



## 表面プラズモン共鳴によって薄膜に 生じる放射圧の解析

杉浦 忠男・河田 聡

大阪大学工学部応用物理学教室 〒565 吹田市山田丘 2-1

(1993年10月25日受付, 1993年12月2日受理)

### Numerical Analysis of Radiation Force Exertion by Surface Plasmon Resonance on a Thin Film

Tadao SUGIURA and Satoshi KAWATA

Department of Applied Physics, Faculty of Engineering, Osaka University,  
2-1, Yamadaoka, Suita 565

(Received October 25, 1993; Accepted December 2, 1993)

In this paper we describe the radiation force given to a thin film near the metal-coated substrate illuminated by a laser beam. It is found that the surface plasmon resonance provides an enhancement of the radiation force (a typical value of the magnification is  $\sim \times 15$ ) to pull up or push down the film from/to the metal surface. We describe the mechanism of the radiation force given by the surface plasmon resonance, and the numerical analyses for the dependencies of the force to the incident angle of the light beam to the metal, to the film thickness, to the distance between film and the substrate, and to the metal species. Through the analyses, it is also found that the direction of the force changes from the pulling force to pushing force according to the incident angle of the light.

#### 1. はじめに

誘電体や金属などの物体に光を入射すると、フォトンと電子の相互作用により、光は散乱、反射あるいは屈折し、その結果、物体に光の放射圧が発生する。最近、この放射圧による力を用いて、マイクロン・オーダーの大きさを持つ誘電体微粒子の運動制御を行う研究が活発になってきている。これは、ハイパワーで集光性のよいレーザーが実用的に使えるようになってきたことによるものと思われる。これまでに、ビーム光を用いた微粒子の加速や浮上<sup>1,2)</sup>、単一収束光を用いての粒子の捕捉・操作<sup>3,4)</sup>、光の偏光状態を利用した回転操作<sup>5,6)</sup>などが、報告されている。

我々は、これまで、特に、非伝播光状態の光の場（エバネッセント場）によって発生する光の放射圧について着目し、研究を行ってきた<sup>7,8)</sup>。エバネッセント場は、二つの物質の境界から指数関数的に減衰する局所的な電

場であるので、基盤表面近傍に存在する粒子に対してのみエバネッセント場の放射圧が発生する。したがって、このような場においては、他の粒子に影響を及ぼすことなく選択的に、基盤表面近傍の粒子を移動することができる。これまでに、エバネッセント場中に存在する数 $\mu\text{m}$ から十数 $\mu\text{m}$ 径の誘電体粒子がその放射圧によって移動することを、実験によって確認した<sup>7)</sup>。また、エバネッセント場中に存在する薄膜に対して基盤側から発生する引力および斥力についての解析も行った<sup>8)</sup>。

本論文では、金属膜に励起された表面プラズモン共鳴に伴うエバネッセント場が誘電体薄膜に与える放射圧について議論する。このような、表面プラズモン共鳴による放射圧発生メカニズムの解析は、筆者の知る限りでは、これまでに報告例はない。表面プラズモン共鳴によって放射圧が発生する原理を説明し、薄膜に発生する放射圧の計算方法について説明する。そして、表面プラズモン共鳴と放射圧の関係を示し、各種パラメータに対する放射圧の依

存性を報告する。

## 2. 表面プラズモン共鳴による放射圧発生の原理

高屈折率プリズムに臨界角以上の角度で光を入射したり、入射光の波長よりも細かい周期を持つ回折格子に光を入射すると、プリズムあるいは回折格子近傍にエバネッセント場が生じる。そのとき、高屈折率プリズムや回折格子の表面に金属膜が存在し、その表面に発生する表面プラズモンの伝播定数  $K_{sp}$  と、エバネッセント場の伝播定数  $K_{ev}$  が一致すると、金属表面に表面プラズモン共鳴が励起される。表面プラズモンの伝播定数  $K_{sp}$  は、表面プラズモンの角振動数を  $\omega$ 、金属の誘電率と金属に接する低屈折率媒質の誘電率をそれぞれ  $\epsilon_m$ 、 $\epsilon_0$  とすると、

$$K_{sp}(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_m(\omega)\epsilon_0}{\epsilon_m(\omega) + \epsilon_0}} = K_{ev}(\omega) \quad (1)$$

で与えられる。

金属表面に表面プラズモン共鳴がおこると、それによって再びエバネッセント場が発生する。表面プラズモンによって発生するエバネッセント場は、表面プラズモンを励起したものと同じ波数を持つので、さらに表面プラズモンを励振し、表面プラズモン振動の振幅を増幅する。したがって、表面プラズモン共鳴がおこると、エバネッセント場の強度は増幅される<sup>9)</sup>。増幅度は表面プラズモンの寿命あるいは伝播長によって制限され、ふつう入射場の数十倍程度である。

エバネッセント場中に散乱物体が存在すると、それによって場が乱され、散乱光が生じる。このとき、エバネッセント場を形成する光子の持っていた運動量は変化し、運動量保存則を満たすように、物体には放射圧が発生する。エバネッセント場中に薄膜が存在しても、それによって場の強度分布が変化し、放射圧が発生する。表面プラズモン共鳴がおこるとエバネッセント場が増幅されるので、その結果、散乱物体や薄膜に生じる放射圧も増幅されると考えられる。

本論文の目的は、このことを理論的および数値計算によって確認し、その特長・効果を解析することにある。表面プラズモン共鳴を用いた放射圧発生の手法は、実験的には原子反射ミラーとして提案されており、すでに放射圧の増強が確認されている<sup>10)</sup>。

## 3. 薄膜に発生する放射圧の計算方法

物質 (誘電率  $\epsilon$ ) に電磁場が入射されると、静電場が

印加されたのと同様に Maxwell の応力が発生する。透磁率  $\mu$  は  $\mu_0$  とほぼ同じであるので、磁場による力は無視でき、Maxwell の応力  $T_z$  は  $\mathbf{E}$  のみを用いて、

$$\mathbf{T}_z = \epsilon \left\{ E_x E_x \mathbf{i}_x + E_y E_y \mathbf{i}_y + \left( E_z^2 - \frac{|\mathbf{E}|^2}{2} \right) \mathbf{i}_z \right\} \quad (2)$$

と表せる<sup>11)</sup>。異なる誘電率  $\epsilon_1$ 、 $\epsilon_2$  を持つ媒質 1、2 の境界面に電磁場が入射すると、境界面近傍に生じた Maxwell の応力の作用によって境界面に力が発生する。内部に境界面 ( $x$ - $y$  平面) を含み、厚さが無視できるような微小な体積を考えて、この体積の表面上で Maxwell の応力を積分すると境界面に発生する力を求めることができる。境界面では境界条件  $E_{1x} = E_{2x}$ 、 $E_{1y} = E_{2y}$ 、 $\epsilon_1 E_{1z} = \epsilon_2 E_{2z}$  が成り立つので、これらを用いると、境界面に発生する力  $\mathbf{f}_{12}$  は境界面に垂直な成分  $f_{12z}$  のみとなり、

$$f_{12z} = \frac{1}{2} (\epsilon_2 - \epsilon_1) \left\{ |E_{2x}|^2 + |E_{2y}|^2 + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} |E_{2z}|^2 \right\} \quad (3)$$

と求まる。 $\mathbf{E}_2$  は媒質 2 側の電場を示す。この式はエバネッセント場が入射する場合にも成立する。

Fig. 1 に、放射圧の解析に用いた光学モデルを示す。誘電体基盤 (屈折率  $n_s$ ) の表面に金属 (屈折率  $n_m$ 、厚さ  $t_m$ ) が蒸着されており、誘電体薄膜 (屈折率  $n_f$ 、厚さ  $t$ ) が距離  $d$  はなれて存在している。誘電体薄膜と基盤の隙間および誘電体薄膜より上側は同じ媒質 (屈折率  $n_0$ ) で満たされている。金属膜以外のすべての物質は吸収がないとする。

このモデルにおいて、平面波が誘電体基盤側から臨界角以上の角度  $\theta$  で入射するとする。すると、誘電体薄膜の上面と下面にはそれぞれ電場  $E_{up}$ 、 $E_{lw}$  が生じ<sup>12)</sup>、上面と下面に放射圧が発生する。これらの差から薄膜に働く放射圧が求められる。放射圧は境界面に対して垂直な成分のみを持つので、薄膜に発生する放射圧は、薄膜を浮上させる (引き離す) 力か、降下させる (引き付ける)

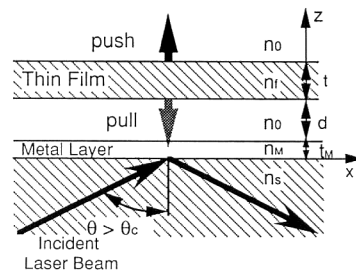


Fig. 1 A model for calculation. Laser beam is incident on the metal film from substrate with an angle  $\theta$  larger than critical angle  $\theta_c$ . A dielectric thin film of the thickness of  $t$  is located near the metal surface at a distance of  $d$ .

力のどちらかとなる。

#### 4. 表面プラズモン共鳴と放射圧の関係

##### 4.1 入射角に対する放射圧・反射率の依存性

(1)式を満足するような波  $K_{ev}(\omega)$  をもつエバネッセント波が発生するように入射角  $\theta = \theta_{sp}$  を選んで、p 偏光を金属膜に入射すると、金属膜には表面プラズモン共鳴がおこる。それ以外の入射角では表面プラズモン共鳴はおこらないので、薄膜に発生する放射圧には入射角依存性があるであろうと予想される。そこで、入射角に対する放射圧変化を計算した。その一例を Fig. 2 (a) に示す。入射光の波長  $\lambda$  は 632.8 nm, 偏光は p 偏光, 誘電体薄膜の厚さ  $t$  は 800 nm, 屈折率  $n_f$  は 1.51, 金属膜は銀 ( $n_{Ag} = 0.135 - 3.99i^{[3]}$ ) で膜厚  $t_{Ag}$  は 50 nm, まわりの媒質の屈折率  $n_0$  は 1.33 とし, 薄膜と基盤の距離  $d$  は 80 nm とした。放射圧は, 単位面積当たり 1 mW の光が入射したときに, 単位面積当りに発生する放射圧

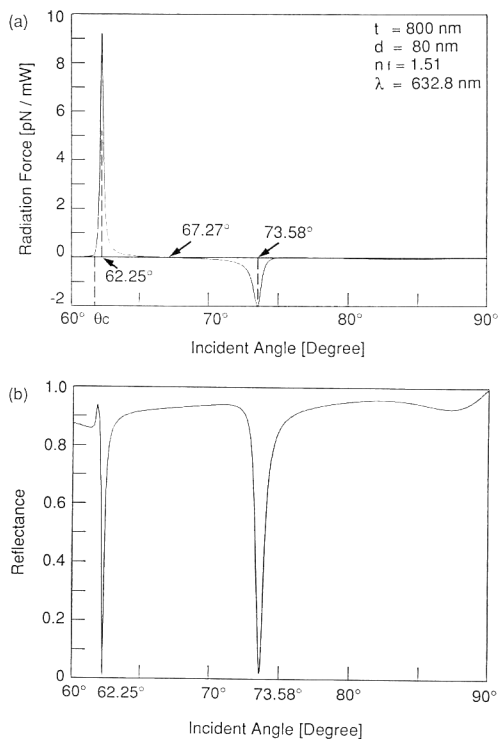
を示している。放射圧の正の値は誘電体薄膜を基盤から引き離す力 (斥力) を示し, 負の値は薄膜を基盤側に引きつける力 (引力) を示す。

Fig. 2 (a) において, 臨界角  $\theta_c (61.738^\circ)$  では放射圧はほぼゼロであるが,  $\theta$  を大きくすると力は急激に増加し,  $\theta = 62.25^\circ$  で斥力が最大となり, そのあと急激に減衰する。さらに  $\theta$  を大きくすると,  $\theta = 67.27^\circ$  において力が反転し,  $\theta = 73.58^\circ$  で引力がピークとなる。そして, 再び力は減衰する。

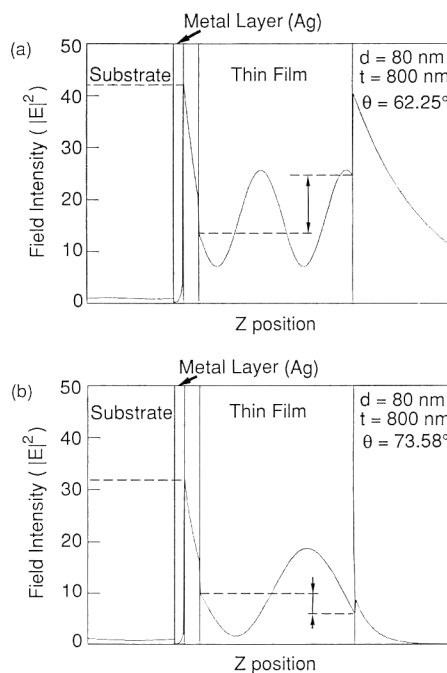
##### 4.2 放射圧ピークにおける電場強度分布

この放射圧の入射角依存性を調べるために, まず全反射光の入射角依存性を計算した。Fig. 2 (b) に, 入射角に対する反射率変化の計算結果を示す。計算のパラメータは Fig. 2 (a) と同じである。正の放射圧がピークをもつ入射角  $\theta = 62.25^\circ$  と負の放射圧がピークをもつ入射角  $\theta = 73.58^\circ$  において反射率のディップが見られる。

そこで, さらに, なぜこの二つの吸収ピークが存在するかの理由を知るために, ピーク角度での  $z$  方向の電場分布を計算した。結果を, Fig. 3 (a), (b) に,  $\theta = 62.25^\circ$  および  $\theta = 73.58^\circ$  に対する  $z$  方向の電場分布を



**Fig. 2** (a) Radiation force given to the film as a function of incident angle  $\theta$ . For silver film of thickness  $t_M = 50$  nm and dielectric thin film of  $n_f = 1.51$  and  $t = 800$  nm and the distance of  $d = 80$  nm. (b) Reflectance of the light intensity as a function of  $\theta$ ; the parameters of metal and film are the same as those for (a).



**Fig. 3** (a) Field intensity as a function of  $z$  at  $\theta = 62.25^\circ$  (corresponding to the peak angle in Fig. 2 (a)). Normalized by the intensity of incident light field. (b) The same as (a), but  $\theta = 73.58^\circ$  (corresponding to the other peak angle in Fig. 2 (a)).

示す。ただし、電場強度は入射波の振幅で規格化している。

Fig. 3 (a) ( $\theta=62.25^\circ$ ) において、金属表面には、入射場の 40 倍以上の電場強度が集中し、金属から離れるにしたがって強度が急速に減衰している。これは、この角度において金属表面に表面プラズモン共鳴がおきていることを示している。このとき、金属表面が感じる薄膜を含む媒質の見かけの誘電率は(1)式より  $\epsilon=1.61$ 、屈折率は  $n=1.27$  ということになる。薄膜の内部には定在波が見られ、薄膜より外側の媒質には離れるにしたがってエクスポネントに減衰するエバネッセント場が見られる。薄膜上面の電場強度は下面より大きいことより、(2)式にしたがって薄膜には引き離す力が発生することがわかる。なお、基盤内部にも定在波が存在するが、反射率が低いため、ほとんど確認できない。

負の放射圧がピークとなる  $\theta=73.58^\circ$  に対しても、Fig. 3 (b) に示すように、金属表面には表面プラズモン共鳴による電場強度の増強が見られ、薄膜内部には定在波が見られる。この場合、薄膜の上面の電場強度より下面の電場強度の方が大きいので、(2)式より、基盤へ引きつける力が薄膜に発生することになる。

#### 4.3 表面プラズモン共鳴による放射圧増強の効果

Fig. 4 に金属膜が存在する場合と、ない場合の、薄膜に与えられる放射圧の違いを示す。横軸は入射角で、縦軸に放射圧の値を示している。実線は、Fig. 2 (a) と同じであり、これは金属膜がある場合である。破線は、実線と全く同じ条件でただし金属膜がない場合の計算結果である。

金属膜がない場合の計算結果では、二つの鋭いピークは見られず、滑らかに変化している。 $\theta=62.25^\circ$  にお

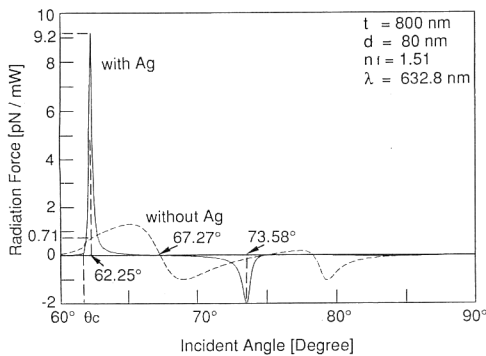


Fig. 4 Comparison of radiation force between the cases with metal (solid curve) and without metal (dashed curve). The parameters used here are the same as those for obtaining Fig. 2 (a).

る放射圧は、金属膜がない場合では 0.71 pN であり、一方、表面プラズモンを関与させた場合が 9.2 pN であるので、表面プラズモンを関与させることで放射圧が約 13 倍に増強されていることがわかる。また、 $\theta=73.58^\circ$  の場合にも同様で、放射圧は 15 倍に増強されている。

表面プラズモン共鳴がおこらない角度域において、金属膜がない場合の方がおおむね大きな放射圧が得られている。これは、金属膜による透過率の低下の影響がないためである。

## 5. 表面プラズモン共鳴による放射圧の諸特性

### 5.1 距離 $d$ に対する共鳴入射角・放射圧の依存性

Fig. 5 に、薄膜と金属膜との間の距離  $d$  に対する、放射圧の変化を示す。実線は、Fig. 2 (a) と同じく距離  $d=80$  nm の場合の計算結果で、破線は、距離  $d=160$  nm、一点鎖線は距離  $d=240$  nm の場合の計算結果である。距離以外のパラメータはすべて Fig. 2 (a) の場合と同じである。グラフは横軸が入射角であり、縦軸は放射圧を示している。図から、1)どの曲線に対しても放射圧のピークが表れること、2)放射圧のピークの入射角  $\theta$  は距離  $d$  によって異なっていること、および 3)距離  $d$  が 160 nm と 240 nm の結果では  $\theta=80^\circ$  付近で 3 番目のピーク (2 個目の負のピーク) が見られるが、距離  $d=80$  nm の結果では見られないこと、がわかる。放射圧のピークが距離  $d$  によって移動することは、表面プラズモン共鳴がおこる入射角  $\theta_{sp}$  が距離  $d$  に依存していることを示している。これは、距離  $d$  が変化すると、金属表面が感じる媒質の見かけの誘電率が変わり、(1)式のプラズモン共鳴波数  $K_{ev}$  を与える入射角  $\theta$  が変わるためである。

Fig. 5 において  $\theta_{sp}$  が大きい方から順に、1次、2

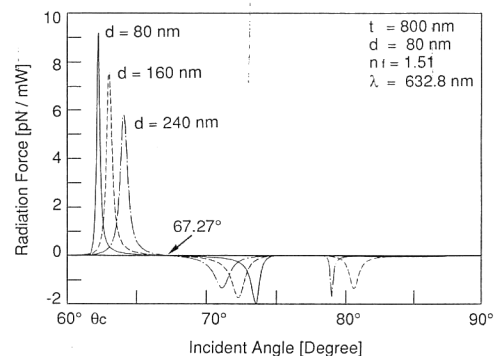


Fig. 5 The distance dependency of radiation force to incident angle.

次, 3次の  $\theta_{sp}$  と呼ぶことにする. 例えば2次の  $\theta_{sp}$  の場合には, 表面プラズモン共鳴がおこると, Fig. 3 (b) のように, 薄膜中には谷が一つあるような定在波が生じる. また3次の  $\theta_{sp}$  においては, Fig. 3 (a) のように, 薄膜中の定在波は谷が二つになる.

Fig. 6 に, 距離  $d$  と三つの表面プラズモン共鳴がおこる入射角  $\theta_{sp}$  との関係を示した. 1次の共鳴は  $d$  が 80 nm 以下の部分ではほとんど存在せず,  $d=80$  nm を越えてさらに距離  $d$  を大きくしていくと, その共鳴入射角  $\theta_{sp}$  は減少し,  $\theta=78.3^\circ$  に漸近する. そして,  $d=850$  nm を越えた付近から, 再びピークはほとんど見えなくなる. 同様に, 2次の共鳴入射角についてみると, 距離  $d$  を大きくすると共鳴入射角は小さくなって  $\theta=69.15^\circ$  に漸近する. 入射角  $\theta=69.15^\circ$  は薄膜がない場合に表面プラズモン共鳴がおこる入射角  $\theta_{sp}^0$  で, 2次の共鳴入射角は, 距離  $d$  を大きくすると薄膜がない場合の表面プラズモン共鳴に移行することがわかる. 一方, 3次の共鳴入射角は,  $d$  が大きくなるにつれて増加し,  $\theta=67.27^\circ$  に漸近する. この角度は放射圧が反転する入射角になっており, 3次の共鳴による放射圧強度は距離  $d$  を大きくするとしだいに減衰する.

次に, 入射角を固定し, 距離  $d$  を変化させた場合の, 薄膜に発生する放射圧の計算結果について述べる. Fig. 7 は, 入射角  $\theta$  が, それぞれ  $\theta=61.8^\circ, 62.8^\circ, 63.8^\circ$  に対する距離  $d$  と放射圧の関係の計算結果である. パラメータは先と同じ (薄膜厚さ  $t=800$  nm, 薄膜屈折率  $n_f=1.51$ , 基盤屈折率  $n_s=1.51$ , 銀膜厚  $t_M=50$  nm) とした.

入射角  $\theta=61.8^\circ$  の場合, 距離  $d$  が大きくなるにつれて薄膜に発生する放射圧は単調に小さくなっている. また, 入射角  $\theta=62.8^\circ$  の場合では, 距離  $d$  が 140 nm 以下では距離  $d$  が増加するにしたがって放射圧は大き

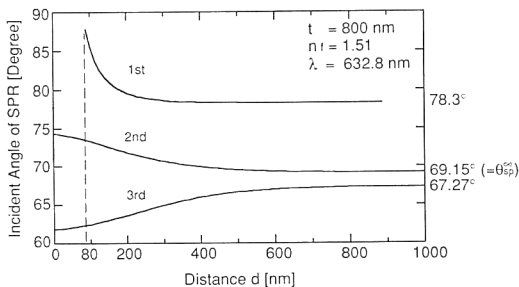


Fig. 6 Variation of incident angle of SPR as a function of film-to-surface distance  $d$ . Three curves in the figure represent the different waveguide modes of film.

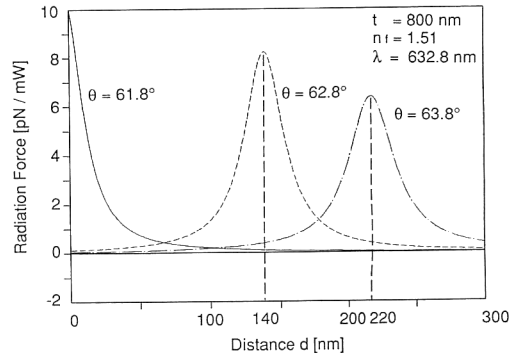


Fig. 7 Radiation force to film-to-surface distance for three incident angles.

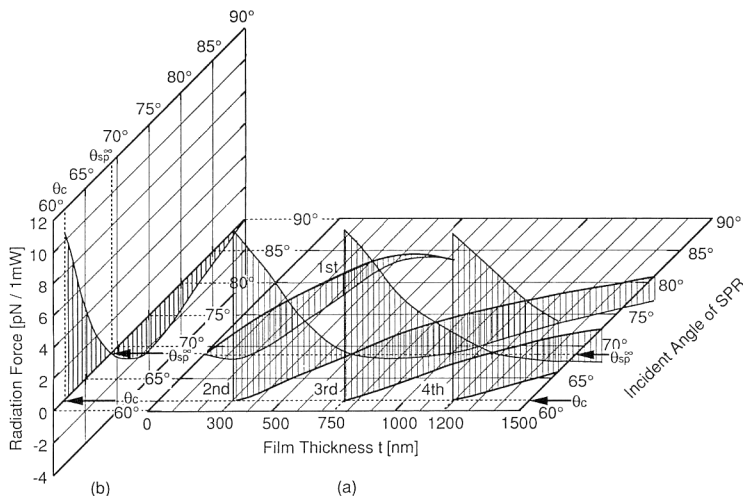
くなり,  $d=140$  nm で最大となったあと単調減少している. 入射角  $\theta=63.8^\circ$  では, 放射圧が最大となる距離  $d$  が 220 nm に移動している.

このように放射圧が最大となる距離  $d$  が存在する理由は, 次のように考えることができる. 薄膜内部の光は境界面で全反射を繰り返して, 薄膜内部に定在波を作っている. 金属膜側の境界面で全反射したときの反射波の位相変化は, 薄膜と金属膜との距離  $d$  に依存しており, 距離  $d$  が変化すると反射時の位相変化量が変わるため, 定在波の腹や節の位置が  $x$  軸方向に移動する. その結果, 二つの境界面上の電場強度が変化し, 薄膜に発生する放射圧は変化する.

### 5.2 膜厚 $t$ に対する共鳴入射角・放射圧の依存性

薄膜の厚さ  $t$  を変化させても, 薄膜内部で多重反射するときの位相が変わり, 薄膜内部の場の分布が変化するので, 発生する放射圧の大きさは変化すると予想できる. そこで, 薄膜の厚さと放射圧の関係も計算によって求めた.

ここで特に重要と考えられるのは, どの入射角で表面プラズモン共鳴がおこるか, 共鳴がおきたときの放射圧の値である. そこで, Fig. 8 (a) に, 膜厚 (横軸) に対する表面プラズモンの共鳴入射角 (奥行き軸) と表面プラズモン共鳴時における放射圧 (縦軸) を3次的にプロットした. パラメータは Fig. 2 で用いたものと同じである.  $d$ - $\theta$  平面中に見られる複数のカーブは, 複数の次数の表面プラズモン共鳴を示している. 次数は, 膜厚が小さい側から1次, 2次, 3次, 4次と定義する. 1次の共鳴状態は, 膜厚  $t$  が $\sim 600$  nm 以下のときに見られ, それ以上では放射圧が十分小さい. 2次の共鳴状態は, 膜厚  $t \sim 300$  nm で全反射角  $\theta_c$  からはじまり, その共鳴角  $\theta_{sp}$  は, 膜厚を厚くするにつれて大きくなっていく. また, 3次の共鳴状態は膜厚  $t \sim 750$  nm 以上で,



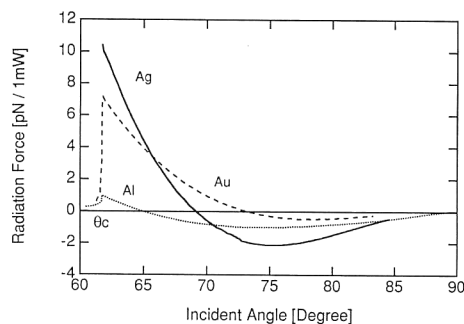
**Fig. 8** Radiation force to film thickness and incident angle of SPR. (a) Radiation force for three distinct SPR conditions. (b) Projection of three curves in (a) along to the thickness-coordinate. They exactly match and form a single curve in this Figure.

4 次の共鳴状態は膜厚  $t \sim 1200$  nm 以上で観察される。

Fig. 8 において、2次、3次、4次のそれぞれの共鳴状態で発生する放射圧は、それぞれ  $t = 310$  nm, 750 nm, 1200 nm において斥力が最大となり、 $t$  が大きくなるにつれて斥力が減衰して反転している。さらに膜厚が大きくなると、今度は放射圧は負の力となり、ある厚さで最大となったあと、再び減衰し最後はゼロになる。ここで、力の向きが反転するときの共鳴角はすべて同じ角度 (図中  $\theta_{sp}^m$ ) となっている。ただし、1次の放射圧のみ、常に負の値 (引力) である。

Fig. 8 (b) に示しているのは、右のグラフを膜厚軸方向に射影したものである。膜厚-共鳴入射角-放射圧のグラフを表面プラズモンの共鳴入射角の軸の側から見ると、これら四つのカーブは一つに重なっている。このグラフからわかるように、 $\theta_{sp}$  が  $\theta_{sp}^m (= 69.15^\circ)$  より小さい場合は、薄膜には斥力が発生し、 $\theta_{sp}$  が  $\theta_{sp}^m$  より大きい場合は、引力が発生する。斥力が最大となるのは全反射角である。ここで  $\theta_{sp}^m$  は、薄膜が存在しない場合の表面プラズモンの共鳴入射角である。

また、Fig. 8 (a) の複数のカーブが Fig. 8 (b) の1本のカーブに集約して一致することから、表面プラズモンの共鳴入射角と共鳴時に発生する放射圧の関係は、薄膜の厚さ  $t$  や、基盤からの距離  $d$  には依存しないことがわかった。また、薄膜の屈折率を変えて計算を行っても、共鳴入射角と放射圧の関係は Fig. 8 (b) のカーブに一致した。つまり、表面プラズモン共鳴によって発生



**Fig. 9** Radiation force to surface plasmon resonance angle of the incident light for three kinds of metal.

する放射圧は、表面プラズモン共鳴がおこる入射角が決定されると、薄膜の膜厚および屈折率と基盤からの距離に関係なく常に一定になる。

### 5.3 金属種と放射圧の関係

金属種によって誘電率が異なるので、表面プラズモン共鳴がおこったときに発生する放射圧の大きさも異なると予想される。そこで、複数の金属種に対する放射圧の計算を行った。

**Fig. 9** にアルミニウム ( $n_{Al} = 1.37 - 7.62i$ , at  $632.8$  nm<sup>13)</sup>) と、金 ( $n_{Au} = 0.200 - 3.32i$ , at  $632.8$  nm<sup>14)</sup>) および銀 ( $n_{Ag} = 0.135 - 3.99i$ , at  $632.8$  nm<sup>13)</sup>) に対する、表面プラズモンの共鳴入射角と共鳴時の放射圧の関係を示す。銀のプロットは、Fig. 8 (b) と同じである。アルミニウム膜が与える放射圧は銀膜に比べると小さく、斥

力は約 1/10, 引力は約 1/2 となっている. 金膜は, 斥力は銀膜の場合の約 2/3, 引力は約 1/10 程度である.

## 6. おわりに

本解析より, 基盤上の金属膜に表面プラズモン共鳴をおこさせることによって, エバネッセント場が増強され, その結果, 金属膜上に存在する薄膜に対する放射圧が増強されることがわかった. また, 入射角度を変えることによって, 薄膜に与えられる力は, 引力から斥力に変わるが, その変化点は膜厚や距離には依存しないこともわかった. 放射圧は, 斥力, 引力ともに, 各パラメータに対してピーク角度があり, 例えば銀膜 (厚さ 50 nm)  $t=800$  nm,  $d=80$  nm に対しては,  $\theta=62.27^\circ$  で斥力を 13 倍に増倍し,  $\theta=73.58^\circ$  で引力を 15 倍に増倍する効果があることが求められた.

本論文における提案を実験的に確認することは, 今後の課題である. 我々は, 表面プラズモン共鳴による放射圧の増強の効果が薄膜以外の物体に対しても有効であると考えており, 現在, 他の形状の粒子に対する理論解析, および実験を行っている<sup>15)</sup>. これらのアプローチによって得られる結果は, 放射圧を用いた微小モータの駆動や, 顕微鏡下での微小粒子の移動・運搬などに適応できると考える.

## 文 献

- 1) A. Ashkin: "Acceleration and trapping of particles by radiation pressure," *Phys. Rev. Lett.*, **24** (1970) 156-159.
- 2) A. Ashkin: "Applications of laser radiation pressure," *Science*, **210** (1980) 1081-1088.
- 3) A. Ashkin, J.M. Dziedzic, J.E. Bjorkholm and S. Chu: "Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles," *Opt. Lett.*, **11** (1986) 288-290.
- 4) K. Sasaki, M. Koshioka, H. Misawa, N. Kitamura and H. Masuhara: "Pattern formation and flow control of fine particles by laser-scanning micro-manipulation," *Opt. Lett.*, **16** (1991) 1463-1465.
- 5) S. Sato, M. Ishigure and H. Inaba: "Optical trapping and rotational manipulation of microscopic particles and biological cells using higher-order mode Nd:YAG laser beams," *Electron. Lett.*, **27** (1991) 1831-1832.
- 6) 杉浦忠男, 河田 聡, 南 茂夫: "円偏光レーザービームを用いた顕微鏡下での粒子の回転操作", *分光研究*, **39** (1990) 342-346.
- 7) S. Kawata and T. Sugiura: "Movement of micrometer-sized particles in the evanescent field of a laser beam," *Opt. Lett.*, **17** (1992) 772-774.
- 8) T. Sugiura and S. Kawata: "Photon-pressure exertion on thin film and small particles in the evanescent field," *Bioimaging*, **1** (1993) 1-5.
- 9) H. Raether: *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings* (Academic Press, New York, 1977).
- 10) T. Esslinger, M. Weidemüller, A. Hemmerich and T.W. Hänsch: "Surface-plasmon mirror for atoms," *Opt. Lett.*, **18** (1993) 450-452.
- 11) 例えば, 三好旦六: *光・電磁波論* (培風館, 1987) p. 33.
- 12) M. Born and E. Wolf: *Principles of Optics* (Pergamon, New York, 1980) Chap. 1.6.2.
- 13) E. Palik: *Handbook of Optical Constants of Solids* (Academic, Florida, 1985).
- 14) W. Wolfe: *Handbooks of Optics* (McGraw-Hill, New York, 1978) Chap. 7.
- 15) T. Sugiura and S. Kawata: "Particle-movement on metal surface driven by surface plasmon resonance," *Opt. Lett.* (submitted).