

キャビテーション気泡存在下での音響流の観測

三留 秀人, 小塚 晃透, 辻内 亨 (工業技術院 名古屋工業技術研究所) 王 力鳴 (中小企業事業団)

1. はじめに

音響流とは、強力な超音波を流体中に照射した場合に生じる、流体要素の直流的な流れである。この流れの駆動力の発生は、超音波の伝搬に伴う音のエネルギーの吸収減衰に起因するため、周波数が高いほど駆動力は強くなる。一般に、音響流はMHz オーダー以上の周波数領域で、はっきりと観察される。しかし、周波数が2桁程度小さい超音波洗浄機のような超音波利用機器においても、音響キャビテーション気泡の運動から、「音響流」が発生している、といわれている。本報では、このようなキャビテーション気泡存在下での流体運動をレーザドップラ流速計で測定することにより、通常の音響流と同じ現象であるのかどうか、検討を行う。

2. 音響流の駆動力

音響流の駆動力は、定性的には超音波の伝搬に伴う吸収減衰によって生じる流体要素中の音響放射圧の勾配、と説明される。Kamakuraらは、音響流の定式化において駆動力を与える項の詳細な検討から、超音波ビームでは、音響流の駆動力 F_S は次式で与えられることを示した[1]。

$$F_S = -\frac{1}{\rho_0^3 c_0^5} \left(\zeta + \frac{4}{3} \eta \right) p \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (1)$$

ここで p は音圧、 ρ_0 および c_0 は微小振幅音波の時の流体媒質の密度および音速で、 ζ, η はそれぞれ媒質の体積粘性率および剪断粘性率である。上線は、超音波の周期より十分長く、かつ流体運動の特性時間より十分に短い時間での時間平均操作を表す。いま、音源から角周波数 ω の超音波を照射したとき、非線形伝搬で波形が歪み、

$$p = \sum_{n=1}^{\infty} p_n \sin(n\omega t' + \theta_n) \quad (2)$$

となったとする。ここで、 $t' = t - x/c_0$ は遅れ時間、 p_n, θ_n はそれぞれ第 n 次の高調波の振幅および位相である。これを (1) 式に代入すると、

$$F_S = \frac{\alpha}{(\rho_0 c_0)^2} \sum_{n=1}^{\infty} (n p_n)^2 \quad (3)$$

となる[2]。ここで $\alpha = (\zeta + 4\eta/3)\omega^2/2\rho_0 c_0^3$ は音波の線形吸収係数である。すなわち、音響流の駆動力は線形吸収係数に比例することから、周波数 ω が高い

ほど速い流速が生じることが期待される。

このため、多くの音響流の実験はMHz オーダーの周波数領域で行われてきた。一方、超音波洗浄機や超音波ホモイジナイザあるいはソノリアクター（超音波反応器）などのように数十kHz オーダーの超音波利用機器でも、音響流に類似した流体運動がしばしば観察される。これらの周波数領域では音響キャビテーションが容易に発生し、その気泡が高速に超音波の伝搬方向に移動することや、さらに超音波洗浄機では水面が盛り上がることから、「音響流」が発生していると解釈されてきた。しかしながら、(3) 式から分かるように、周波数が2桁小さくなると音響流の駆動力は4桁も小さくなるため、同一の発生機構とは考えがたい。すなわち、これらの低周波数領域で観察される「流体運動」は単に、キャビテーション気泡が音響放射圧によって押されて移動しているだけで、流体媒質そのものは、観察される気泡運動のように高速には流動していないのではないかと考えられる。

通常の高周波領域では音響放射圧が体積力として流体媒質に作用して音響流が発生するのに対して、低周波領域ではキャビテーション気泡に音響放射圧が面積力として作用して気泡が運動し、粘性によりまわりの流体も流動を開始すると考えられる。これらの違いについて著者は、前者をGenuine acoustic streaming、後者をQuasi acoustic streamingと区別することを提案してきた[3]。本報では、これらの差異が実験的に検証できるか、レーザドップラ流速計を用いて測定を試みた。

3. 実験

上述のように、通常の音響流は周波数が低くなると、発生する流速は小さくなる。一方、音響キャビテーションは周波数が高くなると発生する音圧の閾値が高くなるため、発生しにくくなる。実験では両者が共存する領域として、約500kHzの周波数を用いて行った。

実験装置の概要を図1に示す。ファンクションジェネレータ (NF回路 Model 1940) からの507.2kHzの連続正弦波をゲイン50dBのパワーアンプ (ENI Model 240L) で増幅し、圧電セラミックス製の円形平

板振動子（富士セラミックス製）を駆動した。振動子の直径は40mmで、外形50mmのプラスチック円筒にシリコンゴムで周りをモールドして、水槽中に固定した。水槽は深さ360mm、幅300mm、長さ600mmの透明プラスチック製で、純水製造装置で作った脱イオン蒸留水を満たした。実験開始前に30分間空気でバブリングし、キャビテーションが発生しやすいようにした。水温は実験開始時に19°C、終了時に20°Cであった。

流体運動の流速は、後方散乱型の2成分レーザドップラ流速計（TSI System 90-3）を用いて、音軸方向 x および振動子の径方向 y の速度成分 U , V を測定した。座標系を図2に示す。レーザ部は出力2Wの水冷式アルゴンイオンレーザ（Coherent Innova 70-2）で、プローブ部は光ファイバを用いてビームスプリッタと接続されており、この部分だけがパソコンで制御された3次元トラバース装置に搭載されている。

レーザドップラ流速計の原理は、図1の右に示すように、1つのビームから分割された2本のコヒーレントなレーザ光の交差部に形成される干渉縞を、流体媒質中に浮遊する微粒子が通過するとき、散乱光が時間的に明暗を生じることによる。この周期を測定することにより、流速が求められる。つまり、この原理では何らかのシード粒子と呼ばれる散乱粒子が流体媒質中に存在しなければならず、またそれらの微粒子が流体媒質と一体となって運動することを前提としている。本実験では、散乱粒子として水性の白色修正液（Liquid Paper）を用いた。この微粒子が図の測定体積部を通過するとき、散乱光がプローブ部に戻ってくる。この測定部の寸法は、今回の実験では、空气中換算で直径34 μm 、長さ180 μm であった。シード粒子の電子顕微鏡写真を図3に示すが、1個の大きさは0.3 μm 程度であり、測定体積より十分に小さく、また後述するようにこれに作用する音響放射圧は粒径の6乗に比例して小さくなるためその作用は無視でき、水と一体になって動くものと考えられる。もし、流体中にキャビテーション気泡が生じ、それがこの測定体積部を通過したとすると、この気泡もまた散乱粒子の役割を果たすため、その気泡の運動速度も検出される。

4. 測定結果

通常の発生メカニズムによる音響流は振動子から離れるに従い超音波の伝搬方向に加速流を形成し、また振動子への印加電圧の上昇とともに流速も速くなる。図4は振動子からの距離50mm（上図）および100mm（下図）における音軸上の点での軸方向流速 U の音源音圧依存性を示す。各データは1回約1000個の測定データの平均値で各点でそれぞれ5回測定

を行った。500kHz付近で音圧の絶対値を測定できるハイドロホンがなかったため、ファンクションジェネレータの出力電圧を音源音圧の相対的な指標とした。従来の実験条件より周波数が低い500kHzでも、流速は遅いながら音響流が発生し、また遠方ほど流速が速くなる加速流であることが示された。著者らは、音源音圧が小さく、発生する流速が遅い場合は、流速は印加電圧の2乗で増加するが、音源音圧が大きく流速が速い領域では流体力学的非線形性により、印加電圧の1乗で流速が増加するようになることを示してきた[4-6]。図4は両対数でプロットしてあり、図中の点線は2乗の傾きを、破線は1乗の傾きを示すが、このような遅い流れに対しては印加電圧のほぼ2乗で流速が変化することが分かる。しかし、印加電圧が250mV_{pp}以上になるとデータにばらつきが見られるようになり、印加電圧がさらに大きくなるとこの傾向は一層強まる。

図5～8は、音軸上の $x=100\text{mm}$ において測定した流速データの詳細である。各図は、上から印加電圧がそれぞれ200mV_{pp}, 250mV_{pp}, 300mV_{pp}, 350mV_{pp} の場合である。図5は流速の U 成分（音軸方向成分）の、図6は V 成分（径方向成分）の1分間の時間変動を示す。図5より、印加電圧が250mV_{pp} になると流速の U 成分に間欠的に速い流速が現れているのがとらえられている。これは目視による音響キャビテーションの発生と対応しており、発生したキャビテーション気泡がレーザドップラ流速計の測定体積部を横切ったものと考えられる。印加電圧がさらに大きくなると、その頻度はさらに増え、流速変動は乱流的になるが、 U 成分は常に超音波の伝搬方向に向いている。また、キャビテーション気泡の通過に伴い、流速はステップ状に立ち上がるが、その後は指数関数的に減少していく。これらは気泡の運動により粘性で引きずられた流体の後流と考えられる。このとき、同時に測定した V 成分（図6）にも同様の変動が見られるが、径方向の変動は軸方向の変動よりかはるかに小さく、気泡は、基本的には超音波の伝搬方向に音響放射圧で押しやられていると解釈される。

これらの流速変動を、各流速毎にその発生頻度で整理したヒストグラムを図7および図8に示す。図7は図5に対応した U 成分、図8は図6に対応した V 成分である。図7を見ると、印加電圧が小さい場合には、通常の音響流流速に相当する部分にヒストグラムのピークが現れ、印加電圧の上昇とともに、そのピーク位置は高速側にシフトしていく。しかし、250mV_{pp} を越えてキャビテーション気泡が生じると、間欠的な高速成分が現れ始めて、ヒストグラムの分布は分散していく。図8は図7と同じ

スケールで V 成分について表したものであるが、こちらにもキャビテーション発生に伴い、ヒストグラムの分散化が見られる。

5. 考察

この実験のような進行波音場中では、超音波の伝搬媒質中に存在する粒子には音響放射圧が作用し、それによって粒子は超音波の伝搬方向に運動させられる。水中で500kHzの超音波の波長は約3mmであるから、この波長に比べて、気泡もシード粒子も十分に小さいと考えられる。音の強さ I の平面進行波音場中に置かれた半径 a の球に作用する音響放射圧による力 F_R は次式で与えられる。

$$F_R = \pi a^2 (I/c_0) Y_p \quad (4)$$

ここで Y_p は放射力関数と呼ばれ、圧縮性球体（シード粒子）、気泡（キャビテーション）に対しては以下のようなになる[7]。ただし、 k は媒質中の波数とし、球体あるいは気泡に関する値には * を上付き添字で付ける。また、 $\Lambda = \rho^*/\rho_0$ 、 $\sigma = c^*/c_0 = k/k^*$ とする。本実験のように、球の半径が媒質および球体中の超音波の波長に比べて十分に小さい場合 $[(ka)^2, (k^*a)^2 \ll 1]$ には、

(a) 圧縮性球体 $[\Lambda = O(1)]$

$$Y_p = \frac{4(ka)^4}{(1+2\Lambda)^2} \left\{ \left(\Lambda - \frac{1+2\Lambda}{3\Lambda\sigma^2} \right)^2 + \frac{2}{9}(1-\Lambda)^2 \right\} \quad (5)$$

(b) 気泡 $[\Lambda = O\{(ka)^2\} \ll 1]$

$$Y_p = \frac{4(k^*a)^4}{\sigma^2(k^*a)^6 + \{3\Lambda - (k^*a)^2\}^2} \quad (6)$$

と近似される。

これらの式は複雑であるため直観的ではないが、 $(ka)^2, (k^*a)^2 \ll 1$ であるため、気泡の Y_p の方がはるかに大きくなる。さらに、シード粒子は全く目視できないが、キャビテーション気泡は見えて分かる程度で、その大きさはシード粒子よりはるかに大きい。よって、(4) 式中で Y_p のみならず πa^2 の大きさも大きく異なるため、気泡に作用する音響放射圧に比べて、シード粒子に作用する音響放射圧の効果は無視することができる。Yasuda らは、500kHz の水中定在波を用いて種々の粒径のポリスチレン微粒子の超音波による濃縮を試みている[8,9]。彼らの実験は、本実験のような進行波音場ではないが、結果は粒径が $2\mu\text{m}$ 以下になると音響放射圧による力が有効でなくなることを示している。

これに対して、気泡に作用する音響放射圧はそれよりはるかに大きく、このため媒質の運動とは独立に気泡が超音波の伝搬方向に押されて運動すると考

えられる。しかし流体媒質は粘性をもつため、気泡が運動するとその周囲の流体もそれに引きずられて動き、マクロスコピックにも流体運動が生じることになる。本実験では測定体積部が微小であるため、実験においてはキャビテーションの発生領域の中心となる音軸上に正確に測定点を一致させることが難しかった。振動子の向きを微調整し、再度、振動子からの距離 $x=100\text{mm}$ において3分間以上測定したときの U 成分流速の時間変動、および、そのときの流速データのヒストグラムを図9および図10に示す。これらの例では、よりたくさんのキャビテーション気泡の発生が見られた。このようにキャビテーション気泡の個数が増えると、その運動による流体運動が指数関数的に減衰する前に次の気泡が発生し、それがまた流体媒質を牽引することになり、流速の平均値はキャビテーション気泡が発生しない場合に比べて上昇する。これらの流れは、通常の音響流とは発生機構が異なるため、区別して考えるべきである。

6. まとめ

507kHz の連続波超音波によって水中に駆動される音響流を、レーザドップラ流速計を用いて測定した実験結果について論じた。速度は遅いものの、この周波数においても音響流は発生し、音源音圧が上昇すると流速も速くなる。音圧が閾値を越えると媒質中に音響キャビテーション気泡が発生し、それらは音響流と比べて速い速度で動き始める。このキャビテーション気泡によって誘起された流体運動は間欠的で、その速度はステップ状に上昇した後、指数関数的に減少する。またこの現象は既存の音響流にオーバーラップして生じており、気泡に作用する音響放射圧と、粘性によって気泡に追従する流体要素の運動に起因している。この流体運動の発生機構は通常の音響流とは全く異なっているため、準音響流 (Quasi acoustic streaming) あるいは第二種の音響流 (Acoustic streaming of the second kind) と呼ばれるべきである。

謝辞

本研究の一部は新エネルギー・産業技術総合開発機構 (NEDO) から中小企業事業団が受託して実施する中小企業創造基盤技術研究事業に係る研究成果である。

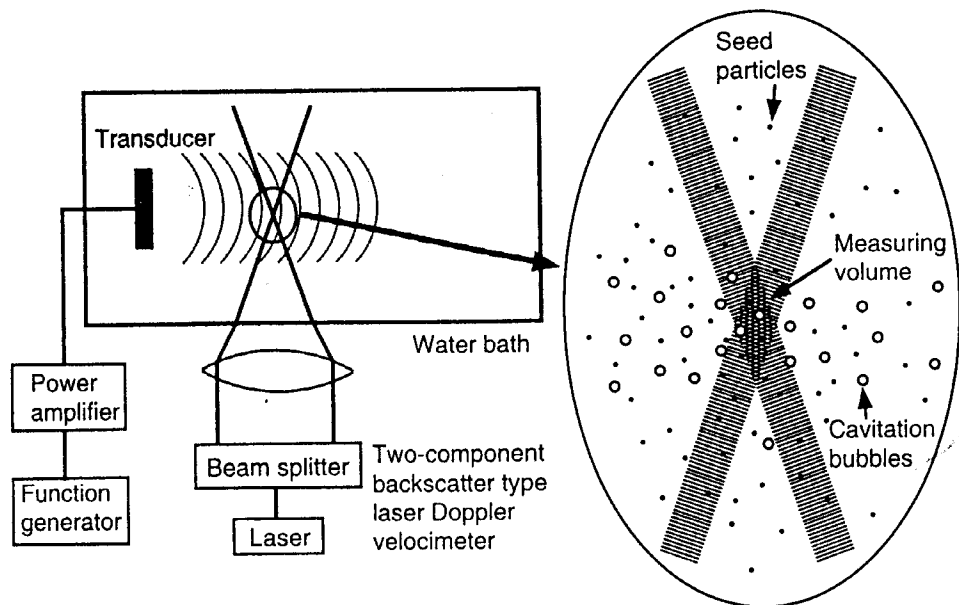


図1. 実験装置の概要とレーザドップラ流速計の原理

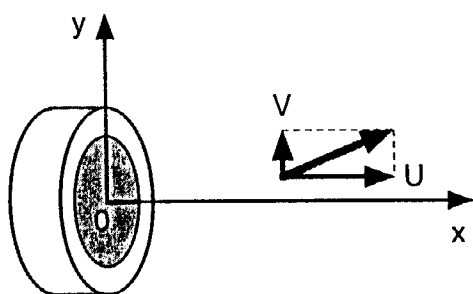


図2. 音響流測定実験の座標系

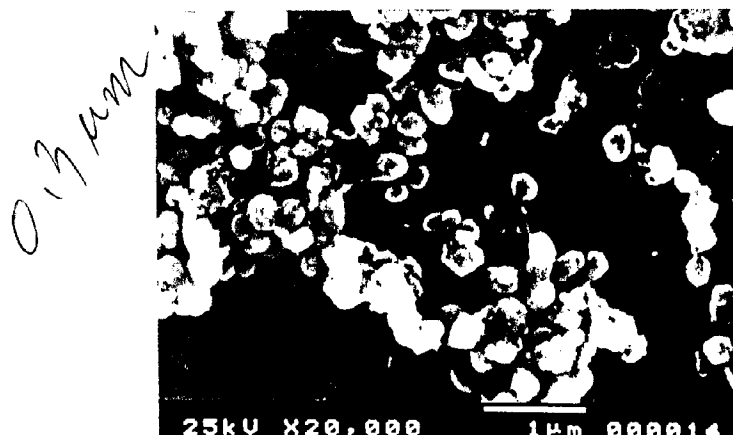


図3. シード粒子の電子顕微鏡写真

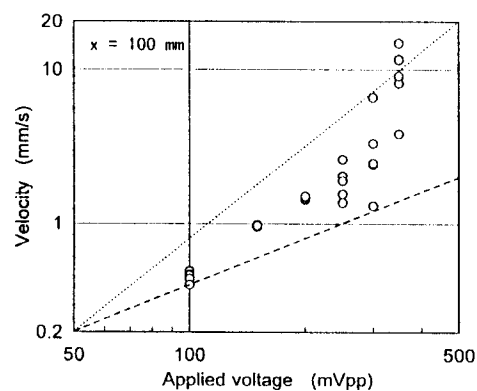
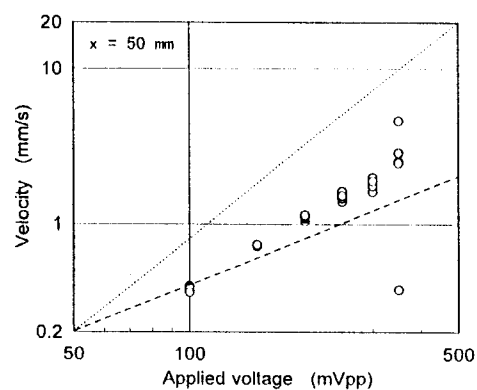


図4. 軸方向流速 U の音源音圧依存性

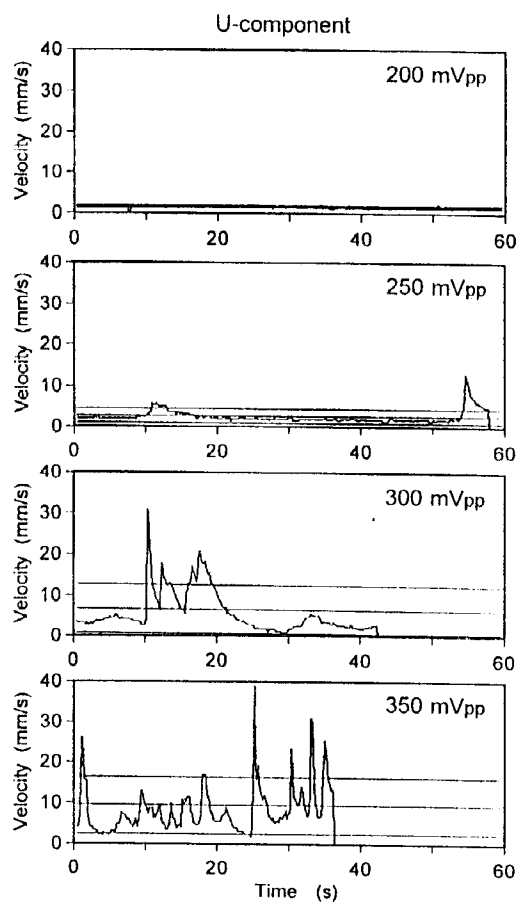


図5. 軸方向流速 U の時間変動

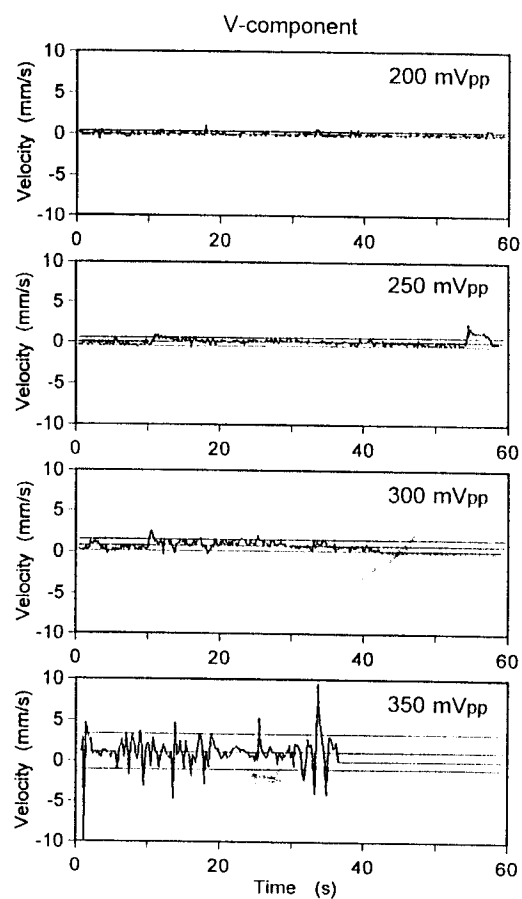


図6. 径方向流速 V の時間変動

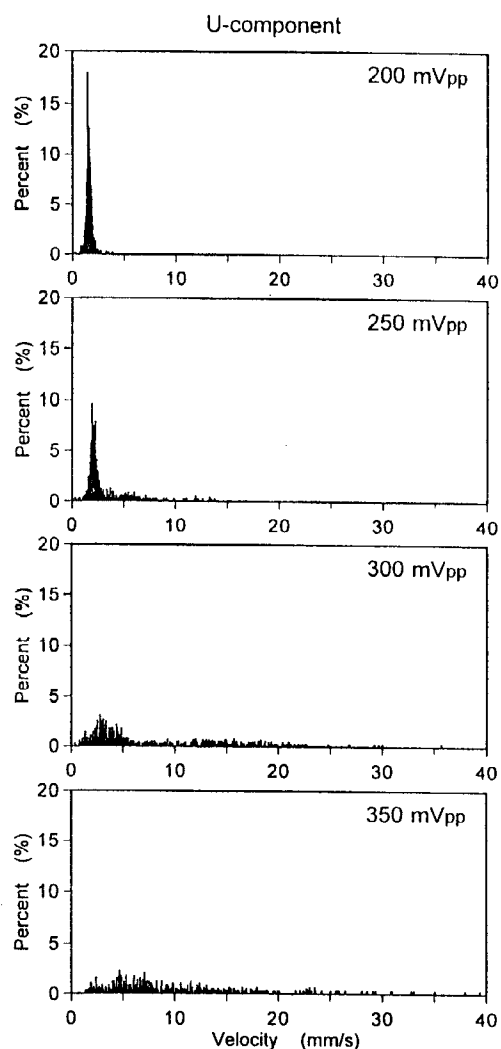


図7. 軸方向流速 U のヒストグラム

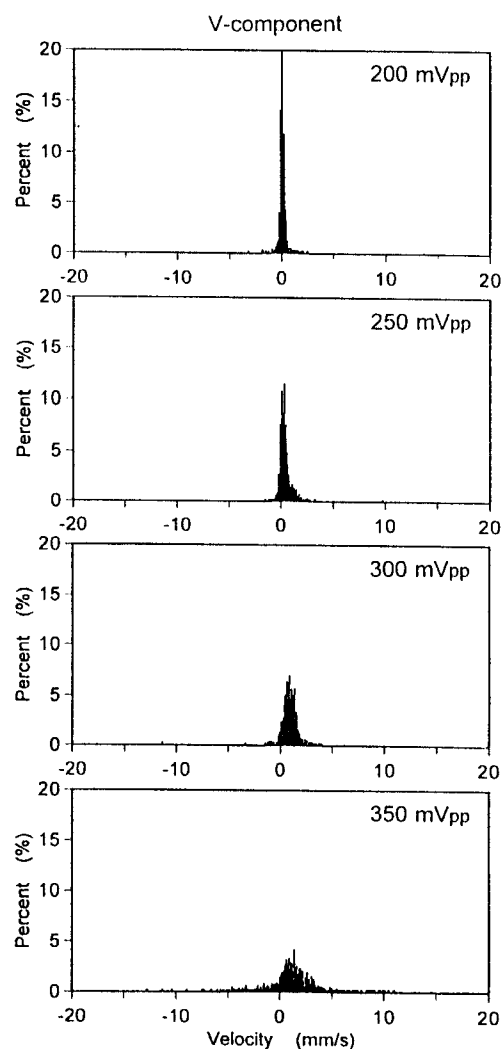


図8. 径方向流速 V のヒストグラム

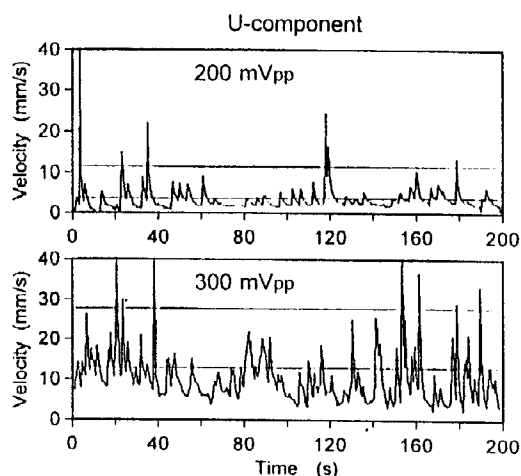


図9. キャビテーション気泡多発時の時間変動

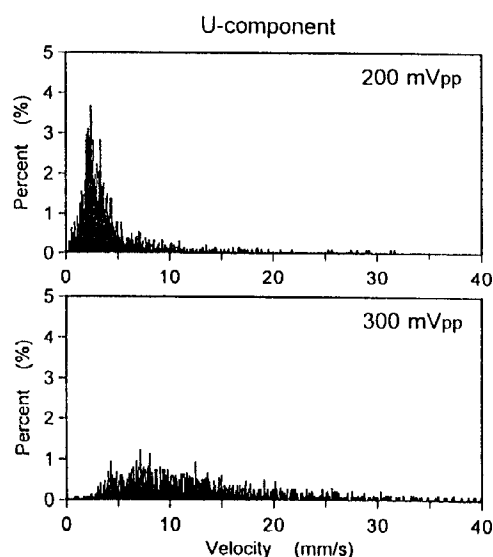


図10. キャビテーション気泡多発時のヒストグラム

参考文献

- [1] T. Kamakura, K. Matsuda, Y. Kumamoto and M. A. Breazeale, "Acoustic streaming induced in focused Gaussian beams," *J. Acoust. Soc. Am.*, **97** (1995) 2740-2746.
- [2] T. Kamakura, T. Sudo, K. Matsuda and Y. Kumamoto, "Time evolution of acoustic streaming from a planar ultrasound source," *J. Acoust. Soc. Am.*, **100** (1996) 132-138.
- [3] H. Mitome, "Acoustic streaming and nonlinear acoustics - Research activities in Japan," *Advances in Nonlinear Acoustics*, ed. H. Hobæk (World Scientific, Singapore, 1993) 43-54.
- [4] H. Mitome, T. Kozuka and T. Tuziuti, "Effects of nonlinearity in development of acoustic streaming," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **34** (1995) 2584-2589.
- [5] 三留秀人, 小塚晃透, 辻内亨, "音響流における非線形効果の実験的検証," 信学技報, **US96-2** (1996-04) 9-16.
- [6] H. Mitome, T. Kozuka and T. Tuziuti, "Source-amplitude dependence of acoustic streaming velocity," *Nonlinear Acoustics in Perspective*, ed. R. J. Wei (Nanjing University Press, Nanjing, 1996) 555-560.
- [7] K. Yosioka and Y. Kawasima, "Acoustic radiation pressure on a compressible sphere," *Acustica*, **5** (1955) 167-173.
- [8] K. Yasuda, S. Umemura and K. Takeda, "Concentration and fractionation of small particles in liquid by ultrasound," *Jpn. J. Appl. Phys.*, **34** (1995) 2715-2720.
- [9] 安田賢二, 鎌倉友男, "音場中での微粒子挙動の解析による超音波放射圧の可視化の試み - 超音波放射圧による微粒子濃縮限界粒径 -," 信学技報, **US97-8** (1997-04) 49-54.