超微細光回路に向けたプラズモンモード金属光導波路

片桐 祥雅*, 中野 義昭**, 小林 郁太郎***, 光岡 靖幸****

篠島 弘幸*, 福田 浩*, 後藤 東一郎*

*日本電信電話(株) NTTマイクロシステムインテグレーション研究所
(〒243-0198 神奈川県厚木市森の里若宮3-1)

**東京大学 先端科学技術研究センター (〒113-8656 東京都文京区本郷7-3-1)

***東京大学工学系研究科 精密機械工学専攻 (〒113-8656 東京都文京区本郷7-3-1)

****セイコーインスツルメンツ(株) (〒270-2222 千葉県松戸市高塚新田563)

Plasmon-Mode Metal Waveguides for Ultra-Dense Optical Integrated Circuits

Yoshitada KATAGIRI,* Yoshiaki NAKANO,** Ikutaro KOBAYASHI,*** Yasuyuki MITSUOKA,****

Hiroyuki SHINOJIMA,* Hiroshi FUKUDA,* and Toichiro GOTO*

*NTT Telecommunications Energy Laboratories, Nippon Telegraph and Telephone Corporation,
Wakamiya 3-1, Atsugi, Kanagawa 243-0198

** Research Center for Advanced Science and Technology, University of Tokyo,
Hongo 7-3-1, Bunkyo-ku, Tokyo 113-8656

*** Department of Faculty of Engineering, University of Tokyo,
Hongo 7-3-1, Bunkyo-ku, Tokyo 113-8656

**** Seiko Instruments Inc. 563, Takatsuka-Shinden, Matsudo, Chiba 270-2222

(Received October 29, 2002)

Surface-plasmon polaritons (SPPs) act as extraordinary electromagnetic waves having spatially squeezed field intensity distributions, that couple with oscillation of dense conductive matter and propagate at a metal-dielectric interface. Plasmon-mode metal waveguides are the channels to support their propagation. Characterization based on Maxwell equations gives clear understanding of the plasmon mode in terms of their propagation properties, such as dispersion relations. The method is extended to the analysis of the waveguides with slab structures. Experiments performed with devices having simple metal stripes on dielectric substrates and devices having micro-strip structures to show their promising performance for future ultra-high density photonic integration. An innovative trial of light confinement in a small space, where free-space light waves can never exist, is further described.

Key Words: Surface plasmon polariton, Waveguide, Optical integrated circuit

1. はじめに

屈折率差を利用した光を閉じ込めに基づく光導波路を基盤に、光を操作する光集積回路の概念が提唱されて半世紀近く経つ。以来、石英系導波路や半導体光導波路を用いた合分波やスイッチング素子等、様々な受動・能動素子が実現され、光導波路素子技術は目覚しく進歩した。しかし、半導体集積回路で実現されているメモリや論理ゲートといった基本構成要素を光集積回路で実現するには至っていない。これは、光の本質的な性質に拠る。即ち、相対論に基づく光速一定の定理により光を直接凍結保存することが不可能であること、光はボーズ粒子として振る舞うためフェルミ粒子特有のバンド端制御性が発現できないことが、これら基本構成要素の実現を

阻んでいるのである。

光集積回路への見通しは本質的に立っていないといってよいが、光集積回路微細化の努力は精力的に進められている。近年の光通信の急速な進展に伴って大規模化する傾向にある光信号処理回路を小型化するため曲げ半径が大きく回路寸法をいたずらに大きくしている光配線部分だけでも微細化したいという要請は、その原動力の一つと考えてよいであろう。

これまで進められてきた微細化の主な手法は、大別して二つある。一つは、高屈折率コアによる強い閉じ込めに基づく手法で、コアとクラッドの屈折率が通常の光導波路よりも大きいことからハイデルタ導波路とも呼ばれる。石英系、あるいは半導体系導波路いずれについてもこの手法は検討されてきたが、最近、近赤外(1~2 μm)で

高屈折率(〜3.5)を示すSiをコアとする導波路(シリコン導波路)が提案され、光集積回路の微細化に向けて布石された¹⁻⁶⁾。これらの導波路はサブミクロンのコア径と数ミクロンの低損失曲げ半径が特徴であり、石英導波路と同等の設計論が確立されれば大規模微小光集積回路の実現も夢ではなくなる。もう一つの手法は、周期構造を利用したフォトニック結晶導波路である⁷⁻¹¹⁾。周期構造は波動に対してバンドを形成する。バンドの禁止帯は、フェルミ粒子であれボーズ粒子(光)であれ排除しようとする。2次元または3次元的な周期構造の中に周期構造のないチャンネルを設けると光はそのチャンネルにのみ存在が許されるので、その結果、光はチャンネル内に閉じ込められ伝搬するようになる。このようなフォトニック結晶光導波路において、強力な光閉じ込め効果は無損失直角曲げが可能であることが理論的に指摘され、その結果は精力的な研究の発端となった。

一方、全く異なる第三の手法として、金属光導波路が提案¹²⁾されている。従来より金属反射を利用する中空導波路は、原理的にはミリ波導波管と同じで、炭酸ガスレーザー等の赤外光のガイドとして利用されてきた。ここでいう金属光導波路とはこれとは原理を全く異にし、金属中の自由電子のプラズマ振動と電磁場との金属表面での結合に基くものである。従って、金属導波管と区別する意味でここではプラズモンモード金属光導波路と呼ぶことにする。また、この導波路を伝搬する光は、表面プラズモンポラリトン(Surface Plasmon Polariton, SPP)波¹³⁾とも呼ばれている。

SPP波は、自由空間や従来の屈折率閉じ込め導波路を伝搬する光とは異なる。物質系である電子の振動が電磁波の電場-磁場の交番サイクル構造に組み込まれていること、金属誘電体界面を挟んで界面に垂直方向に指数関数的に強度が減衰する空間的に圧縮された光であること等が主な相違点である。SPP波の研究はすでに1950年代には行われスラブ形導波路の検討¹⁴⁻¹⁸⁾も進み、界面近傍でのSPP波の電場増大を利用し、非線形光学効果を応用した表面分析法も提案¹⁹⁾された。光回路の微細化へ向けた検討²⁰⁾が本格化するのには1990年代で、ファイバ形やストライプ形金属光導波路の理論的解析²¹⁻²²⁾が行われ、種々の実験検証²³⁻²⁵⁾も報告されるようになった。

さて、プラズモンモード光導波路導入の意義を考えてみる。従来の石英系導波路の置き換えを狙うならば、単なるバリエーションを増やすだけである。導入の真の狙いは、回折限界を超えた微小領域で光を操作することにある。光は空洞の単位体積当りのモード数が波数により規定され、限界を超えた微小空洞では光は存在できなくなる。このことは逆に空洞の寸法で光を本質的に操作できることを意味する。通常このような微小空洞は一辺が波長オーダーの立方体程度の大きさとなるため作製には種々の困難性が伴う。しかし、はじめから界面に垂直な方向の電磁場強が界面近傍に圧縮されているSPP波に対しては、1次元自由度が減っている分空洞の設計余裕が生まれると期待される。このようなSPP波を利用した回折限界以下の微小領域への光閉じ込めについていくつかの報告

がなされている。それらは、可能性を指摘するにとどまらず²⁶⁾、波長超微細ホルルの光伝搬実験検証²⁷⁾についても報告している。

本稿では、SPP波およびその導波路であるプラズモンモード金属光導波路について、理論と実験検証について述べる。まず、金属-誘電体界面を伝搬する最も単純なSPP波をMaxwell方程式に基づき理論に記述し、その特徴を実際の金属の誘電率を使って数値的に明らかにする。次に、将来の光集積回路のみならず回折限界の光操作を検証する素材としても有望なスラブ形のプラズモンモード金属光導波路の理論を述べるとともに、擬似1次元金属など究極の微細金属線路を対象とした超微細化光導波路の可能性についても言及する。最後に、これらの理論を検証するため、筆者らがこれまで行ってきた実験を紹介する。具体的には、ストライプ形の光導波路を対象とし、単純片界面形導波路およびスラブ導波路の変形としてのストリップ形導波路の実験結果を示す。さらに、従来の光導波路の閉じ込め伝搬機構では説明ができない、急峻な曲げ部分を含む導波路の伝搬実験についても紹介し、プラズモンモード金属光導波路がいかに従来の光導波路と異なるかを実証する。

2. 理論的考察

2.1 プラズモンポラリトン(SPP)波の描像

一般にプラズモンとは、金属中の自由電子の素励起の一つで、通常は進行方向に対して粗密分布を形成する縦波である。このため、横波である電磁波とは直接結合できない(Fig. 1(a))。しかし、対称性が破壊される界面では電子の界面に垂直な方向の振動により表面に電子分極が形成され、表面に沿った表面電荷の粗密波、即ち表面プラズモンが発生する。この波は垂直方向の電子の運動によるのであるから横波と考えられ、TM偏波の光と結合可能である(Fig. 1(b))。このように、電磁場と電子の振動が結合した状態が、プラズモンポラリトン(SPP)波の正体である。

プラズモンモード金属導波路を伝搬するSPP波は、光の放射・吸収を伴わない場合、式(1)に示すMaxwell方程式により記述できる。そこで、これを基にSPP波について理論的に論じることとする。

$$\left. \begin{aligned} \text{rot} \mathbf{E} &= -\mu \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{H} \\ \text{rot} \mathbf{H} &= \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E} + \mathbf{J} \\ \text{div}(\epsilon \mathbf{E}) &= 0 \\ \text{div}(\mu \mathbf{H}) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

まず、SPP波の特徴の一つである表面局在性について述べる。Fig. 2は誘電体-金属(誘電率は各々 ϵ_1 , ϵ_2)の界面における電磁波の場の成分を二つの固有モード(TMおよびTEモード)に分けて図示したものである。誘電体の誘電率は正($\epsilon_1 > 0$)であるが、金属の誘電率は通常負($\epsilon_2 < 0$)となる。これについては後で詳細を述べる。界面内の磁場

Fig. 1 Field configurations of electromagnetic waves at a surface for (a) TM and (b) TE mode.

Fig. 2 Various plasma oscillations in metals. (a) Longitudinal plasma oscillation (volume plasmon), and (b) surface plasma oscillation.

H_x と垂直および進行方向に沿った電場成分 E_y , E_z を有するTMモードでは(Fig. 2 (a)), z 方向のポインティングベクトルは誘電体と金属側で逆となる。しかし、金属側ではエネルギー密度は負と定義されるので、エネルギーの伝搬方向はいずれの媒体でも z 方向である。また、界面に垂直な方向のポインティングベクトルは界面で連続となるが、金属ではエネルギーの流れの向きが逆となるので界面方向のエネルギーの流れは相殺される。このとき、界面を介してエネルギーのやり取りはあってもよく、このやりとりが電磁場を界面に局在させるための力であると考えてもよい。一方、TEモードについて考えてみる。TE波は、界面内の電場 E_x と垂直および進行方向の磁場 H_y , H_z を有する。 E_x および E_z は界面で連続である。また、界面に垂直な磁場成分が界面を挟んで反転することは単一磁荷が存在しないことから許されない。これらの条件を加味すると、エネルギーの流れは誘電体と金属側で逆となる。SPPという一つの波でこのような状況は考え難く、むしろ界面に局在するTE波は存在しないと考えるべきである。

以上の考察から、金属誘電体界面に現れるSPP波はTM波であることがわかった。そこで、金属の誘電率が負であることを述べる。

原子束縛性の小さい金属では、金属電子を電子間相互作用および結晶格子による散乱を無視できる自由電子ガスとして考えることができる。このような電子の運動方程式は、光の交番電場を外力と考えて、

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} + m\gamma \frac{d\mathbf{r}}{dt} = -e\mathbf{E} \quad (2)$$

と書ける。ここで m は電子質量、 $\mathbf{r}$ は電子の位置(ベクトル)、 $\mathbf{E}$ は光波の電場、 γ は電気伝導度に関するパラメータを表す。角周波数 ω の光の電場 $\mathbf{E}$ は振動項 $\exp(-i\omega t)$ を含んでいること、実効電流密度 $\mathbf{J}$ を局所電子密度 N とその周辺

の電子の速度 $d\mathbf{r}/dt$ を用いて

$$\mathbf{J} = -eN \frac{d\mathbf{r}}{dt}$$

であること、さらにこの電流による分極が $\mathbf{P} = i\mathbf{J}/\omega$ であることを考慮すると、電子系の比誘電率 ϵ_m は次のように導出できる。

$$\epsilon_m = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \cdot \frac{1 - i/\omega\tau}{1 + 1/(\omega\tau)^2} \quad (3)$$

ここで、プラズマ振動数： $\omega_p = \sqrt{Ne^2/(m\epsilon_0)}$ 、緩和時間： $\tau \equiv 1/\gamma$ を用いている。

光波と自由電子ガスとの相互作用は、比誘電率の実数部により特徴付けられる。プラズマ振動数を境に、高周波数(短波長)側では比誘電率となるのに対し、低周波数側(長波長)側では負となる。従って、光電子放出等の相互作用を除けば、通常の誘電体と同様に電子系は高周波数領域で光に対して透明媒体として振る舞う。一方、比誘電率が負となる低周波数領域では波数が虚数となるので、通常の電磁波は存在できない。このとき、入射しようとする光は表面で全反射する。

金属の誘電率が負となることが金属性の条件である。この金属性を強めるためには、式(3)からプラズマ振動数を高くすればよいことがわかる。このため電子密度が高く有効質量(m)が小さい金属が望まれる。Fig. 3に種々の金属材料の誘電率(実数部)の波長依存性を示す。Crを除きAu, Ag, Ta等の貴金属系の材料²⁸⁾のほか広い波長帯で強い金属性を示すAlが利用可能である。但しAlは表面酸化により電導性が大幅に劣化しやすく、SPP波の伝搬を阻害する要因となりうる。

2.2 SPP波の諸性質

表面局在するSPP波はTM波であることがわかったので、次に電磁場に関する基礎方程式をMaxwell方程式(1)から導出してみる。SPP波に対して指数関数的に減衰する特殊解を仮定して伝搬定数を β とすると、SPP波は次のように記述できる。

Fig. 3 Wavelength dependence of dielectric constant for various metallic materials.

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0 f(y) \exp[i\beta z - \omega t] \\ \mathbf{H} &= \mathbf{H}_0 f(y) \exp[i\beta z - \omega t] \\ f(y) &= \exp(-S_1 y), y \geq 0, = \exp(S_2 y), y \leq 0 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

電磁場の各成分をMaxwell方程式に入れて連続の条件と合わせて解くと、伝搬定数と減衰パラメータ(S_1 , S_2)を次のように定めることができる。

$$\left. \begin{aligned} \beta &= k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_m}{\epsilon_1 + \epsilon_m}} \\ S_1 &= \sqrt{\beta^2 - \epsilon_1 k_0^2}, S_2 = \sqrt{\beta^2 - \epsilon_m k_0^2} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

これらの表面局在波の解からSPP波の諸性質を導出することができる。まず、伝搬定数 β の実数部から分散を計算してみる。Fig. 4(a)は、Auと真空(または空気)界面及びAuとSiO₂界面で励起されるSPP波の分散関係を誘電率の実測値から求めたものである。長波長領域($\omega \rightarrow 0$)の領域でSPP波の分散は真空の分散に漸近する一方、短波長領域ではSPP波は減速する。SPP波の ω - β 分散曲線は常に金属表面に接している誘電体媒質の分散よりも右側にある。これは誘電体媒質の電磁場とSPP波とは直接相互作用することはないことを意味する。しかし、Au-真空界面のSPP波の分散曲線の一部はSiO₂の分散曲線の左側にあるので、直接エネルギーの交換が可能である。光学的なトンネル効果を使うとSPP波を誘電体媒質から直接励起することも可能となる。この原理を利用したのがATR結合法である。

β の虚数部からは損失係数が評価できる。Fig. 4(b)は種々の材料界面におけるSPP波の伝搬損失係数を計算したもので、金属性が強い近赤外領域で低損失伝搬の可能性が示されている。特に1.55 μm 近傍の光ファイバ通信領域では、酸化の影響がないAu-SiO₂界面で実用に供し得る100 cm^{-1} 以下の低損失性が得られている。

さらに、式減衰パラメータ S_1 , S_2 を定めることにより電場・磁場の振幅分布を求めることができる。Fig. 5はSPP波特有の減衰する強度分布をAu-空気及びAu-Siについて計算したものである。場の強度は、金属内部では数十ナノメートル以下で急速に減衰するが、誘電体側では緩慢に減衰する。この誘電体側の場の広がりには回折限界における最小光スポット程度であるが、強度の尖塔値は飛躍的

Fig. 4 (a) Dispersion relation of SPP waves at the Au-vacuum interface, and (b) propagation loss coefficients as a function of wavelength for SPP waves at various interfaces using measured dielectric constants.

Fig. 5 Field intensity profiles of SPP waves at metal-insulator interfaces ($\lambda = 1.55 \mu\text{m}$) for different dielectric materials with dielectric constants of 1 and 12.

に増大し、近赤外領域で10000に達する。

3. 金属光導波路

自由空間の光を捕捉してSPP波として金属表面に局在させながら界面に沿って光を伝送する光導波機構を互いに干渉し得る複数の界面から成る系に発展させると、従来の誘電体導波路と同様に、スラブ形導波路を構築することができる。このような金属光導波路では、構造は3次元で複雑さは単純界面伝搬よりも格段に増すものの設計の自由度が上がるので、微細な光回路を実現するための光配線として見た場合に多くの利点がある。

SPP波の導波路の最も単純なものはスラブ形導波路である。導波路の形態には金属コア型とトンネル型(誘電体コア型)の二つがある。前者は単純な配線に適した構造で、3次元光配線への可能性を持っている。後者はマイクロ波のストリップ線路に類似の構造であり、電磁場を遮蔽して高密度に実装する光集積回路への適用が期待できる。

3.1 金属コア形光導波路

Fig. 6 (a)に2次元金属板から成る金属コア形の光導波路の構成を示す。金属内部でSPP波の電磁場の強度は急速に減衰するが、十分厚みが小さい場合には二つの金属表面のSPP波モードが結合する。簡単のため二つの誘電体が同一である場合($\epsilon_1 = \epsilon_2$)を考える。二通りの非放射的結合モードが存在する。即ち、表裏のSPPが同位相で結合する場合(対称モード: symmetric mode)と180度ずれて結合する場合(非対称モード: asymmetric mode)がある(Fig. 6 (b)). 対称モードでは電場と磁場が金属の中央の面($y = h/2$)で対称となり、進行方向に沿って光周期の交番分極が発生する。一方、非対称モードでは、進行方向と垂直に光周期の交番分極が発生する。従って、対称モードは縦波動的、非対称モードは横波動的である。いずれの場合も電磁場分布は数学的には双曲型関数により単純化され、非対称モードでは

$$\left. \begin{aligned} f(y) &= \cosh[S_2(y-h/2)]; 0 \leq y \leq h \\ &= \cosh(S_2 h/2) \exp[-S_1(y-h)]; y \geq h \\ &= \cosh(S_2 h/2) \exp(S_1 y); y \leq 0 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

となり、対称モードでは、

Fig. 6 SPP waveguide with metal-core geometry. (a) Basic structure and (b) field configurations for asymmetric and symmetric fundamental modes.

$$\left. \begin{aligned} f(y) &= \sinh[S_2(y-h/2)]; 0 \leq y \leq h \\ &= \sinh(S_2 h/2) \exp[-S_1(y-h)]; y \leq h \\ &= \sinh(S_2 h/2) \exp(S_1 y); y \leq 0 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

となる。これらの式から磁場は直ちに求まる。その磁場からMaxwell方程式に従って電場(E_x)を導出して連続の条件を適用して次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_m S_1 + \varepsilon_1 S_2 \tanh(S_2 h/2) &= 0 \quad (\text{asymmetric mode}) \\ \varepsilon_m S_1 + \varepsilon_1 S_2 \coth(S_2 h/2) &= 0 \quad (\text{symmetric mode}) \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

これらの方程式を数値解析することにより減衰パラメータ S_1 、 S_2 および伝搬定数 β を決定することができる。Fig. 7(a)はAu-真空に対して伝搬定数の実数部から種々の膜厚について分散を計算したものである。対称モードは真空の分散にはほぼ一致するが、非対称モードは短波長領域で減速する分散特性を有していて、その減速の程度は薄膜化とともに増大する。これは、横波的な垂直方向の電子の運動が制限され、速度の遅い進行方向に沿った電子の振動が顕著となるためと考えられる。一方、損失に相当する伝搬定数の虚数部の波長依存性をFig. 7(b)に示す。進行方向に沿って金属内部まで浸透した電子振動が支配的な対称モードは損失が大きい、金属性が強くなる長波長領域で損失低減する。一方、交番表面電流が支配的な非対称モードの損失は対称モードと比較して3桁程度小さくなっていて、この低損失性は波長 $0.8 \mu\text{m}$ の近赤外

Fig. 7 (a) Dispersion relation and (b) loss coefficients as a function of wavelength for SPP waves propagating along slab waveguides with metal (Au) cores. The variation of core thickness ranges from 10 to 100 nm.

領域から現れる。

金属コア形光導波路の究極は単一原子層で、いくつかの物質系で実現されているとともに、金属層で形成される2次元電子系²⁹⁾に特有の現象が観測されている。その典型として遷移金属カルコゲナイド(MX_2)系の層状結晶があげられる。このような物質では、2次元のSPP波励起が期待できる。さらにこの概念を拡張して、1次元金属光導波路を考えることもできる。その極限は同様に単一原子鎖であり、いくつかの化合物が利用できる可能性がある。例えば白金錯体(KCP)はd軌道の重なりにより擬1次元電子系を形成する擬1次元金属で(Fig. 8), 1次元SPP波を励起し得る。この他にも1次元金属として、TTF-TCNQ, ポリアセチレン, 1次元遷移金属カルコゲナイド(MX_3)等があげられる。これらの化合物を任意に形成し集積化できれば、微細加工技術によらない革新的な超高密度配線技術が実現できることになる。

3.2 トンネル形光導波路

Fig. 9 (a)に2枚の半無限金属を誘電体スペーシング h で隔てて対向させて成るトンネル形的光導波路の構成を示す。金属コア形光導波路と同様に金属界面の局在波が結合して、対称・非対称の二つの独立なSPP波のモードが形成される(Fig. 9 (b))。これらのモードは双曲型関数で記述でき、SPP波の基礎方程式

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_1 S_1 + \varepsilon_m S_2 \tanh(S_2 h/2) &= 0 \quad (\text{asymmetric mode}) \\ \varepsilon_1 S_1 + \varepsilon_m S_2 \coth(S_2 h/2) &= 0 \quad (\text{symmetric mode}) \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

を得る。前節と同様にこれらの方程式の数値的に解くことにより、スペーシングをパラメータとして伝搬定数 β を各モードについて決定できる。Fig. 10は、誘電体スペーシングに SiO_2 コアとAuクラッドから成る導波路について分散および損失の波長依存性を対称・非対称モードについて計算した結果である。非対称モードでは、誘電体ギャップ h の低減とともに減速するSPP波の分散特性(Fig. 10 (a))が得られている。ギャップ低減とともに損失は増大するが、いずれのギャップでも長波長領域で損失が大幅に低減される(Fig. 10 (b))。一方、対称モードの分散は誘電体で満たされた自由空間の分散とさほどの違いはない(Fig. 10 (c))。これは、SPP波が表面電子にサポートされて直進するためと考えられる。但し、このようなSPP波はギャップ中で自由空間の電磁波と同様に振る舞うため、伝搬が不可能となるカットオフ波長が出現する(Fig. 10 (d))。この波長はギャップの高々2倍程度であるため、

Fig. 8 One-dimensional metallic structure using KCP chains providing electron passage assisted by d-orbital overlap.

Fig. 9 SPP waveguide with dielectric core embedded by semi-infinite metals. (a) Basic structure and (b) field configurations for asymmetric and symmetric fundamental modes.

Fig. 10 Dispersion relation and corresponding loss coefficient versus wavelength curves for (a) (b) asymmetric and (c) (d) symmetric modes propagating along metal waveguides with dielectric cores consisting of Au/SiO₂/Au layer structures.

対称モードが回折限界を大きく超えて狭ギャップを通過することはできない。対称モードの損失が長波長領域で低減するのはこれまでのSPP波のモードの傾向と同じである。

トンネル型金属光導波路の特徴の一つは、金属による電磁場の強い遮蔽効果による回折限界以下の微小誘電体コア内への電磁場閉じ込めである。Fig. 11は厚さ100 nmのSiO₂コアとAuクラッドから成る金属光導波路の電磁場の強度分布を波長1.55 μmで計算した例で、誘電体媒質の波長の10分の1の領域に電磁場が閉じ込められることを示している。このような微小空間への電磁場の閉じ込めは、共振器量子電磁気学(cavity quantum electromagnetic dynamics)の検証のみならずナノスケールで発現する量子効果を利用した種々のデバイスへの応用が期待できる。

Fig. 11 Field intensity profiles of SPP waves of $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ for tunnel-type waveguides with dielectric core ($h = 100 \text{ nm}$) sandwiched by metal cladding.

4. 実験検証

金属誘電体界面におけるSPP波の伝搬機構に基づく光導波路の検討は1970年頃から始まり、2次元スラブ形導波路を中心に多くの論文が報告された。1990年代になってSPP波は回折限界を打破する光閉じ込めにより伝搬することが指摘され、ファイバ形や平面形を問わず誘電体導波路と同様の多様な導波路構造が提案された。しかし、光周波数領域では誘電体導波路よりも桁違いに大きい伝搬損失がある上に光通信の進展に伴って石英系の平面形光導波路素子技術が目覚しく進展する中で、金属光導波路が多大な注目を集めることはなかった。

ところが、超高密度光実装や超高密度光記録の分野で回折限界に制限されている従来の光素子技術の限界を打破するため、SPP波ならびに金属光導波路が着目されはじめていた。伝搬損失が大きい可視光領域での検討も精力的に行われており、ストライプ形状の導波路の検討が行われているほか、光記録用プローブヘッドへの適用も進められている。我々は、長波長帯でSPP波の伝搬損失が著しく低下することに着目し、近赤外領域(1.5 μm波長帯)で金属光導波路の実験検証を試みてきた。同様の試みは他からも報告されるようになり、SPP波の定量的解析が今後進んで超微細光回路へ向けた検討が加速することが期待される。本節では、我々が行った検討のいくつかを紹介する。

4.1 片界面形金属光導波路

最も単純な構造の導波路である片界面形の金属光導波路に対してSPP波の伝搬実験を行った。Fig. 12 (a)は導波路の断面構造で、厚み250 nmの金属(Au)ストライプがSiO₂薄膜(300 nm)を介してInP基板上に形成される。Fig. 12 (b)は、作製した金属光導波路の端面近傍の走査電子顕微鏡(SEM)像である。

この導波路では、金属と基板側誘電体との界面に沿ったSPP波の励起を狙いとして、テーパファイバ(1.55 μm分散シフトファイバ)により導波路端の金属誘電体界面部分を1.55 μm帯単一モードレーザーで照射した。Fig. 12 (c)は他端面を長波長帯に感度を持つ撮像管により種々のストライプ幅について(5 μm(i), 30 μm(ii))観測したものである。TM偏波照射時にのみストライプ部に集中した強い

Fig. 12 Demonstration of SPP propagation along a simple metal stripe waveguide at a wavelength of 1.55 μm . (a) Cross-sectional view of the waveguide consisting of a 250-nm-thick Au stripe on a 300-nm-thick SiO_2 -film-coated InP substrate and (b) an SEM photograph. (c) Illumination images observed with an IR camera, which confirm SPP propagation along (i) 5- μm -wide and (ii) 30- μm -wide stripes. SPP excitation was performed by the end-fire method using a tapered optical fiber.

発光像が得られており、これらの像がSPP波伝搬の証拠と考えられる。

得られた像の詳細を観察し伝搬モードを検討した。得られた近視野像は、導波路幅が狭い場合には横単一モード、幅が広い場合には横多モードを示していた。但し、SPP波のプロファイルは金属内部で回折限界を超えているので、この結果をもってただちに伝搬モードとすることはできない。また、SPP波はMaxwell方程式の非放射解であるため、端面の発光プロファイルとSPP波とを結びつけるにはさらに詳細な検討が必要である。このため、ここでは、分解能の限界で議論の必要のない横モードを対象として定量的検討を進めた。

金属光導波路としての基本特性を明らかにするため、SPP波の伝搬損失測定を行った。測定方法には、入射光強度を一定の下に導波路長をパラメータとして出射強度を測定するカットバック法を採用した。同一試料の長さを変えながら測定するのが困難なため、ここでは種々の長さの試料を同一ロッドで作製し、長さを変える代わりとした。Fig. 13は測定結果で、導波路幅により多少違いはあるものの、損失係数は100 cm^{-1} 前後と見積もられた。この値は理論的に予測した値(Fig. 4 (b))にはほぼ一致する。この結果はSPP波伝搬の傍証となっている。

なお、40 cm^{-1} 前後の低損失伝搬を与える結果も得られているが、これは金属-空気界面を伝搬するSPPに相当する。ここでは金属誘電体界面のSPPを検討対象としたのでこのSPPについての詳細検討結果は割愛する。ただし、分散関係から困難であるとされていた金属空気界面SPPの直

Fig. 13 Estimation of loss coefficient by the cut-back method using output power versus device length relations under the condition of maintaining a constant injection light power.

接励起が端面照射により可能となるということは重要であり、今後の理論的検討課題である。

4.2 曲げ導波路におけるSPP波伝搬

表面プラズモンと光子が強く結合しているSPP波伝播では、誘電体側の光波を強引に金属との界面に結合させているとみなすことができる。従って、金属パターンに屈曲部を設ければ、それに沿ってSPP波も屈曲することが期待できる。この命題を実験的に検証するため、極率半径の小さい屈曲部を有する装荷形導波路を作製し(Fig. 14 (a))、SPP波の伝播特性を調べた。SPP波伝搬を観察したものをFig. 14 (b)に示す。入射位置からオフセットされたところで出力のイルミネーションを観測できたことから、SPP波の存在条件を満足する金属パターンに沿ってSPP波が屈曲したといえる。

4.3 ストリップ線路形金属光導波路

ストリップ線路形金属光導波路は、金属膜上に誘電体薄膜を介して金属ストライプを配置した構造を持つ導波路である(Fig. 15 (a))。前節の実験と同様、テーパファイバにより端面を照射してSPP波を励起・伝搬させる。二つの金属に挟まれた微小な誘電体空間に光をSPP波に変換して伝搬させることが我々の狙いである。上部金属ストライプ-空気界面の伝搬があると我々の目的は達成され

Fig. 14 SPP propagation along a bent waveguide. (a) Top view of a waveguide device with sharply bent corners and (b) an illumination image to show the evidence that light is bent.

Fig. 15 SPP propagation along a strip-geometry waveguide. (a) A schematic of a structure consisting of a metal stripe formed on a InP substrate covered with metal and dielectric films. (b) Cross-sectional view used for experiment had an additional Cr layer at the top of the device, and (c) an illumination image corresponding to the SPP passing through the waveguide.

ない。このような不必要な伝搬の可能性を除去するため、 $1.5\text{ }\mu\text{m}$ 帯で誘電率の実数部がほぼ0となるCrを試料上部全面に付与した(Fig. 15 (b))。これによりSPP波には二つの金属の間隙にのみ伝搬することが期待できるようになった。Fig. 15(c)は $1.55\text{ }\mu\text{m}$ TM波光照射により得られたイルミネーションで、微小間隙中のSPP波伝搬の傍証となった。

最小微小間隙は、損失係数による実効的制限を除けば物理的な制限を受けない。このため、上記実験の間隙 500 nm に対応した実効波長の 0.48 倍よりもはるかに小さい間隙にSPP波を励起・伝搬させることは可能であると考えられる。光の存在空間の寸法を波長以下とする場合、3次元的広がりを持つ自由空間中の光波をそのまま波長以下の間隙へ導入することは困難なので、光波を空間凝縮性を有するSPP波に変換してこのような微小間隙を伝搬させることは量子光学的観点からも重要である。このような光の微小間隙透過は金属膜に規則配列したナノホールの透過実験により検証されており、長距離伝搬は今後の課題である。

5. まとめ

超微細光回路の実現に向け、表面プラズモンポラリトン(SPP)波に基づく金属光配線技術について解説するとともに、我々が進めている実験検証の一部を紹介した。理論では、電子系の運動方程式に基づきプラズモンの物理的描像を明らかにするとともに、Maxwell方程式に基づくSPP波の基礎方程式を導出して分散および損失等伝搬に関する基本特性が計算により評価できることを示した。さらにこの手法を拡張し、スラブ形構造を有する金属光導波路が解析できることを述べた。最も単純な片界面形の金属光導波路を作製してSPP波伝搬を確認した結果や損失係数評価によるSPP波伝搬の傍証等、最近の我々の実験検証結果を紹介した。さらに、回折限界以下の微小間隙への電磁場の閉じ込めを狙いとして我々が進めているナノ

チャネルストリップ線路形導波路におけるSPP波伝搬確認実験についての最近の結果を紹介した。

現状では誘電体導波路と比較すると、SPP波の伝搬機構の理論は完全に整備された状態ではない。実用技術として成熟するためにはさらなる理論検討が必要である。また、理論を検証する実験手段も未熟なところがある。特にナノメートルのスケールの位置決め制御技術をはじめとするナノテクノロジーの進展がこの分野の基盤技術確立には必須となる。しかし、このような課題を克服すれば、光信号情報を電子密度波に載せて原子・分子スケールにまで及ぶ全く新規の超微細な金属光線路を実現することも可能である。また実現した新たな素子を利用することにより、量子電磁力学の基本検証が進展することも可能である。斬新なアイデアでこの分野が切り開かれてゆくことに期待する。

参考文献

- 1) J. S. Foresi, P. R. Villeneuve, J. Ferrera, E. R. Thosen, G. Steinmeyer, S. Fan, J. D. Joannopoulos, L. C. Kimerling, Henry I. Smith, and E. P. Ippen: *Nature* **390** (1997) 143.
- 2) B. E. Little, J. S. Foresi, G. Steinmeyer, E. R. Thoen, S. T. Chu, H. A. Haus, E. P. Ippen, L. C. Kimerling, and W. Greene: *IEEE Photon. Technol. Lett.* **10** (1998) 549.
- 3) K. K. Lee, D. R. Lim, H-C. Luan, A. Agarwal, J. Foresi, and L. C. Kimerling: *Appl. Phys. Lett.* **77** (2000) 1617.
- 4) A. Sasaki, G. Hara, and T. Baba: *Jpn. J. Appl. Phys.* **40** (2001) L383.
- 5) A. Sakai, T. Fukazawa, and T. Baba: *IEICE Trans. Electron.* **E85-C** (2002) 1033.
- 6) T. Shoji, T. Tsuchizawa, T. Watanabe, K. Yamada, and H. Morita: *Electron. Lett.* **38** (2002) 1669.
- 7) E. Yablonovitch: *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 2059.
- 8) W. Robertson, G. Arjavalingam, R. Meade, K. Brommer, A. Rappe, and J. Joannopoulos: *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 2023.
- 9) E. Yablonovitch and K. Leung: *Physica-B* **175** (1991) 81.
- 10) Shanhui-Fan, P. Villeneuve, and J. Joannopoulos: *J. Appl. Phys.* **78** (1995) 1415.
- 11) V. Kuzmiak and A. Maradudin: *Phys. Rev. B* **57** (1998) 15242.
- 12) 小林 哲郎: “光周波数波動伝送線路”, 特願平5-263296.
- 13) H. Raether: *Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings*, (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg 1988).
- 14) R. H. Ritchie: *Surf. Sci.* **34** (1973) 1.
- 15) R. Rupp: *Surf. Sci.* **34** (1973) 20.
- 16) E. N. Economou: *Phys. Rev.* **182** (1969) 539.
- 17) K. L. Ngai: *Phys. Rev.* **182** (1969) 555.
- 18) J. J. Burke, G. I. Stegeman, and T. Tamir: *Phys. Rev. B* **33** (1986) 5186.
- 19) D. J. Evans, S. Ushioda, and J. D. McMullen: *Phys. Rev. Lett.* **31** (1973) 369.
- 20) 高原, 小林: *応用物理* **68** (1999) 673.
- 21) J. Takahara, S. Yamagishi, H. Taki, A. Morimoto, and T. Kobayashi: *Opt. Lett.* **22** (1997) 475.
- 22) P. Berini: *Phys. Rev. B* **61** (1999) 10484.
- 23) B. Lamprecht, J. R. Krenn, G. Schider, H. Ditlbacher, M. Salerno, N. Felidj, A. Leitner, and F. R. Aussenegg: *Appl. Phys. Lett.* **79** (2001) 51.
- 24) R. Charbonneau, P. Berini, E. Berolo, and E. Lisicka-Shrek: *Opt. Lett.* **25** (2000) 844.
- 25) J. -C. Weeber, J. R. Krenn, A. Dereux, B. Lamprecht, Y. Lacroute, and J. P. Goudonnet: *Phys. Rev. B* **64** (2001) 045411.
- 26) 高原, 江田, 小林: *応用物理* **71** (2002) 685.
- 27) T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, and P. A. Wolff: *Nature* **391** (1998) 667.
- 28) R. E. Ferguson, F. R. Wallis, and G. Chauvet: *Surf. Sci.* **82** (1979) 255.
- 29) 固体物理, **Vol.16 No.7**, 低次元物質, (1981).