と変わらないことを示した．また、彼らはストリップの先端を三角形状にとがらせることで、その頂点に表面プラズモンを集光できることを示している．

Quinten ら⁵¹⁾は図10dに示すような金属ナノ粒子列による光導波路を提案し、直径50 nmの銀のナノ粒子が種々の間隔で直線上に並んでいる場合の減衰長を計算した．そして、粒子間隔が25 nmのとき、最も伝搬長が長くなり、その距離は900 nmになることを示した．Brongersma ら⁵²⁾はさらに、金属ナノ粒子列による直角コーナーとT字型

分岐においても、導波光が高効率で伝わることを計算によって示した．また、Krenn ら⁵³⁾は、直径100 nm高さ40 nmの金ナノ粒子列に全反射照明で電磁場が集中することを近接場顕微鏡により確かめた．

金属ナノ粒子導波路において、伝搬長を測定するためには、1個の粒子にのみプラズモンを励起し、近接場顕微鏡によりその減衰の様子を測定する必要がある．Maier ら⁵⁴⁾は、電子ビームリソグラフィーにより $90 \times 30 \times 30$ nm³の銀微粒子をその短軸方向に50 nm間隔で並べた導波路をITO基板上に多数作製し、その上に蛍光染色した直径110 nmのポリスチレン球をばらまいている．そして、近接場顕微鏡により局在プラズモンを励起し、蛍光ビーズからの蛍光強度を測定している．蛍光強度の蛍光粒子と近接場プローブ間距離依存性から、金属ナノ粒子導波路の伝搬長を求めている．

チャンネル・プラズモンというものがLu ら⁵⁵⁾によって提案されている．これは、金属表面に掘った溝を伝搬する表面プラズモンである（図1右下）．Novikov ら⁵⁶⁾は遅延効果を含めて、このプラズモンの解析を行い、分散関係を求めている．また、プラズモンのエネルギーが溝の底に集中する様子を示している．また、Pile ら⁵⁷⁾は断面が三角形の溝に、2枚の金属薄膜を一定の間隔を置いて、溝の方向と垂直に立てることにより、ファブリ・ペロー共振器が構成できることを報告している．およそ100のQ値がの計算によって得られている．ただし、チャンネル・プラズモンの実験例はまだ無い．

6. プラズモニック・リソグラフィー

リソグラフィーに表面プラズモンを用いることの目的の一つは、波長より細かい間隔の格子パターンを作成することである．1965年にBirnbaum⁵⁸⁾は半導体表面に高強度のレーザーを入射するだけで、1次元の表面レリーフ格子が作製されることを発見した．その後、Ehrlich ら⁵⁹⁾がこの現象が入射光と表面粗さによって励起された表面プラズモンとの干渉によって生じることを示した．したがって、生成される格子の方向は入射光の偏光方向と常に垂直になっている．一旦、格子が生成されると、格子が結合器となって、より高強度の表面プラズモンが励起される．その結果、正帰還がかかり、格子の深さは時間に対して指数関数的に成長する．この現象によって得られる格子のピッチは、垂直入射の場合、励起される表面プラズモンの波長に等しい．Kumagai ら⁶⁰⁾はこの現象をホログラフィック・リソグラフィーに応用して、干渉縞のピッチの半分のピッチの格子を作製している．

一方、干渉縞を用いるのではなく、金属マスクを用いた近接場露光法がAlkaisi ら⁶¹⁾によって報告されている．彼らは厚さ2 μm のニクロム合金で作製されたマスクをフォトリジストに密着し、水銀ランプにより露光を行ってい

る。その結果、線幅50 nm、格子ピッチ140 nmのパターンの作成に成功している。波長より細かいパターンが作製できているのは、エバネッセント光の寄与するところである。彼らの実験では、マスクとしてニクロム合金が用いられているため、表面プラズモンの寄与はないが、マスクとして銀などを用いることで積極的に表面プラズモンを用いるという試みがある。

表面プラズモンをリソグラフィに应用することの最も大きな利点は、その波長の短さである。式1から理解できるように、金属の誘電率 ϵ_m の実部が誘電体の誘電率の符号を逆にしたもの、すなわち $-\epsilon_d$ に近づくと、表面プラズモンの波長は無限に短くなることが分かる。すなわち、振動数が可視光と同じでも、その波長はX線と同じになるということである。このことを用いることにより、光の回折限界を超えたパターンニングが可能となる。

Srituravanich ら⁶²⁾は密着型の近接場露光法が持つ、低透過率、マスクとレジストとの間の距離の制限、低コントラストなどの問題を解決するために、表面プラズモンを用いた露光法を提案している。彼らが用いたマスクは直径40 nmの円形開口が170 nmピッチの正方格子状に開けられた厚さ80 nmのアルミニウム薄膜で、厚さ30 nmのPMMA膜を挟んでフォトレジストに密着させている。波長365 nmで露光を行った結果、直径90 nmのパターンが得られている。ここではEbbesen ら⁴⁰⁾が発見した異常透過現象が用いられている。

Luo ら⁶³⁾は表面プラズモンの干渉を用いて1次元の格子パターンを作成している。マスクとして、幅60 nmのスリット状の開口が300 nmの周期で配列された厚さ60 nmの銀薄膜を用いている。このマスクをフォトレジストに密着し、波長436 nmで露光している。その結果、ライン幅50 nm、周期100 nmの格子が得られている。マスク格子による回折により励起された表面プラズモンの干渉により、格子周期の3分の1の周期のパターンが作製できている。

7. 金属スラブによる完全レンズ

1964年に Veselago⁶⁴⁾によって提案された左手系物質による負屈折は、2001年に Shelby ら⁶⁵⁾により、メタマテリアルで実現された。左手系物質とは誘電率 ϵ と透磁率 μ が共に負となる物質であり、その屈折率は $n = -\sqrt{\epsilon\mu}$ で与えられる。このような物質は自然界には存在しない。この負屈折率物質を用いると、その物質で平行平板を作製するだけで、全く収差のない完全結像（完全レンズ）が実現できる。負屈折については日本語の解説がいくつか出ているのでそちらを参考されたい⁶⁶⁻⁶⁸⁾。メタマテリアルで負屈折が実現されたのはマイクロ波領域であり、その作製の困難さから、可視域ではまだ負屈折は実現されていない。しかしながら、近接場領域では同様な完全レンズが可視域で実

現できる。これは、Pendry⁶⁹⁾によって提案された金属スラブを用いる方法であり、Pendryはこのレンズを“Poor man's super lens”と呼んでいる。メタマテリアルを作製するほどのお金がない人のためのという意味である。

簡単のため、 y 方向に対して一様な系を考える。また、電場ベクトルは xz 平面内にあるものとする (p 偏光)。この空間に厚さ d 、誘電率 ϵ_m の金属スラブがその界面が z 軸に垂直になるよう真空中に置かれている場合を考える。スラブの2つの界面は $z=d/2$ と $z=3d/2$ で表されるとする。真空中における光の伝搬は、平面波展開することにより次式で表される。

$$E(x, z) = \sum_{k_x} E_{k_x} \exp(ik_x x + ik_z z - i\omega t) \quad (4)$$

p 偏光に対する金属スラブの透過率 T_p は次式で与えられる。

$$T_p = \frac{t' \exp(ik'_z d)}{1 - r'^2 \exp(2ik'_z d)} \quad (5)$$

ここで、 k'_z はスラブ内での z 方向の波数ベクトル成分、 t 、 t' 、 r' はそれぞれ、最初の界面でのフレネル透過係数、2番目の界面でのフレネル透過係数、2番目の界面でのフレネル反射係数である。すなわち、それぞれ次式で与えられる。

$$t = \frac{2\epsilon_m k_z}{\epsilon_m k_z + k'_z} \quad (6)$$

$$t' = \frac{2k'_z}{k'_z + \epsilon_m k_z} \quad (7)$$

$$r' = \frac{k'_z - \epsilon_m k_z}{k'_z + \epsilon_m k_z} \quad (8)$$

ここで、系が光の波長に比べて十分小さい場合、すなわち静電限界の場合を考える。このとき、

$$(\omega/c) \ll k_x \quad (9)$$

この条件の下では、場はすべてエバネッセント場であり、それぞれの媒質内での波数ベクトル成分 k_z 、 k'_z は

$$\lim_{k_x \rightarrow \infty} k_z = \lim_{k_x \rightarrow \infty} i\sqrt{k_x^2 - (\omega/c)^2} = ik_x \quad (10)$$

$$\lim_{k_x \rightarrow \infty} k'_z = \lim_{k_x \rightarrow \infty} i\sqrt{k_x^2 - \epsilon_m \mu (\omega/c)^2} = ik_x = k_z \quad (11)$$

となる。その結果、透過率 T_p は次式で与えられる。

$$\lim_{k_x \rightarrow \infty} T_p = \frac{4\epsilon \exp(ik_z d)}{(\epsilon_m + 1)^2 - (\epsilon_m - 1)^2 \exp(2ik_z d)} \quad (12)$$

この式から分かるように、 $\epsilon_m = -1$ のとき、透過率は $T_p = \exp(-ik_z d) = \exp(k_x d)$ となり、この物質内でエバネッセント場は増幅されることになる。その結果、

$$E(x, z=2d) = \sum_{k_x} E_{k_x} \exp(ik_x z) = E(x, z=0) \quad (13)$$

となり、 $z=2d$ では $z=0$ での電場分布が保存されることになる。すなわち、完全結像が生じる。もし金属スラブが無ければ、

$$E(x, z=2d) = \sum_{k_x} E_{k_x} \exp(ik_x z - 2k_x d) \quad (14)$$

となり、高い空間周波数成分ほど早く減衰するため、像はぼけてしまう。実際には、金属には損失があるため、完全結像は起きない。金属の誘電率を $\epsilon_m = -1 + i\epsilon'$ 、 $\epsilon' \ll 1$ とすると、スラブの透過率は

$$T_p = \frac{\exp(ik_x d)}{(\epsilon'/2)^2 + \exp(-2ik_x d)} \quad (15)$$

となり、像面では、

$$E(x, z=2d) = \sum_{k_x} E_{k_x} \frac{\exp(ik_x z - 2k_x d)}{(\epsilon'/2)^2 + \exp(-2ik_x d)} \quad (16)$$

となる。したがって、誘電率の虚部が大きくなるほど像はぼけてしまう。この現象を表面プラズモンからの観点から見てみると次のように説明できる。入射エバネッセント場が入射側界面の表面プラズモンを励起し、その表面プラズモンが射出側界面の表面プラズモンと共鳴的に相互作用を起こす。その結果、射出側界面の表面プラズモンは大きく増幅され、像面に入射面と同じ大きさのエバネッセント場を生成する。

Fang ら⁷⁰⁾はこの完全レンズを用いて、リソグラフィを行った。彼らは石英基板上に厚さ50 nmのクロムを堆積し、それに、収束イオンビームを用いて、幅60 nmのスリットでパターンを作製しマスクとしている。その上に、厚さ40 nmのPMMA スペーサー層を介して、厚さ35 nmの銀を堆積している。さらにその上に、厚さ120 nm ネガ型のフォトレジストを堆積し、基板側から波長365 nmの光で露光している。これにより得られたパターンの線幅は89 nmであり、銀スラブが無い場合の線幅321 nmと比較して著しく狭くなったことが示されている。

8. 長波長域におけるプラズモニクス

テラヘルツ・マイクロ波領域においては、金属の誘電率 $\epsilon(\omega)$ は次式で与えられる Drude モデルにほぼ完全にしたいが、誘電率の実部、虚部の絶対値は非常に大きくなる。

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\Gamma\omega} \quad (17)$$

ここで、 ω_p はプラズマ周波数、 Γ は減衰定数、 ϵ_∞ は $\omega \rightarrow \infty$ における誘電率である。表1は種々の金属のプラズマ

表1 種々の金属のプラズマ周波数、減衰定数、および、1 THz における誘電率⁷¹⁾。

	$\omega_p(\text{cm}^{-1})$	$\Gamma(\text{cm}^{-1})$	$\text{Re}(\epsilon)$	$\text{Im}(\epsilon)$
Ag	7.25×10^4	1.45×10^2	-2.37×10^5	1.03×10^6
Au	7.25×10^4	2.16×10^2	-1.10×10^5	7.14×10^5
Cu	6.38×10^4	2.78×10^2	-5.19×10^4	4.33×10^5
Al	1.19×10^5	6.47×10^2	-3.37×10^4	6.56×10^5
Pb	6.20×10^4	1.45×10^3	-1.83×10^3	7.96×10^4
W	4.84×10^4	4.33×10^2	-1.24×10^4	1.62×10^5

周波数、減衰定数、および、1 THz における誘電率を示したものである。この値を用いて、銀と空気との界面における表面プラズモンの空気側への侵入長（以下、誘電体側への侵入長を単に侵入長と書く）を計算すると、可視域（波長：600 nm）での侵入長が390 nm であるのに対して、1 THz では6.3 cm もの距離になる。すなわち、THz 領域では表面プラズモンはほとんど界面すれすれに入射する平面波と変わらない状態になっており、表面波としての性質を失いかけている。このことは、例えば次のような問題を引き起こす。

表面プラズモンセンサーの感度は表面プラズモンの場の強度分布に占める試料層部分の場の強度の割合が大きいくほど大きくなる⁹⁾。一般に、表面プラズモンの金属中への侵入長は誘電体中へのそれと比較してずっと小さい。さらに、試料の厚さが表面プラズモンの誘電体中への侵入長と比較して十分小さいとすると、表面プラズモンセンサーの感度は表面プラズモンの誘電体中への侵入長に反比例することになる。したがって、テラヘルツ領域での表面プラズモンの侵入長では、センサーの感度は可視域と比較して、実に16万分の1に劣化する。したがって、テラヘルツ領域で高感度の表面プラズモンセンサーを実現するためには、いかに、侵入長を短くするかが重要な課題となる。そのためには、金属の実効的な誘電率を下げる必要がある。以下に、そのために提案されているいくつかの方法を述べる。

8.1 Pendry の格子

低周波数領域において誘電率の絶対値を下げる方法が Pendry ら⁷²⁾によって提案されている。図11がその構造で、半径 r 、長さ無限大の金属ワイヤーをジャングルジムのように3次元格子状に等間隔に配列したものである。格子間隔は a である。2次元格子状に配列された金属ワイヤー格子を3つ組み合わせたものとして考える。したがって、以下の議論は2次元格子として取り扱う。このような構造をとることにより、2つの効果が誘起される。1つは、この構造をバルクとみなした場合の自由電子密度が元の金属のそれと比べて、 $\pi r^2/a^2$ になることである。もう1つは、金属ワイヤーに流れる電流が作る磁場が周りのワイヤー中の電子に及ぼす力である。これらの2つの効果

図11 Pendry の格子⁷²⁾．分かりやすくするため、基本格子だけを描いている．実際にはワイヤーが周期的に無限に並んでいる．

により、この構造をバルクと見なしたときの等価的なプラズマ周波数 ω_p および減衰定数 Γ は次のようになる．

$$\omega_p^2 = \frac{2\pi c^2}{a^2 \ln(a/r)} \quad (18)$$

$$\Gamma = \frac{\varepsilon_0 a^2 \omega_p^2}{\pi r^2 \sigma} \quad (19)$$

ただし、 c は光速、 ε_0 は真空の誘電率、 σ は電気伝導度である．

たとえば、金属ワイヤーの間隔を $a = 100 \mu\text{m}$ 、ワイヤーの直径を $2r = 1 \mu\text{m}$ にした場合の Pendry の格子によって支持される表面プラズモンの侵入長は $940 \mu\text{m}$ となる．

8.2 Spoof surface plasmon

Pendry ら⁷³⁾はこの他に、完全導体においても表面プラズモンと類似の表面波を支持する方法を提案している．完全導体表面に波長より十分小さな間隔で界面に垂直に空洞を2次元周期的に設けたものである．このような構造においては、空洞の持つ導波モードの遮断周波数以下で表面プラズモンと同様の表面波が存在できる．空洞においては遮断周波数以上では導波モードが伝搬するが、その周波数以下では導波光は存在せず、エバネッセント光となる．この効果を利用している．断面が一辺 a の正方形の空洞の場合、遮断周波数 ν_{cutoff} は次式で与えられる．

$$\nu_{\text{cutoff}} = \frac{c}{2a\sqrt{\varepsilon_h\mu_h}} \quad (20)$$

ここで、 ε_h 、 μ_h はそれぞれ、空洞を満たす誘電体の誘電率を透磁率である．

Hibbins ら⁷⁴⁾は実験により、この現象を確認した．彼らは断面が正方形で、その内法が 6.960 mm 、外法が 9.525 mm 、長さ 45 mm の真鍮パイプを積み重ね、上の構造を作製した．本構造で得られる遮断周波数は 21.54 GHz である．構造の上に、外法の2倍の間隔で並べた直径 1 mm の真鍮ワイヤーを回折格子として、表面波の励起に用いている．

8.3 半導体における表面プラズモン

キャリアドーパされた半導体の誘電率も Drude モデル (式17) で表すことができる．プラズマ周波数 ω_p は次式で与えられる．

$$\omega_p = \left(\frac{ne^2}{\varepsilon_0 m_e} \right)^{1/2} \quad (21)$$

ここで、 ε_0 は真空の誘電率、 m_e はキャリアの有効質量、 e は電子の電荷、 n はキャリア密度である．また、減衰定数 Γ とキャリア移動度 μ とは次の関係にある．

$$\Gamma = \frac{e}{m_e \mu} \quad (22)$$

例えば、シリコンにおいて、電子と正孔の有効質量はそれぞれ、 $0.26 m_0$ と $0.37 m_0$ である、ただし、 m_0 は自由電子の質量である． ε_∞ は高抵抗シリコンの誘電率と同じで、 $\varepsilon_\infty = 11.7$ である⁷⁵⁾．キャリア濃度 $n = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ の N 型シリコンによって支持される表面プラズモンの侵入長は 1.1 mm となる．キャリア濃度に対する移動度は文献値⁷⁶⁾を用いた．キャリア濃度が低くなるにしたがい、侵入長が短くなる．

9. おわりに

著者が表面プラズモンという言葉を知ったのは、今から20年ほど前、大阪大学の博士課程の学生のときである．当時、日本板硝子におられた西沢紘一氏（現：能開大）に教えていただいた．1983年に Nylander ら⁷⁷⁾がガス検出を、1984年に Liedberg ら⁷⁸⁾がバイオセンサーに表面プラズモン共鳴が応用できることを示した直後である．当時は、表面プラズモンの研究といえば基礎研究が中心で、応用といえば、このセンサー応用だけであった．その後、1990年にファルマシア社（現ピアコア社）から、表面プラズモン共鳴を利用したアフィニティセンサーが市販されると、タンパク質の動的な性質が容易に観測できるようになり、その利用が画期的に広まった．それまで年間数10報だった表面プラズモンを扱った論文数は、この1990年から飛躍的に増え、2004年には年間1000報を超えるまでになった．数年前までは、この論文数のほとんどがバイオセンサー絡みのものであった．しかし、ここ数年は、ナノプラズモニクスに関する論文が急増している．これは近接場光学の発展において、プラズモニクスの重要性が認識さ

れたことによる部分が大きいと思われる。本総説では、最近のプラズモニクス話題について述べてきた。プラズモニクスの現状は、各研究者が、それぞれの興味の下で、研究を行っている状態であり、プラズモニクスは未だ系統だった学問にはなっていない。これから5年の研究が、プラズモニクスという分野が残り、発展するかどうかの分かれ道になるであろう。

参 考 文 献

- 1) A. Sommerfeld: Ann. d. Phys. Chem. **67**, 233 (1899).
- 2) R. W. Wood: Phil. Mag. **4**, 396 (1902).
- 3) J. C. Maxwell Garnett: Philos. Trans. R. Soc. London **203**, 385 (1904).
- 4) G. Mie: Ann. d. Phys., **25** 377 (1908).
- 5) R. H. Ritchie: Phys. Rev. **106**, 874 (1957).
- 6) Y.-Y. Teng and E. A. Stern: Phys. Rev. Lett. **19**, 511 (1967).
- 7) A. Otto: Z. Physik. **216**, 398 (1968).
- 8) E. Kretschmann and H. Raether: Z. Naturforsch. **23a**, 2135 (1968).
- 9) 岡本隆之: 分光研究 **47**, 19 (1998).
- 10) 岡本隆之: 光学 **33**, 152 (2004).
- 11) 井上康志, 河田 聡: 分光研究 **51**, 276 (2002).
- 12) M. Fleischman, P. J. Hendra, and A. J. McQuillan: Chem. Phys. Lett. **26**, 123 (1974).
- 13) S. Nie and S. R. Emory: Science, **275**, 1102 (1997).
- 14) H. Xu, E. J. Bjerneld, M. Käll, and L. Börjesson: Phys. Rev. Lett. **83**, 4357 (1999).
- 15) A. M. Michaels, J. Jiang, and L. Brus: J. Phys. Chem. B **104**, 11965 (2000).
- 16) M. M. Wind, J. Vlieger, and D. Bedeaux: Physica **141A**, 33 (1987).
- 17) K.-H. Su, Q.-H. Wei, X. Zhang, J. J. Mock, D. R. Smith, and S. Schultz: Nano Lett. **3**, 1087 (2003).
- 18) W. Rechberger, A. Hohenau, A. Leitner, J. R. Krenn, B. Lamprecht, and F. R. Aussenegg: Opt. Commun. **220**, 137 (2003).
- 19) L. Gunnarsson, T. Rindzevicius, J. Prikulis, B. Kasemo, M. Käll, S. Zou, and G. Schatz: J. Phys. Chem. B **109**, 1079 (2005).
- 20) P. J. Schuck, D. P. Fromm, A. Sundaramurthy, G. S. Kino, and W. E. Moerner: Phys. Rev. Lett. **94**, 017402 (2005).
- 21) P. Mühlischlegel, H.-J. Eisler, O. J. F. Martin, B. Hecht, and D. W. Pohl: Science **308**, 1607 (2005).
- 22) S. Zou and G. C. Schatz: Chem. Phys. Lett. **403**, 62 (2005).
- 23) K. Li, M. Stockman, and D. J. Bergman: Phys. Rev. Lett. **91**, 227402 (2003).
- 24) W. L. Barnes, T. W. Preist, S. C. Kitson, J. R. Sambles, N. P. K. Cotter, and D. J. Nash: Phys. Rev. B **51**, 11164 (1995).
- 25) S. C. Kitson, W. L. Barnes, and J. R. Sambles: Phys. Rev. Lett. **77** 2670 (1996).
- 26) W. L. Barnes, S. C. Kitson, T. W. Preist, and J. R. Sambles: J. Opt. Soc. Am. A **14**, 1654 (1997).
- 27) T. Okamoto, F. H' Dhili, J. Feng, J. Simonen, and S. Kawata: in *Handai Nanophotonics, Vol. 2: Nanoplasmonics*, H. Mashara and S. Kawata eds. (Elsevier, Amsterdam, 2005) (in press).
- 28) W. L. Barnes, T. W. Preist, S. C. Kitson, and J. R. Sambles: Phys. Rev. B **54**, 6227 (1996).
- 29) T. Okamoto, F. H'Dhili, and S. Kawata: Appl. Phys. Lett. **85**, 3968 (2004).
- 30) S. C. Kitson, W. L. Barnes, G. W. Bradberry, and J. R. Sambles: J. Appl. Phys. **79**, 7383 (1996).
- 31) V. Bulovic, V. G. Kozlov, V. B. Khalfin, and S. R. Forrest: Science **279**, 553 (1998).
- 32) D. Sarid: Phys. Rev. Lett. **47**, 1927 (1981).
- 33) I. Pockrand: Opt. Commun. **13**, 311 (1975).
- 34) R. W. Gruhlke, W. R. Holland, and D. G. Hall: Phys. Rev. Lett. **56**, 2838 (1986).
- 35) R. W. Gruhlke, W. R. Holland, and D. G. Hall: Opt. Lett. **12**, 364 (1987).
- 36) R. W. Gruhlke and D. G. Hall: Appl. Phys. Lett. **53**, 1041 (1988).
- 37) D. K. Giorde and D. G. Hall: Appl. Phys. Lett. **81**, 4315 (2002).
- 38) J. Feng, T. Okamoto, and S. Kawata: Opt. Lett. (in press).
- 39) J. Feng, T. Okamoto, and S. Kawata: (submitted).
- 40) T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, and P. A. Wol: Nature **391**, 667 (1998).
- 41) T. Thio, K. M. Pellerin, R. A. Linke, T. W. Ebbesen, and H. J. Lezec: Opt. Lett. **26**, 1972 (2001).
- 42) Surface Plasmon Photonics 2, Graz, Austria, May 21-26 (2005).
- 43) R. J. Bell, C. A. Goben, M. Davarpanah, K. Bhasin, D. L. Begley, and A. C. Bauer: Appl. Opt. **14**, 1322 (1975).
- 44) J. Takahara, S. Yamagishi, H. Taki, A. Morimoto, and T. Kobayashi: Opt. Lett. **22**, 475 (1997).
- 45) P. Berini: Opt. Lett. **24**, 1011 (1999).
- 46) R. Charbonneau, P. Berini, E. Berolo, and E. Lisicka-Shrzek: Opt. Lett. **25**, 844 (2000).
- 47) T. Nikolajsen, K. Leosson, I. Salakhutdinov, and S. Bozhevolnyi: Appl. Phys. Lett. **82**, 668 (2003).
- 48) T. Nikolajsen, K. Leosson, and S. Bozhevolnyi: Appl. Phys. Lett. **85**, 5833 (2004).
- 49) R. Charbonneau, N. Lahoud, G. Mattiussi, and P. Berini: Opt. Express **13**, 977 (2005).
- 50) J.-C. Weeber, J. R. Krenn, A. Dereux, B. Lamprecht, Y. Lacroute, and J. P. Goudonnet: Phys. Rev. B **64**, 045411 (2001).
- 51) M. Quinten, A. Leitner, J. R. Krenn, and F. R. Aussenegg: Opt. Lett. **23**, 1331 (1998).
- 52) M. L. Brongersma, J. W. Hartman, and H. A. Atwater: Phys. Rev. B, **62**, 16356 (2000).
- 53) J. R. Krenn, A. Dereux, J. C. Weeber, E. Bourillot, Y. Lacroute, J. P. Goudonnet, G. Schider, W. Gotschy, A. Leitner, F. R. Aussenegg, and C. Girard: Phys. Rev. Lett. **82**, 2590 (1999).
- 54) S. A. Maier, P. G. Kik, H. A. Atwater, S. Meltzer, E. Harel, B. E. Koel, and A. A.G. Requicha: Nature Material, **2**, 229 (2003).
- 55) J. Q. Lu and A. A. Maradudin: Phys. Rev. B **42**, 11159 (1990).
- 56) I. V. Novikov and A. A. Maradudin: Phys. Rev. B **66**, 035403 (2002).
- 57) D. F. P. Pile and D. K. Gramotnev: Appl. Phys. Lett. **86**, 161101 (2005).

- 58) M. Birnbaum: J. Appl. Phys. **36**, 3688 (1965).
- 59) D. J. Ehrlich, S. R. J. Brueck, and Y. Tsao: Appl. Phys. Lett. **41**, 630 (1982).
- 60) H. Kumagai, K. Toyoda, H. Machida, and S. Tanaka: Appl. Phys. Lett. **59**, 2974 (1991).
- 61) M. M. Alkaisi, R. J. Blaikie, S. J. McNab, R. Cheung, and D. R. S. Cumming: Appl. Phys. Lett. **75**, 3560 (1999).
- 62) W. Srituravanich, N. Fang, C. Sun, Q. Luo, and X. Zhang: Nano Lett. **4**, 1085 (2004).
- 63) X. Luo and T. Ishihara: Appl. Phys. Lett. **84**, 4780 (2004).
- 64) V. G. Veselago: Sov. Phys. USPEKHI **10**, 509 (1968) (ロシア語の原論文は1964年に発行).
- 65) R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz: Science **292**, 77 (2001).
- 66) 北野正雄, 中西俊博: 応用物理 **72**, 681 (2003).
- 67) 納富雅也: 応用物理 **74**, 173 (2005).
- 68) 加藤純一: 光学 **33**, 138, 195 (2004).
- 69) Pendry: Phys. Rev. Lett. **85**, 3966 (2000).
- 70) N. Fang, H. Lee, C. Sun, and X. Zhang: Science **308**, 534 (2005).
- 71) M. A. Ordal, L. L. Long, R. J. Bell, S. E. Bell, R. R. Bell, J. R. W. Alexander, and C. A. Ward: Appl. Opt. **22**, 1099 (1983).
- 72) J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart, and I. Youngs: Phys. Rev. Lett. **76**, 4773 (1996).
- 73) J. B. Pendry, L. martin-Moreno, and Garcia-Vidal: Science **305**, 847 (2004).
- 74) A. P. Hibbins, B. R. Evans, and J. R. Sambles: Science **308**, 670 (2005).
- 75) 半導体用語大辞典編集委員会編: 半導体用語大辞典 (日刊工業新聞社, 1999).
- 76) C. Jacoboni, C. Canali, G. Ottaviani, and A. A. Quaranta: Solid State Electron. **20**, 77 (1977).
- 77) C. Nylander, B. Liedberg, and T. Lind: Sensors and Actuators **3**, 79 (1982/83).
- 78) B. Liedberg, C. Nylander, and I. Lundström: Sensors and Actuators **4**, 299 (1983).

PROFILE

岡本隆之 独立行政法人理化学研究所 前任研究員 工学博士

〔略歴〕 1986年大阪大学大学院工学研究科応用物理学専攻博士課程修了, 1986年理化学研究所入所. 〔専門〕 プラズモニクス, ナノフォトニクス.

<http://www.plasmon.jp>