

# 金属粒子の光マニピュレーション

古川 祐 光

## 1. 光放射圧による微粒子のトラッピング

光が及ぼす放射圧の存在は、マクスウェルの電磁応力として古くから知られてきたが<sup>1)</sup>、物体を動かすことに利用されはじめたのは比較的新しい。最初の実用的な研究がなされたのは、Ashkinの研究<sup>2,3)</sup>であり、ミクロンオーダーから原子サイズまでの粒子を実際に捕らえることができることが示された。この研究以降、光放射圧の応用は、扱う粒子のサイズに応じて、原子からクラスターサイズと、ナノメートルからミクロンサイズとの2つに分離して研究が進められている。

原子や荷電粒子を扱うレーザー冷却や加速では、原子の双極子振動と外部電場との相互作用から、原子共鳴振動の前後で、光の勾配力を引力にも斥力にもすることができる<sup>3,4)</sup>。これを用いて、原子冷却や粒子加速の研究が盛んに行われている。

ナノからミクロンサイズの粒子を扱う光放射圧を考える場合では、ミクロな双極子集合体の光散乱を考えるより、マクロな光の屈折・反射という現象に着目するほうが適切である。この場合、屈折が支配的な比較的透明な粒子では、レーザー光に対して引力となる力が及ぼされ、粒子を止めることが可能であり、光ピンセット技術として応用されている。一方、反射が支配的な金属では、放射圧は斥力となることが知られており、光ピンセットへの応用が進んでいない。そこで、本稿では金属に対しても適用可能な光マニピュレーション技術について述べる。

## 2. 光ピンセットによる金属粒子のトラッピング

従来では、金属物体は光を反射するために金属表面に斥

力が及ぼされ、トラップすることは困難であると考えられてきた。このため、斥力を用いて金属粒子をトラップする工夫もなされている<sup>5-7)</sup>。金属粒子の周りに、円環状のビームを形成すれば、中心の光強度が弱い位置で粒子を静止させることができる<sup>5)</sup>。あるいは、ビームスポットを十分な速度で粒子の周りに円環状に走査すれば、粒子の周囲に斥力のポテンシャルが形成されるため、その中心に金属粒子はトラップされる。笹木ら<sup>6)</sup>は、50 Hzでビーム走査することによって、鉄粒子をトラップしている。

また、佐藤らは、粒子が吸収をもつ場合に、収束光の焦点を粒子の底面に位置させることによって、金属粒子をトラップできることを示している<sup>7,8)</sup>。

これまでの考え方は幾何光学に基づくものであり、比較的大きな粒子に対する近似理論である。本研究で扱う粒子の大きさは、光の波長からその数倍程度のものであり、幾何光学近似との差異が大きい範囲である。回折波などを取り入れた、より一般的な光散乱理論<sup>9)</sup>を用いれば、金属表面にも光放射圧による引力を及ぼす可能性があると考えた。その原理を図1に示す<sup>10)</sup>。

図1(a)に示すように、光が金属の表面で反射すると、金属粒子は光によって斥力が及ぼされ弾かれることになるため、従来は光で金属をトラップすることができないと考えられてきた。金属表面では、プラズマ振動とよばれる自由電子振動が光と相互作用することに着目する。図1(b)のように、光が粒子のエッジ付近を通過するとき、プラズマ振動と相互作用することによって、光は粒子の存在する方向に曲げられる。この方向は、図1(a)の反射の場合とは逆方向であるため、粒子に作用する力も図1(a)とは逆方向の光軸に対して引力となる。この原理を用いて、金属粒子のトラップを試みた。

産業技術総合研究所光技術研究部門光計測制御グループ (〒305-8564 つくば市並木 1-2)  
E-mail: h-furukawa@aist.go.jp

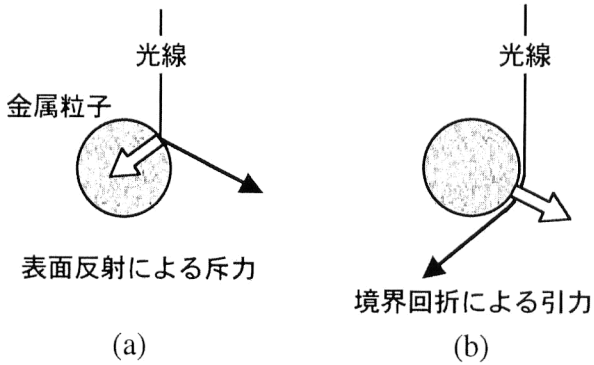


図1 金属粒子に作用する光放射圧。(a) 従来から知られていた斥力の光放射圧と、(b) 本研究で利用する引力の光放射圧。

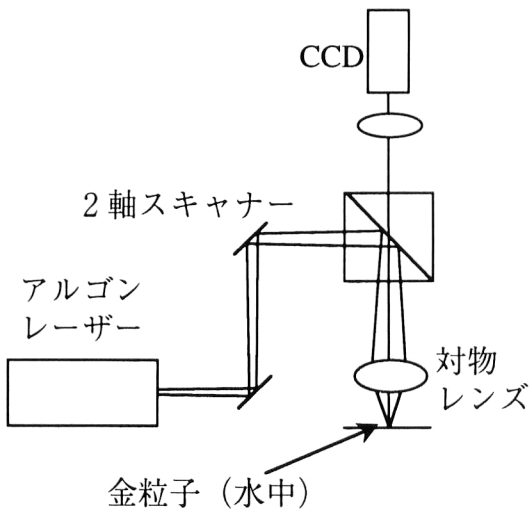
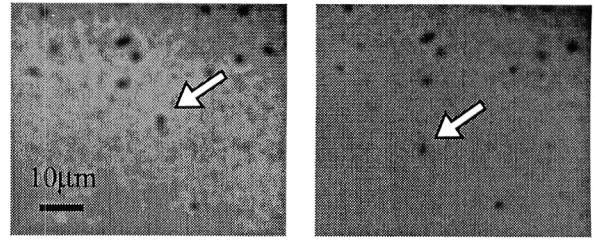


図2 光マイクロマニピュレーション装置。

### 3. 光ピンセットによる金属のトラッピング実験

実験装置を図2に示す。アルゴンレーザー（波長 $0.515\ \mu\text{m}$ ）からの光は、2軸スキャナーを通して顕微鏡鏡筒内に導かれ、ビームスプリッターで下方に曲げられている。顕微鏡対物レンズを通じて、試料中に焦点を結ばせている。ここで用いた対物レンズでは、レーザーを弱く収束させる。これは、図1(b)で示すような力を生じさせるためには、ビームを強く収束させる必要がないからである。そこで対物レンズの開口数（NA）は0.25と比較的小さなものをを用いた。入射光は、ビームエキスパンダー等で広げることなく、ガウシアンビームを直接対物レンズに入射させたため、実効的なNAはさらに小さく、0.2以下になっていると考えている。試料の観察にも同じ対物レンズを利用しており、CCDで試料の様子を観察する。試料は金の微粒子（直径 $0.5\sim 3.0\ \mu\text{m}$ ）を用いており、これを水中に分散させている。

実験結果を図3に示す。アルゴンレーザー光を照射してトラップした金粒子が、図3(a)の中央付近にある。これ



(a) (b)

図3 金粒子の光トラップ実験。(a) レーザー光を照射し、金の粒子をトラップした様子と、(b) トラップ粒子のみを移動させたときの様子。

を矢印で示した。粒子径は $0.5\sim 3.0\ \mu\text{m}$ の範囲であるが、正確な値は未確認である。2軸スキャナーでレーザーの焦点を図中の左下方に移動させたときにも、図3(b)に示すように、トラップしている粒子だけを移動させることができ、安定にトラップされている。この他、さまざまな直径の金粒子（約 $0.5\sim 3.0\ \mu\text{m}$ ）に対しても、安定に光トラップできることを確認した。

### 4. 光散乱計算によるトラップ力

このように、実験的には金属体であっても、光ピンセットによってトラップできることが確認できた。しかし、高いNAで集光したときの現象と区別するために、先に述べた理論どおりに、境界回折波によって生じた力であることを確認する必要がある。直接にこれを検証することは難しいため、ここでは散乱理論を用いて、金属粒子に対する光散乱の効果を確かめた。

球形の物体に対する光散乱は、ミーの理論によって厳密解が与えられている。球の直径が入射光の波長に比べて、はるかに大きい場合は、ミーの理論を用いるまでもなく、幾何光学的な光線を考えることでよい近似解を得ることができる<sup>11)</sup>。このような幾何光学が成り立つのは、サイズパラメーター（光の波長に対する粒子の円周比： $2\pi r/\lambda$ ）が、30程度以上のときであり、波長 $\lambda=0.515\ \mu\text{m}$ 、粒子半径 $r=0.25\sim 1.5\ \mu\text{m}$ のときには、サイズパラメーターが3~18程度となるため、ミーの方法に従って計算する必要がある。通常ミー散乱理論では、入射波として平面波が用いられるが、この研究では、有限のビーム径をもつ入射光に対して、光の放射圧力を知る必要があるため、拡張されたミー散乱理論を用いた<sup>12,13)</sup>。

入射波の波長は実験に合わせて、 $0.515\ \mu\text{m}$ とし、 $z$ 軸の正の方向へ向けて、座標系の原点に弱く収束する直線偏光のガウシアンビームとする。このときのビームウエスト径は、 $1.03\ \mu\text{m}$ とした。粒子は、直径 $0.82\ \mu\text{m}$ （サイズパラメーター：5.0）の金とし、入射波に対する複素屈折

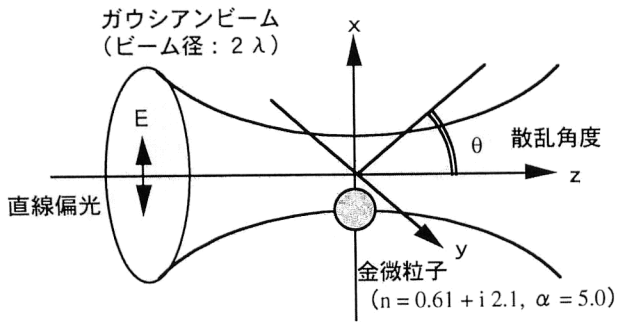


図4 金微粒子による光散乱のシミュレーション条件.

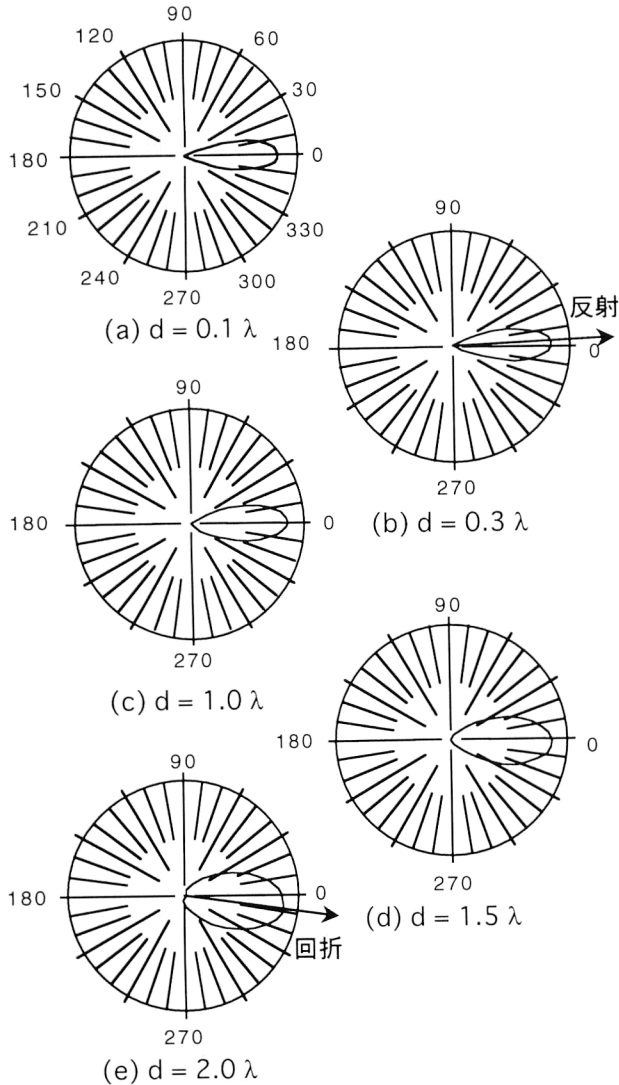


図5 金の微粒子による gaussian ビームの散乱 (極座標表示). 前方散乱の強度で規格化している. 金粒子は  $x$  軸負方向 ( $\theta = 270$  度方向) へ距離  $d$  だけ変位している.

率として,  $n = 0.61 + 2.1i$  を用いる. ここでは, 微小粒子であることによる複素誘電率の変化は無視して, バルクのときの値を用いた<sup>14)</sup>. 以上の計算条件を, 図4に示した.

金の微粒子が,  $x$  軸上で光軸から離れた位置に置かれて

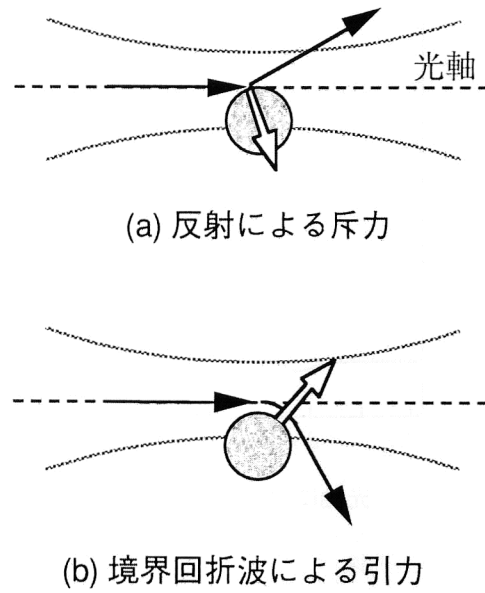


図6 金属粒子の表面で散乱する光とそれにより発生する放射圧. (a) 反射による斥力と, (b) 境界回折波による引力.

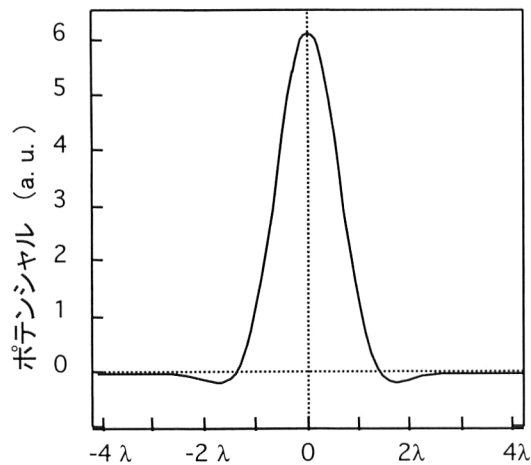
いるときの散乱光強度の角度分布を, 極座標表示で図5に示す. 散乱角度は,  $xz$  平面内で,  $x$  軸上からの角度を  $\theta$  とする. 入射光強度は, 散乱光強度に対して非常に大きいため, ここでは入射光強度を含めずに散乱光強度のみを示した.

図5は, それぞれ光軸から  $0.1\lambda, 0.3\lambda, 1.0\lambda, 1.5\lambda, 2.0\lambda$  だけ  $x$  軸の負方向へ離れた場所に置かれたときの結果である. ミー散乱では, 前方散乱の割合が多くなるため, 前方へ強く散乱されていることがわかるが, 光軸から  $0.3\lambda$  だけ離れた位置では, 散乱光強度のピークは粒子の変位と反対方向にずれて,  $\theta$  は約2度となった. これは, 図6(a)に示すように, 粒子の表面で, 入射光が反射されたためである. さらに, 金の微粒子を光軸からシフトさせ  $2.0\lambda$  程度にすると, 散乱光強度のピークは, 粒子の変位と同じ方向にずれている. これは粒子の表面での境界回折波の発生により, 光が曲げられたためである (図6(b)).

また, 光散乱で生じる微粒子表面近傍の電磁場分布に, マクスウェル応力を考慮すると, 光散乱によるトラップ力を求めることができる<sup>15,16)</sup>. マクスウェル応力の計算により求めたトラップ力の分布を積分し, ポテンシャルとして表示した結果を, 図7に示す.

gaussian ビームの中心 (光軸) を横軸の原点として, 光軸に対する金粒子の位置を横軸にとる. その位置での金粒子のポテンシャルを任意単位で縦軸にとっている.

金粒子が, 光軸の近傍 ( $0 < d < 1.5\lambda$ ) に置かれているときは, 光軸から離される方向へ力を受ける. このときは, 図6(a)に示したように, 金属表面での反射光が支配



光軸に対する金粒子の位置

図7 ガウシアンビーム（ビーム半径 $2\lambda$ ）に対する金粒子のポテンシャル曲線。

的であり、金粒子に斥力を与えていると考えている。一方、それより、外側の $1.5\lambda < d < 3\lambda$ 付近では、光軸に引きつける方向へ力を受ける。このときは、図6(b)に示したように、境界回折波が増加し、それによる光軸方向への引力が、反射波による斥力を上回っていると考えている。このため、金粒子は $d=1.5\lambda$ 付近で定常点となり、このときには反射光による斥力と境界回折波による引力とが、 $x$ 軸方向で釣り合った状態となっている。さらに、 $d > 3\lambda$ の位置では、粒子を引きつける力は弱くなっている。図3の実験結果では、対物レンズの倍率が十分でないため、ビーム照射位置と金粒子のトラップされている位置との関係が不明瞭であるが、両者の位置はわずかにずれているものと推測できる。

## 5. 金属粒子のトラップ位置

前章の計算では、ビーム照射位置と、金粒子のトラップされている位置とにずれが生じる可能性のあることが示唆された。この計算結果を実証するため、次の実験を行った。

実験装置は、図2の光マイクロマニピュレーション装置と同じものを用いている。ただし、対物レンズのNAは、0.6とした。試料は、直径 $0.5\sim 3.0\mu\text{m}$ の金の微粒子をスライドガラス上に分散させて用いているが、単一粒子のトラップ実験より粒子の濃度を高くして複数の粒子をトラップできるようにしている。

このときの実験結果を、図8(a)に示す。レーザーは紙面に対して真上から、図8(a)のほぼ中央に照射している。このとき、スライドガラス上に分布している複数の粒子が、レーザーの光軸方向に引き寄せられて、図8(a)に

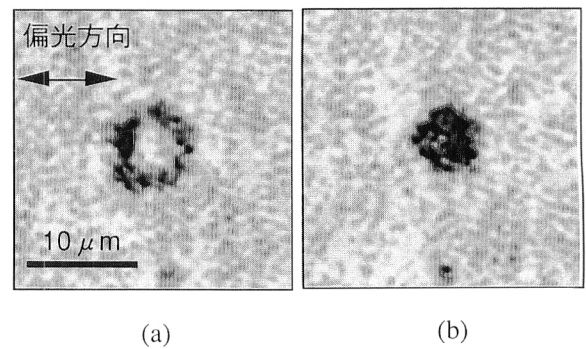


図8 1本のビームで多数の粒子をトラップした様子。ビームは図の中心に照射している。(a) 金属粒子に働く光圧の引力と斥力とを釣り合わせることで形成した円環形状、および、(b) 焦点位置を調整することにより形成する集合状態。

示したとおり、円環上に分布した。この実験で用いたようなサブミクロンから数ミクロンの微粒子は、水中でのブラウン運動によってそれぞれの位置を細かく変動させているが、レーザー照射中は円環状のパターンを安定に保っていた。

この実験結果は、先に計算で示されたとおり、ガウシアン強度分布をもつビームに対して、金粒子の安定点は光軸から少し離れた位置に存在することを示している。また、焦点位置を $z$ 軸（光軸）方向に移動させることによって、多数の粒子からなる円環状のパターンの直径が変化することを見いだしている。このように、単一粒子のトラップでは不明瞭であった光圧のポテンシャル分布を、複数の粒子を用いることによって確認できた。

さらに、入射レーザーの焦点位置を $z$ 軸に沿って、スライドガラス面から下方に $5\sim 10\mu\text{m}$ 以上移動させると、図8(b)のように、粒子が光軸上に引き寄せられて、ひとかたまりになることも確認した。これは、比較的高い開口数(NA)を有する対物レンズで集光し、粒子の側面に照射する光束を多くすることによって可能となる。図9に示すように、金属粒子より下方に集光した場合、粒子の中心に対して、左側の粒子表面に照射される光束の量は、右側の表面への光束の量より多くすることができる。左側に照射される光は斥力を与えるが、粒子を光軸方向に寄せるように働くので、粒子はビームの光軸方向に引き寄せられると考えられる。より高いNAの対物レンズと、瞳面ではほぼ一樣な光を用いれば、わずかな焦点移動だけで、図9で説明したような条件を満たすことができるはずだが、本編の実験で用いている対物レンズでは光を弱く収束していることと、ガウシアン強度分布をもつビームを利用しているために、図9の条件を満たすには、より大きく焦点を移動させる必要がある。

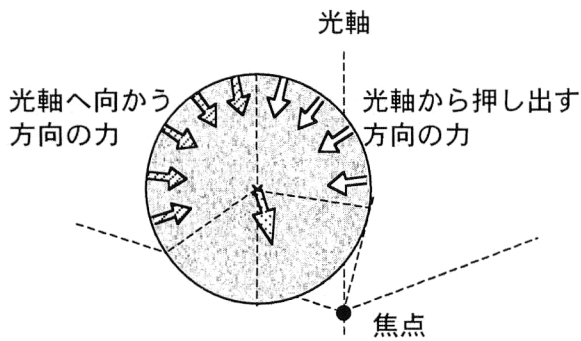
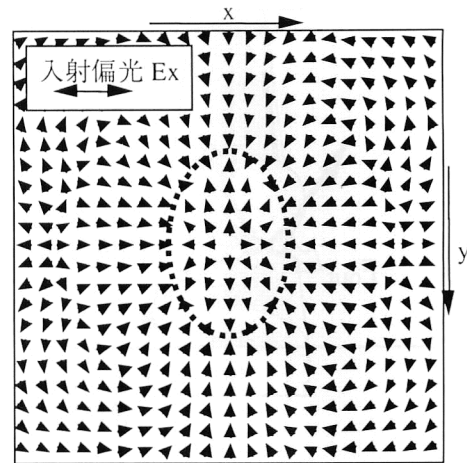


図9 金属粒子の下方に焦点位置があるときの解釈。

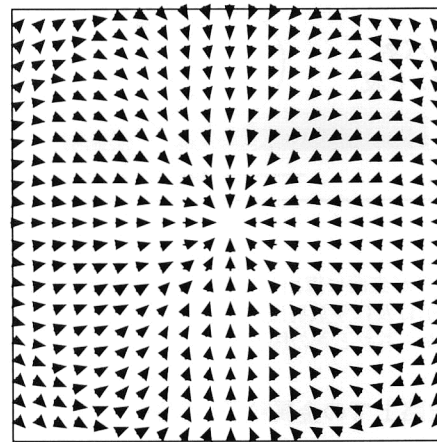
この実験に対応させて、レーザービームの光軸に対して垂直な2次元平面内での停留点を求めるための計算も行った。波長  $\lambda = 0.515 \mu\text{m}$  の gaussian ビームを、焦点位置が座標の原点となるように入射させるとする。ビームウェストは、 $1.03 \mu\text{m}$  であり、 $x$  軸方向の直線偏光であるとしている。このときに、直径  $1.03 \mu\text{m}$  の金粒子（複素屈折率  $n = 0.61 + 2.1i$ ）が、光軸に垂直な平面内でどのような光圧を受けるのかを計算した。計算方法は、前述と同様に、拡張ミー散乱を用いた。

図10は、金粒子の受ける光圧の方向を、 $xy$  面内  $10.3 \mu\text{m} \times 10.3 \mu\text{m}$  の領域で、ベクトル表示したものである。レーザー光は、紙面に垂直な方向から、各図の中心に入射している。図10(a)は、レーザーの焦点位置から、 $6\lambda$  だけ下方の面での光圧を表示したものである。金粒子が、光軸から  $1 \sim 2 \mu\text{m}$  の距離内に置かれたときには、光圧は、光軸に対しての斥力となる。それ以上離れたところでは、光軸方向に引力として働くことがわかる。このため、粒子の安定点は、図中に破線で示したように、光軸を取り囲むような円環状になる。これは、実験結果と一致しており、金属粒子の安定点は、反射波による斥力と境界回折波の引力との釣り合いによって成り立つことが示されている。

計算結果によると、安定点の分布は光軸周りに完全な円形ではなく、楕円形状である。これは境界回折波の発生が、入射光の偏光に対して依存性をもつためである。境界回折波の発生原因は、大部分が表面プラズモン<sup>17)</sup>の励起によるものであると考えている。金属バルク内部の電子は、紫外からX線波長域以上の高いエネルギーをもつ電磁波でなければプラズモン励起できないが、表面の自由電子はフェルミレベル端にあり、より小さなエネルギーでプラズモン励起することができる。レーザー光によって励起された金表面のプラズモンは、金属表面を伝搬し、伝搬の途中でエネルギーの一部を、再び光として再放出する<sup>9)</sup>。このため、金属表面でのプラズモン伝搬の間だけ光が曲げられることになると思えることができるが、金属曲面に対



(a)  $z = -6\lambda$



(b)  $z = -10\lambda$

図10 Gaussianビームによって金微粒子が受ける光圧の計算結果。計算領域は、 $10.3 \mu\text{m} \times 10.3 \mu\text{m}$ 。ビームは図の中央に照射しており、矢印は、金微粒子がそれぞれの位置に置かれたときに及ぼされる光圧の方向を示している。(a)、(b)は、それぞれ焦点位置が  $z = -6\lambda$ 、 $-10\lambda$  にある面での計算結果である。

するプラズモンの励起効率は、光の偏光方向に依存するため、金属面の位置によって境界回折波の発生効率が異なっている。この計算の場合には、入射光の偏光と同じ  $x$  軸方向では、光軸により近い位置に安定点が存在する。 $x$  軸方向での引力が  $y$  軸での引力より大きくなっていると考えられるので、この方向での境界回折波の発生効率は、 $y$  軸方向よりも高くなっている。図10(a)の計算は、図8(a)の実験に対応するが、実験では入射光の偏光による粒子パターンの差異については、確認できていない。

次に、焦点位置を  $z = -10\lambda$  にしたときの光圧の計算結果は、図10(b)に示したとおりである。金粒子は、この面内でどの位置に置かれていても、光軸に引き寄せられることがわかる。これは、図8(b)の実験によく一致している。

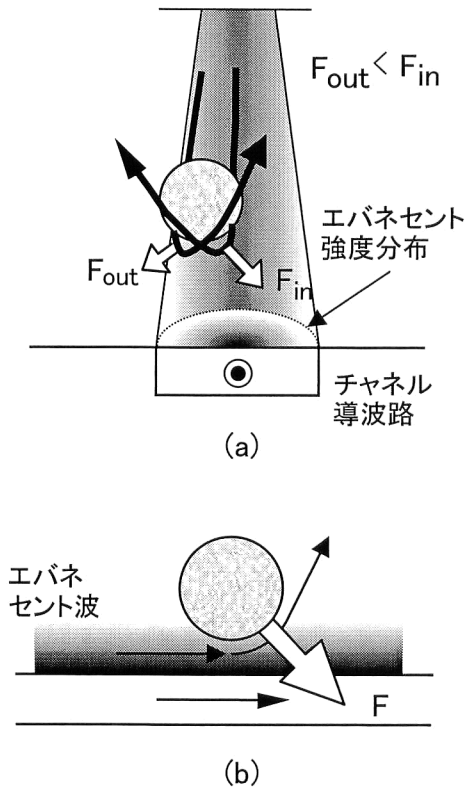


図 11 コアが表面に露出したチャンネル導波路上で、導波光が金属粒子に及ぼす放射圧。(a) 正面上方からみたとき、(b) 側面からみたときの様子。

## 6. 光導波路上での金属粒子の駆動

ここまでは、光ピンセットとよばれる形態における金属粒子に及ぼされる光の放射圧を扱ったが、光導波路上で金属粒子を駆動する研究が、河田ら<sup>18)</sup>によって行われている。スライドガラス表面にコアの露出しているチャンネル光導波路が用いられており、チャンネル上にある金属粒子（直径約  $0.5 \mu\text{m}$ ）はチャンネルからはじき出されることなく、安定に駆動されることが示されている。この実験では、金属に入射された光はエバネセント光であるが、導波路上に安定にトラップされている原因は、ここに示した理論とほぼ同様に説明できると考えている。

図 11 にチャンネル型導波路の断面の様子を示した。導波モードは不明であるが、少なくともチャンネルの端面ではエバネセント波の強度が減衰していく分布となっているはずなので、簡単化のためシングルモードと仮定しておく。図 11(a) のように、チャンネル端では、エバネセント波の強度に差が生じており、チャンネルの外側に比べて内側の境界回折波が強くなっていると考えられる。このため、金属粒子はチャンネルの内側に引かれる光圧を受けて、安定にチャンネル上にトラップされる。一方、導波光の進行方向の断面（図 11(b)）では、境界回折波は金属粒子に対して、光の進行方向と同じ方向への推進力を与える。

光ピンセットで金属粒子をトラップする研究について述べた。

以前は、光の波長よりも小さいレイリー粒子に対しては、Svoboda らの研究<sup>19)</sup>で光圧によってトラップ可能であることが知られていたが、サイズパラメーターの小さいものほど、境界回折波が効果的に働くこと<sup>20)</sup>を考慮すると、ここで示した結果とも対応しているといえる。杉浦ら<sup>21,22)</sup>は、これを光トラップ近接場顕微鏡に応用している。

ミー散乱の理論では理想的な球を想定してきたが、実験では金属片などの球形ではない微粒子についてもトラップ可能であることを確認している。金属における境界回折波の発生では、曲率半径の小さいものほど有利に働くため、真球でなくても、エッジを有するような金属片などには適用しうると考えられる。

近年、光ピンセットは、生物学・医学でも細胞操作・DNA 操作における重要なツールとして用いられてきている。なぜなら微小な物体に対して物理的なピンセットを用いれば、ピンセットと微小物体との間で表面吸着力が生じて、微小物体の随意かつ精密な操作が難しいからである。光ピンセットを用いれば、光のスイッチングによってトラップと解放が簡単に行えるため、物理的なピンセットの困難さを克服することが可能となる。不透明物体・金属にも適用できることによって、応用範囲もいっそう広がる。

## 文 献

- 1) J. A. Stratton: *Electromagnetic Theory* (McGraw-Hill, New York, 1941).
- 2) A. Ashkin: *Phys. Rev. Lett.*, **24** (1970) 156.
- 3) A. Ashkin: *Science*, **210** (1980) 1081.
- 4) A. Ashkin: *Phys. Rev. Lett.*, **40** (1978) 729.
- 5) G. Roosen and C. Imbert: *Opt. Commun.*, **26** (1978) 432.
- 6) K. Sasaki, M. Koshioka, H. Misawa, N. Kitamura and H. Masuhara: *Appl. Phys. Lett.*, **60** (1992) 807.
- 7) S. Sato, Y. Harada and Y. Waseda: *Opt. Lett.*, **19** (1994) 1807.
- 8) 佐藤俊一, 原田康則, 早稲田嘉夫: *光学*, **24** (1995) 40.
- 9) H. C. van de Hulst: *Light Scattering by Small Particles*, 2nd ed. (Dover Publications Inc., New York, 1981).
- 10) H. Furukawa and I. Yamaguchi: *Opt. Lett.*, **23** (1998) 216.
- 11) W. H. Wright, G. J. Sonek and M. W. Berns: *Appl. Phys. Lett.*, **63** (1993) 715.
- 12) J. P. Barton, D. R. Alexander and S. A. Schaub: *J. Appl. Phys.*, **64** (1988) 1632.
- 13) G. Gouesbet, B. Maheu and G. Grehan: *J. Opt. Soc. Am.*, **5** (1988) 1427.
- 14) E. D. Palik: *Handbook of Optical Constants of Solids* (Academic Press, New York, 1985).
- 15) J. P. Barton, S. A. Schaub and D. R. Alexander: *J. Appl. Phys.*, **66** (1989) 4594.

- 16) R. P. Feynman, R. B. Leighton and M. L. Sands: *The Feynman Lectures on Physics*, vol. 2 (Addison-Wesley, Boston, 1965).
- 17) H. Raether: *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings* (Springer, Berlin, 1988).
- 18) S. Kawata and T. Tani: Opt. Lett., **21** (1996) 1768.
- 19) K. Svoboda and S. M. Block: Opt. Lett., **19** (1994) 930.
- 20) K. Deppermann and W. Franz: Ann. Physik, **14** (1954) 253.
- 21) S. Kawata, Y. Inouye and T. Sugiura: Jpn. J. Appl. Phys., **33** (1994) L1725.
- 22) T. Sugiura, T. Okada, Y. Inouye, O. Nakamura and S. Kawata: Opt. Lett., **22** (1997) 1663.

(2001年3月15日受理)