

定在波音場制御による微粒子のハンドリング

通商産業省 工業技術院 名古屋工業技術研究所

小塚 晃透、辻内 亨、三留 秀人

1. 緒言

筆者らはこれまで流体中を進む超音波の音響放射圧に関する非線形音響の研究を行ってきた[1,2,3]。流体中を進む超音波を物体で遮ると、その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[4]。この力は微弱であるが、超音波を集束することにより微小領域へ音響エネルギーを集中して大きな力を作用させることが可能である[2]。また、反射板を用いて共鳴する定在波音場を生成することにより、半波長間隔で力を作用させることが可能である。このため、微小物体を対象とするクリーンな非接触マイクロマニピュレーションとしての応用が期待され、多くの研究が行われている[3,5,6]。

本報では、水中に懸濁した微粒子を超音波の定在波でトラップし、それらの位置制御および凝集状態を操作することを試みる。さらに、微粒子に作用する超音波の放射圧による力を評価する。

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、超音波の伝搬方向に押す力を受ける。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、その周りの音のエネルギー密度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、

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

で与えられる[4]。ここで Y_p は球の材質と ka ($=2\pi a/\lambda$, 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[7]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。

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

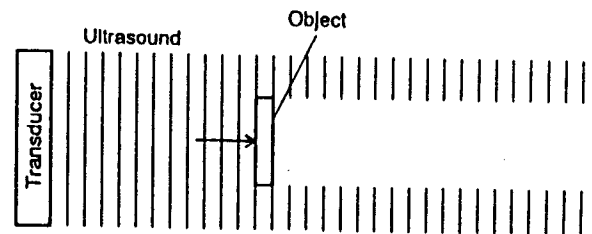


図1. 音響放射圧の概念

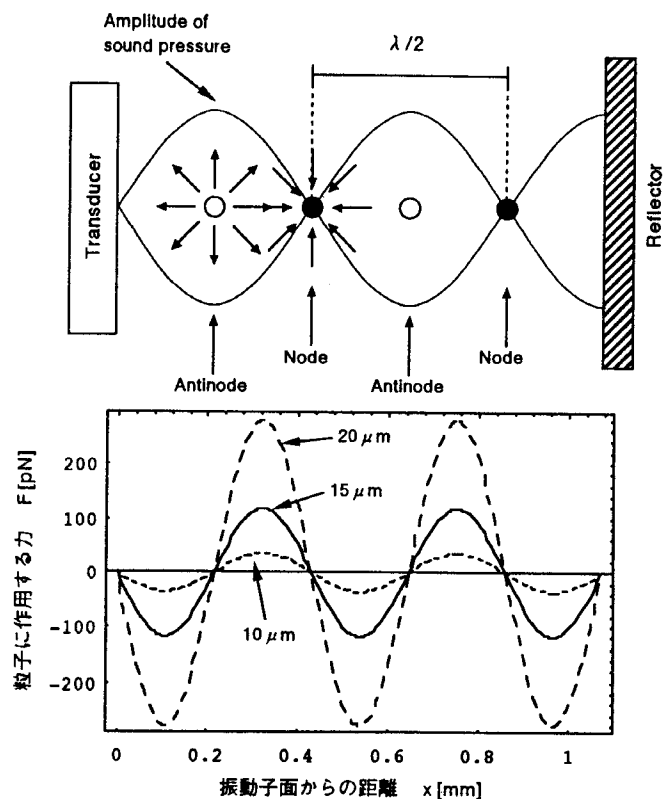


図2. 定在波音場中の微粒子に作用する力

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、

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

である。 Δ 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時にのみ重要で、定在波音場中では無視することができる。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、

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

となる[7,8]。特に、音圧振幅 A 、角周波数 ω の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、

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

と表される。このとき(4)式は、

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

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[9]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トラップされ、一方 $B+(1-\gamma)<0$ の場合には、音圧分布の腹にトラップされることを示した。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トラップされることになる。

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。

超音波は凹面型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 の凹面球型振動子の場合、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、

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

で与えられ、この円内を全音響出力の84%が通過することが知られている[10]。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り、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。

図4は、水中における凹面型振動子(5.6MHz、 $\lambda=0.27\text{mm}$ 、 $l_f=40\text{mm}$ 、 $a=10\text{mm}$)の音場をシュリーレン法により可視化したものである。超音波が焦点付近で集束する様子がわかる。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[2]。音場の集束に対応し

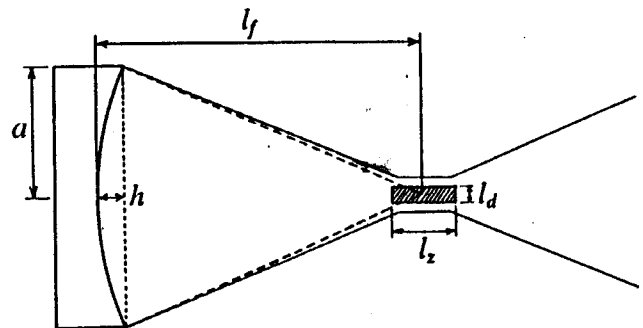


図3. 集束超音波のモデル

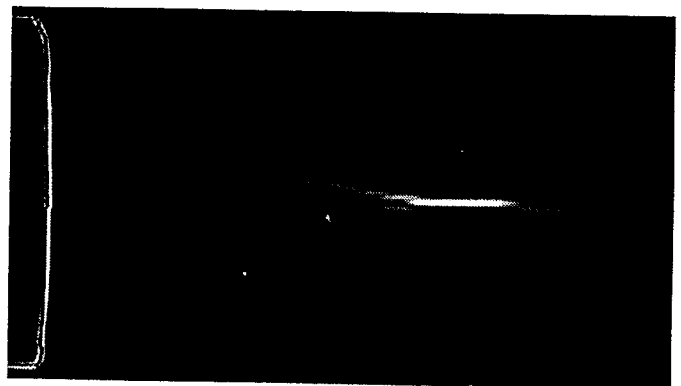


図4. 集束超音波の音場のシュリーレン像



図5. 集束超音波による噴水現象

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。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トラップ

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トラップを試みた。図6に実験装置の構成を示す。振動子は直径20mmの平板円型圧電セラミックス(共振周波数1.75MHz)を、シリコンゴムのバッフル(直径30mm)で周りを固めたもので、水中に上向きに固定した。図7に振動子中心軸上の距離 $l=20, 40, 60\text{mm}$ における周波数特性を示す。振動子上方30mmの位置にセラミックスの反射板を水平に設置した。1.75MHzの連続正弦波をパワーアンプにより増幅して振動子を駆動し、反射板との間に定在波音場を形成した(波長0.86mm)。微粒子として平均径 $16\mu\text{m}$ のアルミナ粒子を用い、その懸濁液を定在波音場中にピペットで注入し、粒子の挙動をCCDカメラを用いて観察した。

図8に、音圧の節にトラップされ凝集したアルミナ粒子を示す。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トラップされていることがわかる。図9は、シュリーレンシステム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、粒子をトラップ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、アルミナ懸濁液をビーム軸に垂直に横から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トラップされる。すな

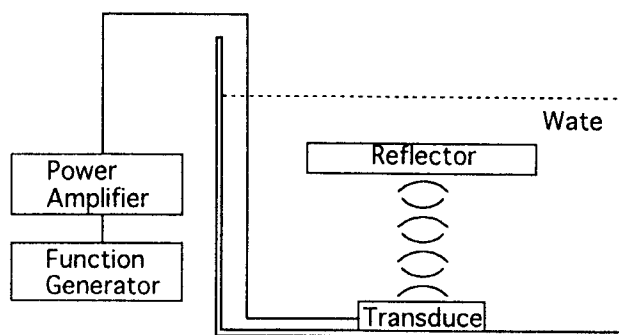


図6. 実験装置の構成

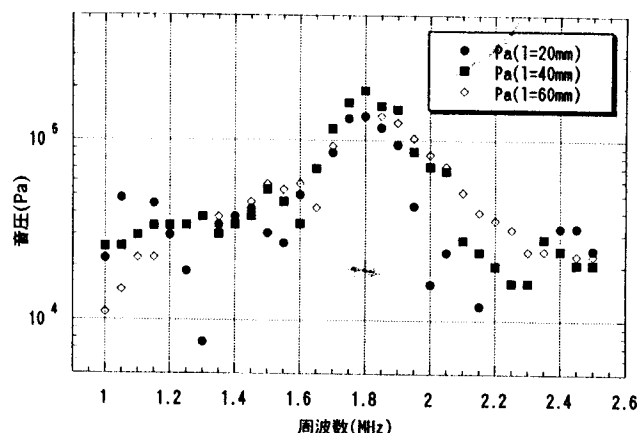


図7. 平面型振動子の周波数特性

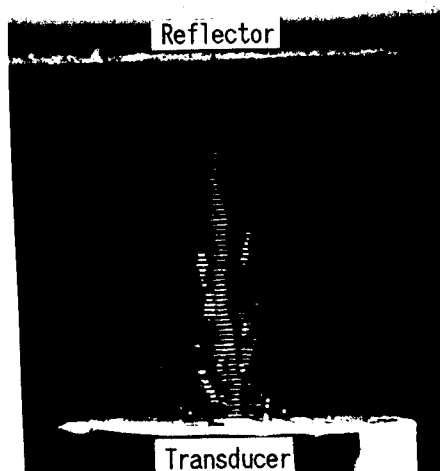
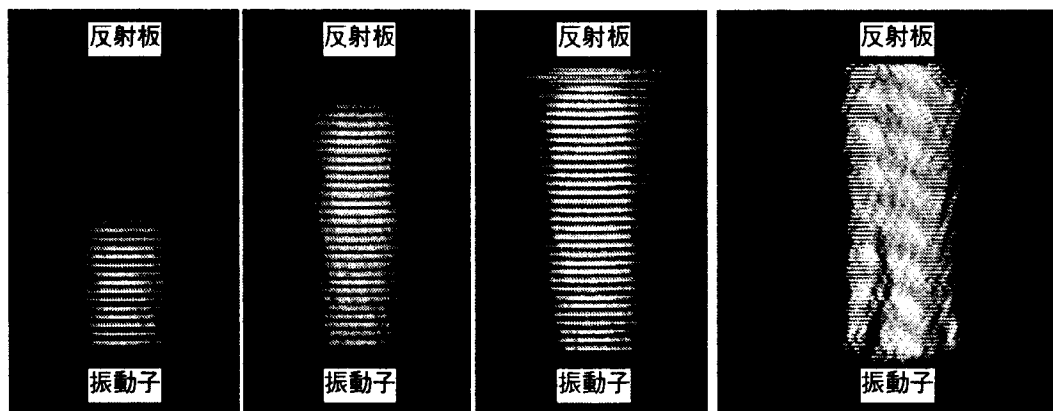


図8. 定在波によるアルミナ粒子のトラップ



バースト波による水中超音波の伝搬

連続波による定在波

図9. シュリーレン法による定在波生成過程の可視化

わち、粒子をトラップする力の作用範囲は広範囲に分布しているが、振動子の中心軸付近においてトラップする力の極大値が複数存在する。図11はアルミナ粒子が定在波音場中の音圧の節にトラップされている中で、音圧の腹にナイロン粒子がトラップされていることを示している。これはナイロンに気泡が付着していると考えられ、気泡は水に比べ密度が小さく、圧縮率が大きいので、前述の(6)式において $B+(1-\gamma)<0$ となり、音圧の腹にトラップされることになる。

3.2. 集束定在波による粒子トラップ・一次元移動

図9、10に示したように、平面型振動子による定在波音場中で作用する力の作用範囲は広く、力学的な安定点は周波数等によって微妙に変化するため、粒子を任意の一点に固定することは難しい。そこで集束型振動子を用いて音響放射圧を一点に集中し、その焦点位置に反射板を設置して定在波を生成した。振動子は、直径20mm、焦点距離40mm、共振周波数5.6MHzの凹面型振動子を用いた。図12に振動子中心軸上の距離 $l=20$ 、40(焦点)、60mmにおける振動子の周波数特性を示す。図13にシュリーレン法により可視化した音場を示す。この定在波音場中にアルミナ粒子を投入した

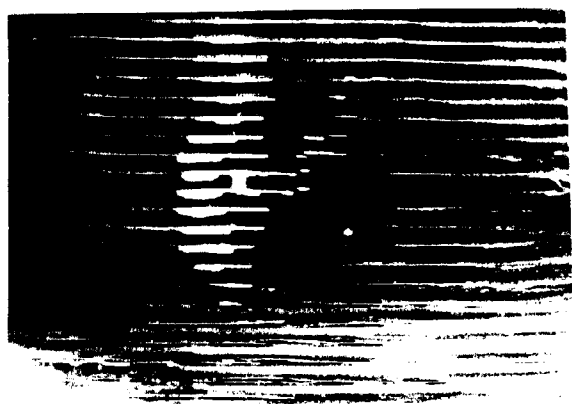


図10. 定在波中で層状に凝集しながら流れる懸濁液

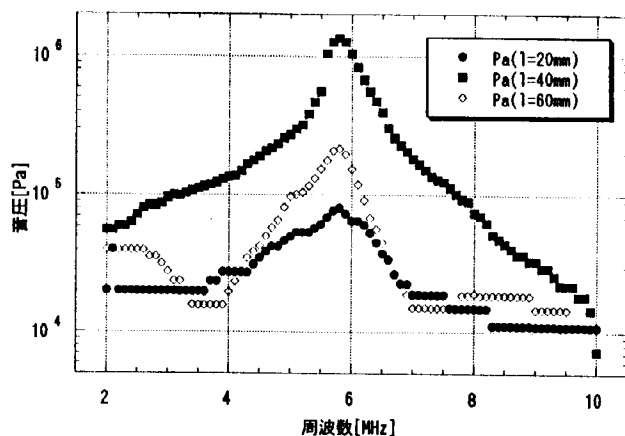


図12. 集束型振動子の周波数特性

ところ、焦点付近(反射板近傍)の中心軸上のみに半波長間隔で粒子が凝集しトラップされるのが観察された。ここで周波数を連続的に変化させると、凝集した粒子群は音軸に沿って1次元的に移動する。図14に周波数を4.0MHzから8.0MHzまで0.01MHz間隔で変化させた際の粒子の移動を示す。周波数の変化に伴い音波長が変化し、粒子の凝集間隔が変化する。粒子の移動量は各粒子間の凝集間隔の変化量の積算となるので、反射板付近の粒子はあまり移動しないが、反射板から離れた粒子は反射板との距離に応じた長い距離を移動することになる。周波数の増分 Δf が十分に小さい場合、周波数 f が $f+\Delta f$ に変化した際の反射板から n 番目の粒子の移動距離 Δl_n は、媒質中での音速を c とすると以下の式で与えられる。

$$\Delta l_n = nc\Delta f / 2f(f + \Delta f) \quad (8)$$

移動距離 Δl_n は n に比例し、また f に対して Δf が十分に小さい場合、 Δl_n は Δf に比例し、 f の2乗に反比例する。

今回の実験では粒子の凝集間隔は周波数に応じて $186\mu\text{m} \sim 94\mu\text{m}$ となり、周波数増分0.01MHzにおける凝集間隔の変化量は同じく0.46

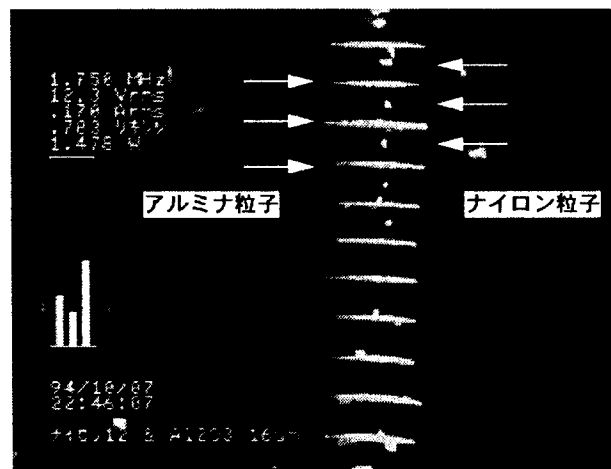


図11. 音圧の節にアルミナ、腹にナイロン

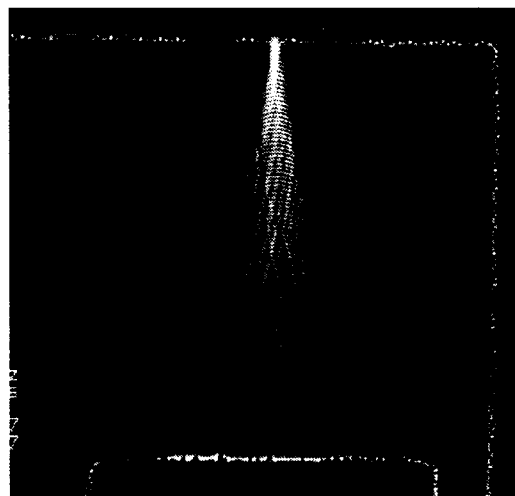


図13. 凹面型振動子による定在波のシュリーレン像

$\mu\text{m} \sim 0.12 \mu\text{m}$ である。粒子の移動量はこの変化量の積算であり、焦点位置から離れるにつれて大きくなる。同時に粒子をトラップする力は焦点からの距離と共に弱くなり、今回の実験例では、焦点位置から最も離れたところにトラップされた粒子は4.0MHzから8.0MHzの間に約1.875mmの距離を移動している。このときの周波数増分0.01 MHzの変化に対する移動距離の分解能は約 $9.4 \mu\text{m} \sim 2.3 \mu\text{m}$ で、周波数増分を小さくすることでサブミクロン分解能も実現できる。

周波数の変化量を変えることで粒子の配列を分離することも可能である。図15に周波数を5.0MHzから6.0MHzに増加した際に、その変化量(増加分)を0.02、0.05、0.10、0.20MHzとした際の、音圧の節の位置およびトラップしている粒子の追従性を示す。5.0MHzにおいてすべての音圧の節にトラップされた粒子が、周波数を増加した際に音場が変化し、近傍の新たな音圧の節に移動する。この位置を丸印で示す。0.02MHzおよび0.05MHz間隔で周波数を増加した際に、図中の粒子はすべて上方に移動するが、0.1、0.2 MHz間隔で増加した際には、反射板からそれぞれ25、13番目以降の粒子は移動距

離が粒子の凝集間隔(半波長)の1/2以上になり、隣接する反対方向の音圧の節の方が近くなるため、反対方向に移動する。実際の実験結果を図16に示す。

周波数 f を増加させた際に反射板から n 番目の粒子を上に移動する周波数増分 Δf は、

$$\Delta f < f/2n \quad (9)$$

で与えられる。この現象を応用すれば、半波長間隔で一様にトラップされた粒子群の中から、任意の粒子のみを取り出すことが可能と考えられる。

3.3. 直交定在波音場中の微粒子の凝集

これまでは1次元の定在波音場を扱ってきたが、直交する2組の定在波を用いることで、微粒

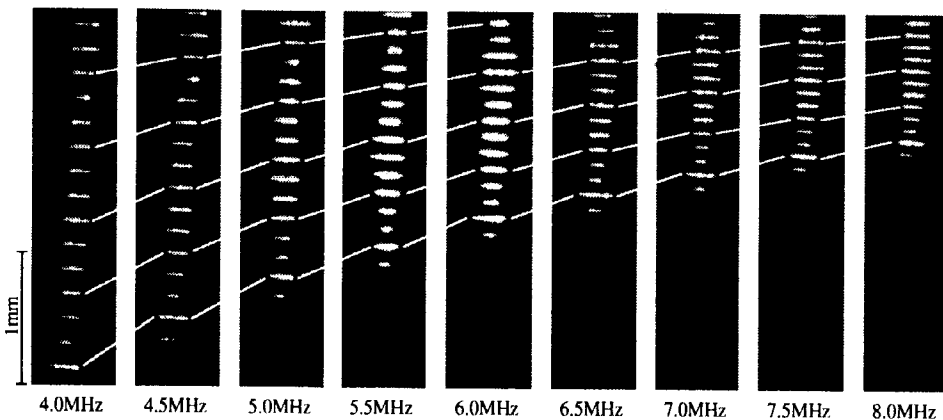


図14. 周波数変化による凝集粒子の移動

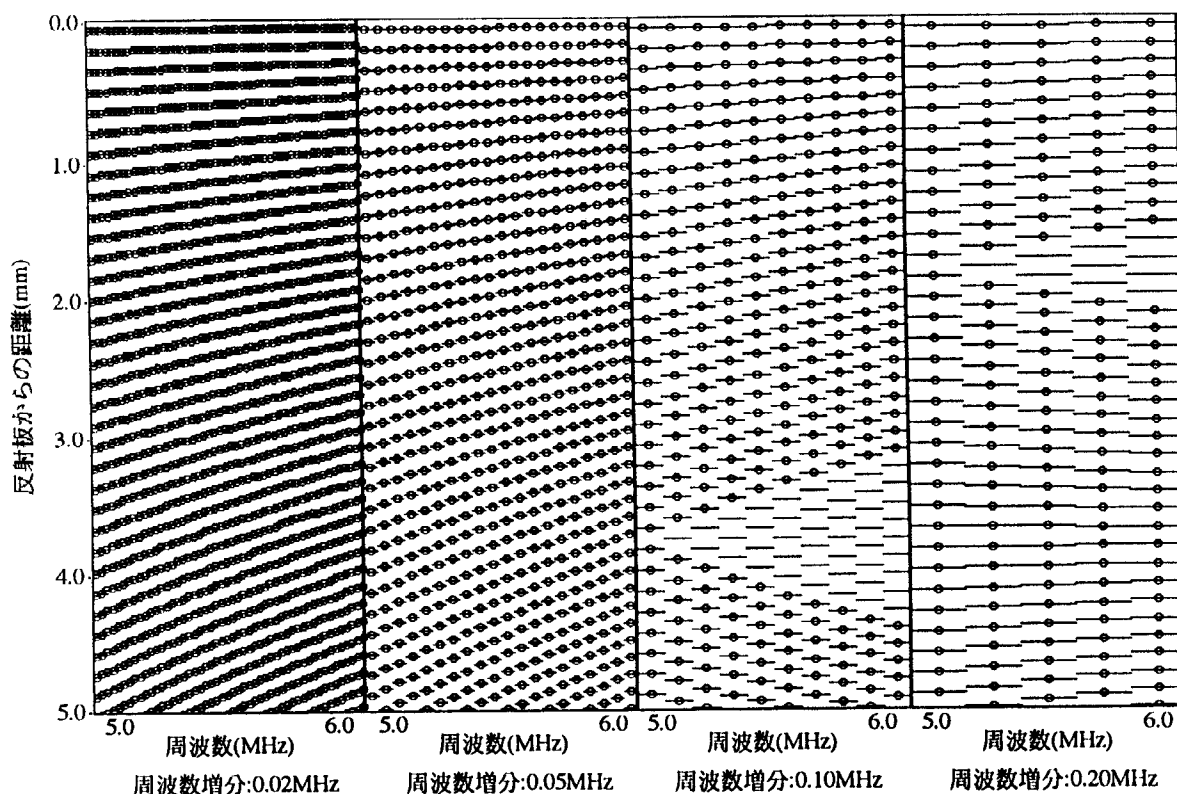


図15. 周波数増分による音圧の節およびトラップ粒子の移動

— 音圧の節
○ トラップ粒子

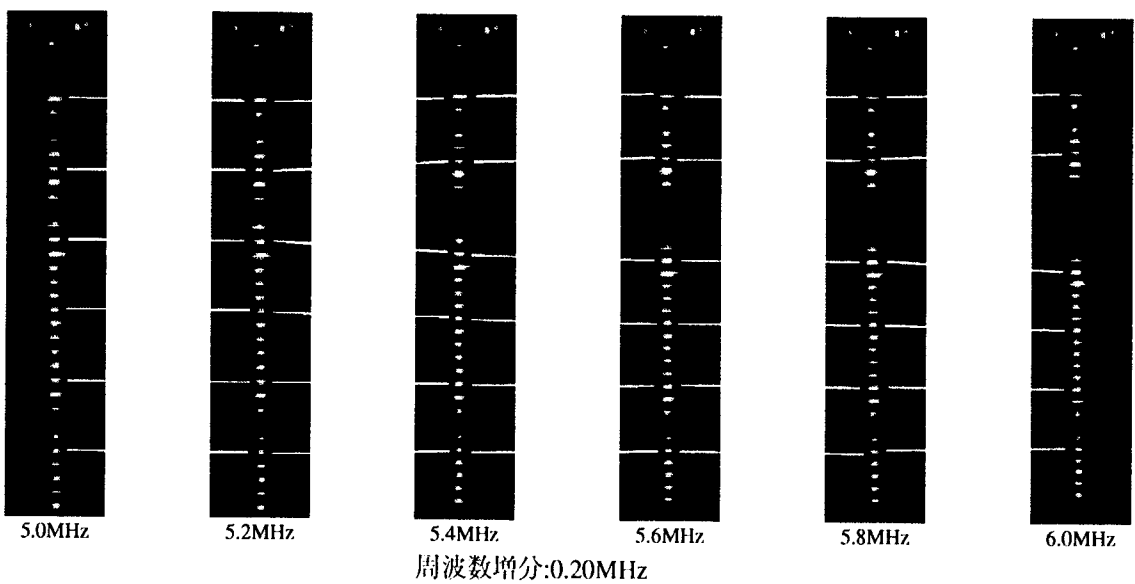
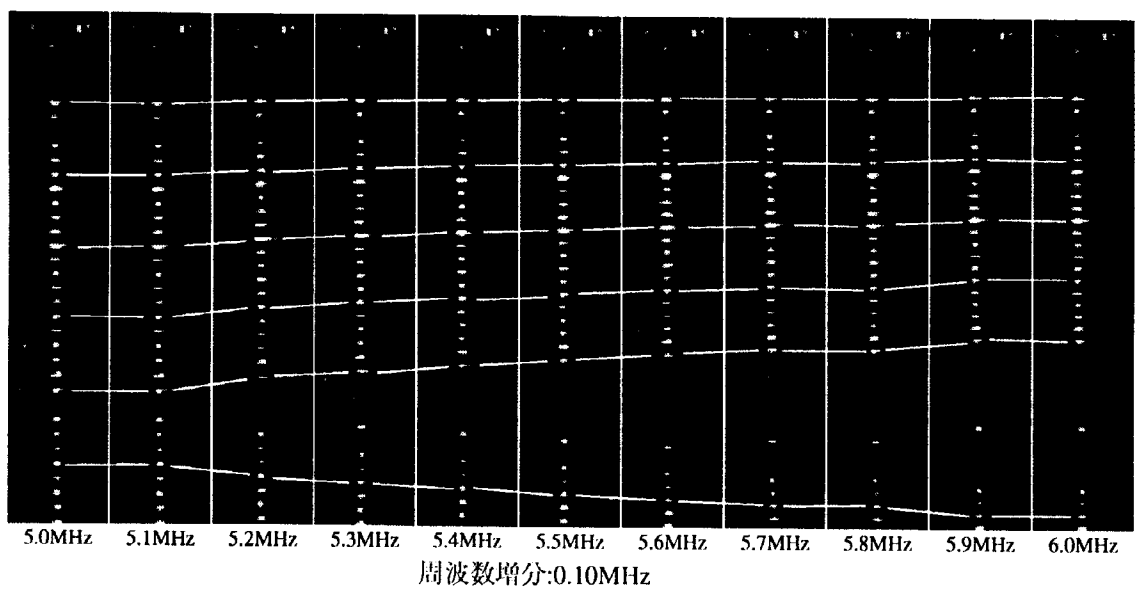
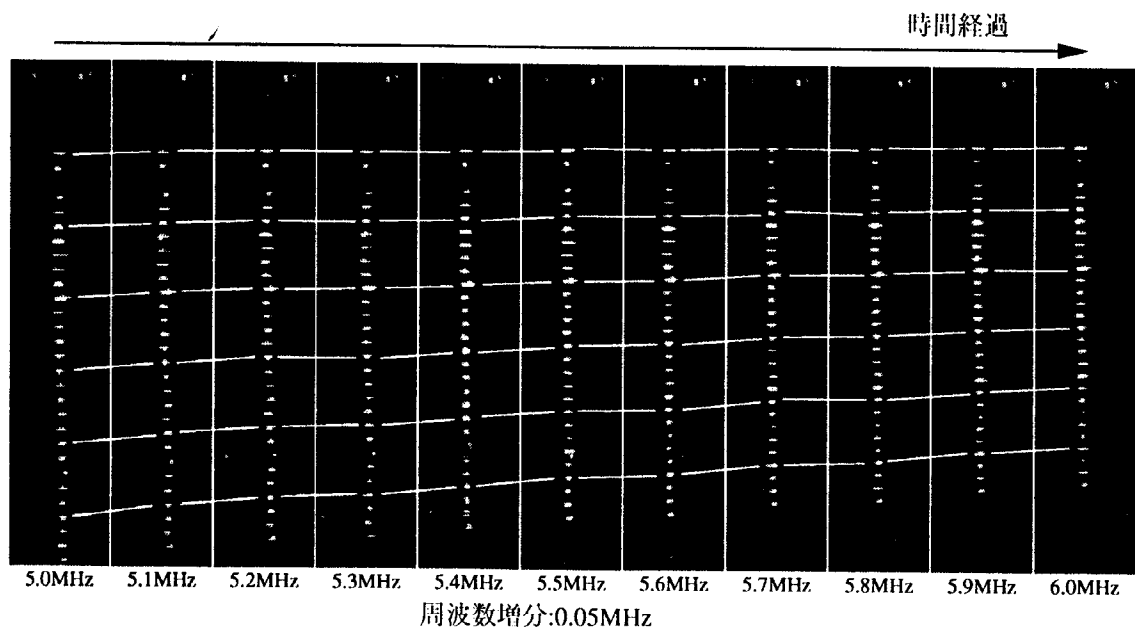


図16. 周波数増加分の違いによる粒子移動

子の凝集形状を操作することが考えられる。振動子と反射板を2組用意し、それぞれ直角に交差する定在波音場を形成し、その中で粒子の挙動を観察した。

交点付近でトラップされ凝集している粒子を図17に示す。それぞれの振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化する。(a)は垂直方向の力が支配的な場合である。両方の力がそれぞれ同等であるならば、凝集形状は(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が増加すれば凝集は(c)のように変化する。

3.4. 集束放射力を用いた粒子の移動

定在波音場と対照的に、進行波は一方向性の音響放射圧による力を発生する。前述のように超音波は凹面型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。

図18は定在波音場中でトラップされた粒子に、超音波による集束放射力を作用させた際の粒子の挙動を示す。

3.1. 節の定在波でトラップした凝集粒子のコラム（垂直方向）に集束型振動子（直径20mmの円板型圧電セラミックス、共振周波数5.6MHz、焦点距離40mm）の焦点位置を凝集粒子に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トラップされている位置から高速ではじき飛ばされた。この実験の場合、(7)式で与えられる first nodal circle は1.3mmであるから定在波により半波長0.43mm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トラップ位置から搬送されることになる。振動子に集束型を用いると、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。

4. 結論

音響放射圧による定在波を用いて水中に懸濁したアルミナの微粒子のトラップを試みた。微粒子は半波長間隔で、音圧の節にトラップされて凝集し、音軸方向にコラムを形成した。トラップ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する。振動

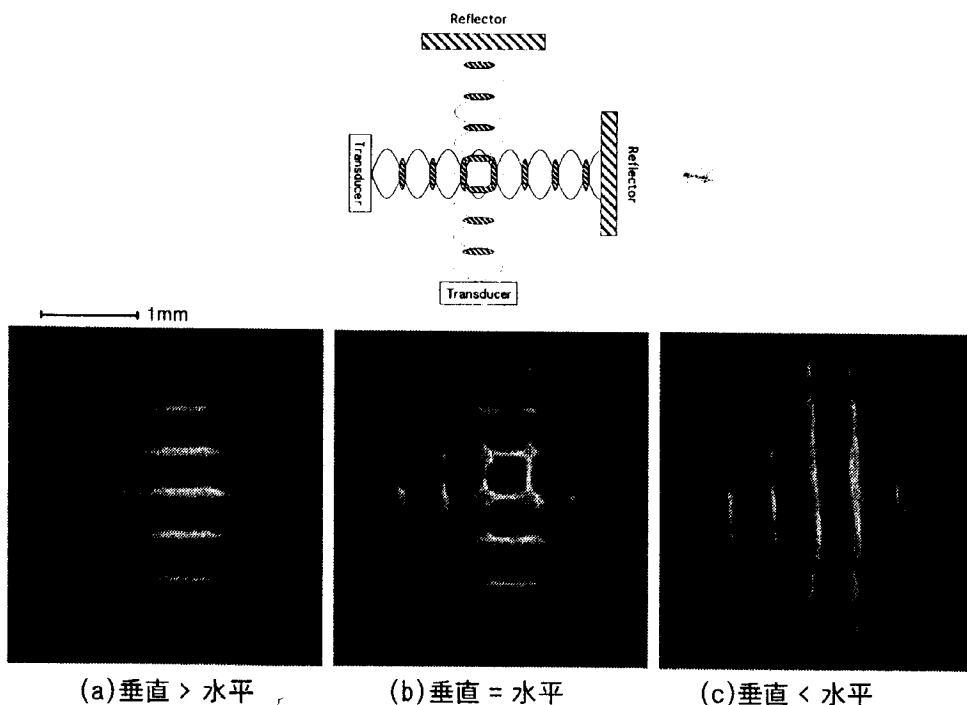


図17. 直交定在波による粒子の凝集形状の変形

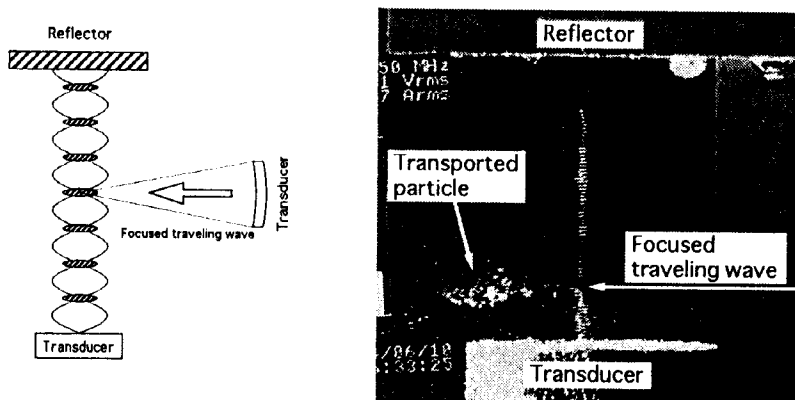


図18. 集束定在波による特定粒子の搬送

子に集束型を用いることで、凝集位置を1次元的に固定することが可能となった。さらに、周波数を変化することで中心軸上を移動し、その時の周波数増分を選択することにより任意の粒子を操作できると考えられる。また、互いに直交する2組の定在波を発生させると、それぞれの音軸上に半波長間隔の凝集粒子のコラムが形成された。両者の交点付近に着目すると、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、微粒子の凝集形状を変化させることができた。さらに、凝集粒子のコラムに直角方向から、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ことを示した。

参考文献

- [1] H.Mitome, T.Kozuka, T.Tuziuti: Effects of Nonlinearity in Development of Acoustic Streaming, Jpn. J. Appl. Phys. Vol.34 (1995) pp.2284-2589.
- [2] 辻内亨, 小塚晃透, 三留秀人: 凹面型超音波振動子による音響放射圧の集束, 日本音響学会平成6年度春季研究発表会講演論文集 (1994) pp.1011-1012.
- [3] 小塚晃透, 辻内亨, 三留秀人: 超音波を用いた微粒子の選択的マニピュレーション, 信学技報 US94-82 (1995) pp.33-40.
- [4] 根岸勝男, 高木堅志郎: 超音波技術 (東京大学出版会, 1984) pp.59-69.
- [5] 竹内正男, 阿部英孝, 山之内和彦: 動画像処理を用いた超音波マイクロマニピュレータ, 信学技報US95-16 (1995) pp.21-28.
- [6] K.Yasuda, S.Umemura and K.Takeda: Concentration and Fractionation of Small Particles in Liquid by Ultrasound, Jpn. J. Appl. Phys. Vol.34 (1995) pp.2715-2720.
- [7] W.L.Nyborg: Radiation Pressure on a Small Rigid Sphere, J.Acoust.Soc.Am., Vol.42 (1967) pp.947-952.
- [8] L.P.Gor'kov: On the Forces Acting on a Small Particle in an Acoustical Field in an Ideal Fluid, Sov.Phys.-Doklady, Vol.6 (1962) pp.773-775.
- [9] 竹内正男, 山之内和彦: 超音波マイクロマニピュレーションにおける波動ビームの形状効果について, 東北大学電気通信研究所第271回音響工学研究会資料, 271-3 (1994).
- [10] 実吉純一, 菊池喜充, 能本乙彦: 超音波技術便覧 (新訂版) (日刊工業新聞社, 1978) pp.166-174.