水中超音波の定在波を用いた非接触マイクロマニピュレーション*

小 塚 晃 透^{*1}, 辻 内 亨^{*2}
三 留 秀 人^{*1}, 福 田 敏 男^{*3}Noncontact Micro Manipulation Using an Ultrasonic Standing Wave Field
in WaterTeruyuki KOZUKA, Toru TUZIUTI,
Hideto MITOME and Toshio FUKUDA

Manipulation of micro objects has been studied experimentally using radiation force of ultrasound. Alumina particles 16 μm in diameter and suspended in water were trapped and agglomerated at every half wavelength in a standing wave field of 1.75 MHz. Slight changes in frequency brought about a lateral shift in the column of agglomerated particles. An L-shaped standing wave field agglomerated the particles at intersection points of grids which were the nodes of the sound pressure. Using orthogonal standing wave fields, the agglomerated particle changed its shape depending on the relative force ratio. Since the acoustic radiation force differs depending on the size, shape, density and compressibility of the particle, selective manipulation is possible. Alumina particles and nylon particles are separated by agglomerating them at nodes and antinodes, respectively. By applying focused traveling ultrasound on the trapped particles, only limited clusters of particles were transported, which demonstrated spatially selective manipulation.

Key Words: Ultrasound, Acoustic Radiation Pressure, Micro Machine, Noncontact Manipulation, Standing Wave Field

1. 緒 言

マイクロマシンの研究開発において、微小領域で微小物体に力を作用させる技術が求められている⁽¹⁾。微小領域では、固体の摩擦、液体の粘性等、通常のスケールでは無視できた現象が大きく作用するため、従来の機構をその構造のまま小形化したのでは不都合を生じる⁽²⁾。また、微細なほこりが大きな障害物として作用するため、微小領域ではクリーンな非接触マニピュレーションが必要である⁽³⁾。このような需要に応えるものとして、レーザー光の放射圧⁽⁴⁾⁽⁵⁾や静電気⁽⁶⁾⁽⁷⁾を用いた研究開発が数多く行われている。レーザー光を用いる場合、ナノメートルオーダーの微小物体を操作することが可能となるが、媒質の透明度や対象物の光の屈折率などに関する制約がある。静電力的を用いる場合は比較的強い力が得られるが、電極における電気分解の問題があるなど、各手法には一長一短があり状況に応じて使い分けることが必要である。

超音波を用いて微小物体に力を作用することも可能である^{(8)~(12)}。流体媒質中を伝搬する超音波を物体で遮ると物体を音の進行方向に押す力が現れる。この力は音響放射圧と呼ばれ、非接触で物体に力を作用させることが可能である⁽¹³⁾。この力は微弱であるが、音響レンズや凹面形振動子を用いることにより、容易に波長のオーダーまで集束させることができる。したがって、高周波の超音波を用いれば、特定の微小領域に音の放射圧による力の作用範囲を限定することができる。また、振動子と平行に反射板を設置して定在波音場を生成することにより、音波の波長に比べて十分に小さい微小球を音圧の節もしくは腹に捕捉することも可能である⁽¹⁴⁾。さらに、上述の静電力やレーザー光の放射圧による力では困難な、電氣的にシールドされた場や不透明体に対しても、超音波は伝搬する媒質さえあれば離れたところから音場を制御して、力を作用することが可能である。

これまで超音波の力学的応用は、粉体工学の分野において溶液中での粒子の凝集・分散等⁽¹⁵⁾⁽¹⁶⁾を確率的に操作するものが多かった。これは、音響放射圧による力の大きさが非常に小さいため、工学的に応用する場合、対象物が軽量の物あるいは無重力空間においての利用等に限定されるためである⁽¹⁷⁾。しかしながら、

* 原稿受付 1996 年 7 月 18 日。

^{*1} 正員、通商産業省工業技術院名古屋工業技術研究所(〒462 名古屋市中区平手町 1)。^{*2} 通商産業省工業技術院名古屋工業技術研究所。^{*3} 正員、名古屋大学大学院工学研究科(〒464 01 名古屋市中種区不老町 1)。

微小物体を対象とするマイクロマシンのアクチュエータとしては十分であると著者らは考え、超音波を用いたマイクロマニピュレーションに関する基礎研究をこれまで行ってきた^{(18)~(20)}。本報では、水中に懸濁したアルミナ微粒子を超音波の定在波で凝集・捕捉し、音場を変化することにより凝集形状を操作すること、およびそれらに集束超音波を照射し、特定の位置の凝集粒子のみを選択的に輸送することを試みる。また、マイクロマシンはバイオテクノロジーにおける細胞操作等⁽²¹⁾への応用が期待されているので、生体細胞を定在波音場中に投入した際の捕捉についても示す。

2. 超音波の力学的作用

2.1 放射圧による力 超音波が流体媒質中を伝搬すると、音のエネルギーの流れが生じる。この中に物体を置くと、物体を超音波の伝搬方向に押す力が現れる。これは音の放射圧による力で、物体を音場中に置くことによって、音波の反射、吸収、屈折、回折が起こり、物体の周りの音のエネルギー密度場に不均一ができることに起因している(図1)。音のエネルギー密度 E の音場中に置かれた半径 a の球に作用する音の放射圧による力 F は、

$$F = \pi a^2 E Y_p \quad \dots\dots\dots (1)$$

で与えられる⁽¹³⁾。ここで放射力関数 Y_p は球の材質と ka ($k=2\pi/\lambda$, λ は媒質中の波長) に依存する複雑な関数である。 ka が1より十分大きく、かつ球による音の回折、透過、球の弾性振動や音源との間の定在波などの影響がすべて無視できる理想的な場合には、 Y_p は1に近づく。Nyborg⁽²²⁾によれば、球径が波長に比べて十分に小さい場合($ka \ll 1$)、剛球に作用する放射圧による力は次式で与えられる。

$$F = V[B\nabla\langle K_a \rangle - \nabla\langle P_a \rangle] + D \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここで $V=(4/3)\pi a^3$ は小球の体積、 $\langle K_a \rangle$, $\langle P_a \rangle$ はそれぞれ小球に作用する音の運動エネルギーとポテンシャルエネルギーの時間平均値、 ∇ はこう配を表す演算子ナブラである。また、媒質および小球の密度をそれぞれ ρ_0 , ρ とすれば、

$$B = 3(\rho - \rho_0)/(2\rho + \rho_0) \quad \dots\dots\dots (3)$$

である。 D は ka や密度の比を含む複雑な形で与えられるが、この項は $\langle K_a \rangle$ や $\langle P_a \rangle$ が本質的に均一分布をしているときにのみ重要で、定在波音場中では無視することができる⁽²²⁾。さらに、小球の圧縮性まで考慮する場合は、媒質および小球の圧縮率をそれぞれ β_0 , β とすれば、それらの比 $\gamma(=\beta/\beta_0)$ を用いることにより、

$$F = V[B\nabla\langle K_a \rangle - (1-\gamma)\nabla\langle P_a \rangle] \quad \dots\dots\dots (4)$$

となる⁽²²⁾⁽²³⁾。特に、音圧振幅 A 、角周波数 ω の正弦波平面音波同士が音速 c_0 の媒質中で干渉して生じる1次元の定在波音場を考えると、音圧 p は、

$$p = 2A \cos kx \sin(\omega t + \phi) \quad \dots\dots\dots (5)$$

と表される。 ϕ は入射波と反射波の初期位相差である。このとき式(4)は、

$$F = V[B + (1-\gamma)]k \frac{A^2}{\rho_0 c_0^2} \sin 2kx \quad \dots\dots\dots (6)$$

となり、放射圧による力は半波長の周期で変化することがわかる。竹内らはこの式に基づき、 $B + (1-\gamma) > 0$ の場合には、球は定在波の音圧分布の節に捕捉され、一方 $B + (1-\gamma) < 0$ の場合には、音圧分布の腹に捕捉されることを示した⁽¹⁴⁾。流体中に固体粒子が懸濁している多くの場合、 $\rho > \rho_0$, $\beta < \beta_0$ であるので、 $B + (1-\gamma) > 0$ となり、粒子は図2に示すように半波長間隔で生じる音圧分布の節に捕捉されることになる。

2.2 放射力の集束 放射圧による力(放射力)は、音場によって決まるため、音場を制御することによって、力の作用範囲も制御することが可能である。

超音波は凹面形振動子や音響レンズを用いることにより、容易に集束させることができる。図3に示すような開口半径 a 、曲率半径 l_f の凹面球形振動子の場合、曲率の中心(焦点)付近に音の強さの強い狭い領域が発生する。焦点面で音波ビームの軸に垂直な断面を考えると音圧分布は同心円状に分布するが、音圧が最初に0となる同心円(first nodal circle)の直径 l_d は、

$$l_d = 1.2\lambda l_f / a \quad \dots\dots\dots (7)$$

で与えられ、この円内を全音響出力の84%が通過する

Fig. 1 A simplified model of acoustic radiation pressure of ultrasound acting on a surface of the object

Fig. 2 Radiation pressure in a standing wave field

ことが知られている⁽²⁴⁾。すなわち、焦点距離が振動子の半径のオーダーであれば、ほとんどの音のエネルギーは波長のオーダーの限られた領域を通ることになる。また、焦点付近の音軸方向における音圧ピーク値の-6 dBで定義される focal zone l_z は、

$$l_z = 4l_f^2 / (2l_n + l_f) \dots\dots\dots (8)$$

である。ここで l_n は、 $l_n = a^2 / \lambda$ で定義される近距離音場の領域である。したがって音の放射圧の作用範囲も特定のポイントに限定することが可能である。今回の実験で用いた凹面形振動子 (5.6 MHz, $\lambda = 0.27$ mm, $l_f = 40$ mm, $a = 10$ mm) の場合、 $l_d = 1.3$ mm, $l_z = 8.2$ mm となる。

図4は、水中におけるこの凹面形振動子の音場をシ

Fig. 3 Geometry of a focused sound field generated by a concave spherical transducer

Fig. 4 Schlieren image of a focused sound field generated by a concave spherical transducer

Fig. 5 Ultrasonic fountain using focused ultrasound

ュリーレン法により可視化したものである。これから、超音波が焦点付近で集束するようすがわかる。図5は、この振動子を水面に向け、焦点位置を水面に一致させた際の噴水現象を示す⁽²⁵⁾。音場の集束に対応して放射圧による力も集束され、ごく限られた狭い領域のみの水面が押し上げられた結果、振動子の寸法に比べてはるかに細い噴水が生じることがわかる。また、この振動子は後述する3・4節において、焦点位置のアルミナ粒子に大きな力を作用させる実験にも用いる。このように集束超音波を用いることにより、振動子全体としての出力は小さいままで、特定の狭い領域のみに選択的に放射圧による大きな力を作用させることができる。

3. 実験

3・1 定在波による微粒子の捕捉 実験の第一段階として、水中において超音波の定在波を用いたアルミナ粒子の捕捉を試みた。図6に実験装置の構成を示す。ここで用いた振動子は2章の凹面形とは異なり、平面形の振動子である。直径20 mmの円形平板圧電セラミックス (共振周波数1.75 MHz) を、シリコンゴムのバップル (直径30 mm) で周りを固め、水中に上向きに固定した。振動子の周波数特性を調べるために、反射板を設置しない状態で1.75 MHzのトーンバースト波をパワーアンプにより増幅し、約20 V_{pp}の電圧で振動子を駆動して進行波音場を形成した。振動子中心軸上の距離 $l = 20, 40, 60$ mmにおける受波音圧を測定した結果の周波数特性を図7に示す。音圧が最大となる周波数帯域は比較的広く、1.7~1.9 MHzにおいて約 10^5 Paの音圧が発生していることがわかる。この振動子上方30 mmの位置にセラミックスの反射板を水平に設置した。振動子を1.75 MHz, 20 V_{pp}の連続正弦波で駆動し、反射板との間に定在波音場を形成した (波長0.86 mm)。平均径16 μ mのアルミナ粒子の懸濁液を定在波音場中にピペットで注入

Fig. 6 Experimental apparatus for trapping of particles in an ultrasonic standing wave field

Fig. 7 Frequency characteristics of the plain-type transducer

し、粒子の挙動を CCD カメラを用いて観察した。

図 8 に、音圧の節に捕捉され凝集したアルミナ粒子を示す。振動子と反射板の間に約 70 箇所の音圧の節が存在し、そのほとんどに粒子が捕捉されていることがわかる。振動子と反射板の距離をわずかに変化させると、粒子に作用する力の大きさが半波長間隔で周期的に変化することが実験時の観察で見られたが、いずれの場合も粒子を捕捉することが可能であった。粒子は振動子の中心軸上のみならず、その周辺の複数の点においても捕捉されていることがわかる。図 9 は、シュリーレン法を用いてこの音場を光学的に可視化した映像である。定在波音場は振動子前面の広い範囲に生成され、粒子を捕捉する力学的な作用範囲は、広く分布していることがわかる。図 10 は、アルミナ懸濁液を横からビーム軸に垂直に注入した際の写真である。懸濁液は、半波長間隔の層に凝集しながら流れているが、懸濁液の注入を止めると、やがて粒子は図 8 に示すように、振動子中心軸付近の複数の安定点に捕捉される。音場中で粒子に作用する力は 4 章にて詳しく考察するが、周波数 1.75 MHz の定在波音場中で $16\ \mu\text{m}$ のアルミナ粒子が受ける力は、 $V=2.145\times 10^{-15}\ \text{m}^3$, $B=0.994$, $\gamma=0.0051$, $k=7.331\times 10^3\ \text{m}^{-1}$, $\rho_0=1000\ \text{kg/m}^3$, $c_0=1500\ \text{m/s}$, $A=1.013\times 10^5\ \text{Pa}$ (1 気圧) とすると、式 (6) より最大 142 pN と考えられる。この力の作用範囲は図 9 に示すように広範囲に分布しているが、振動子の中心軸付近において捕捉する力の極大値が複数存在すると考えられる。

3.2 微粒子捕捉位置の変化

定在波の音圧の節にアルミナ粒子を捕捉している状態で周波数をわずかに変化させると粒子の移動が観察された。図 11 に周波数を 1.745 MHz から 1.746 MHz に変化させた際の凝集粒子の挙動を示す。全体が右に移動し、前後に

Fig. 8 Alumina particles trapped in an ultrasonic standing wave field

Fig. 9 Schlieren image of the ultrasonic standing wave field generated by the plain-type transducer

Fig. 10 Motion of alumina suspension in an ultrasonic standing wave field

(a) 1.745 MHz (b) 1.746 MHz
Fig. 11 Shift of trapped particles when the frequency has changed

重なっていた粒子群の分離が確認される。周波数を変え、波長が変化することで音場が変化し、そのため力学的な安定点の分布が変化したためと考えられる。捕捉された粒子は、新たな周波数における近傍の新たな安定点に移動する。同様の現象は振動子と反射板の距離を変化させた際にも観察された。振動子と反射板の相対位置が変化することによって音場が変化し、粒子は移動したと考えられる。

共振周波数付近で周波数の変化量が小さい場合は粒子の移動が見られるが、周波数を大きく変化させ共振周波数から大きく離れると粒子を捕捉する力は衰え、粒子は周波数の変化とともに徐々に落下した。本実験では共振周波数を中心に約10%の周波数増減まで粒子の捕捉が可能であった。この範囲は振動子の周波数特性および印加電圧により異なり、音響放射圧による力が重力等の他の力を上回る場合に、粒子の捕捉が可能となると考えられる。振動子と反射板の距離 L は、今回の実験で試みた数十 mm の範囲ではいずれの位置においても粒子の捕捉が可能であった。周波数 f または距離 L を連続的に変化すると、どちらを変化した場合も粒子を捕捉する力の強さが周期的に変化した。シュリーレン法によりそのときの媒質の密度変化を観察すると、 f または L の変化に伴い振動子と反射板の間の距離に存在する音波の周期が半周期増減する

Fig. 12 Schematic diagram of an L-shaped standing wave field

Fig. 13 Particles trapped in the L-shaped standing wave field

ごとに、媒質の密度変化が観察された。振動子と反射板の間隔が半波長の整数倍となる場合に系全体が共鳴し、粒子を捕捉する力は極大となると考えられる。

3・3 直交定在波音場中の微粒子の凝集 超音波は反射板を用いて容易にその伝搬方向を変えることができるので、反射板を組合せることで複雑な音場が形成できると考えられる。図12に示すように、振動子上方の反射板1を音軸に対して45°の角度に設置し、振動子から放射された超音波を水平方向に反射する。そして、反射した超音波の音軸と垂直にもう一枚の反射板2を設置すると、反射板1において90°の角度で反射する逆L字型の定在波が形成される。この音場中にアルミナ懸濁液を注入したところ、振動子および反射板2近傍ではこれまでと同様に音軸に垂直な方向に半波長間隔で粒子は整列したが、反射板1近傍は図13に示すように凝集した。入射波と反射波のそれぞれの定在波の音圧の節が直角に交差し、粒子はその交点に捕捉されていることがわかる。

これまでは単一の振動子による均一な音場を扱ってきたが、複数の独立した音場を組合せることで、微粒子の凝集状態を操作することができると考えられる。三浦は縞モード矩形振動板超音波音源を用いて、振動面に平行な方向に音圧の節が格子状の二次元分布をもつ定在波を生成し、この音場で微小球は音圧の節線の交点ではなく、音圧の節線の中心に向かう力が働くことを示している⁽²⁶⁾。本報では2組の振動子と反射板を用いて形成される定在波音場を直角に交差し、それぞれ独立して駆動することで、交点における二次元音場の制御を試みた。この音場中では、各定在波による音響放射圧の合力が作用し、各定在波の音圧の節の交点に粒子は凝集すると考えられる。音場中にアルミナ粒子を投入し、粒子の挙動を観察した。

図14に実験の概略を示す。粒子はそれぞれの定在波音場のビーム軸に沿って捕捉される。それぞれの振

Fig. 14 Orthogonal standing wave fields

Fig. 15 Changes in the shape of agglomeration of particles depending on the ratio of vertical and horizontal force

Fig. 16 Nylon particles trapped at antinodes of sound pressure

動子に加える電圧の比率を変えることで交点付近での粒子の凝集形状が変形する。図 15 に実験結果を示す。図 15 (a) は垂直方向の力が支配的な場合である。水平方向の振動子に加わる電圧を増加すれば、粒子は徐々に水平方向の定在波の音圧の腹から節に向かう力を受けて移動し、音圧の節の交点を中心とした菱形に変形する。両方の力がそれぞれ同等であるならば、凝集形状は図 15 (b) に示すように格子を形成する。水平方向の振動子に加わる電圧をさらに増加し、水平方向の力が支配的になれば、凝集形状は図 15 (c) のように変形する。

3・4 混在粒子の分離・移動 粒子に作用する力は、式 (6) に示すように同一の音場中であっても粒子の大きさ、材質等により異なる。図 16 は、定在波の音圧の節に平均径 16 μm のアルミナ粒子を捕捉している中に、平均径 80 μm のナイロン粒子を投入したところ、音圧の腹にナイロン粒子が捕捉されたことを示している。表 1 に水、アルミナ、ナイロン、空気の物性値より求めた $B+(1-\gamma)$ の値を示す。ナイロンの密度と音速はアルミナより水に近いため、作用する力はアルミナより小さい。また表面積が大きい気泡の

Table 1 Physical properties of water, alumina, nylon and air

	Density [kg/m ³]	Sound speed [m/sec]	B	γ	$B+(1-\gamma)$
Water	1000	1500	0.0	1.0	0.0
Alumina	3950	10544	0.994	0.0051	1.989
Nylon	1110	2620	0.102	0.295	0.807
Air	1.29	331	-2.988	15842	-15844

付着している可能性が高い。気泡は水に比べ密度が小さく圧縮率が大きいため、前述の式 (6) において $B+(1-\gamma)<0$ となり、音圧の腹に向かう力を受ける。ナイロンに付着している気泡の体積 V は非常に小さいが、 $B+(1-\gamma)$ の絶対値が十分に大きいため、わずかな気泡によりナイロン粒子には音圧の腹に向かう力が作用すると考えられる。このように密度、圧縮率、音速、体積により作用する力が異なるので、これらの特性の異なる混在粒子を超音波により分離することが可能である。

分離した粒子を取出すには、任意の粒子のみに力を作用して移動することが必要である。定在波音場と対照的に、進行波は方向性の音響放射圧による力を発生する。2・2 節に示したように超音波は凹面形振動子を用いることにより簡単に集束させることができ、音響放射圧による力もまた集束し、この力は波長のオーダーの微小領域に作用する。

定在波音場中で捕捉された粒子に、集束音波による集束放射圧を作用させる実験を行った (図 17, 18)。3・1 節の定在波で捕捉した凝集粒子のコラム (垂直方向) に集束形振動子 (直径 20 mm の凹面形圧電セラミックス、共振周波数 5.6 MHz、焦点距離 40 mm) の焦点位置を合わせて水平方向から超音波を放射したところ、焦点付近の極めて限られた領域の粒子が捕捉されている位置から高速ではじき飛ばされた。この実験の場

Fig. 17 Focusing of acoustic radiation pressure on specific particles

Fig. 18 Transportation of trapped particles applying focused radiation pressure of traveling ultrasound

合、式(7)で与えられる first nodal circle は 1.3 mm であるから定在波により半波長 0.43 mm 間隔で凝集した微粒子のコラムのうちの特定の部分のみが捕捉位置から搬送されることになる。この値は周波数を高くすることでさらに小さくでき、任意の凝集粒子のみをはじきとばして回収することが可能である。

振動子に集束形を用いると、焦点位置に非常に強力な力を集中する一方、それ以外では力は作用しないため、特定の微小物体のみに大きな力を作用させるには適切な方法であると考えられる。

3・5 細胞の捕捉 マイクロマニピュレーション技術はバイオテクノロジーにおける細胞融合のための細胞操作や、遺伝子工学における DNA 操作等への応用が考えられる⁽⁷⁾⁽²¹⁾。Wu は、対向する集束超音波を用いてラテックス微粒子および蛙の卵をマニピュレートできることを示している⁽¹²⁾。定在波音場による細胞操作を試みた。タバコの根の細胞(直径約 50 μm 、長さ約 1 mm)を 3・1 節で示した定在波音場中(1.75 MHz, 10^5 Pa)に投入し、音圧の節に捕捉することを試みた。図 19 はその結果である。半波長間隔で層状

Fig. 19 Biological cell trapped in a standing wave field

に凝集していることがわかる。しかしながら、同一条件のアルミナ微粒子の場合に比べて作用する力は微弱であった。本手法は式(6)に示すように密度と圧縮率の ρ, β が異なる際に超音波の音響放射圧が作用するが、細胞の主成分は水であり媒質に近いため、式(6)で表される音響放射圧による力は微弱であると考えられる。

4. 考 察

超音波の音響放射圧を力として利用するためには、その大きさが問題となる。水中に懸濁した直径 16 μm の球形アルミナ粒子(比重 3.95、質量 8.47×10^{-12} kg)には、重力 83.0 pN、浮力 21.0 pN、差引き 62.0 pN の力が重力の方向に作用する。本実験で用いた 1.75 MHz の定在波音場中の音圧振幅を 1 気圧(1.013×10^5 Pa)とすると、直径 16 μm の球形アルミナ粒子には、式(6)より最大 142.6 pN の力が音圧の腹から節に向かって作用することになる。この力は、音圧および物体の音響特性、大きさ等によって異なるが、数十 μm のマイクロマシンのアクチュエータとして十分に活用できると考えられる。また、音場中で粒子は凝集するため、凝集によって体積 V が大きくなるとともに粒子に作用する力は大きくなる。実際には円盤状に凝集するが球形の場合で考えると、直径 64 μm の球形アルミナ粒子には、重力 5 313 pN、浮力 1 345 pN、差引き 3 968 pN の下方に向かう力と、音響放射圧による音圧の節に向かう力 9 127 pN が作用する。

このように同じ音場中に置かれても、小球の形状や物理的な特性によって受ける力が異なるため、この性質を用いることにより液体中の懸濁微粒子の分離技術や大きさによる分級技術に応用することができると考えられる。これに関連した研究として、山越らは、微小粒子が受ける放射圧による力と粘性力による抵抗が粒径によって異なることを利用し、移動定在波中での微小粒子の粒径の違いによる追従性の差から、粒径計

測を行う方法を提案している⁽²⁷⁾。安田らは液体中での微粒子を定在波を用いて濃縮、回収することを試みているが、濃縮効果が微粒子の粒径により異なり、小さな粒径になるほど濃縮が困難になることを示している⁽²⁸⁾。

これらの実験から、超音波を用いることにより、微粒子の寸法・形状・材質の差異による選択的マニピュレーションが実現可能と考えられる。さらに、本実験で示したように、集束超音波による放射圧を用いれば、空間的にも微粒子を選択的にマニピュレートすることが可能となる。

5. 結 論

本報では、水中超音波を用いて微粒子の非接触マイクロマニピュレーションを試みた。水中において懸濁したアルミナ微粒子は、定在波音場中で半波長間隔に存在する音圧の節に捕捉されて凝集し、音軸方向にコラムを形成した。粒子を捕捉する力は音のビーム軸付近が最も強いが、その力は振動子前面の広い範囲にわたって作用し、周波数等を変化させて音場が変化すると、粒子は水平面内を移動することがわかった。音波は反射板を用いて容易にその進行方向を変えることができるので、2枚の反射板を組合せてL字形の定在波音場を作ると、直角に反射する反射板近傍において粒子の捕捉位置を格子状の定点に固定できた。さらに2組の振動子と反射板を用いて直交する定在波音場を生成し、それぞれの振動子への印加電圧の比を変えることにより、両軸の交点付近に捕捉された微粒子の凝集形状を変形させることができた。

アルミナ微粒子が音圧の節に捕捉されている定在波音場中に、気泡が付着していると考えられるナイロン粒子を投入すると、ナイロン粒子は音圧の腹に捕捉され、音響的に特性の異なる物質を超音波で分離できることを示した。分離した凝集粒子のコラムは、直角方向から凝集間隔と同程度に集束させた超音波の進行波を照射することにより、特定の部分の凝集粒子のみを搬送できる。超音波による力は細胞にも作用するので、超音波の音響放射圧を用いたマニピュレーション技術はバイオテクノロジーへの応用も可能である。

最近、振動板にたわみ振動を励振させることで空中に超音波を放射させ、その放射圧により数kgの質量の物体を浮揚させる研究が行われている⁽²⁹⁾⁽³⁰⁾。これは、本報での原理とは異なるものであるが、重量物の超音波マニピュレーションの可能性を示している。なお、すべての物を超音波で動かす必要はなく、今村らは静電力およびレーザ光を組合せた細胞操作を試みて

いるが⁽²¹⁾、このように他の力と複合化して、それぞれの特徴を生かした使い方をすることにより、実用的なマイクロマニピュレーションが可能となる。

文 献

- (1) 江刺正喜, 機論, **62**-594, C(1995), 417-422.
- (2) 福田敏男・光岡豊一, 夢のマイクロロボット, (1995), 70-85, オーム社.
- (3) Jin, J., 樋口俊郎, 電気学会論文誌, **116**-E(1996), 28-33.
- (4) Ashkin, A., *Phys. Rev. Lett.*, **24**-4 (1970), 156-159.
- (5) 杉浦忠男・河田聡・南茂夫, 分光研究, **39**-6(1990), 342-346.
- (6) 渡辺恒雄, 静電気学会誌, **16**-6(1992), 483-492.
- (7) Morishima, K., Fukuda, T., Arai, F., Ishihara, H., Matsuura, H. and Yoshikawa, K., *6th Int. Sympo. Micro Machine & Human Science Proc.*, (1995), 145-152.
- (8) Takeuchi, M., Abe, H. and Yamanouchi, K., *Jpn. J. Appl. Phys.*, **35**-5B (1996), 3244-3247.
- (9) Whitworth, G. and Coakley, W. T., *J. Acoust. Soc. Am.*, **91**-1 (1992), 79-85.
- (10) Whitworth, G. and Nyborg, W. L., *J. Acoust. Soc. Am.*, **90**-4 (1991), 2091-2096.
- (11) Tolt, T. L. and Feke, D. L., *J. Acoust. Soc. Am.*, **91**-6 (1992), 3152-3156.
- (12) Wu, J., *J. Acoust. Soc. Am.*, **89**-5 (1991), 2140-2143.
- (13) 根岸勝雄・高木堅志郎, 超音波技術, (1984), 59-69, 東京大学出版会.
- (14) 竹内正男, 日本音響学会誌, **52**-3, (1996), 203-209.
- (15) Schetter, B. and Funcke, J. (小室弥栄・中島耀二訳), 粉砕, **38**(1994), 21-29.
- (16) 奥平有三・安藤秀行・佐藤宗武・宮南啓, 粉体工学会誌, **32**-5(1995), 311-318.
- (17) 羽田野甫・金井義和・池上雄二・藤井積・斉藤勝利, 日本音響学会誌, **47**-1(1991), 40-47.
- (18) Mitome, H., Kozuka, T. and Tuziuti, T., *4th Int. Sympo. Micro Machine & Human Science Proc.*, (1993), 68-74.
- (19) Kozuka, T., Tuziuti, T., Mitome, H. and Fukuda, T., *5th Int. Sympo. Micro Machine & Human Science Proc.*, (1994), 83-87.
- (20) Kozuka, T., Tuziuti, T., Mitome, H. and Fukuda, T., *6th Int. Sympo. Micro Machine & Human Science Proc.*, (1995), 179-185.
- (21) 今村誠・細井功一・水野彰, 静電気学会誌, **13**-5(1989), 417-424.
- (22) Nyborg, W. L., *J. Acoust. Soc. Am.*, **42**-5(1967), 947-952.
- (23) Gor'kov, L. P., *Sov. Phys. -Doklady*, **6**-9(1962), 773-775.
- (24) 実吉純一・菊池喜充・熊本彦彦, 超音波技術便覧(新訂版), (1978), 166-174, 日刊工業新聞社.
- (25) 辻内亨・小塚晃透・三留秀人, 日本音響学会平成6年度春季研究発表会講演論文集-2, (1994), 1011-1012.
- (26) 三浦光, 日本音響学会誌, **47**-12(1991), 941-947.
- (27) 山越芳樹・小林正樹, 日本音響学会誌, **50**-3(1994), 198-204.
- (28) Yasuda, K., Kiyama, M. and Umemura, S., *J. Acoust. Soc. Am.*, **99**-2(1996), 1248-1251.
- (29) Hashimoto, Y., Koike, Y. and Ueha, S., *J. Acoust. Soc. Jpn. (E)*, **16**-3 (1995), 189-192.
- (30) 橋場邦夫・寺尾憲・久納孝彦, 機論, **61**-590, C(1995), 3931-3936.