

K3-50

超音波による定在波音場内の粒子挙動計算

Calculation of Minute Particle Motion in Ultrasonic Standing Wave

○鈴木 熙¹, 森博明², 河府賢治³

Hikaru SUZUKI, Hiroaki MORI, Kenji KOFU

The purpose of this research is to analyze particles motion in ultrasonic standing wave and to confirm effect on the particles motion by changing the factors such as the sound pressure and particle size. As a result, the particles gathered easy with increase of particle diameter, but longer length is requested in order to gather too much large particle because of inertia force. In addition, it is possible to improve the efficiency of concentrating particles by changing the vibration mode. When sound pressure was enlarged, the influence of acoustic streaming became large. Therefore, it is necessary to consider the effects of acoustic streaming caused by sound pressure distribution.

1. 緒言

小塚らにより空気中において超音波によって、微小粒子の挙動を制御できることが証明されている¹⁾。そこで超音波を空気中に応用することで空気中の微小粒子を任意の場所に集めることができると言える。空気中の微小粒子を特定の場所へ集めることが可能ならば新たな集塵法を提案できる。しかし、様々な条件において粒子集塵の実験を行うには大変な時間とコストが要求される。超音波集塵効果の計算が可能になれば、実験行程の短縮、コスト削減並びに最適条件の提案が可能となる。

そこで、本研究において超音波による気流中懸濁粒子挙動制御に関し、粒子径、最大圧力等の因子を変えて非定常計算し、各因子による変化を調べる。

2. 理論

2.1 数値解析手法

すべての流れについて質量と運動量の保存式を解いており、伝熱や圧縮性を伴う流れについてはエネルギーの保存式を追加して解く。また、流れが乱流の場合には、追加的に輸送方程式を解く。

計算手法として有限体積法を用いるため、まずコントロールボリュームで領域を分割する。微分方程式をコントロールボリューム Ω_{CV} で積分し、ガウスの発散定理を適用したものを式(1)に示す。

$$\int_{\Omega_{CV}} \frac{\partial \rho \phi}{\rho t} d\Omega = - \int_{A_{CV}} \rho \phi \vec{v} \cdot \vec{n} dA + \int_{\Omega_{CV}} \Gamma (\text{grad} \phi) \cdot \vec{n} dA + \int S d\Omega \quad (1)$$

この積分領域内の圧力や速度、温度などの各物理量の保存が満足される。式(2)のように、各コントロールボリュームに線形代数方程式が構成され、反復計算あるいは一度に解かれる。

$$\rho_p \phi_p(t + \Delta t) - \rho_p \phi_p(t) \Delta \Omega = - \sum_{j=1,2,3} (\rho \phi \cdot \vec{v} \cdot \vec{n} \Delta A)_{\text{face}P-j} + \dots \quad (2)$$

2.3 音響放射力

流体中に放射された超音波を物でさえぎると、超音波はその物を音の進行方向に押す力が生じる。これを音響放射力という。定在波音場中で、半径 a の球状粒子に働く音響放射力 F_{ac} は、 a が波長に比べて十分に小さい場合に次の式(3)で与えられる²⁾。

$$F_{ac} = V_p (D \nabla e_k - (1 - \gamma) \nabla e_p), \quad D = 3(\rho_p - \rho_0) / 2(\rho_p + \rho_0) \quad (3)$$

$$e_p = \frac{p_a^2}{2\rho_0 c_0^2}, \quad e_k = \frac{\rho_0 v_a^2}{2}$$

ここで $V_p = (4\pi a^3/3)$ は球体積、 γ は球と媒質(空気)の圧縮率の比、 ρ_p , ρ_0 はそれぞれ球と媒質の変動前密度を示

す。 \bar{e}_k は運動エネルギーの時間平均値の傾き、 \bar{e}_p はポテンシャルエネルギーの時間平均値の傾きを表す。

$(D \nabla e_k - (1 - \gamma) \nabla e_p)$ は力学的ポテンシャルと呼ばれ、単位体積あたりのエネルギーを表す。これを時間平均化したとき、定在波の節の位置で最小となるため、エネルギーの差により粒子が節に集中する。

3. 計算の諸条件

3.1 計算条件

計算条件の概要を Table 1 に、解析領域を Fig.1 に示す。INLET から気流を流入し、OUTLET で流出させる。WALL と記した境界を定在波振動させ、たわみ振動の定在波の腹の数 N を 3, 5, 8 に変更して計算する。なお、振動モードの定在波は式(4)で与える。ただし k は波数である。

$$\Delta y = 2A_m \sin(\omega t) \cos(kx) \quad (4)$$

上記の計算条件において超音波定在波の節が板間に 1 つとなるように、板間の距離は 8.6625mm とした。

3.2 粒子設定

用いる粒子の物性値を Table 2 に示す。粒子の配置は板間の左端に、等間隔で鉛直方向に 7 つ配置する。また、板に粒子が衝突した場合は付着する条件とし、その粒子の計算はそこで終了する。

Table 1 Analysis condition

Domain fluid	Compressible air
Fluid density	Ideal gas
Turbulent model	k-epsilon
Time dependence	Unsteady
Max velocity of flowing fluid U[m/s]	1
Vibration frequency f [kHz]	20
Time step size [s]	1/16 T (T: period)
Number of time steps	32000 (=0.1[s])

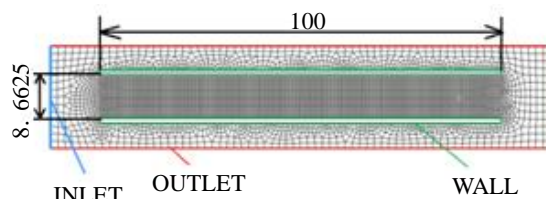


Fig.1 Mesh model (units in mm)

Table 2 Physical properties of particles

Material	Water-liquid
Diameter d_p [μm]	10~500
Temperature [K]	300
Density [kg/m ³]	998.2

4. 計算結果および考察

4.1 平板間の音圧分布

超音波定在波が生じているかを確認するため、例として最大音圧 $P=2\text{kPa}$ となる条件における音圧分布を Fig.2 に示す。また、定在波の腹と節の位置において、時間経過したときの音圧変化を Fig.3 に示す。Fig.2, 3 より、節の位置で音圧はほぼ 0kPa となり、腹の位置では圧力が大きく変動していることから定在波が生じていると言える。また、たわみ振動の定在波の腹の数 N は 5 個としたが、その振動モードに応じた定在波音場が形成されていることが分かる。

4.2 粒子径の変更

最大音圧 $P=2\text{kPa}$ 、周波数 $f=20\text{kHz}$ で粒子径 $d_p=10\mu\text{m}$ 、 $30\mu\text{m}$ 、 $500\mu\text{m}$ と変えて計算した結果を Fig.4(a)~(c) に示す。 d_p が小さいと粒子が一度集まろうとするが、定在波たわみ振動の節の位置で分散する。これは、粒子が小さいため音響放射力が小さくなり、音響流の影響を受けてしまうためと考えられる。逆に、 d_p が大きくなると、 $30\mu\text{m}$ の場合のように粒子が集まるようになるが、 $500\mu\text{m}$ では粒子の集中に時間を要するようになる。これは、粒子径を大きくすることで音響放射力が大きくなり粒子が集中しやすくなるが、大きすぎると粒子の質量が増加し、慣性力の影響が強くなるためと考えられる。故に、今回行った条件では、大きさが中程度の粒子径の粒子の捕集に超音波は適している。

4.3 最大音圧の変更

$P=10\text{kPa}$ 、 $d_p=10\mu\text{m}$ で風速 $U=1, 2\text{m/s}$ と変えて計算した結果を Fig.4(d), (e) に示す。 $U=1\text{m/s}$ では、進行方向に粒子が進まず、板間に入らない。これは、音圧を上げることで音響流の影響が強くなるためと言える。 $U=2\text{m/s}$ では音響流による流れよりも進行方向の風速が大きいため、粒子が流れる。しかし、音響流により粒子挙動は乱れてしまう。そのため、最大音圧を上げると音響放射力が強くなり粒子が集まりやすくなるが、同時に音響流が大きくなり、その影響が無視できなくなると言える。

4.4 振動モードの変更

$P=2\text{kPa}$ 、 $d_p=30\mu\text{m}$ で N を 3 個、5 個、8 個で計算した結果を Fig.4(f), (b), (g) に示す。腹の数を増やすと、粒子が集まりやすくなり、振動モードにより粒子を集中させる効率を向上できることがわかる。これは、板の定在波たわみ振動の腹の数を増やすことにより、定在波により生じる圧力勾配の大きい部分が密になるため、粒子が分散しにくくなるためと考えられる。

5. 結論

- 1) 非定常計算で粒子を定在波の節に集中させることに成功した。
- 2) 粒子径、最大音圧の変更により音響放射力の理論と一致する結果が得られた。
- 3) 音圧分布による音響流の影響を考慮する必要がある。
- 4) 振動モードにより粒子を集中させる効率を向上できる。

6. 参考文献

- 1) 小塚晃透, 安井久一, 辻内亭, 砥綿篤哉, 飯田康夫: 定在波音場中で微小物体に作用する音響放射力の測定と計算, 電子情報通信学会論文誌,

Vol.J91-A, No.12, 1156-1160 (2008)

- 2) 超音波便覧編集委員会編: ”超音波便覧”, p196-198 丸善株式会社 (1999)

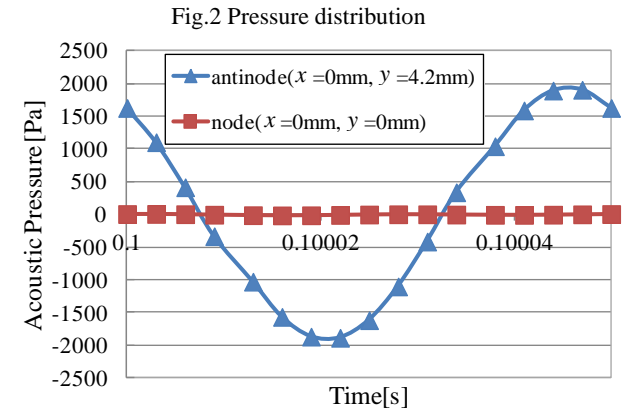
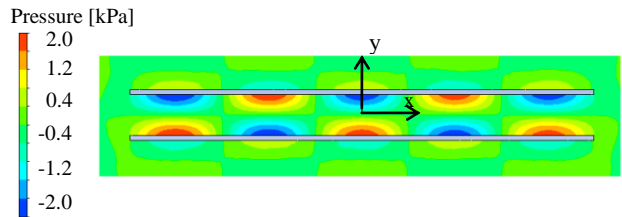


Fig.3 Pressure distribution of node and antinode

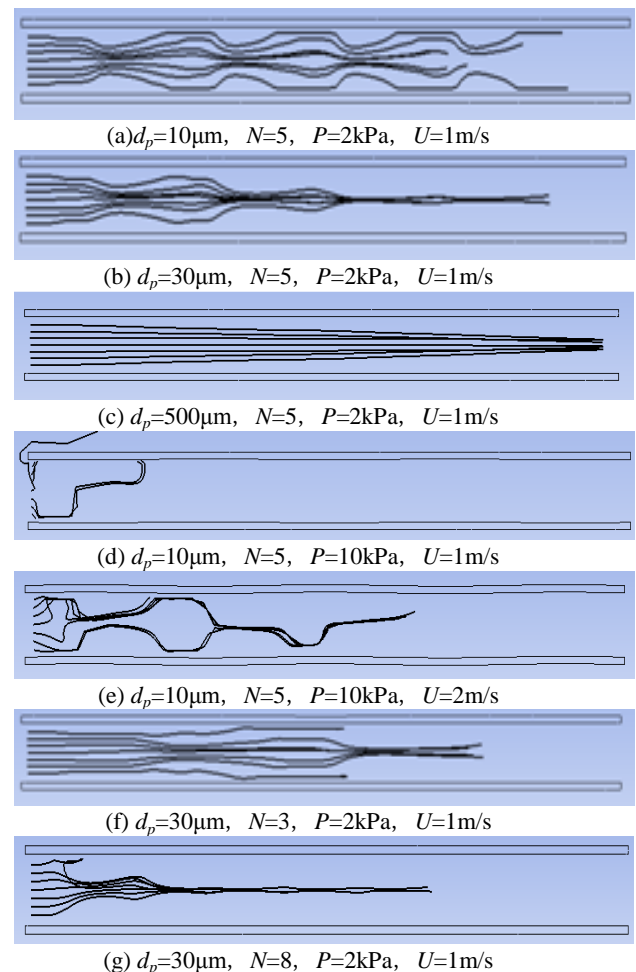


Fig.4 Particles movement