進行波中の微小物体に作用する音響放射力の測定

Measurement of acoustic radiation force acting on small particles in a progressive wave

05120

研 究 者 九州大学大学院総合理工学研究院 助 手 江 原 真 司 Shinji Ebara

Nowadays according to developments of micromachine, biotechnology and micro-fabrication technology, manipulation of small objects has become more and more recognized as an important technology. Manipulation technology using an acoustic radiation force by ultrasound has a number of advantages such that wide handling range is available, and has been studied by many researchers. However, for small objects with the size of μm order which are considered to be remarkably influenced by viscosity of the surrounding fluid and are the target of the recent micro-manipulation, little studies have been carried out to date. There still remain several questions how viscosity of the surrounding fluid, elasticity of the object influence the acoustic radiation force.

In this study, measurements are made for acoustic radiation force acting on small particles in a progressive wave with a frequency of 400 kHz which is not plane. In order to see the influence of elasticity of the particles, three kinds of material with different properties are used and the experiment is made in the condition of $ka \ll 1$, where k is the wave number of sound waves and a is the radius of a particle on which the radiation force is exerted. It is well known that acoustic field interacts not only with objects as the acoustic radiation force but with the surrounding fluid through which the sound is carried to cause acoustic streaming. A small particle in the acoustic field is affected by the radiation force and the streaming. Acoustic streaming is numerically calculated and its effect is attempted to be eliminate in the experiment.

From experimental results, it is found that the acoustic streaming couldn't be neglect to estimate the acoustic radiation force and very larger forces were exerted on small particles than some theories of the radiation force.

研究目的

音場中の物体に働く力、音響放射力を積極的に利用する試みは数多く行われており、音波浮揚や微粒子の凝集、分離や濾過など幅広い分野に応用されている。また、近年のマイクロマシンやバイオテクノロジー、微細加工技術の発展に伴って、微小物体の操作はますます重要な技術として認識されてきている。 μm オー

ダーの微小領域では微細な埃が大きな障害物として作用するため、また細胞などの壊れ易い生体物質を扱うためにはクリーンな非接触によるマニピュレーションが必要になる。超音波による音響放射力を用いたマニピュレーションは、操作範囲が広いなどの利点があり、多くの研究が行われている。しかし、周囲流体の粘性が多大な影響を及ぼすと考えられる、近年のマイクロマニピュレーションで対象とするような μm オーダー

の微小物体に対しては未だ十分な研究はなされているとは言えない。また素過程である音響放射力への流体の粘性の影響も解明されてはいない。今までの理論研究のほとんどは非粘性流体を対象として扱ってきた。平面進行波、定在波音場中の剛体球に作用する音響放射力を取り扱った King の理論¹⁾ が代表的な研究として挙げられる。この理論は実験とよく一致することが知られているが、ほとんどが物体の大きさが音波の波長より大きい場合 $ka \gg 1$ (k : 音波の波数, a : 物体の半径) である。また物体の大きさが音波により生じる粘性境界層 $\delta_v = \sqrt{2\nu/\omega}$ (ν : 流体の動粘度, ω : 音波の角周波数) に較べて大きい場合も Kingらの理論に従うが、物体が粘性境界層のオーダーまで小さくなると理論からのずれが生じることが報告されている²⁾。粘性の影響を考慮した研究としては、Doinikov の理論解析³⁾ があるが実験的な検証は未だ十分ではなく、その妥当性を確かめるまでには至っていない。またこれらの理論では固体の弾性は考慮されておらず、弾性振動の影響が大きい水中での音響放射力を考えた場合には固体の弾性の影響も無視できないと考えられる。

このように、微小物体に働く音響放射力の研究はいまだ十分とはいえず、流体の持つ粘性や物体の弾性、音場の特性が放射力にどう影響を及ぼすかは、まだ不明な点が多い。本研究では流体の粘性や弾性の音響放射力への影響を見るため物性の異なる3つの粒子を用い、 $ka \ll 1$ の条件で実験を行った。また音場はそこにある物体に音響放射力として作用するだけでなく、媒質にも作用し音響流を発生させる。従って音場中にある物体は放射力だけでなく音響流の影響も受けることになる。実験では音場中にある微小粒子の運動から音響放射力の大きさを算出するが、音響流の有無やその大きさは数値解析を行うことで見積り、その影響を排除することを試みた。

研究成果の概要

1. 実験および数値計算方法

1.1 音響放射力の測定実験方法

図1に実験装置の概略を示す。水槽は650mm×350mm×300mmの亚克力製で、音波の反射を防ぐため内側には吸音材を張り巡らしている。使用した音源は共振周波数400kHz、直径20mmの圧電セラミク

ス製振動子で、直径30mmの塩ビパイプ中にシリコンゴムで固定している。振動子の駆動にはファンクションジェネレータを用い、振幅1Vの連続正弦波をパワーアンプで増幅して振動子に印加する。アンプによる増幅率は50倍である。音圧の測定には直径1.2mmのニードル型PVDFハイドロフォンを用いる。ハイドロフォンはX-Y-Zステージに取り付けられており、PCにて位置を制御し、その出力信号はデジタルオシロスコープを介してパソコンに取り込まれ、音圧値に変換される。

実験ではアクリル、シリカ、銅の3種類の粒子を用いる。表1に粒子及び水の物性値を示す。水槽内の静止流体中にゆっくり供給された粒子は始め垂直下方に沈降するが、音響放射力を受けその軌跡は曲線を描く。スリット光を水槽の図1右側より照射し、音軸(x軸)を含む面内の粒子のみ観測する。粒子の半径とそれに作用する音響放射力は、音軸付近での粒子の運動をビデオカメラで撮影し、その画像を解析することで得られる。音場中を速度 u で運動する粒子に働く力は、音響放射力 F_a 、粘性抵抗 F_v 、重力 F_g で、音響放射力は音軸方向に作用すると仮定する。粒子の運動が定常

表1 実験に用いた粒子のデータ

物質	比重 [-]	音響インピーダンス [kg/m ² s]	圧縮率 [Pa ⁻¹]
アクリル	1.19	3.09×10^6	2.32×10^{-10}
シリカ	2.20	1.31×10^7	2.72×10^{-11}
銅	8.96	4.26×10^7	7.26×10^{-10}
水	1.0	1.47×10^6	4.59×10^{-10}

図1 音響放射力測定実験装置概略

状態では $\mathbf{F}_a + \mathbf{F}_v + \mathbf{F}_g = 0$ となり, $\mathbf{F}_v$, $\mathbf{F}_g$ はそれぞれ $\mathbf{F}_v = -\frac{1}{2}\rho_0 \mathbf{u} |\mathbf{u}| \pi a^2 C_d$, $\mathbf{F}_g = \frac{4}{3}\pi a^3 (\rho_s - \rho_0) \mathbf{g}$ で与えられる。ここで ρ_s は粒子の密度, $\mathbf{g}$ は重力加速度である。効力係数に Stokes の抵抗法則, $C_d = 24/Re$ ($Re = 2a|\mathbf{u}|/\nu$) を適用すると, 音軸と粒子速度ベクトルのなす角を θ とし次の関係が成り立つ。

$$F = |\mathbf{F}_a| = |\mathbf{F}_v| \cos \theta, \quad |\mathbf{F}_g| = |\mathbf{F}_v| \sin \theta \quad (1)$$

この式より, 粒子の速度が分かれば粒子半径, 音響放射力を求めることができる。

平面進行波中の剛体球が受ける音響放射力の大きさ F は, 理論的に次式で与えられる。

$$F = \pi a^2 \left(\frac{I}{c_0} \right) Y_P \quad (2)$$

ここで I は音響インテンシティ, Y_P は音響放射力関数である。King は非粘性流体を仮定し, λ を粒子と流体の密度比 (ρ_0/ρ_s) としたときに $ka \ll 1$ では Y_P が以下のように表わされることを報告している。

$$Y_P = 4(ka)^4 \frac{1}{(2+\lambda)^2} \left\{ 1 + \frac{2}{9}(1-\lambda)^2 \right\} \quad (3)$$

Doinikov は流体の粘性を考慮した理論展開より, ($ka \ll 1 \ll k_v a$ ($k_v = \delta_v^{-1}$)) の場合に以下の式を導いている。

$$Y_P = 12 \left\{ \left(\frac{1-\lambda}{2+\lambda} \right)^2 - \frac{2+12\lambda-21\lambda^2+7\lambda^3}{(2+\lambda)^3} \frac{\delta_v}{a} \right\} \times (ka) \frac{\delta_v}{a} \quad (4)$$

これらの式より, 粒子を剛体とした場合に作用する音響放射力の大きさを算出する。

1.2 音響流の数値解析方法

流体中に音圧の大きい音波を放射すると音波の進行方向に媒質の流れ, 音響流が観測される。前述の実験では自由落下させた粒子の軌跡が音響放射力で湾曲する運動を観測し, その運動から粒子に作用する放射力を算出している。そのため仮に音響流が生じていて粒子がその流れに乗って運動してしまうと, 放射力の見積りに誤差が生じてしまう。そのため実験で発生している音響流の大きさを見積もる必要があるが水中の粒子の運動を観測するだけでは音響流, 音響放射力を別々に測定することは非常に困難である。そこで本研

究では, 音響流の発生の有無およびその大きさを数値計算より検証する。本数値計算では, 音響流の駆動力である音圧の分布を KZK の式^{4,5)} より算出し, 求めた音圧を Rudenko-Soluyan らの式⁶⁾ を用いて Navier-Stokes の式に用いることのできる外力の形に変換したのち, 運動方程式を解くことで流体の流れを算出する。

KZK の式は散逸のある系での超音波の伝播を記述する放物型の非線形偏微分方程式で, 以下のように記述される。KZK の式は音源近傍の近距離場の精密な音場解析には向かないが遠距離場に近づくにつれ精度は良くなり, 近年では非線形音波ビームのモデル式として多用されている。

$$\nabla_{\perp}^2 p - \frac{2}{c_0} \frac{\partial^2 p}{\partial z \partial t'} + \frac{b}{\rho_0 c_0^4} \frac{\partial^3 p}{\partial t'^3} = -\frac{\beta}{\rho_0 c_0^4} \frac{\partial^2 p^2}{\partial t'^2} \quad (5)$$

ここで, $\nabla_{\perp}^2$ は音軸に垂直な径方向面内の 2 次元ラプラシアン, p , c_0 , ρ_0 はそれぞれ音圧, 微小振幅時の音速, 平衡状態での流体密度である。 b は音波吸収に関する物質定数, β は媒質の非線形パラメータ, $t' = t - z/c_0$ は遅れ時間となっており, 左辺第 1 項が径方向への波の広がりを, また第 3 項が散逸を, 右辺の項が非線型性を示している。本数値計算では円形音源 (振動子面) による軸対象音場と仮定し, 差分法による Aanonsen の計算法⁷⁾ を用い音場を求める。

音響流の支配方程式は, 非圧縮性 Navier-Stokes の式に音波による駆動力 $\mathbf{f}$ を加えた下記で与えられる。

$$\frac{\partial \mathbf{v}_0}{\partial t} + (\mathbf{v}_0 \cdot \nabla) \mathbf{v}_0 - \nu \Delta \mathbf{v}_0 = -\frac{\nabla p_f}{\rho_0} + \mathbf{f} \quad (6)$$

ここで $\mathbf{v}_0$ は流体速度の時間平均つまり音響流による速度, p_f は流体の平均圧力である。外力 $\mathbf{f}$ は Rudenko-Soluyan により導出されたものを松田⁸⁾ らによって簡略化した, 次式を用いる。

$$\mathbf{f} = -\frac{\omega^2}{2\rho_0^2 c_0^3} \left(\zeta + \frac{4\eta}{3} \right) p_{pk} \mathbf{v}_{apk} \quad (7)$$

ここで ζ , η は流体の体積粘性係数, ずり粘性係数である。 p_{pk} , $\mathbf{v}_{apk}$ はそれぞれ音圧振幅および粒子速度振幅で, 超音波領域では $v_{az} \simeq p/\rho_0 c_0$ の関係が成り立つ。この関係を用いると z 方向の駆動力は以下ようになる。

$$f_z = \frac{\omega^2}{2\rho_0^2 c_0^3} \left(\zeta + \frac{4\eta}{3} \right) p_{pk}^2 = \frac{\alpha}{(\rho_0 c_0)^2} p_{pk}^2 \quad (8)$$

ここで用いられている α は超音波の吸収係数で、 $\alpha = (\zeta + 4\eta/3)\omega^2/(2\rho_0 c_0^3)$ で定義される。本研究では前述のKZKの式で求めた音圧により式(8)を用いて、音響流の駆動力となる振動子の軸方向の外力 f_z を求める。また r 方向の外力に関しては、 z 方向のものより十分小さく無視できるため、本研究では r 方向への外力を考慮しない。計算体系は2次元円柱座標とし、SIMPLE法により流れ場を解く。

2. 結果および考察

2.1 音響流の計算結果

まず音響流の計算結果を示す。表2はKZKの式を用いて音場を計算する際の、計算パラメータである。KZKの式では境界条件として振動子表面の音圧分布を入れて音場を求める。図2は実験で用いた振動子表面近傍の音圧分布であり、振動子の中心付近および外周にピークを持つ分布になっている。計算ではこの実験値を軸対称分布で近似して与え、音場を求めた。

図3に音軸上の音場の値を、計算結果と実験値を比較して示す。図の横軸は音源からの距離である。音源面から距離10mm付近に大きなピークが1つあるだけで、あとは全体に渡って緩やかに変化していることが分かる。音源に近い場所では実験と計算の違いが大きくなっているが、これは音源面上の音圧分布の違いによるものと考えられる。図4は音軸上の音響流の速度の大きさである。音響流の最大値は、音圧が最大値をとる位置である振動子から距離10mmではなく、距離約50mmの位置でとり、その値は1.2mm/sとなっている。図5に音場および音響流の2次元空間分布を示す。音響流は音軸近傍でのみ顕著に現れ、音軸から外れると急激にその値が小さくなる事が分かる。

表2 音場の計算パラメータ

振動子半径	10 mm
周波数	400 kHz
水中の音速	1466 m/s
吸収係数	5.02×10^{-3} Np/m
非線形パラメータ	3.5
水の密度	999 kg/m ³

2.2 音響放射力の実験結果

図6に音響放射力（および音響流）が作用して運動している粒子の軌跡の例を示す。図は銅粒子の場合で、0.7秒ごとの位置を示している。すべての粒子に対して、粒子を投下する位置は音場の変化が比較的なだら

図2 振動子面上の音圧分布

図3 音軸上における音圧分布の比較

図4 音軸上における音響流の速度分布

図5 音圧および音響流の2次元分布

図6 粒子の落下軌跡

かな領域, $x=40\text{mm}$ 付近とした(図3参照)。

実験では水中を沈降する粒子の運動を観察し, その水平方向速度から音響放射力の大きさを算出するが, 音響流が生じている場合は両者が同時に粒子に作用する。図7に全ての粒子に対する水平方向速度を示す。図ではアクリルとシリカの速度分布が横方向のラインをいくつか形成しているが, これはビデオカメラや画像解析を行なったパソコンソフトの画素数の限界によるもので, 特別な傾向を表しているとは考えられない。この図からアクリルとシリカでは異なる物性ではある

図7 全粒子の水平方向速度

が ka に関わらずどちらも約 0.5mm/s と似たような速度分布を得た。音響流の数値計算では, 今回実験を行なった振動子面より 40mm 付近では 1.2mm/s の流速を得ている。仮に数値計算で得たような 1.2mm/s の音響流が発生しているとする, 半径 $20\mu\text{m}$ のアクリル, 半径 $20\mu\text{m}$ のシリカ, 半径 $50\mu\text{m}$ の銅粒子が流れに追従するまでの緩和時間を流体の抗力から概算するとそれぞれ $2 \times 10^{-1}\text{ms}$, $7.5 \times 10^{-1}\text{ms}$, 10ms となり, 沈降速度を考慮しても瞬時に流れに追従すると考えられる。このため, 実験で得たアクリル・シリカの速度は音響流の流れに追従するまでの加速段階であるとは考えにくい。このことより, アクリル・シリカに対しては音響流が音響放射力よりも支配的に働いていたと考え, 音響流の速度が 0.5mm/s であり音響流の数値計算からは流速を正確に求めることはできなかったと結論付けられる。音響流を正確に再現できなかった理由として, 実験と同じ音場を模擬出来なかったことが挙げられる。実験で用いた振動子は, 図2にも示したように振動子面上で音圧が均一ではなかった。実験の音場を再現するために, 振動面上に音圧分布を持たせて数値計算を行い, 音軸上では似た様な分布を得てはいたが, 音圧分布を2次的, もしくは3次的に見た時, 音圧分布が異なり正しい流速分布を得ることが出来なかったのではないかと考えられる。

アクリル, シリカに対しては音響流が支配的であると考えられるが, 銅粒子に関しては音軸方向に 20mm/s と他の粒子と比べかなり速い速度となっており, これは音響流ではなく明らかに音響放射力が作用した結果であると考えられる。そこで以下では銅粒子の実験結果に対して音響放射力の考察を行っていく。図8に銅粒子の場合の音響放射力関数と ka の関

図8 銅粒子に対する音響放射力関数

係を、実験値と理論値を比較して示す。流体の粘性を考慮したDoinikovの理論値は、粘性を考慮しないKingの理論値よりも一桁以上大きくなるが、実験値はそのDoinikovの値よりも更に一桁以上大きくなっている。これは銅粒子の持つ弾性の影響か、もしくは今回の実験では2次元的な平面音場を形成することが出来なかったため、音場内に分布ができてしまいその為に平面波の理論であるDoinikovの理論とは異なる結果を得たのではないかと考えられる。

次に音響放射力がアクリル・シリカに対しては非常に弱く、銅粒子に対してのみとても強く働いた理由について考察を行なう。Gor'kov⁹⁾は平面進行波とそれ以外の任意の進行波では音響放射力が全く異なることを指摘しており、平面進行波でない場合は平均の運動エネルギー密度 K_E とポテンシャルエネルギー密度 T_E の勾配が放射力に効いてくる、と報告している。 K_E 、 T_E がほぼ等しく全エネルギー密度の1/2だとすると音響放射力 F は次式で表される。

$$F = \frac{V}{2} \{D - (1 - \gamma)\} \nabla \left(\frac{I}{c_0} \right) \quad (9)$$

ここで V は粒子の体積、 $D = 3(1 - \lambda)/(2 + \lambda)$ 、 γ は粒子と流体の圧縮比の比である。式中の比例定数 $D - (1 - \gamma)$ がアクリル、シリカに対しては負、銅に対しては正となり、アクリル、シリカと銅とでは音響放射力に対して明らかに異なる傾向が現われることを示唆している。この理論を用いても今回の実験結果を説明することは出来ないが、この理論や今回の実験からも粒子の持つ様々な物性の中で、圧縮比が音響放射力に大きな影響を与えているのではないかと予測される。

今後の研究の見通し

本研究では測定結果から音響流と音響放射力を完全に分離することが出来なかったが、音響放射力には粒子の物性である圧縮比が影響すると考えられる結果を得た。粒子の物性がどのように音響放射力に影響するかを明らかにするために、今後様々な物性をもつ粒子を用いたデータを取得する必要がある。また、音響放射力を正確に求めるためには音響流の影響を正確に見積もる必要があるが、音響流はその流れが発達するまでにある程度の距離を要するので、流体は通さないが音波は透過する膜を音源と投下粒子との間に設置することで、音響流の影響を排除した実験が可能であると考えられる。もしくは音響流計測実験を行い音響流の大きさを実験的に明らかにすることで、音響放射力測定実験から流れの影響を排除することができると考えられる。数cm/s程度の音響流を計測するにはトレーサー粒子を用いて流れを可視化する手法が適しているが、トレーサー粒子も音響流と放射力の影響を受ける。しかし放射力は粒子の大きさの2乗に比例するが音響流による流体抗力は1乗に比例するため、粒子を小さくすることで音響放射力の影響を無視できると考えられる。

参考文献

- 1) L. V. King, "On the acoustic radiation pressure on sphere," Proc. R. Soc. Lond. A 147, 212-240 (1934).
- 2) K. Yasuda and T. Kamakura, "Acoustic radiation force on micrometer-size particles," Appl. Phys. Lett. 77, 1771-1773 (1997).
- 3) A. A. Doinikov, "Acoustic radiation pressure on a rigid sphere in a viscous fluid," Proc. R. Soc. Lond. A 447 447-466 (1994).
- 4) E. A. Zabolotskaya and R.V.Khokhlov, "Quasi-plane waves in the nonlinear acoustics of confined beams," Sov.Phys.Acoust. 15, 35-40 (1969).
- 5) V. P. Kuznetsov "Equations of nonlinear acoustics," Sov. Phy. Acoust. 16, 467-470 (1971).
- 6) O. V. Rudenko and S. I. Souyan, "Theoretical Foundations of Nonlinear Acoustics", Chap. 8, 187-190, Consultant Bureau, New York (1992).
- 7) S.I. Aanonsen, "Numerical computation of the nearfield of a finite amplitude sound beam", Rep.73, Department of Mathematics, University of Bergen, Bergen, Norway (1983).
- 8) 松田和久, 鎌倉友男, 熊本芳朗, "ガウス収束ビーム

から発生する音響流の理論考察”，音響学会誌 50, 997-1005 (1994).

学会発表

- 9) L. P. Gor'kov, On the Forces Acting on a Small Particle in an Acoustical Field in an Ideal Fluid, Sov. Phy. - Dokl., vol. 6, 773-775 (1962).

第51回 音波と物性討論会, 「水中進行波内の微小粒子に作用する音響放射力の測定」, 江原真司, 浅野崇, 横峯健彦, 清水昭比古, 電子情報通信学会技術報告 vol.106 No.295pp.19-22 (10月 福岡)。