

超音波による定在波音場内の粒子挙動計算

- 粒子径・振動振幅・振動モードによる相違 -

Calculation of Minute Particle Motion in Ultrasonic Standing Wave
- Differences due to particle diameter, vibration amplitude and vibration mode -

○劉 昕舜¹ 鈴木 熙² 河府 賢治³

*Kinshun RYU¹, Hikaru SUZUKI², Kenji KOFU³

In this research, it was analyzed that the unsteady calculation for particle motion under the pressure distribution of two-dimensional standing wave in the air by CFD. The result show that particle easily clustered together under large particle and high acoustic pressure. Lastly, particle easily clustered together at the point that a pressure gradient maximize because acoustic radiation force increases.

1. 緒言

小塚らにより空気中において超音波を利用することで、微小粒子の挙動を制御できることが証明されている¹⁾。超音波による粒子挙動の制御が可能になれば、非接触操作のため粒子構造を傷つけずに凝集や捕集等が行え、様々な技術への応用が期待できる。また、微粒子だけでなく DNA や細胞²⁾などにも応用できる。しかし、粒子を用いて様々な条件で実験を行うには多大な時間とコストが要求される。超音波による粒子挙動への影響における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、本研究では流体解析ソフトを用い、空気中の二次元定在波音圧分布による非定常粒子挙動計算を行う。そして、粒子挙動制御に関し、粒子径、最大音圧や振動板の振動モードを変更して、各因子による変化を比較する。

2. 理論

2.1 数値解析手法

すべての解析領域について質量と運動量の保存式を解いており、流体についてはエネルギーの保存式を追加して解く。また、今回の乱流モデルには乱流エネルギーを k 、エネルギー散逸率を ε としたときの $k-\varepsilon$ モデルを用い、これらの輸送方程式を解く。

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。

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

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。

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

2.2 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³⁾。

$$\begin{aligned} \vec{F}_{ac} &= V_p (D \nabla e_k - (1 - \gamma) \nabla e_p), \quad D = 3(\rho_p - \rho_0) / 2(\rho_p + \rho_0) \\ e_p &= \frac{P_a^2}{2\rho_0 c_0^2}, \quad e_k = \frac{\rho_0 v_a^2}{2} \end{aligned} \quad (3)$$

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。 e_k は運動エネルギーの時間平均値の傾き、 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、解析領域の振動板間の拡大図を Fig.1 に示す。Vibration 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_w は波数である。

$$\Delta y = A_m \sin(\omega t) \cos(k_w x) \quad (4)$$

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。

解析領域は超音波の反射などの影響をなくするため充分広めにし、左側から粒子の進行方向に風速 1m/s で気流を流入させる。また解析領域の上部、下部、右側を流出境界とする。

3.2 粒子設定

粒子として水滴を用い、粒子径 d_p を変更して計算する。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])

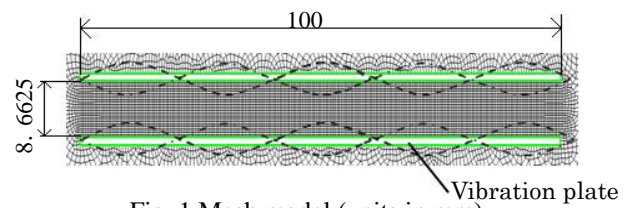


Fig. 1 Mesh model (units in mm)

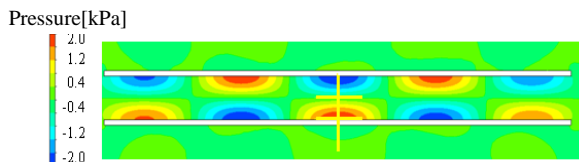


Fig. 2 Standing wave pressure distribution

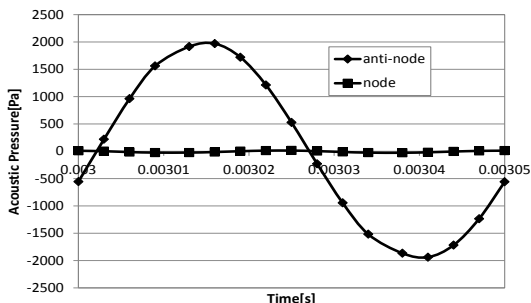


Fig. 3 Pressure distribution of node and anti-node

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、代表として最大音圧 $P=2\text{kPa}$ 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 $d_p=5, 30, 500\mu\text{m}$ と変えて計算した結果を Fig.4 に示す。 $d_p=5\mu\text{m}$ では粒子が定在波の節に集まる動きが見られなかった。また、 d_p が $30\mu\text{m}$ の場合、徐々に粒子が集まりやすくなるが、 d_p を大きくしすぎると $500\mu\text{m}$ の場合のように粒子の集中に時間を要するようになる。これは、粒子径が小さいと音響放射力が弱く、粒子径を大きくすることで音響放射力が強くなったためと考えられ、音響放射力の理論と一致する結果が得られた。

粒子径が大きすぎると Fig.4(c)に示すように、粒子の集中に時間を要し、さらに、それぞれの粒子が節の位置に移動した後に交差して再び離れていく。これは、粒子の質量が増加したことにより、慣性力の影響が強くなったためと考えられる。また、粒子が大きくなるにつれて、水平方向に移動する距離が増加する傾向にあるが、これは慣性力の増加により空気抵抗の影響が弱くなったためと考えられる。

4.3 最大音圧の変更

$f=20\text{kHz}$ 、 $d_p=30\mu\text{m}$ で最大音圧 $P=0.5, 2, 5\text{kPa}$ と変えて計算した結果を Fig.5 に示す。 P が小さいと粒子は集まらないが、 P を大きくするにつれて粒子が集まりやすくなっている。これは最大音圧を高くすると音響放射力が強くなるためと考えられ、最大音圧の変更によって音響放射力の理論と一致する結果が得られた。

4.4 振動モードの変更

$P=2\text{kPa}$ 、 $d_p=30\mu\text{m}$ で N を 1, 3, 5 個で計算した結果を Fig.6 に示す。振動板のたわみ振動の腹の数によって様々な粒子挙動になった。Fig.6(a), (b)より圧力勾配の大きい個所で粒子が集まる傾向にあることが分かり、その箇所で音響放射力が強くなっていると考えられる。振動モードによって粒子挙動が大きく変化することが分かり、振動モードを応用することで粒子挙動を細かく操作できると考えられる。

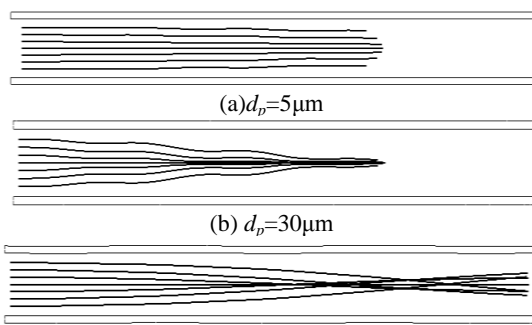


Fig.4 Particles movement by changing particle size ($N=5$, $P=2\text{kPa}$)

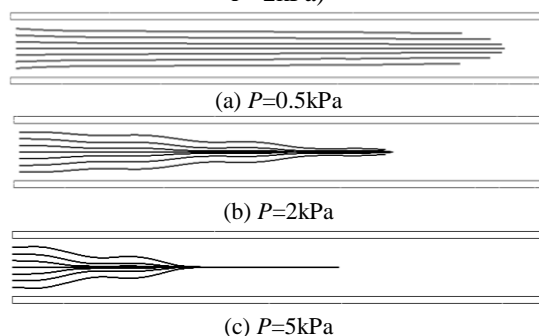


Fig.5 Particles movement by changing maximum acoustic pressure ($d_p=30\mu\text{m}$, $N=5$)

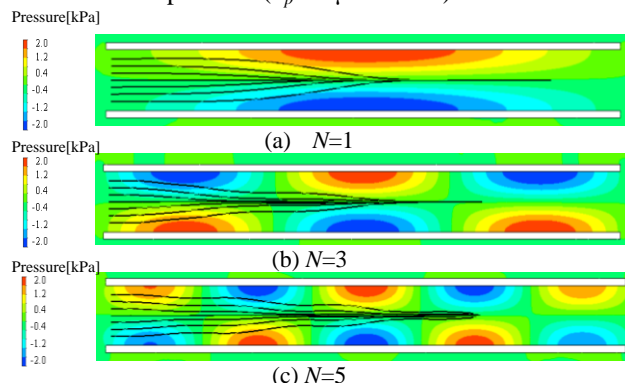


Fig.6 Particles movement by changing vibration mode ($d_p=30\mu\text{m}$, $P=2\text{kPa}$)

5. 結論

- 1) 粒子径が大きくなれば粒子は集まりやすくなり、音響放射力の理論式に一致する結果が得られた。
- 2) 最大音圧が大きくなれば粒子は集まりやすくなり、音響放射力の理論式に一致する結果が得られた。
- 3) 質量が大きすぎると慣性力が強く働いてしまい、音響放射力による粒子挙動への影響を受けにくい。
- 4) 振動モードの変更によって、圧力勾配が大きい箇所で音響放射力が大きくなる傾向を明らかにすることが出来た。

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) J.Morgan, et. al: Manipulation of in vitro toxicant sensors in an ultrasonic standing wave., Toxicology in Vitro, Vol.18, 115-120 (2004)
- 3) 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)