

# 博士学位論文

## 近距離音場における物体の跳躍現象と 流体の噴出現象に関する研究

2023年2月

室蘭工業大学 大学院  
工学研究科 博士後期課程  
工学専攻 先端情報電子工学コース

青野 浩平

指導教員  
青柳 学 教授

## 要旨

現在、超音波を用いた様々な現象を用いて物体の浮揚や位置制御が実現されている。近距離場音波浮揚は板状物体が振動面から音響放射力を受け数百  $\mu\text{m}$  程度、浮揚し保持力によって振動面上を保持する現象である。この保持力を用いることによって、板状物体の非接触 2 次元ステップング搬送が実現されている。しかし、振動面上に窪みを有しており非平面である場合は振幅を増加させることで板状物体が非平面の振動面から跳躍することが確認された。また、平面の振動面上に貫通穴を有する物体を貫通穴が振動面に重なるように配置すると穴から空気が噴出することが確認された。このような振動面上からの跳躍現象および穴からの流体噴出現象はこれまで報告されておらず、詳細な検討により超音波の新たな分野が開拓されることが期待できる。さらに、これらの現象を利用することで新しい超音波デバイスの開発に応用できると考えられる。以上の理由から本研究では実験と解析から跳躍現象および流体噴出現象について詳細に検討し、明らかにした。また、その現象を利用した応用方法を提案した。

跳躍現象は振動面からの距離に対する音響放射力の極小値が浮揚物体重量を上回ることによって発生することを明らかにした。また、振動面上の中心からずれた位置に溝を設けることによって板状物体の非接触反転動作が実現できた。この非接触反転動作と近距離場音波浮揚を利用した非接触ステップング搬送を組み合わせることによって、板状物体の非接触の搬送と反転動作可能になることが期待できる。

振動面近傍に配置された穴を持つ物体の流体噴出現象による流速分布は PIV 計測により計測された。PIV 計測結果より振動面と穴付き物体間には空気が流入せず、穴からの噴出流は穴近傍の空気を吸引した穴軸上に排出する現象であることが明らかとなった。したがって、穴からの噴出流は流入部と流出部が近くなるが、穴に対向する位置に分離用の穴を設けることによって流入部と流出部を分離することができた。また、平面上に穴付きの円筒を配置し、上側から振動面を近づけると穴付き円筒が浮揚し、さらに浮揚円筒には  $10\text{mN}$  の保持力が作用した。 $10\text{mN}$  の保持力は近距離場音波浮揚における保持力よりも約 10 倍大きい保持力となり、この浮揚方法を用いた無重力空間における新しい浮揚保持への応用方法を提案した。

# Abstract

Currently, the levitation and position control of an object has been developed by some ultrasonic phenomena. A planar object is levitated several hundred  $\mu\text{m}$  from a vibrating surface by near-field acoustic levitation (NFAL) phenomenon. The object was held by the holding force above the vibrating surface. This holding force was applied to the non-contact stepping transportation. However, when the vibrating surface has a recess, the planar object above the surface is jumped from the surface. In addition, the jet generated from the hole when the object has a through hole. These phenomena have not been reported before. A detailed examination of these phenomena was expected to extend new ultrasonic fields. Novel ultrasonic devices will be able to be applied by these phenomena. Therefore, this thesis described these phenomena to clear and suggestions about ultrasonic devices using these phenomena.

The jumping phenomenon of the levitated object happened when the minimum force of the acoustic radiation force was larger than the object's weight. The flip motion was realized by the asymmetric vibrating surface by a groove of a deviation position from a vibrating surface center. This thesis suggested combining non-contact stepping transportation by NFAL and flip motion.

The jet phenomenon by an object with a small hole near the vibrating surface was measured by particle image velocimetry (PIV). The air did not flow in the air gap between the vibrating surface and the small hole of the object. The air around the small hole was absorbed, and then it was emitted from the hole. The inflow part and the outflow part of the jet were generated near each. The jet flow was separated by the separation hole at the opposite small hole. In addition, a cylinder with a small hole is levitated above the vibrating surface. The holding force acted on the levitated cylinder. The holding force reached 10mN. This force value is more than about 10 times larger than the holding force by NFAL. This levitation method was suggested to apply in zero gravity space in this thesis.

# 目次

第1章 緒論.....	1
1.1 研究背景.....	1
1.1.1 近距離場音波浮揚現象.....	1
1.1.2 定在波浮揚.....	11
1.2 着目した音響力学現象.....	16
1.2.1 跳躍現象.....	16
1.2.2 流体噴出現象.....	17
1.3 研究目的.....	18
1.4 論文構成.....	18
第2章 跳躍現象.....	20
2.1 設計した振動子.....	20
2.1.1 平面振動子.....	20
2.1.2 円筒窪み振動子.....	23
2.1.3 円錐窪み振動子.....	26
2.2 非平面振動子の音響放射力特性.....	29
2.2.1 音響放射力測定方法.....	29
2.2.2 音響放射力測定結果.....	30
2.2.3 音響放射力解析手法.....	32
2.2.4 音響放射力解析結果.....	37
2.2.5 振動面－浮揚物体間の固有周波数解析.....	38
2.3 浮揚距離特性.....	41
2.3.1 浮揚距離測定方法.....	41
2.3.2 振動振幅－浮揚距離測定.....	42
2.3.3 浮揚距離の過渡特性.....	43
2.4 跳躍現象の発生メカニズム.....	48
2.5 非対称振動面による非接触反転跳躍への応用.....	53
2.5.1 非対称振動面を有する振動子の設計.....	54
2.5.2 非対称振動面による音響放射力.....	57
2.5.3 非接触反転跳躍実験.....	62
2.5.4 浮揚物体に作用する回転トルク.....	65
2.5.5 反転跳躍の応用案.....	69
2.6 跳躍現象のまとめ.....	70

第3章 流体噴出現象 .....	71
3.1 流体噴出現象に使用した装置 .....	71
3.1.1 振動子 .....	71
3.1.2 穴付き円筒 .....	73
3.2 噴出流による流速分布 .....	73
3.2.1 Particle Image Velocimetry (PIV) .....	73
3.2.2 PIV 計測のための動画撮影方法 .....	75
3.2.3 PIV 計測範囲 .....	77
3.2.4 PIV 計測結果 .....	79
3.2.5 音響流解析による流速分布 .....	83
3.2.6 噴出流による流速分布 .....	88
3.2.7 穴近傍における噴出流の振動 .....	89
3.3 流入部と流出部の分離の試み .....	91
3.3.1 分離するための装置構成 .....	91
3.3.2 流入・流出部の観察 .....	93
3.4 小径穴を有する物体の浮揚 .....	95
3.4.1 平面－振動面間での浮揚現象 .....	95
3.4.2 保持力測定方法 .....	96
3.4.3 保持力測定結果 .....	98
3.4.4 保持中における流速の観察 .....	100
3.4.5 小径穴を有する物体による浮揚の応用案 .....	103
3.5 流体噴出現象のまとめ .....	104
第4章 結論 .....	105
4.1 研究成果 .....	105
4.1.1 跳躍現象について .....	105
4.1.2 流体噴出現象について .....	106
4.2 課題 .....	107
謝辞 .....	108
参考文献 .....	109
研究業績 .....	113
付録 .....	116
A. 振動子の支持方法 .....	116
B. 空気層の厚みによる複素密度，音速の変化 .....	119
C. 共振周波数追尾・振動振幅一定制御システム .....	121
D. 振動面近傍の穴付き円筒が電力に与える影響 .....	123

## 第1章 緒論

本章では超音波による浮揚現象および先行研究について述べる。また本論文の主題となる現象について説明し、それらの現象を研究する意義および目的を述べる。

### 1.1 研究背景

#### 1.1.1 近距離場音波浮揚現象

振動面上に置かれた板状物体は近距離場音波浮揚現象により Fig.1-1.1 のように数百  $\mu\text{m}$  程度振動面から浮揚する[1-5]。

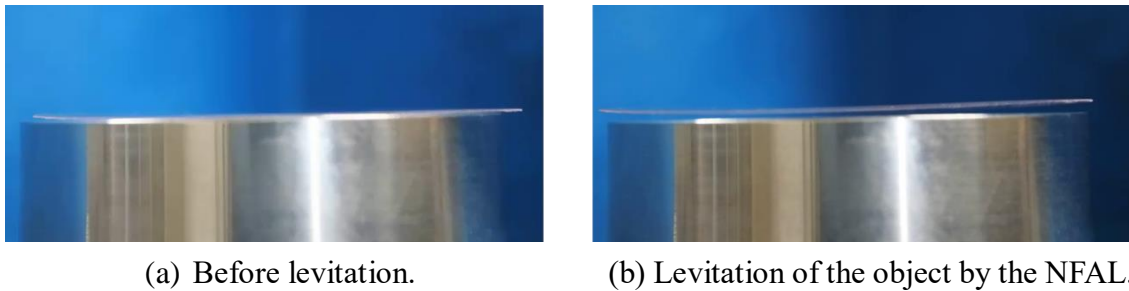


Fig.1-1.1 Near-field acoustic levitation (NFAL) phenomenon.

このとき浮揚物体は Fig.1-1.2 のように振動面から浮揚力である音響放射力[6-9]を受ける。Fig.1-1.3 に振動面からの板状物体の浮揚距離  $H$  に対する音響放射力  $F_{rad}$  を示す。通常音響放射力  $F_{rad}$  は同図のように浮揚距離  $H$  の減少および振動面の振動振幅  $A$  の増加に伴い増加することが分かっている。この特性により質量  $m_1$  の浮揚物体は自身の重量  $m_1g$  と釣り合う距離  $H_1$  で浮揚する。ここで、振動振幅を  $A_1$  から  $A'_1$  に増加させると音響放射力  $F_{rad}$  が増加し、同図のように浮揚距離が  $H_1$  から  $H'_1$  と増加する。また、浮揚物体の質量を  $m_1$  から  $m_2$  と大きくすると重量  $m_2g$  と音響放射力  $F_{rad}$  が釣り合う浮揚距離が  $H_1$  から  $H_2$  と減少する。また、先行研究により振動振幅  $A$  と浮揚距離  $H$  は比例し、質量  $m$  に対して浮揚距離  $H$  は  $1/2$  乗で反比例することが明らかになっている。これらの特性により近距離場音波浮揚における音響放射圧  $P$  の近似式が式(1-1-1)のように求められている[1]。

$$P = \frac{1 + \gamma}{4} \rho c^2 \frac{A^2}{H^2} [\text{Pa}] \quad (1-1-1)$$

ここで、 $\gamma$ は媒質の比熱比、 $\rho$ は媒質の密度、 $c$ は媒質の音速である。式(1-1-1)の音響放射圧  $P$  を浮揚物体の底面で面積分することによって音響放射力を近似的に計算することができる。

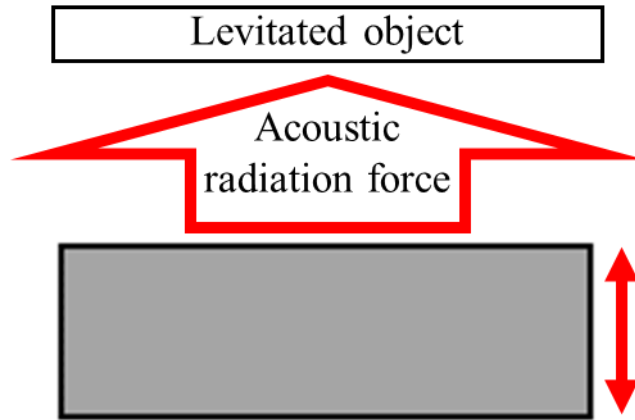


Fig.1-1.2 Acoustic radiation force.

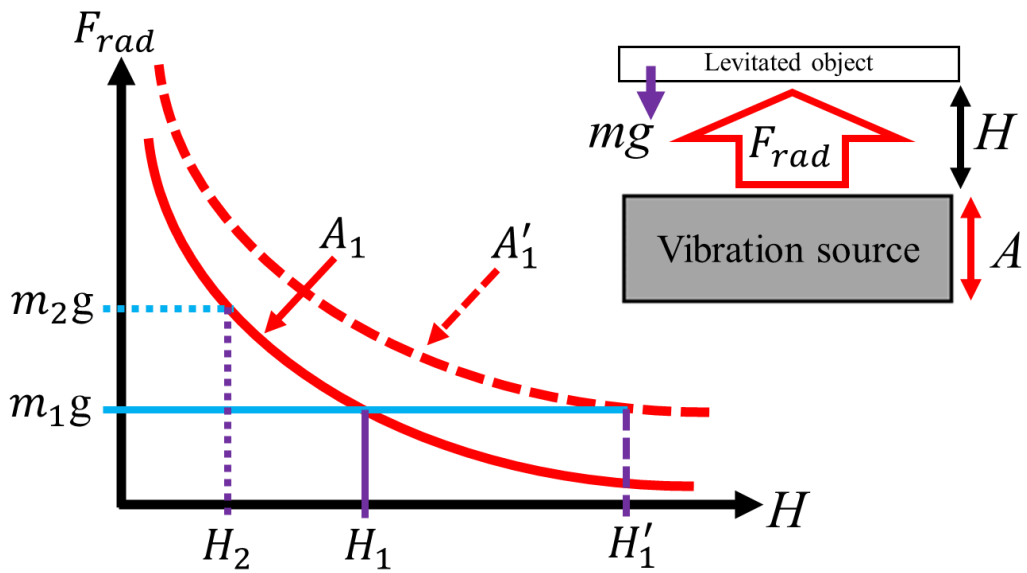


Fig.1-1.3 Acoustic radiation force characteristics.

また、振動面—浮揚物体間の空隙内には Fig.1-1.4 のように音響流が生じ、空気の粘性により浮揚物体には音響粘性力が作用する[2,10-12]。この音響粘性力は浮揚物体が振動面上から落下を防ぐ方向に力が作用するため保持力と呼ばれる。

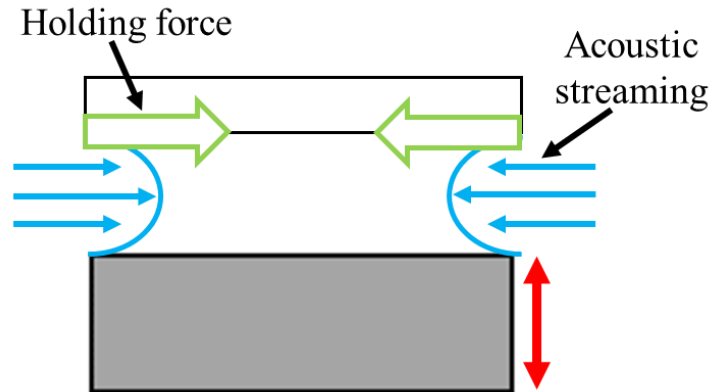


Fig.1-1.4 Acoustic streaming and holding force.

Fig.1-1.5 に近距離場浮揚現象により浮揚している物体の保持力による挙動を示す。同図のように浮揚物体は振動面に対して水平方向に揺動しながら安定して振動面上に保持される。この保持力は音響放射力と同じように振動振幅の増加および浮揚距離の減少により増加することが分かっている[12]。また、和田により保持力は浮揚物体の傾きによって変化することが実験および解析により確認されており Fig.1-1.6 のように振動面からずれた方向に対して $+\theta$ に傾く(Fig.1-1.6(a))と保持力が減少し、 $-\theta$ に傾く(Fig.1-1.6(c))と増加することが明らかになっている[13-14]。実際の浮揚では振動面からはみ出た部分は音響放射力により支えられないため、浮揚物体は保持力が増加する Fig.1-1.6(c)のように傾くと考えられている。一方、青野により Fig.1-1.7 のように浮揚物体に対して上下に振動子を配置することによって保持力を増加させる試みが検討されている[12, 15-20]。挟み込むことで保持力は上下の振動位相差 $\varphi$ により変化し $\varphi = 180^\circ$ のとき保持力が最大となり、 $\varphi = 0^\circ$ のとき最小となることが実験および解析により明らかとなっている。

以上が近距離場音波浮揚現象により浮揚した物体に作用する音響放射力および保持力の特徴である。次にこれまで考案されている近距離場音波浮揚現象を利用した応用方法について述べる。



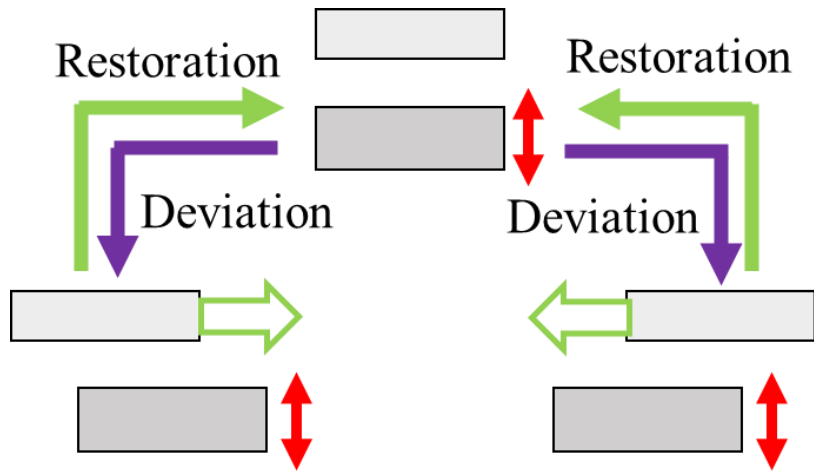


Fig.1-1.5 Behavior of the levitated object by the holding force.

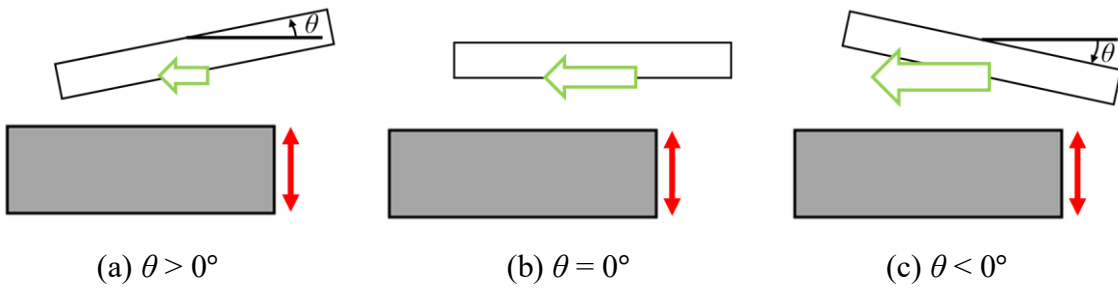


Fig.1-1.6 Change of the holding force by the angle of the levitated object.

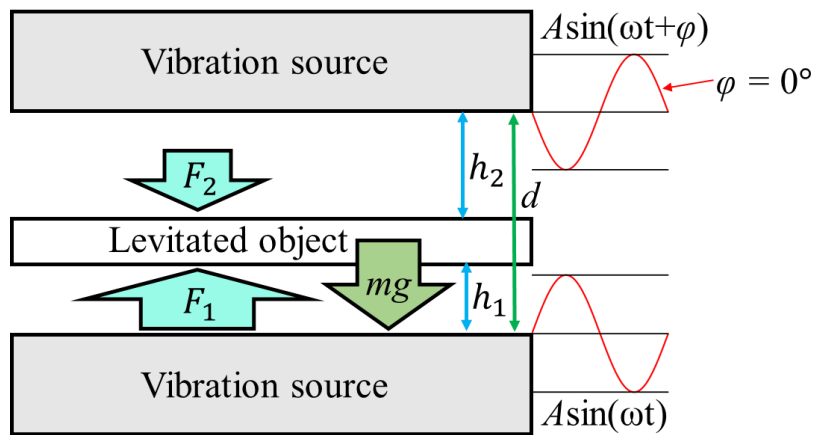


Fig.1-1.7 Opposing vibration sources for increasing holding force.

### A. 進行波による非接触浮揚搬送

上羽・橋本らは Fig.1-1.8 の曲げ振動板を用いて進行波励振による近距離場浮揚現象による非接触搬送を考案している[3, 10]。ここで, Fig.1-1.8(a)のように片方の振動子(B)に対して並列に抵抗およびコイルを接続することで電気エネルギーを抵抗で消費し, 振動子(B)からの反射波を小さくすることによって振動子(A)から振動子(B)への進行波励振を実現している。振動板上の物体は音響放射力を受け浮揚し, 進行波と同じ方向に非接触浮揚搬送される。単一の振動板で使用する場合, 搬送物体のサイズは振動板の幅に制限されるが, Fig.1-1.8(b)のように振動板を2つ平行して配置することによって搬送物体のサイズの制限が無くなり大きな形状の物体を非接触浮揚搬送が可能となる。また, 各振動板の外側は薄く削られており, 削られている側の振動振幅が大きくなるように加工が施されている。削られた側が外側となるように平行に配置することで音響放射力が内側に向かって生じ, 振動面からの逸脱を防いでいる。

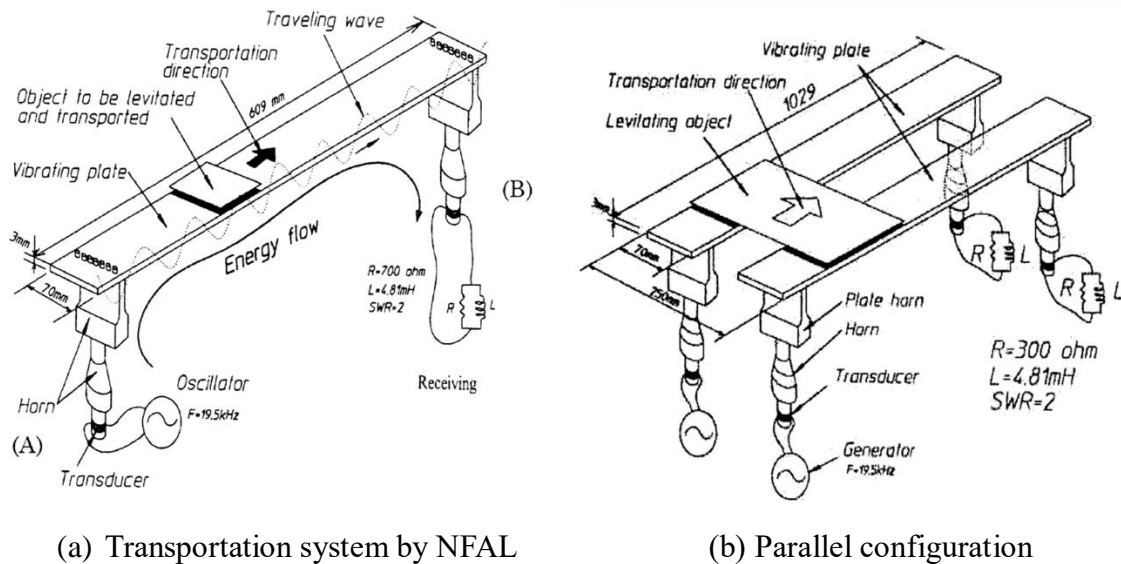
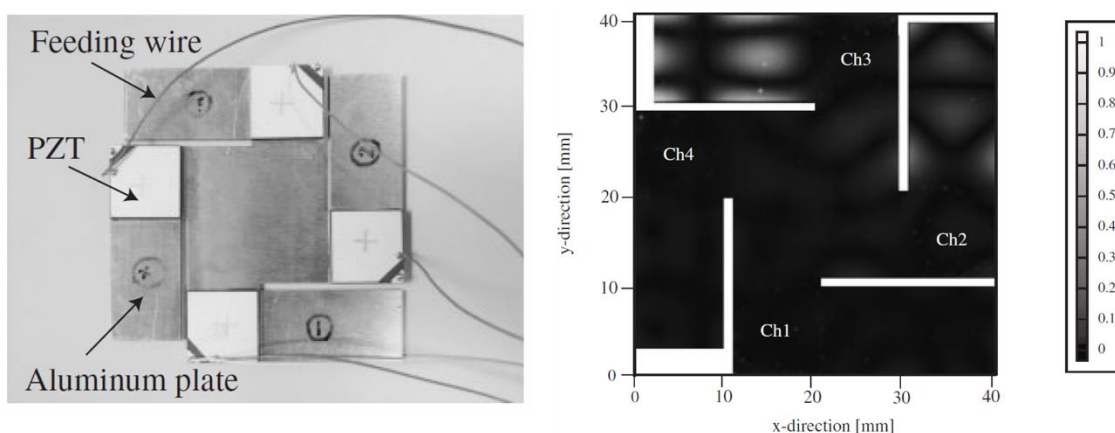


Fig.1-1.8 Non-contact transportation by the traveling wave [3].

## B. 複数振動板による自己浮揚搬送アクチュエータ

小山らは Fig.1-1.9 のように厚み 1mm のアルミニウム板に切り込みを設け、PZT を 4 つ貼り付けることで自己浮揚および推進が可能なアクチュエータを考案している[21-22]。Fig.1-1.9(a)の各振動板の長さは27から30mmとなっており、駆動周波数を71から77kHzと変化させることで大きく振動する板を制御することができる。PZT が貼られていない面を平面上に配置し振動させることで音響放射力を平面上に作用させ、その反作用をアクチュエータが受けることで数  $\mu\text{m}$  程度の浮揚を実現している。ここで、各駆動周波数に対するアクチュエータの搬送方向は Table 1 に示すように各 Ch の振動板端から PZT に向かう方向に推力が発生する。また、74kHz および  $70V_{pp}$  によって最大 6.3mN の推進力を得ている。以上より Fig.1-1.9(a)のアクチュエータは所望の進行方向に対応する周波数で駆動することで2次元に非接触での移動が可能となる。



(a) Photograph of the actuator. (b) Vibration amplitude distribution at 74kHz.

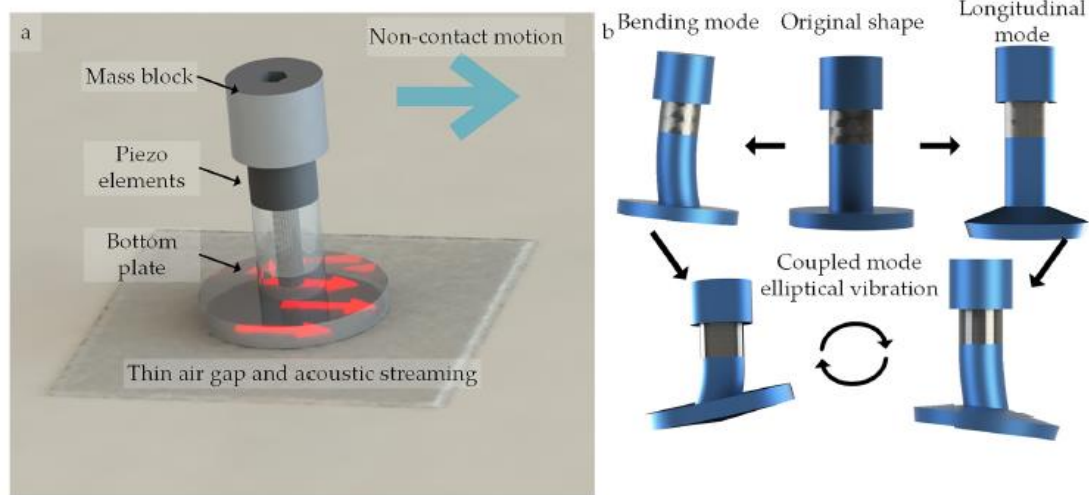
Fig.1-1.9 2D self-running ultrasonically levitated stage [21].

Table 1-1.1 Propulsion characteristics of the stage [21].

Vibration mode A	Frequency (kHz)	Moving direction	Thrust (mN)
Ch 1	71	Negative $x$	2.0
Ch 2	72	Negative $y$	2.0
Ch 3	74	Positive $x$	2.7
Ch 4	77	Positive $y$	1.7

### C. 縦一曲げ結合モードによる自己浮揚搬送アクチュエータ

また、Chen らは縦振動モードと曲げ振動モードを結合させることによって単一周波数での 2 次元自己浮揚非接触搬送が可能なアクチュエータを考案している[23]。考案された Fig.1-1.10(a)のアクチュエータは 4 つに電極分割された圧電リング 2 つ、電極、アルミニウムブロック、底面プレート、結合用ボルトで構成されている。ここで、約 21kHz において縦振動モードと曲げ振動モードが生じるように各部品が設計されているため、電極に 21kHz の電圧に位相差を与えて印加することで Fig.1-1.10(b)のように縦振動と曲げ振動が結合し底面プレートが楕円振動する。楕円振動によって平面-底面プレート間の空隙には非対称の音圧分布が形成し、空隙内には一方向に音響流が生じる。音響流によって底面プレートに音響粘性力が推進力として作用するため音響流の方向と同一の方向にアクチュエータは浮揚しながら移動することができる。また、位相差の与え方を反転することで反対方向への移動が可能となる。以上より単一周波数によって自己浮揚し移動できるアクチュエータが実現されている。



(a) Component of the actuator

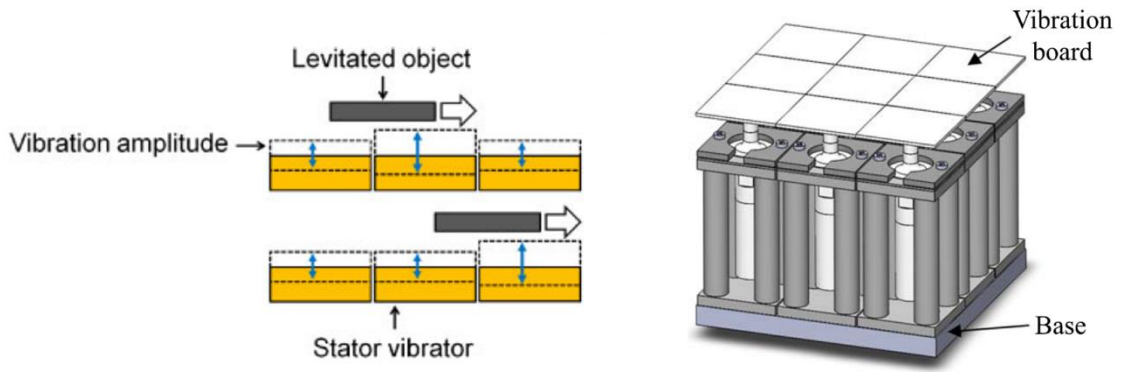
(b) Coupled mode.

Fig.1-1.10 The self-floating and self-running actuator [23].

#### D. 保持力による非接触ステップング搬送

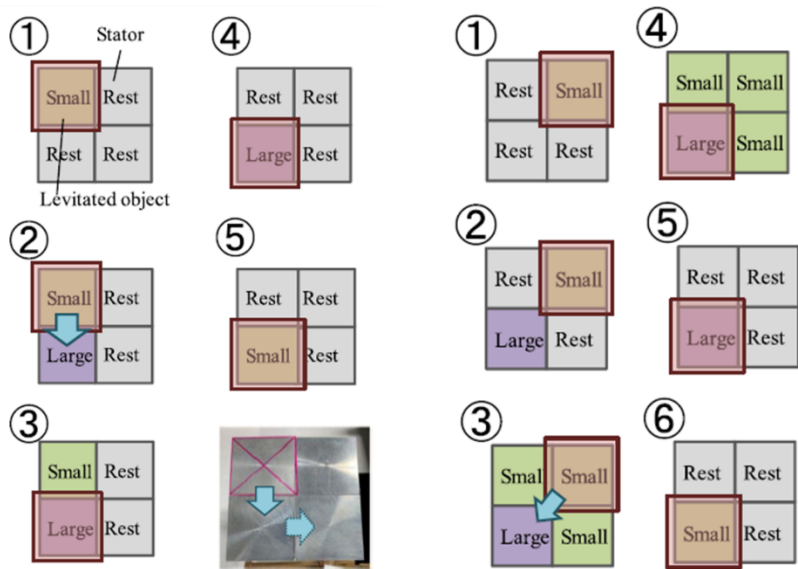
矢野らは近距離場音波浮揚により浮揚した物体に作用する保持力が振動振幅により増加することを利用して浮揚物体の非接触ステップング搬送を実現している[24]。浮揚物体が Fig.1-1.11(a)のように複数の振動板に跨っているとき、浮揚物体は両側から保持力を受ける。このとき振動振幅が大きい搬送先の振動板への保持力が搬送元の保持力より大きいためその差の力が搬送力として浮揚物体に作用し浮揚搬送される。また、浮揚搬送物体に作用している搬送力は振動子全体を傾けることで測定されており、搬送力は数百  $\mu\text{N}$  程度と推定されている。しかし、和田は複数の振動板に跨る搬送物体は完全に搬送先の振動板へ搬送されず浮揚搬送途中で停止する位置が存在することを指摘している。このような停止位置は浮揚物体—複数振動板間で形成される音圧の腹および節によって生じると考えられている。また、停止位置の存在は保持力による浮揚搬送を妨げる要因であるが和田はその停止位置は解析によって予測できることを示している[14]。

菊地らは振動子を Fig.1-1.11(b)のように9つ配置し各振動子の振幅を制御することで浮揚物体の2次元非接触搬送を実現している[25, 26]。振動面よりも大きなサイズの浮揚物体を振動面上に配置し各振動子を Fig.1-1.12 のように制御することで浮揚物体のL字移動および斜め移動が可能としている。また、菊地らは浮揚搬送途中において搬送物体が回転することを報告しており、実験および解析から搬送方向外にずれた際に搬送物体には保持力による回転トルクが作用することが明らかになっている。この非接触搬送方法は Fig.1-1.13 のように配置する振動面を増やすことで細かな板状物体の非接触位置制御への応用が期待されている。



(a) Operating principle [23]. (b) Apparatus for 2D transportation [26].

Fig.1-1.11 Non-contact stepping transportation by the holding force.



(a) Lengthwise and crosswise. (b) Diagonal direction.

Fig.1-1.12 Procedure of transportation method [26].

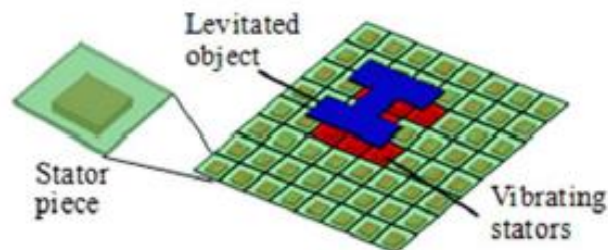


Fig.1-1.13 Conception of the device for 2D noncontact transportation [26].

### E. 回転型非接触同期モータ

平野らは保持力を回転トルクとして利用することで回転型非接触同期モータを考案している[27-32]。Fig.1-1.14 は考案された回転型非接触同期モータである。ステータである扇形の振動板は金属円板に対して  $60^\circ$ ごとに切り込みを設けることにより6個一体型で製作されており、ロータは  $80^\circ$ の扇部を2つ設けることで対向する扇形ステータに重なるように配置されている。 $80^\circ$ のロータは  $60^\circ$ のステータよりも幅が広いいため、どの回転位置においても複数のステータに跨ることができる。Fig.1-1.15(a)にロータを反時計周りに回転させる際の制御方法を示す。Fig.1-1.15(a)で示されている振動ステータ対によりそれぞれのロータの扇部には振動ステータ側への保持力が作用するため、ロータには反時計回りの回転トルクが生じFig.1-1.15(b)のように回転し保持される。同様な手順によって時計回りの回転も可能となる。また、振動ステータ対を回転させることによって連続回転動作ができ、2.5rps以上の回転速度が実現できている。

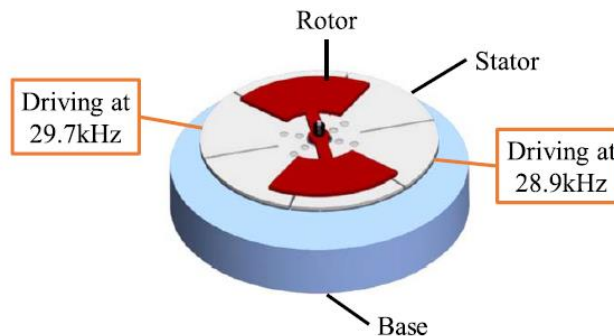
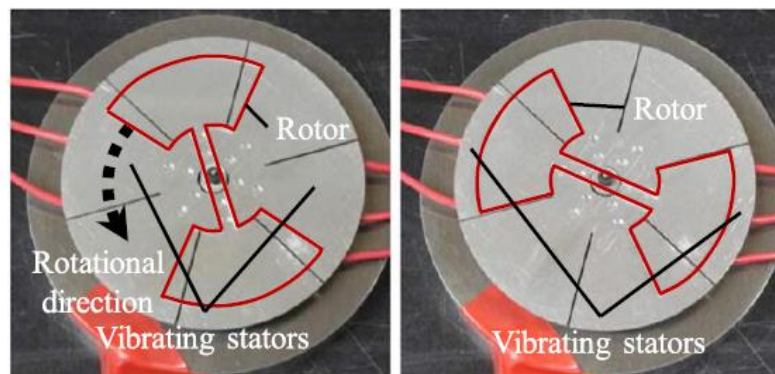


Fig.1-1.14 Configuration of the rotary-type noncontact-synchronous ultrasonic motor [32].



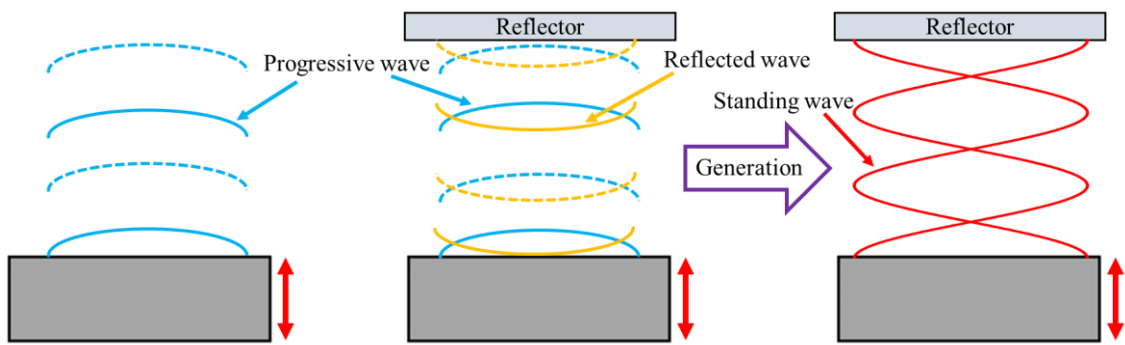
(a) Initial position.

(b) Final position.

Fig.1-1.15 Rotor positions during operation [32].

### 1.1.2 定在波浮揚

振動面から無限空間に放射された音波は反射波が存在せず， Fig.1-1.16(a)のように進行波音場が形成される。このとき振動面に対して反射板を振動面から半波長の整数倍の位置に配置すると，振動面－反射板間で Fig.1-1.16(b)のように進行波と反射波が互いに強め合うように合成し定在波が形成される。ここで，定在波の節の位置における音圧は常に周囲の圧力よりも小さいため，波長に対して小さい微小物体は定在波の節に周囲の圧力に押されることで捕捉される。



(a) Wave without a reflector. (b) Standing wave by progressive and reflected wave.

Fig.1-1.16 Sound wave conditions.

また，Gor'kov は音圧 $p$ および粒子速度 $\mathbf{v}$ から式(1-1-2)のように Gor'kov ポテンシャル  $U$  を求めている[33]。

$$U = 2\pi R^3 \left( \frac{\langle p^2 \rangle}{3\rho_0 c_0^2} - \frac{\rho_0}{2} \langle \mathbf{v} \cdot \mathbf{v} \rangle \right) \quad (1-1-2)$$

ここで， $R$  は微小物体の半径， $\rho_0$  は空気の密度， $c_0$  は空気の音速である。微小物体は式(1-1-2)で与えられる Gor'kov ポテンシャル場の小さい位置に保持される。Fig.1-1.17 に定在波中における音圧場，粒子速度および Gor'kov ポテンシャルを示す。ここで，Fig.1-1.17 の横破線は音圧の腹および節の位置である。また，粒子速度では Fig.1-1.17(b)のように音圧とは反対に音圧の腹の位置で節となり，音圧の節で腹となる。このとき Gor'kov ポテンシャルは Fig.1-1.17(c)のように分布しポテンシャルの極小位置で微小物体は捕捉される。Andrade らは Fig.1-1.18 のように振動面に対して曲面の反射板を用いることにより，定在波音場が振動面－曲面間で形成し Gor'kov ポテンシャルの極小位置で微小物体を捕捉している[34]。



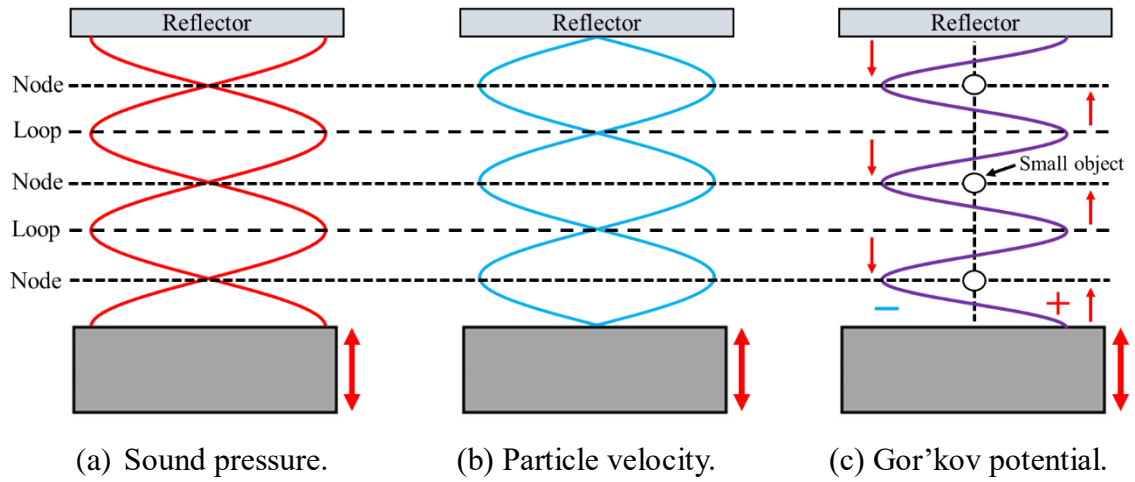


Fig.1-1.17 Generated distributions between the vibrating surface and the reflector.

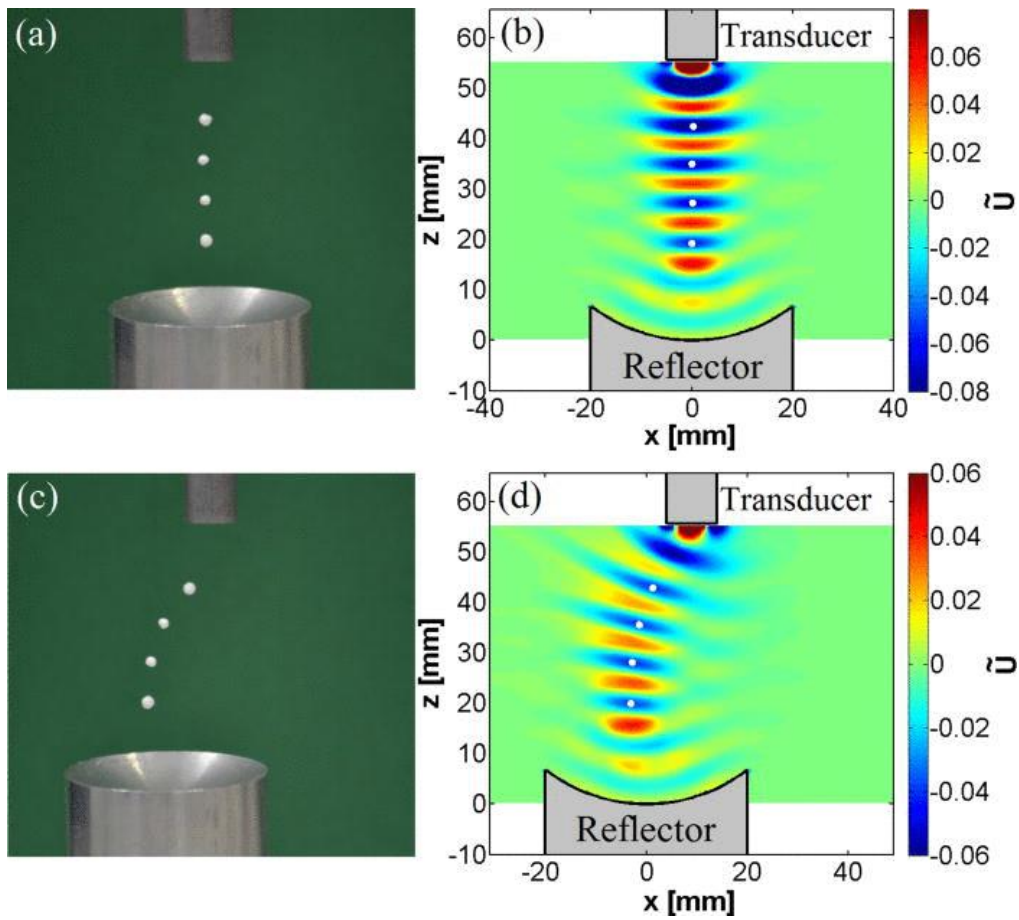
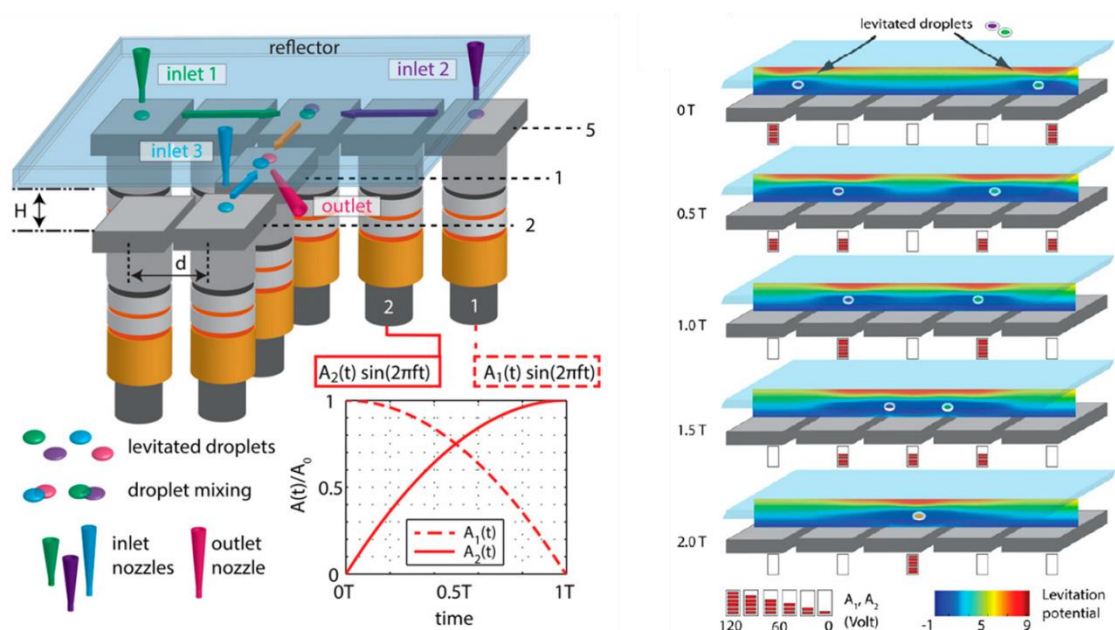


Fig.1-1.18 Acoustic levitation of polystyrene particles and Gor'kov potential [34].

## A. 定在波音波における水滴の位置制御

Forestiらはランジュバン型振動子構造の振動子を Fig.1-1.19(a)のように配置し、振動面に対向するように反射板を配置することによって液滴の非接触移動および非接触混合を実現している[35]。液滴は反射板に設けられた小穴から注入され、液滴は振動面－反射板間の定在波に捕捉される。液滴が捕捉されている振動面に隣り合う振動面の振幅を調整することによって、振動面－反射板間の音圧分布が変化し液滴が非接触で搬送される。Fig.1-1.19(b)に各振動面の振動振幅を変化させたときの振動面－反射板間の Gor'kov ポテンシャルを示す。Fig.1-1.19(b)のように駆動させる振動子を両端から中央に切り替えることでポテンシャルの極小値が駆動している振動面上に移動する。注入された液滴は振幅制御によって移動するポテンシャルの極小位置に追従することで液滴の非接触移動および混合が実現されている。



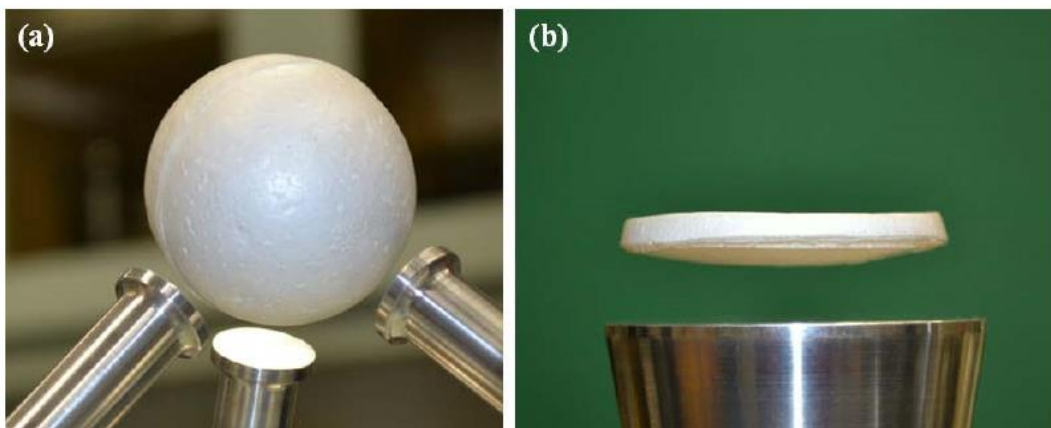
(a) Schematic of the multidrop manipulator.

(b) Gor'kov potential inside airgap.

Fig.1-1.19 The contactless multidrop manipulator [35].

## B. 波長より大きい物体の定在波浮揚

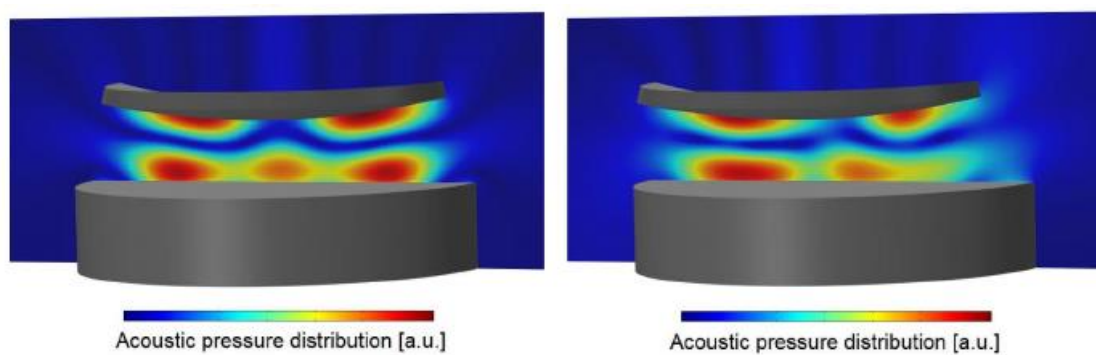
Andrade らは浮揚物体と振動面間に定在波を形成させることにより浮揚物体底面に大きな音響放射力を作用させ、波長よりも大きな物体の浮揚を実現している[8,36-37]。Fig.1-1.20 に浮揚している波長よりも大きな物体を示す。Fig.1-1.20(a)は振動子を三脚のように3つ設置し、それぞれの振動面に対して半波長の定在波が形成する位置に球体を配置することで球体表面に3つ方向から音響放射力を作用させ安定して浮揚している。Fig.1-1.20(b)は表面がわずかに湾曲している物体を用いることによって、単一の振動子において波長よりも大きな物体の安定浮揚させている。Fig.1-1.21 は Fig.1-1.20(b)の湾曲した物体が振動面上に配置されているときの音圧分布である。Fig.1-1.21(a)は湾曲物体が振動面の中心からずれていないときは左右対称な音圧分布となっている。一方、Fig.1-1.21(b)のように湾曲物体が左側にずれると物体底面の左側の音圧が増加し、湾曲した底面に対して垂直に音響放射力が作用することでずれた方向を補正するような力が作用し安定した浮揚が実現されている。このように定在波の腹で浮揚している物体を湾曲している場合、物体底面の音響放射力は中心からずれた方向とは逆方向に力が作用することが分かっている。この応用として Marco らは曲げ振動板を用いることで幅 71mm、長さ 170mm の湾曲物体を Fig.1-1.22 のように定在波の腹の位置に浮揚させている。ここで、湾曲物体は幅方向に曲率半径 300mm で曲げられてるため Fig.1-1.22 の振動板の長手方向に対する垂直方向への落下を防いでいる。



(a) The polystyrene sphere of 50 mm.

(b) Slightly curved object.

Fig.1-1.20 Acoustic levitation of objects larger than acoustic wavelength [37].



(a) No deviation from the center. (b) Deviation of 3 mm from the center.

Fig.1-1.21 Acoustic pressure distribution around the slightly curved object [37].

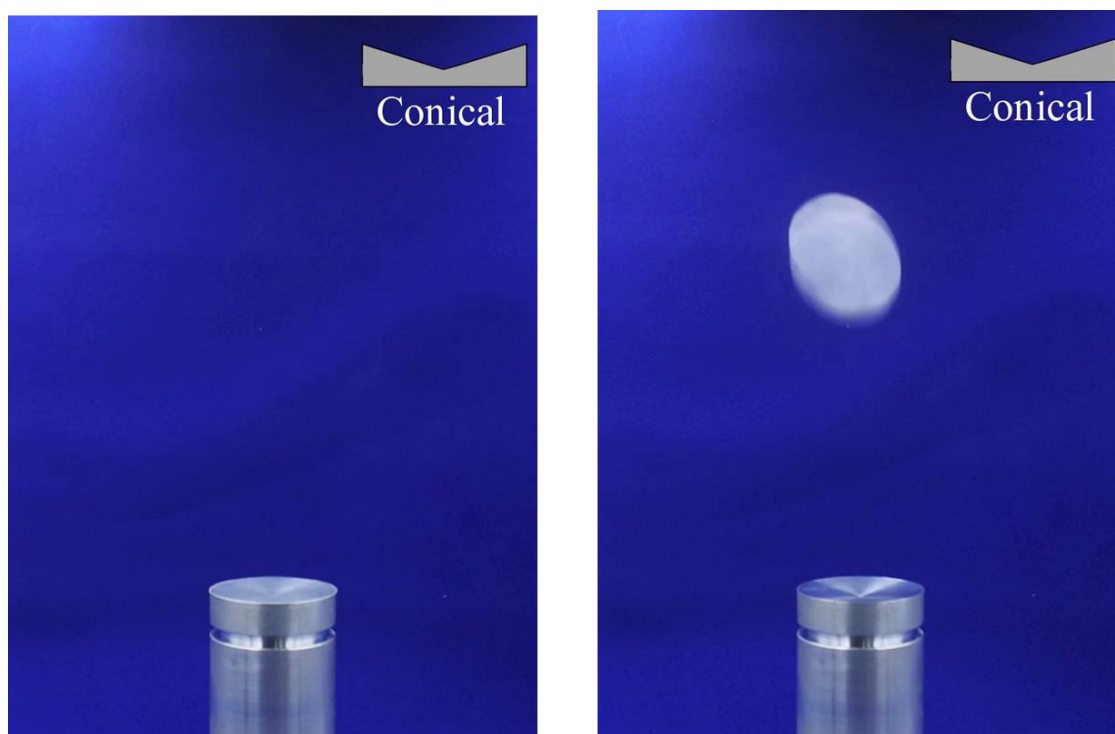


Fig.1-1.22 Acoustic levitation of a curved object weighting 2.3g [8].

## 1.2 着目した音響力学現象

### 1.2.1 跳躍現象

Fig.1-1.1 のように平面振動面上に板状物体が置かれているとき板状物体は近距離場浮揚現象により浮揚物体は数百  $\mu\text{m}$  程度浮揚する。しかし、振動面が非平面であるとき振動面上の板状物体が Fig.1-2.1 のように振動面から垂直方向に跳躍する現象が確認された。これまで Fig.1-2.2(a)のように平面の振動面上における近距離場浮揚が多く検討されているが、Fig.1-2.2(b)のように物体の非平面振動面上からの浮揚は検討されていない。さらに、このような振動面上の物体の跳躍現象はこれまで報告されておらず、この跳躍現象を解明することにより近距離場浮揚現象とは異なる新たな浮揚制御方法が期待できる。



(a) Object on conical vibrating surface.

(b) Jumping from vibrating surface.

Fig.1-2.1 Jumping phenomenon by non-flat vibrating surface.

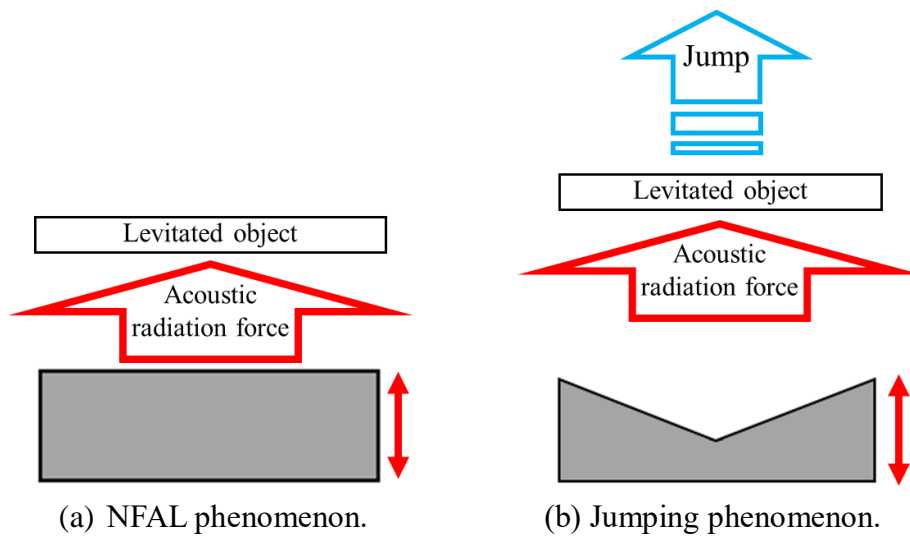


Fig.1-2.2 Comparison of NFAL phenomenon and Jumping phenomenon.

### 1.2.2 流体噴出現象

Fig.1-2.3 のように振動面上に穴付き円筒を配置すると穴付き円筒は近距離場浮揚現象により浮揚し、さらに浮揚している円筒の穴から空気が噴出することが確認された。この穴から流出した空気は振動面—浮揚円筒間から流入した空気だと考えられる。また、この噴出流は穴付き円筒が無い場合に発生する音響流に比べて非常に大きな流速を持つため、音響エネルギーから高効率に流体を動かす新たな現象として流体関連の分野に広がることが予想できる。このような振動時に穴から空気が噴出することはこれまで報告がなされておらず、詳細に検討することで超音波を起因とする新たな流体デバイスに応用されることが期待できる。

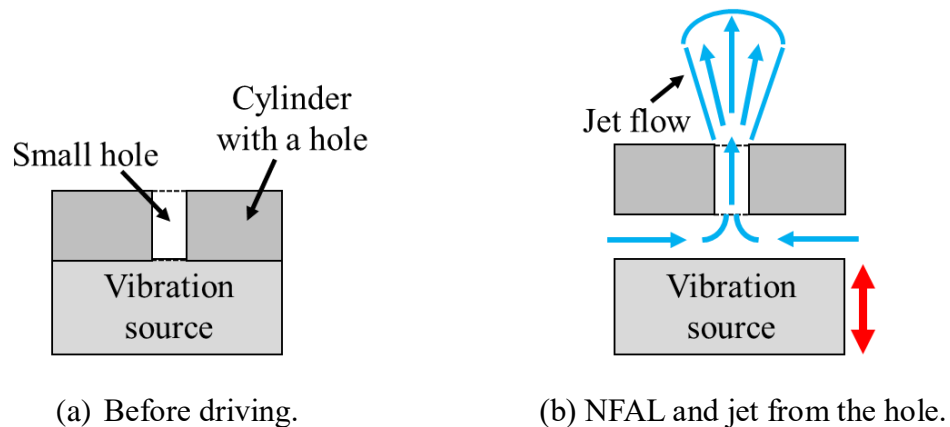


Fig.1-2.3 Jet from a small hole in the object close to the vibrating surface.

### 1.3 研究目的

平面の振動面上に板状物体を置くと近距離場浮揚が生じるが振動面が非平面の場合は跳躍現象が発生し、浮揚物体に穴がある場合には穴から空気が噴出することが確認されている。このような跳躍現象および噴出現象はこれまで報告されていないため、詳細に検討し各現象の特性およびメカニズムを明らかにすることで新たな超音波の研究分野を開拓できると考えられる。また、各現象の特性を利用することで、今までにない新しい超音波デバイスへの応用方法を提案することが期待できる。以上の理由から、跳躍現象および流体噴出現象を詳細に検討し、明らかにすることが本研究の目的である。

### 1.4 論文構成

本論文は4章より構成される。

第1章の「緒論」では研究背景、先行研究、本研究の中心となる現象の紹介および研究目的を述べた。

第2章「跳躍現象」では、3種類の振動子を設計し、実験および解析から跳躍現象を検討した結果を述べる。また、明らかとなったメカニズムを利用した板状物体の反転動作について検討する。

第3章「流体噴出現象」では、PIV計測および解析を通じて噴出現象による流速分布について述べ、応用方法を提案する。また、穴を有する物体の浮揚現象についても述べる。

第4章「結論」では、第2章と第3章で得られた結果と各現象の課題について述べる。

また、本論文の構成を Fig.1-4.1 に示す。

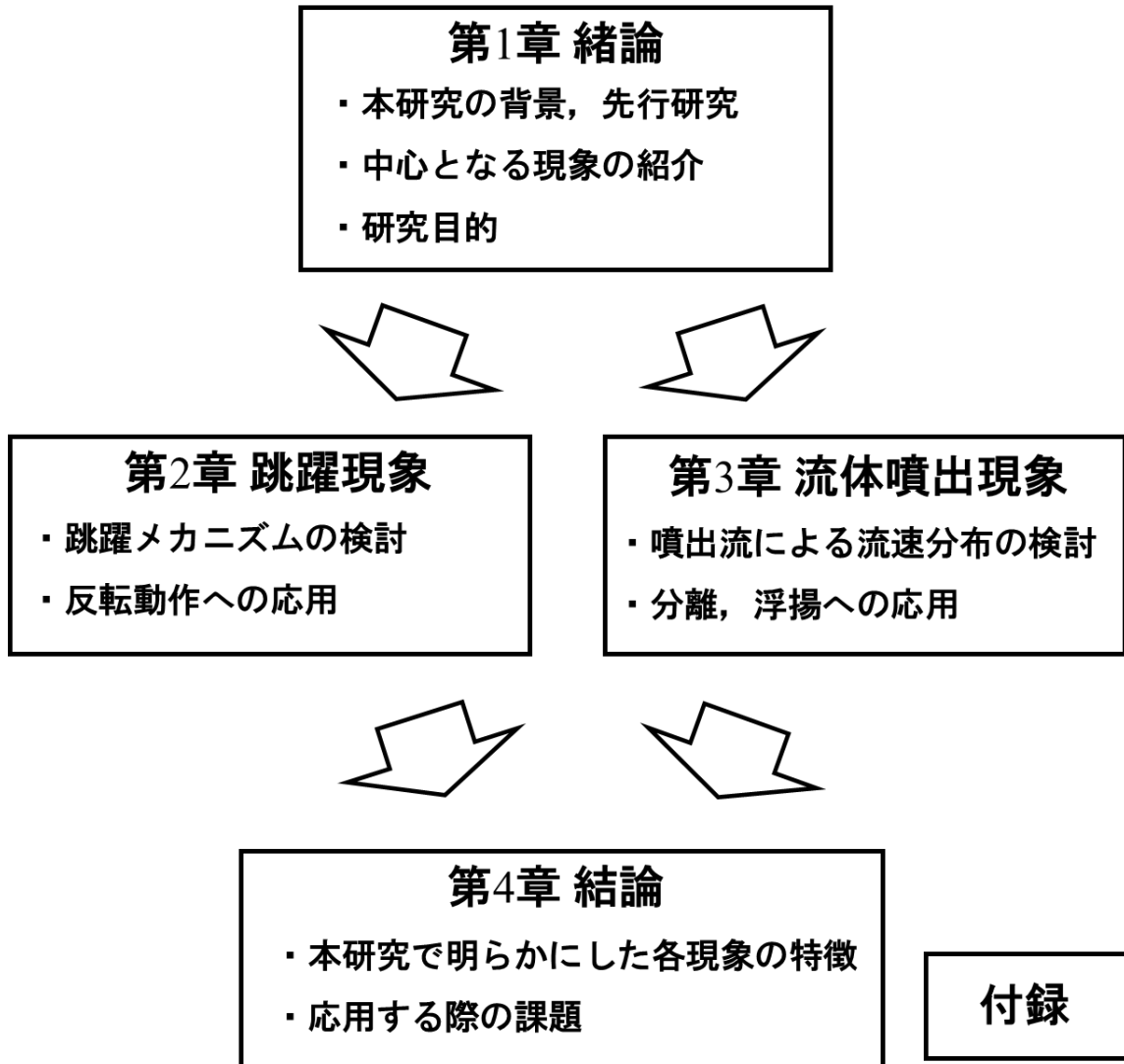


Fig1-4.1 Structure of this thesis.



## 第2章 跳躍現象

本章では跳躍現象の解明のため非平面の振動子を製作し、それらの振動子を用いて実験および解析から跳躍現象のメカニズムを述べる。また、跳躍現象を用いた応用方法について提案する。

### 2.1 設計した振動子

#### 2.1.1 平面振動子

非平面の振動子と比較するため平面の振動面を有する振動面を解析により検討し製作した。Fig.2-1.1 に有限要素解析ソフト COMSOL Multiphysics の固有周波数解析を用いて設計した平面振動子を示す。平面振動子は共振周波数 39768Hz において直径 50mm の振動面がほぼ同振幅で縦振動するように設計した。また、振動子中央のフランジは支持する際に固定する部分であり、支持した際の振動エネルギー損失が使用する振動モードにおいて小さくなるように設計されている。ここで、平面振動ホーンは共振周波数 39kHz の本多電子製ボルト締めランジュバン型振動子(以後 BLT と示す、HEC-3039P4B)と締結することを想定して設計した。Fig.2-1.2 に製作した平面の振動面を持つ平面ホーンの図面を示す。平面ホーンの側面に振動面から 28mm の位置に三角溝が設けられているのは振動面上の振幅を一様にする効果があるためである。Fig.2-1.3 に製作した平面振動子を示す。ここで、平面ホーンは BLT(HEC-3039P4B)と締結され、支持のため土台(詳細は付録 A)に接続されている。

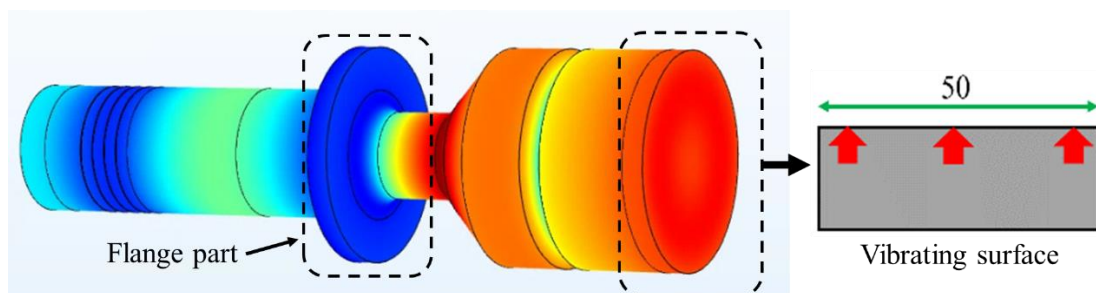


Fig.2-1.1 Designed vibration source with the flat vibrating surface  
(Resonance frequency: 39768Hz).

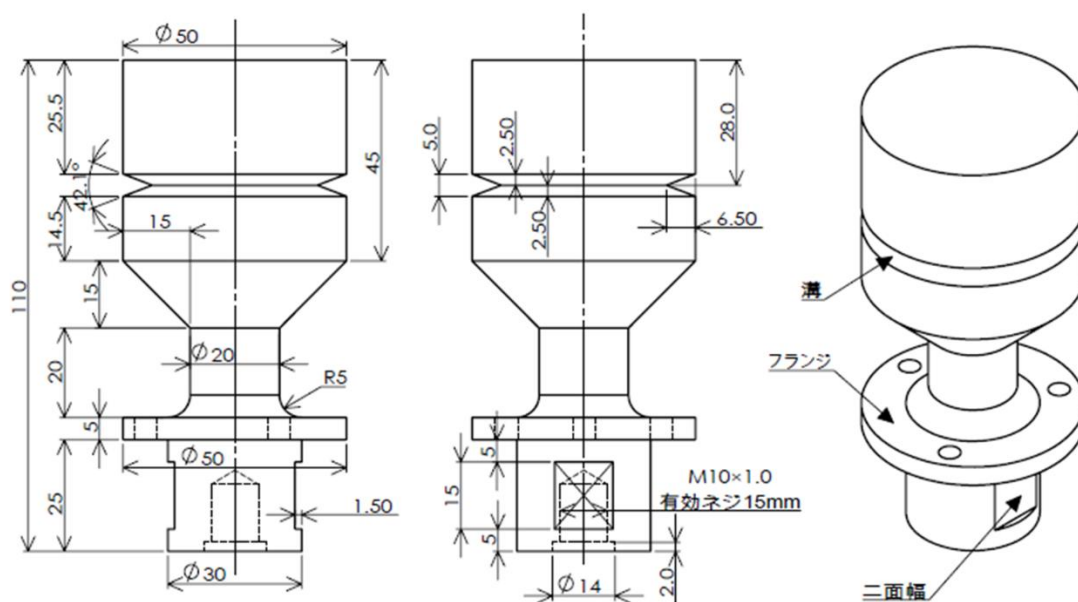


Fig.2-1.2 Drawing of the horn with the flat vibrating surface.

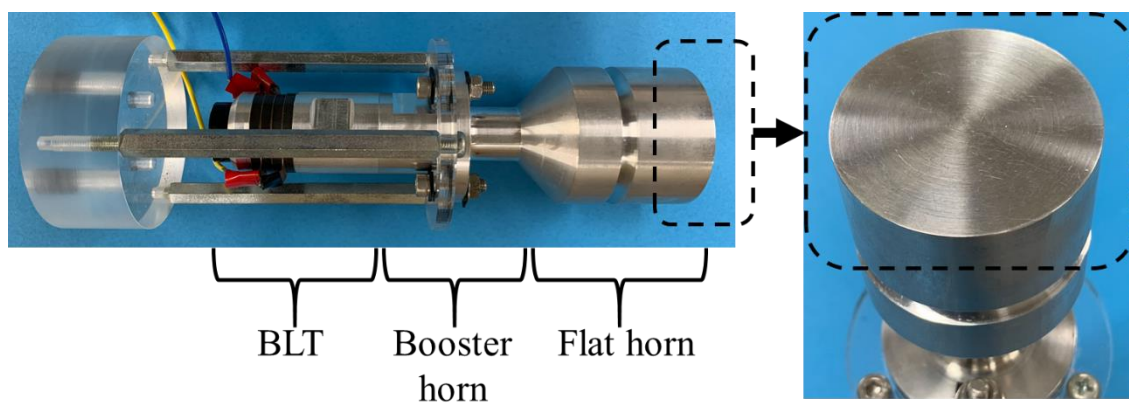


Fig.2-1.3 Manufactured flat vibration source.

Fig.2-1.4 に製作した平面振動子の周波数に対するアドミタンス特性および位相特性を示す。Fig.2-1.4 より約 40.4kHz に共振周波数があることが分かる。ここで、Fig.2-1.1 の解析で得られた 39768Hz との共振周波数のずれは製作時の誤差および解析時において BLT の構造簡略化したことによる影響と考えられる。Fig.2-1.5 に振動面中心から距離に対する振動分布を示す。同図実線は Fig.2-1.1 の解析から得られた振動分布であり、破線は製作した平面振動子を共振周波数付近の 40420Hz で振動させたときの振動振幅をレーザードップラー振動計(以後、LDV)で測定した結果である。ここで、解析結果および実験結果はそれぞれ最大値で規格化している。また、振動分布は中心から 0.5mm ごとに 24.5mm まで測定した。Fig.2-1.5 より測定した振動分布は解析結果とよく一致していることが分かる。振動分布は中心から 15mm 付近で最大となり振動面端で最小となったが、測定値の最小振幅において最大値の 93%の振幅値となることから共振周波数 40.4kHz において振動面が一様な振動をする振動子として使用した。

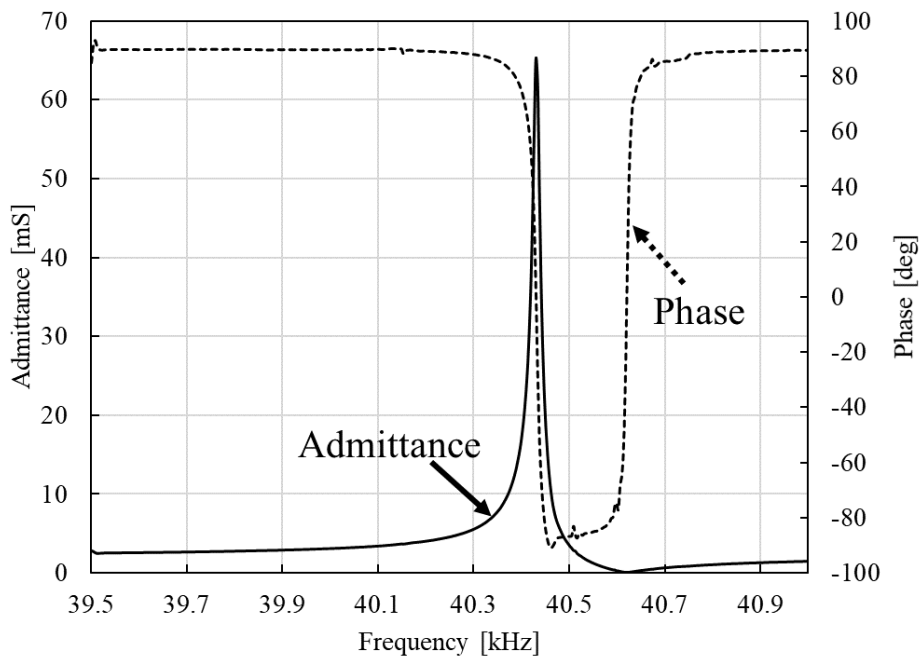


Fig.2-1.4 Frequency characteristic of the flat vibration source.

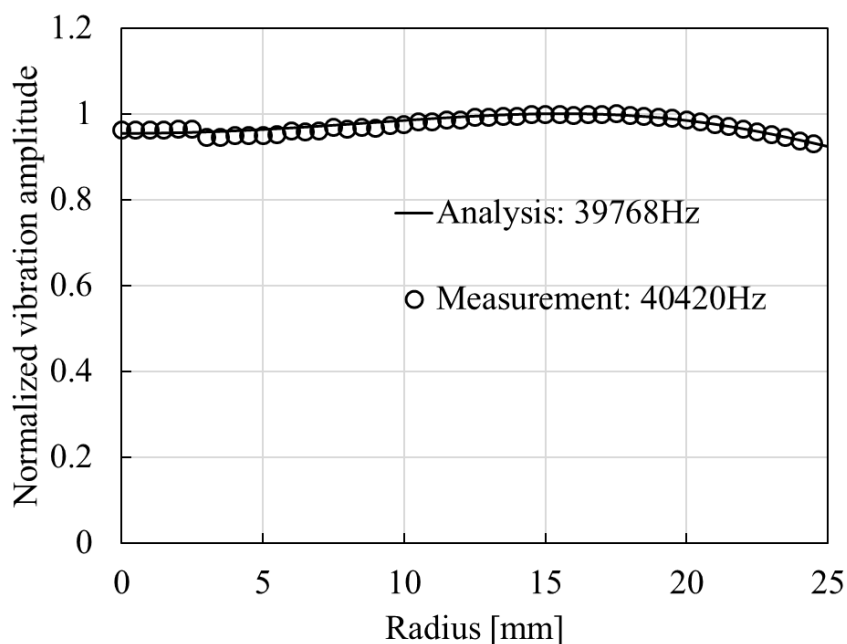


Fig.2-1.5 Vibration distribution on the flat vibrating surface.

### 2.1.2 円筒窪み振動子

非平面振動子として直径 50mm の振動面上に直径 25mm、深さ 3mm の円筒状の窪みを有する振動子を設計した。Fig.2-1.6 に COMSOL により設計した円筒窪み振動子を示す。振動面は窪み部と窪み部外で同振幅が得られるように設計しており、振動子中央には支持用のフランジが設けられている。Fig.2-1.7 に設計した円筒窪みホーンの図面を示す。ホーン側面は段階的に凹んでいる部分は振動面上の窪み部と窪み部以外での振幅を同程度となるように設けられている。Fig.2-1.8 に製作した円筒窪み振動子を示す。Fig.2-1.7 の円筒窪みホーンに BLT を締結し、フランジには支持のため土台に接続されている。

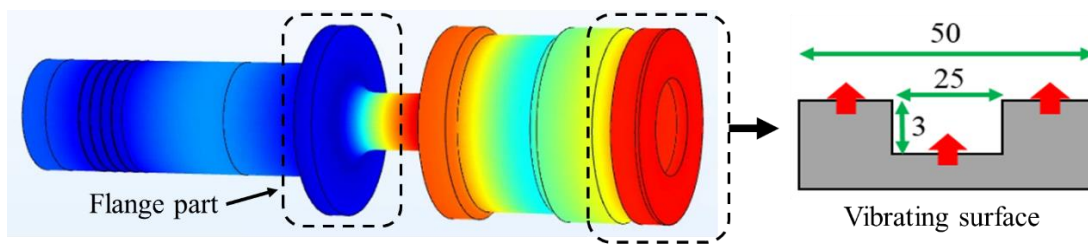


Fig.2-1.6 Designed vibration source with the columnar recess vibrating surface  
(Resonance frequency: 39710Hz).

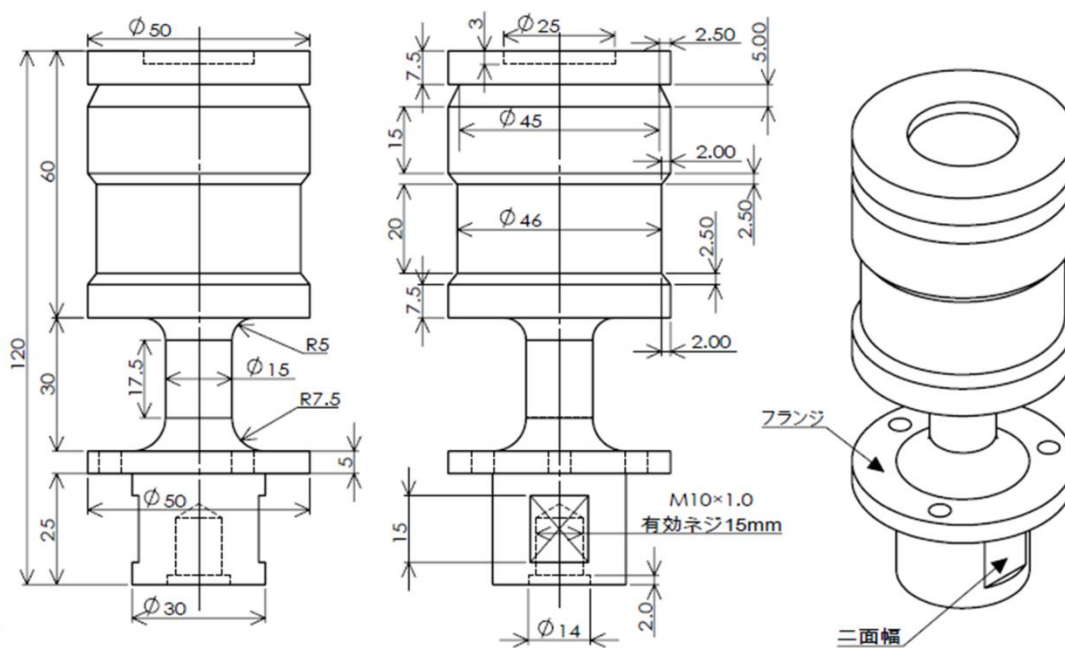


Fig.2-1.7 Drawing of the horn with the columnar recess vibrating surface.

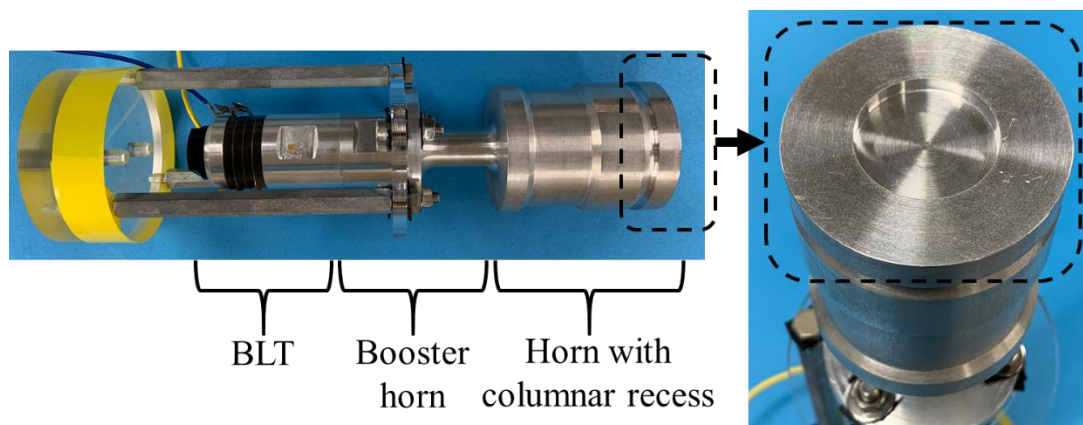


Fig.2-1.8 Manufactured columnar recess vibration source.

Fig.2-1.9 に円筒窪み振動子の周波数に対するアドミタンス特性および位相特性を示す。Fig.2-1.9 より約 40.2kHz に共振周波数があることが分かる。Fig.2-1.10 に共振周波数付近の 40220Hz で振動させたときの振動分布を示す。ここで、Fig.2-1.5 と同様に実線が解析結果、破線が実験結果であり、どちらも最大値で規格化されている。ここで、振動振幅は中心から 0.5mm ごとに 24.5mm まで測定しているが、中心から 12.5mm 位置の測定値が円筒窪みの縁と一致したことにより測定値が安定しなかったため測定値から取り除いた。また、測定した最小振幅は最大値に対して 95%となり、窪み部および窪み外どちらも同程度に振幅で振動することが確認された。

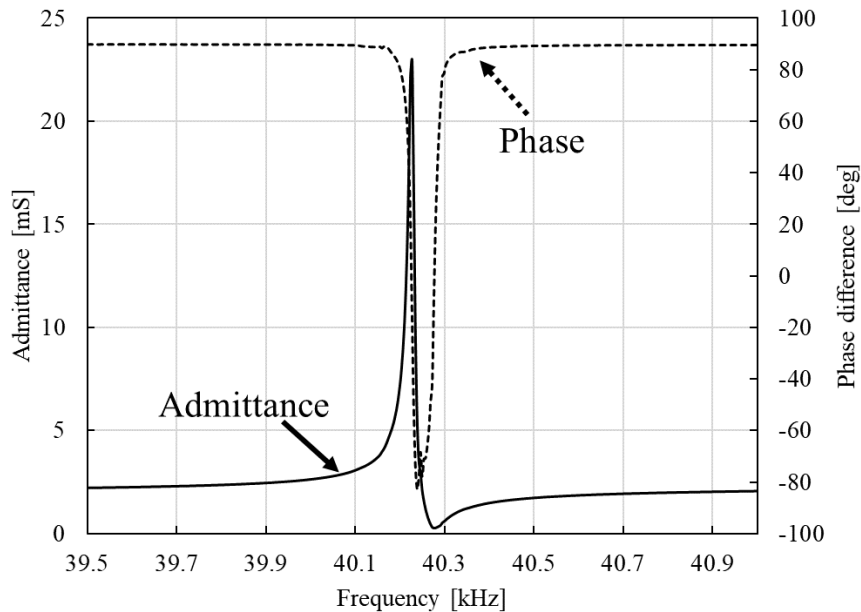


Fig.2-1.9 Frequency characteristic of the columnar recess vibration source.

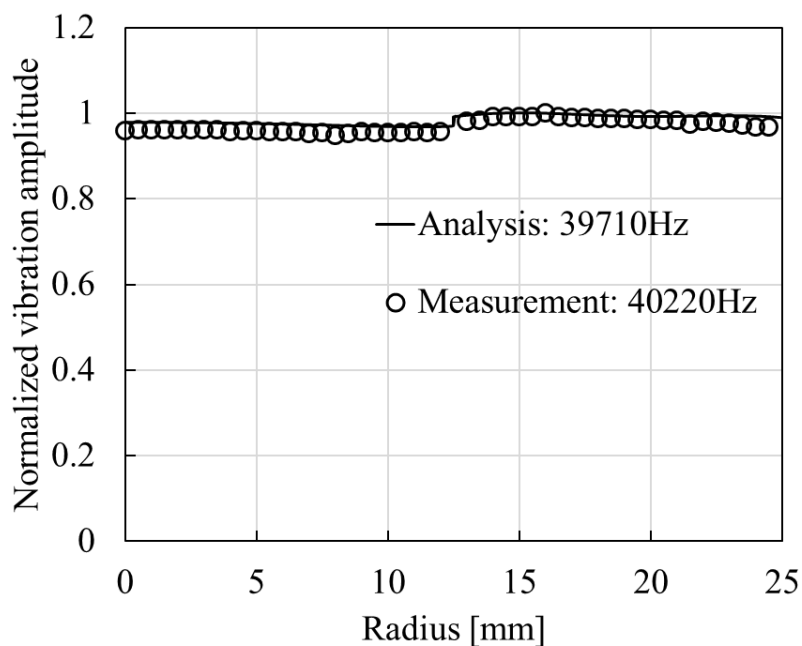


Fig.2-1.10 Vibration distribution on the columnar recess vibrating surface.

### 2.1.3 円錐窪み振動子

次に直径 50mm の振動面上に深さ 3mm の円錐状の窪みを有する振動子を設計した。Fig.2-1.11 に COMSOL により設計した円錐窪み振動子を示す。振動面は中心から外側に向かって大きくなるように設計しており、他の振動子と同様に中央には支持用のフランジが設けられている。Fig.2-1.12 に設計した円錐窪みホーンの図面を示す。振動面から 12.5mm 下のホーンの側面に溝が設けられており、溝を設けたことで振動面外側の振幅を増加させている。Fig.2-1.13 に製作した円錐窪み振動子を示す。Fig.2-1.12 の円錐窪みホーンに BLT を締結し、フランジには支持のため土台に接続されている。

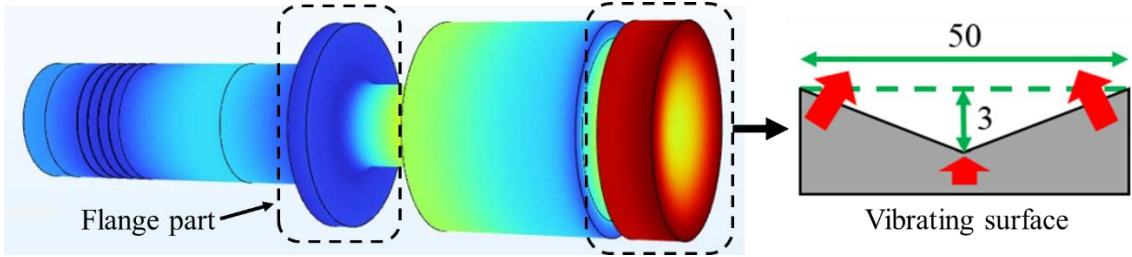


Fig.2-1.11 Designed vibration source with the conical vibrating surface  
(Resonance frequency: 39838Hz).

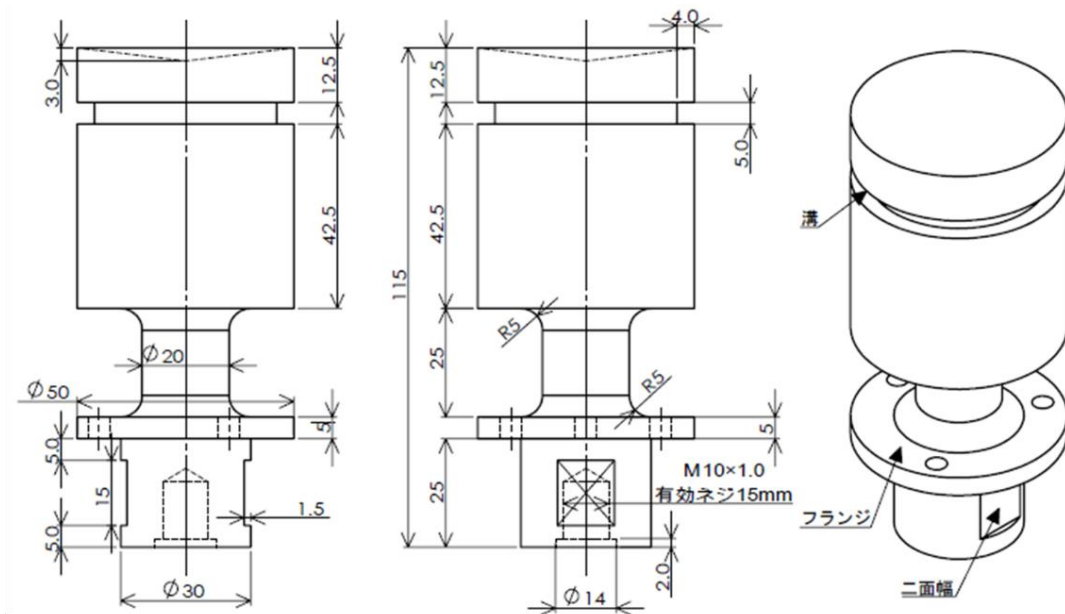


Fig.2-1.12 Drawing of the horn with the conical vibrating surface.

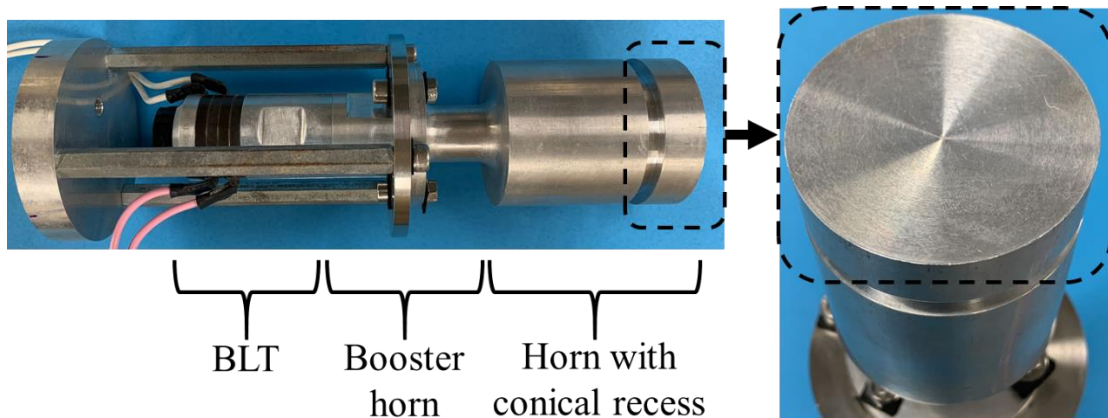


Fig.2-1.13 Manufactured conical vibration source.



Fig.2-1.14 に円錐窪み振動子の周波数に対するアドミタンス特性および位相特性を示す。Fig.2-1.14 より約 39.7kHz 付近に共振周波数があることが分かる。Fig.2-1.15 に共振周波数付近の 39750Hz で振動させたときの振動分布を示す。ここで、Fig.2-1.5 と同様に実線が解析結果、破線が実験結果であり、どちらも最大値で規格化されている。Fig.2-1.15 より解析結果および測定結果はどちらも振動面中心から外側に向かって振動振幅が増加していることが分かる。

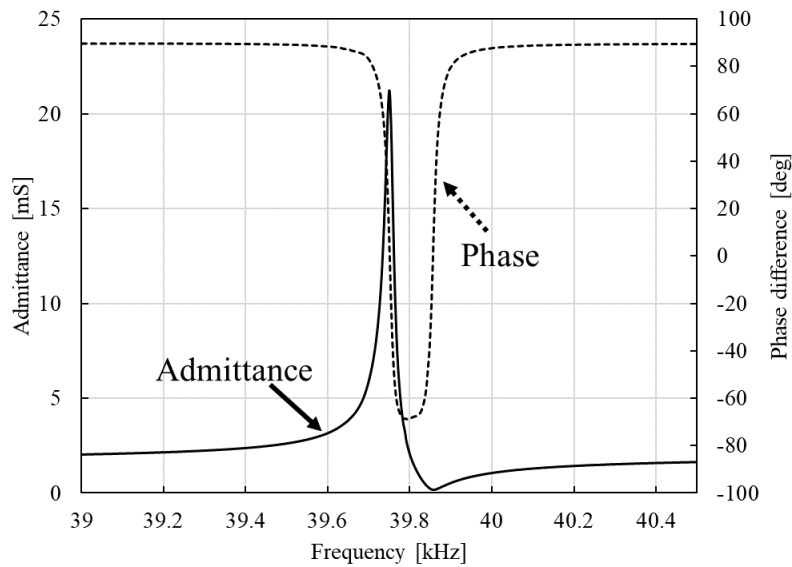


Fig.2-1.14 Frequency characteristic of the conical vibration source.

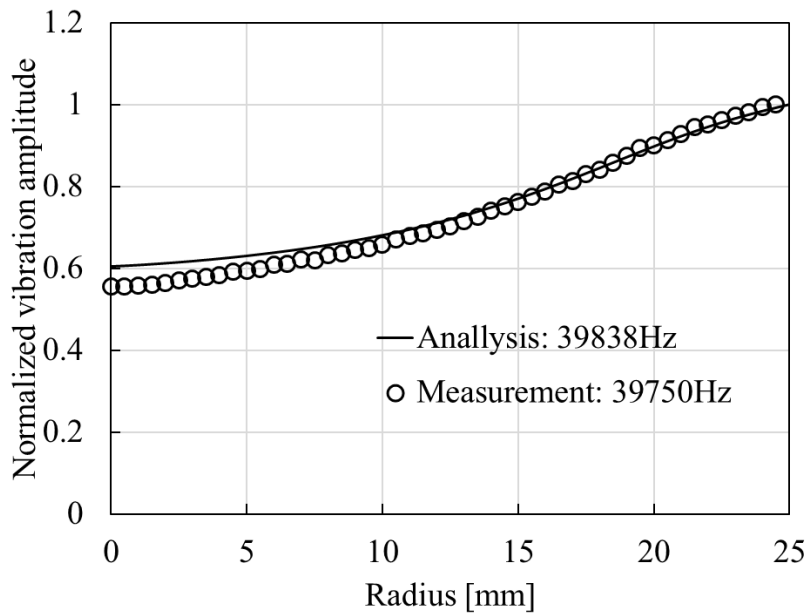


Fig.2-1.15 Vibration distribution on the conical vibrating surface.

## 2.2 非平面振動子の音響放射力特性

2.1 節で述べた3つの振動子の振動面上に板状物体を置いて跳躍現象が発生するか確認すると Table 2-2.1 のような結果になった。Table 2-2.1 より平面振動子では振動振幅によらず近距離場音波浮揚現象が発生した。しかし、円筒溝振動子および円錐溝振動子を用いた場合は振幅を大きくすると振動面上を近距離場浮揚していた物体が跳躍する現象に遷移することが確認された。近距離場浮揚している物体は振動面－浮揚物体間の音圧により発生する音響放射力が作用して浮揚するので、振幅を大きくした際に浮揚物体は近距離場浮揚現象から跳躍現象に至ることから同様の音響放射力が作用していると考えられる。

Table 2-2.1 Happened phenomena by some types of vibrating surfaces.

Amplitude	Vibrating surface type		
	Flat	Columnar	Conical
Small	NFAL	NFAL	NFAL
Large	NFAL	Jump	Jump

### 2.2.1 音響放射力測定方法

Fig.2-2.1 に音響放射力測定方法を示す。Fig.2-2.1 のように振動面を下向きになるように配置し、振動面から距離  $H$  の位置に直径 50mm、厚み 1mm のアクリル円板を設置した。ここで、アクリル円板は電子はかり上に置かれた高さ調整用のアクリルスぺーサの上に配置した。この構成によりアクリル円板に作用する音響放射力  $F$  はアクリルスぺーサを介して電子はかりに伝わることで測定した。また、実験中は各振動面上の最大振幅が  $5\mu\text{m}$  となるように調整しながら測定しており、振動振幅は各振動子に接着した圧電チップが振動時に発生する電圧から推定した。

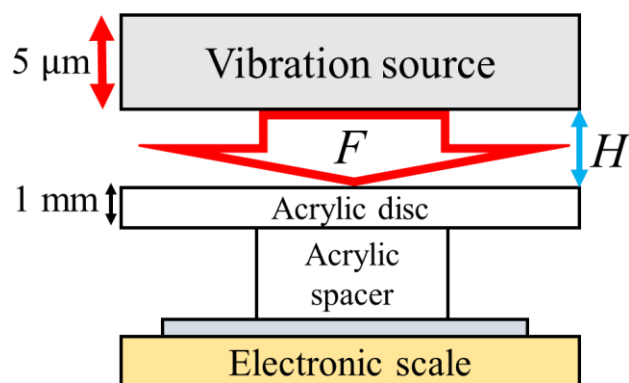
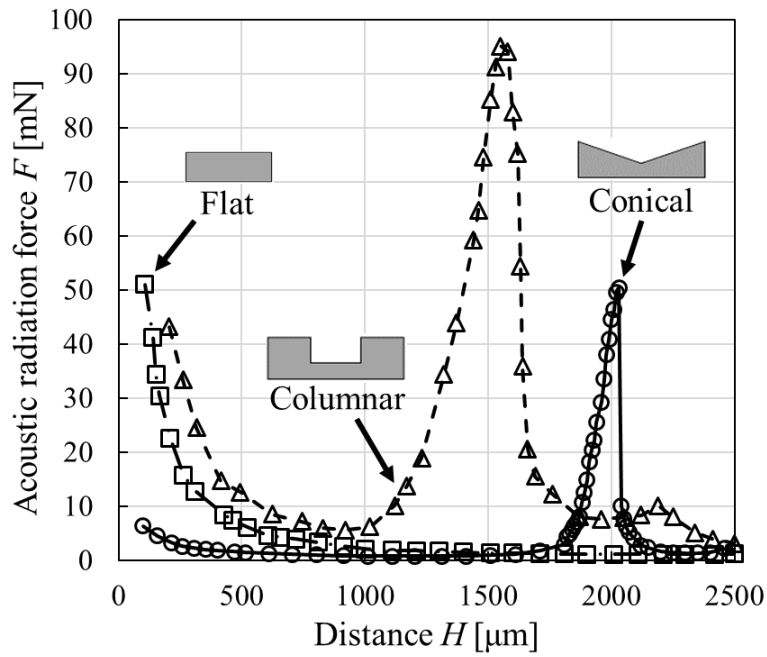


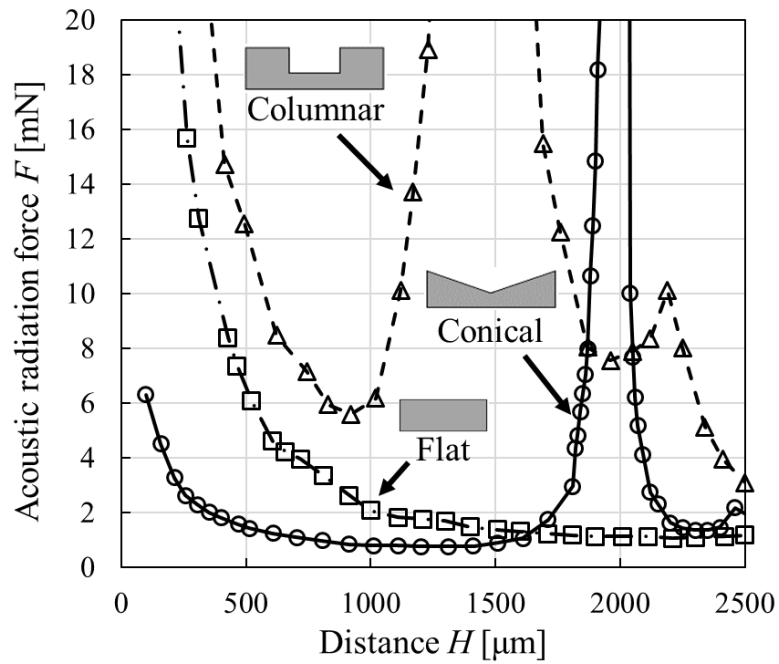
Fig.2-2.1 Measurement method of the acoustic radiation force  $F$ .

## 2.2.2 音響放射力測定結果

Fig.2-2.2 に各振動面からアクリル円板までの距離  $H$  に対する音響放射力  $F$  の測定結果を示す。Fig.2-2.2(a)より平面振動面の音響放射力  $F$  は距離  $H$  に対して単調に減少しているが、円筒窪み振動面では  $H=1,500\mu\text{m}$ 、円錐窪み振動面では  $H=2,000\mu\text{m}$  に極大ピークがあることが分かる。Fig.2-2.2(b)は Fig.2-2.2(a)の縦軸のスケールを 0 から 20mN と変更しており、円筒窪み振動面では  $H=930\mu\text{m}$ 、円錐窪み振動面では  $H=1,300\mu\text{m}$  に極小のピークがあることが分かった。ここで、跳躍現象は円筒窪み振動面と円錐窪み振動面で確認されているため、平面振動面には無い音響放射力の極大および極小の存在が跳躍現象の要因であると考えられる。



(a) Measurement results.



(b) Detailed view  $F$  from 0 to 20mN

Fig.2-2.2 Measured acoustic radiation force  $F$  vs. distance  $H$ .

### 2.2.3 音響放射力解析手法

測定した音響放射力を考察するため、COMSOL Multiphysics を用いて音響放射力を解析する手法を述べる。初めに、解析に用いる複素密度および複素音速について説明し、次に COMSOL で設定した解析モデルについて述べ、最後に音響放射力の算出方法について説明する。

#### A. 解析に用いる空隙内の複素密度および複素音速

測定した音響放射力を考察するため、COMSOL Multiphysics を用いて音響放射力を解析した。Beltman は振動している狭い空隙内の空気の密度および音速は空気の粘性によって変化し、複素数の値となることを報告している[38]。また、Beltman は Fig.2-2.3 のような平板間内の微小空隙の場合は空隙ギャップ  $h$  に対して複素密度  $\rho_h$  および複素音速  $c_h$  は以下の式で変化すると報告している。

$$\rho_h = \rho_0 \frac{1}{1 - \frac{\tanh(\beta)}{\beta}} \quad (2-2-1)$$

$$c_h = c_0 \sqrt{\frac{1 - \frac{\tanh(\beta)}{\beta}}{1 + (\gamma - 1) \frac{\tanh(\sigma\beta)}{\sigma\beta}}} \quad (2-2-2)$$

$$\beta = \frac{h}{2} \sqrt{\frac{i\omega\rho_0}{\mu}} \quad (2-2-3)$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{\mu C_p}{\lambda}} \quad (2-2-4)$$

ここで、 $i$  は虚数単位、 $\rho_0$  は空気の密度、 $c_0$  は空気の音速、 $\mu$  は空気の粘性係数、 $C_p$  は空気の定圧比熱、 $\lambda$  は空気の熱伝導率および  $\gamma$  は比熱比、 $\omega$  は角周波数である。式(2-2-1)および式(2-2-2)より複素密度  $\rho_h$  および複素音速  $c_h$  は式(2-2-3)で表される  $\beta$  により変化し、 $\beta$  は空隙ギャップ  $h$  に比例することから  $\rho_h$  と  $c_h$  は  $h$  により変化することが分かる。また、 $h$  に対する  $\rho_h$  と  $c_h$  の変化は付録 B で述べた。Table 2-2.2 に解析に使用した値を示す。解析では温度が 20°C における空気の特性値を用いた。

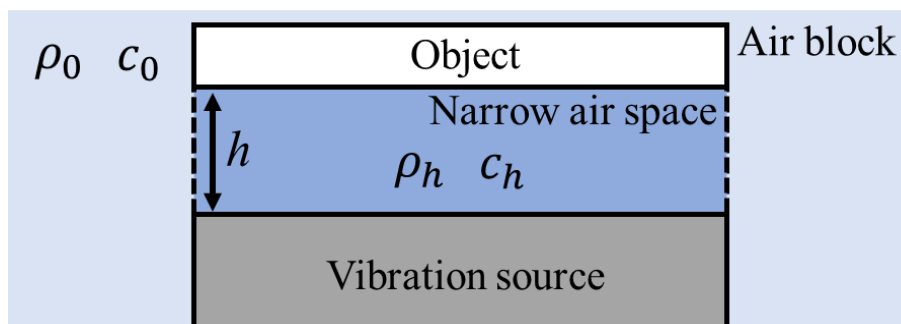


Fig.2-2.3 Definitions of model and analysis parameters for air density and air sound velocity.

Table 2-2.2 Physical properties of air at about 20°C in simulations.

Symbol	Mean	Value
$\rho_0$	Density	1.20 kg/m <sup>3</sup>
$\mu$	Viscosity coefficient	$1.822 \times 10^{-5}$ Pa·s
$C_p$	Constant-pressure specific heat capacity	1,007 J/(kg·K)
$\lambda$	Thermal conductivity	0.0241 W/(m·K)
$\gamma$	Ratio of specific heat	1.4
$c_0$	Sound velocity	343 m/s

## B. 解析モデル

Fig.2-2.4 に解析用いる各振動面における振動分布および浮揚物体を示す。ここで、解析モデルは解析負荷低減のため軸対称モデルである。各振動分布は2.1節で述べた解析値を使用しており、Fig.2-2.4 のカラーバーのスケールは2.8 から5.0 $\mu\text{m}$  である。また、実験値と合わせるため振動面上の最大振幅が5 $\mu\text{m}$  となるように設定した。

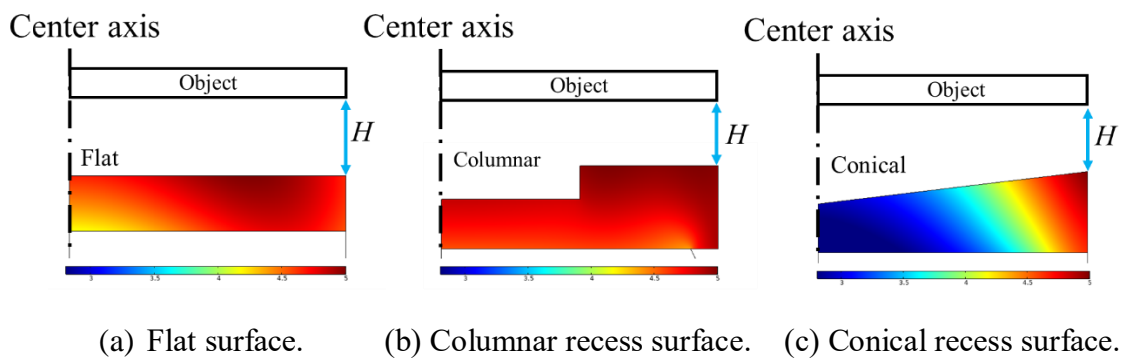
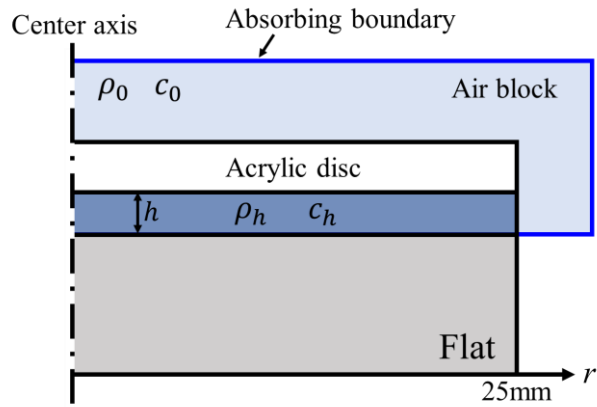
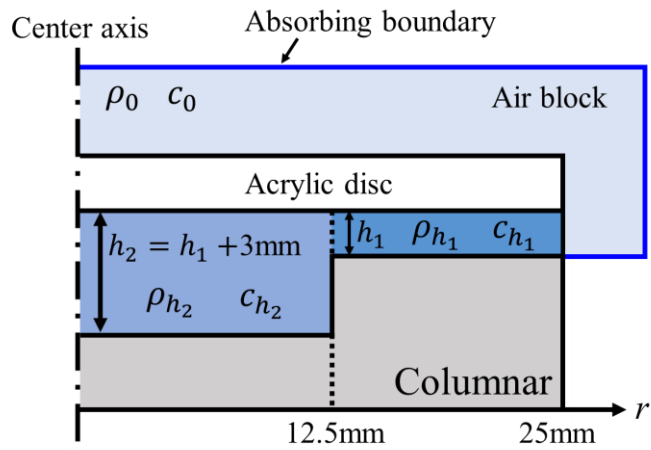


Fig.2-2.4 Vibrating surface and amplitude distribution (color scale: 2.8 to 5.0 $\mu\text{m}$ ).

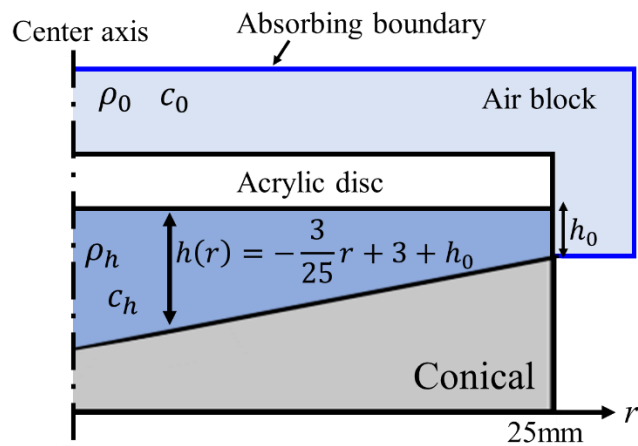
Fig.2-2.5 に解析モデルを示す。Fig.2-2.5 は軸対称モデルより  $0 < r$  の範囲を示している。また、各振動面から浮揚物体底面まで空気層には距離に対して変化する式(2-2-1)および式(2-2-2)を適用した。ここで、非平面振動面である場合は位置によって空気層の厚みが変わるため、円筒窪み振動面では Fig.2-2.5(b)のように窪み部の  $12.5\text{mm} < r$  と窪み部外の  $12.5\text{mm} < r$  で異なる複素密度および音速を定め、円錐窪み振動面では空気層厚みが連続的に変化するので複素密度および音速も連続的に変化させている。また、外側の空気層は振動面端から径方向に5mm、浮揚物体上面から1mmまで設定しており、空気層の外部境界には音波の反射を防ぐため吸収境界を設定した。振動子および浮揚物体はそれぞれアルミニウムおよびアクリルの材料定数を与え、固体表面は音波が完全反射とした。



(a) Flat vibrating surface.



(b) Columnar recess vibrating surface.



(c) Conical recess vibrating surface

Fig.2-2.5 Analysis models of flat, columnar, and conical vibrating surfaces.



### C. 音響放射力の算出方法

音響放射力  $F$  は音圧が起因となって発生する圧力であるが、通常音圧は周期的に変化する。しかし、空気非線形性によって周期的な圧力に定常的な圧力が発生する。この定常的な圧力が音響放射圧と呼ばれ、物体の表面上で作用すると音響放射力が発生する。和田らは Nyborg が求めた式(2-2-5)により定常的な圧力である音響放射圧  $p_{rad}$  が周期的に変化する音圧  $p_1$  により求められることを報告している[39-41]。

$$p_{rad} = \frac{\langle p_1^2 \rangle}{2\rho_0 c_0^2} - \frac{\rho_0 \langle \mathbf{u}_1 \cdot \mathbf{u}_1 \rangle}{2} \quad (2-2-5)$$

ここで、 $\mathbf{u}_1$  は粒子速度であり  $\langle \dots \rangle$  は時間平均演算子である。また、粒子速度  $\mathbf{u}_1$  は音圧  $p_1$  により式(2-2-6)で与えられる。

$$\mathbf{u}_1 = \frac{i}{\omega \rho_h} \nabla p_1 \quad (2-2-6)$$

音圧  $p_1$  は式(2-2-7)のヘルムホルツ方程式を解くことによって得られる。

$$\nabla^2 p_1 + k^2 p_1 = 0 \quad (2-2-7)$$

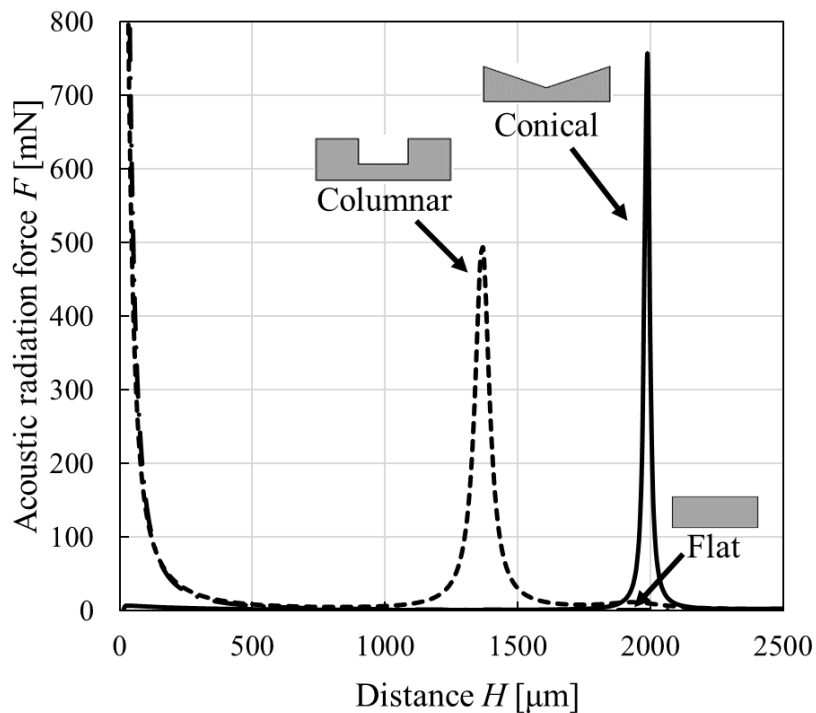
ここで、 $k (= \omega/c_0)$  は波数である。ヘルムホルツ方程式から得られる  $p_1$  を式(2-2-5)および式(2-2-6)に代入することによって音響放射圧  $p_{rad}$  が得られる。音響放射力  $F$  は式(2-2-8)により浮揚物体底面で面積分することによって算出した。

$$F = \int_S p_{rad} dS = 2\pi \int_0^R r p_{rad} dr \quad (2-2-8)$$

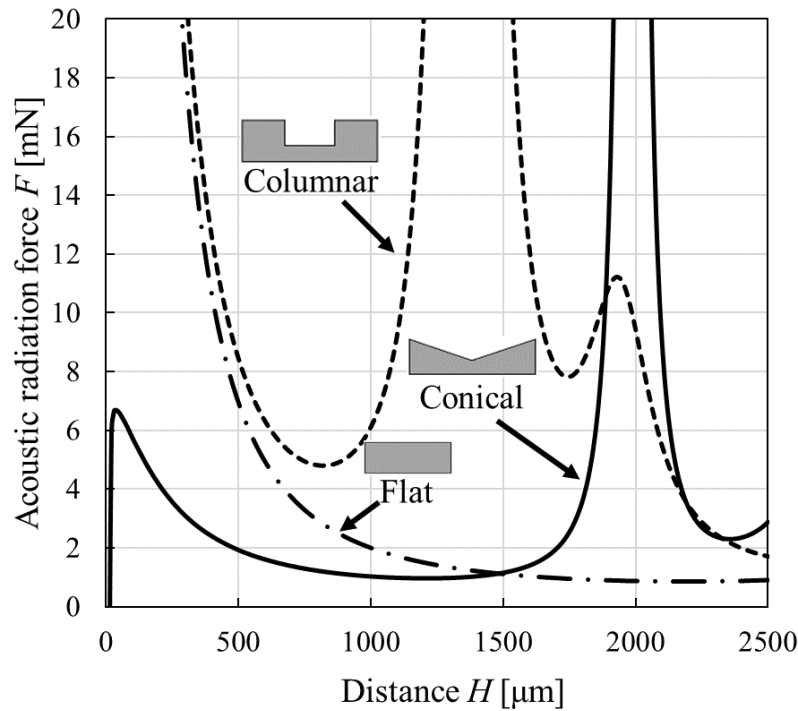
ここで、 $S$  は浮揚物体の底面、 $r$  は中心軸からの距離および  $R$  は浮揚物体の半径である。COMSOL では式(2-2-7)が実装されているため、式(2-2-5)および式(2-2-6)を COMSOL の数式に入力し、式(2-2-8)のように積分することで音響放射力  $F$  を計算した。

### 2.2.4 音響放射力解析結果

Fig.2-2.6 に振動面からの距離  $H$  に対する音響放射力  $F$  の解析結果を示す。ここで、平面振動面、円筒窪み振動面および円錐窪み振動面はそれぞれ 40,300, 40,200, 39,700Hz で振動させ、距離  $H$  は  $10\mu\text{m}$  ごとに  $10\mu\text{m}$  から  $2,500\mu\text{m}$  まで変化させた。Fig.2-2.6 より測定値と同様に平面振動面では音響放射力のピークが無かったが、円筒窪み振動面は  $H=1,370\mu\text{m}$  に極大、 $H=800\mu\text{m}$  に極小があり、円錐窪み振動面では  $H=1,990\mu\text{m}$  に極大、 $H=1,300\mu\text{m}$  に極小があることが分かる。ここで、測定した音響放射力では円筒窪み振動面において  $H=1,500\mu\text{m}$  に極大、 $H=930\mu\text{m}$  に極小であり、どちらも解析値から  $130\mu\text{m}$  大きいのは音響放射力測定時の位置のずれであると考えられる。また、円錐窪み振動面においては  $H=2,000\mu\text{m}$  に極大、 $H=1,300\mu\text{m}$  に極小であり測定結果と一致した。



(a) Analysis results.



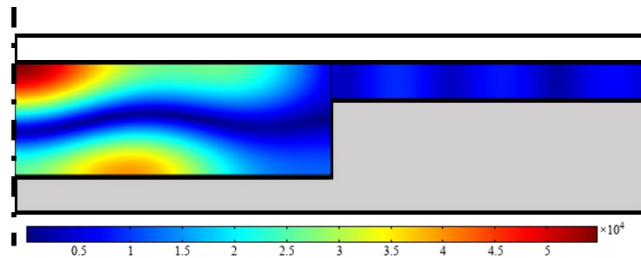
(b) Detailed view  $F$  from 0 to 20mN

Fig.2-2.6 Analyzed acoustic radiation force  $F$  vs. distance  $H$ .

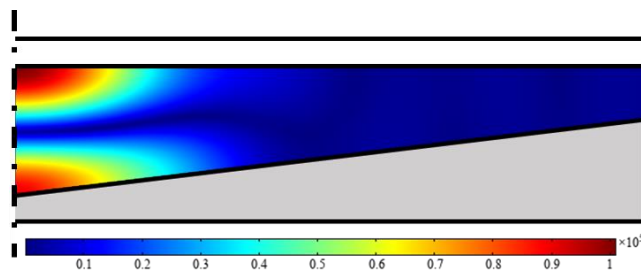
### 2.2.5 振動面—浮揚物体間の固有周波数解析

実験および解析により円筒窪み振動面および円錐窪み振動面において音響放射力の極大が振動面からの距離が  $2,500\mu\text{m}$  以下で存在した。音響放射力のピークとなる距離において振動面—浮揚物体間の空洞には強力な音圧が形成されていると考えられる。Fig.2-2.7 に解析により得られた Fig.2-2.6 の音響放射力極大ピークの距離  $H$  における音圧分布を示す。Fig.2-2.7 より円筒窪み振動面および円錐窪み振動面において浮揚物体の底面の中心付近に大きな音圧が分布しており、高さ方向に節が1つ存在することが分かる。次に音響放射力極大の位置における各非平面振動面—浮揚物体間の空洞内の固有振動モードを解析した。解析結果を Fig.2-2.8 に示す。ここで、同図赤破線は固有振動モード解析に使用された領域である。Fig.2-2.8(a)より円筒窪み振動面の  $H=1,370\mu\text{m}$  における空気の固有振動モードは  $39,774\text{Hz}$  であり円筒窪み振動子の共振周波数に近く、Fig.2-2.7(a)と比べて分布が似ていることから、 $H=1,370\mu\text{m}$  で音響放射力が極大となったと考えられる。同様に円錐窪み振動面においても  $H=1,990\mu\text{m}$  での固有振

動モードが 39,743Hz と円錐窪み振動子の共振周波数に近いことから空洞内に強力な音圧分布が形成し、音響放射力が極大となったと考えられる。ここで、周波数 40kHz の空気中の波長は音速を 343m/s とすると約 8.6mm であり、半波長は約 4.3mm となる。円筒窪み振動面における極大ピークは 1,370 $\mu\text{m}$ (=1.37mm)であったため、極大ピーク距離における 3mm の窪み部の空気層の厚みは 4.37mm と半波長とほぼ等しくなる。したがって、円筒窪み振動面の窪み部では節を 1 つ持つ半波長の定在波が極大ピーク距離のとき空洞内で形成すると考えられる。また、円錐窪み振動面では極大ピークが 1,990 $\mu\text{m}$ (=1.99mm)であるため深さ 3mm の円錐窪み振動面の最下部から浮揚物体までの距離は 4.99mm となり半波長とは一致しない。しかし、Fig.2-2.7(b)および Fig.2-2.8(b)の分布は高さ方向に節が 1 つあるため半波長の定在波が形成していると考えられる。これは円錐状の窪みの場合、最低面に向かうにつれて窪みが小さくなることが影響したと考えられる。Fig.2-2.9 に各振動面における音響放射力の極大距離における音響放射圧分布を示す。Fig.2-2.9 より音響放射圧分布はどちらも音圧分布と相似であり、浮揚物体の中心部に大きな圧力が形成していることが分かる。したがって、跳躍時には浮揚物体中心部に大きな力が作用していると考えられる。

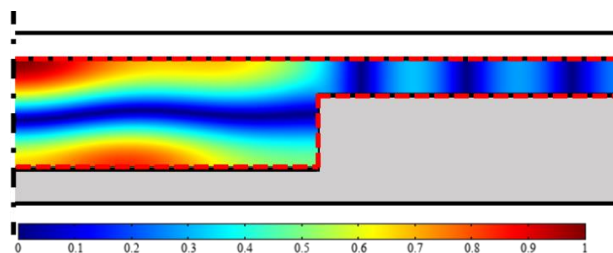


(a) Columnar recess vibrating surface at  $H = 1,370\mu\text{m}$ .

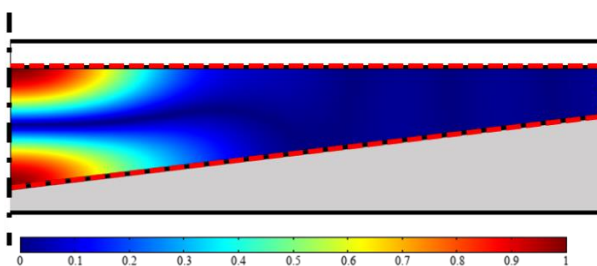


(b) Conical recess vibrating surface at  $H = 1,990\mu\text{m}$ .

Fig.2-2.7 Sound pressure distributions at the maximum acoustic radiation force peak.

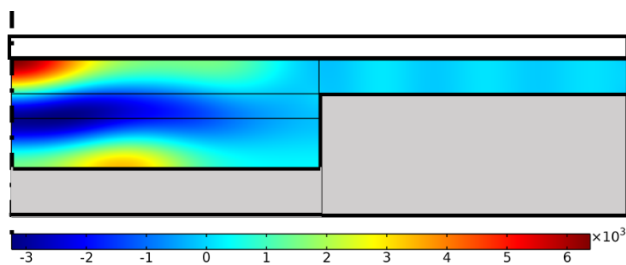


(a) Columnar cavity at  $H = 1,370\mu\text{m}$  and 39,774Hz

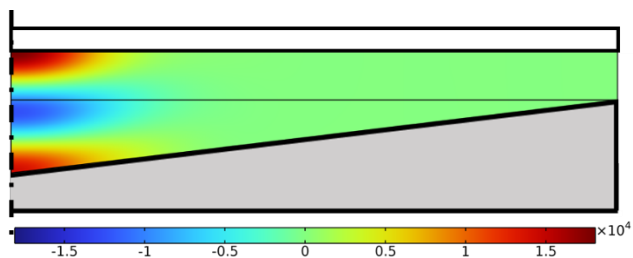


(b) Conical cavity at  $H = 1,990\mu\text{m}$  and 39,743Hz

Fig.2-2.8 Acoustic resonance modes of the cavities formed on each vibrating surface.



(a) Columnar recess vibrating surface at  $H = 1,370\mu\text{m}$ .



(b) Conical recess vibrating surface at  $H = 1,990\mu\text{m}$ .

Fig.2-2.9 Acoustic radiation pressure distributions at the maximum acoustic radiation force peak.

## 2.3 浮揚距離特性

振動振幅が大きくなっていくと非平面振動面上の浮揚物体の浮揚距離が急増し近距離場浮揚から跳躍現象に至る。ここでは Table 2-3.1 の跳躍現象が確認されている2つの円板を用いて浮揚距離を検討した。

Disc	Material	Thickness	Weight
A	Polyester	0.1 mm	0.306 g
B	Acrylic	1 mm	2.359 g

Table 2-3.1 Disc of 50mm diameter used for measurement of the levitation distance.

### 2.3.1 浮揚距離測定方法

Fig.2-3.1 に浮揚距離測定方法を示す。Table 2-3.1 の各円板の中央には反射シートが貼られており、レーザー変位計により振動振幅  $A$  に対する振動面からの浮揚距離  $H$  を測定した。また、振動振幅  $A$  は振動子に張り付けられた圧電チップの電圧により推定した。実験では浮揚が確認できる振動振幅からゆっくりと振動振幅増加させていき跳躍現象に至るまでの浮揚距離を測定した。

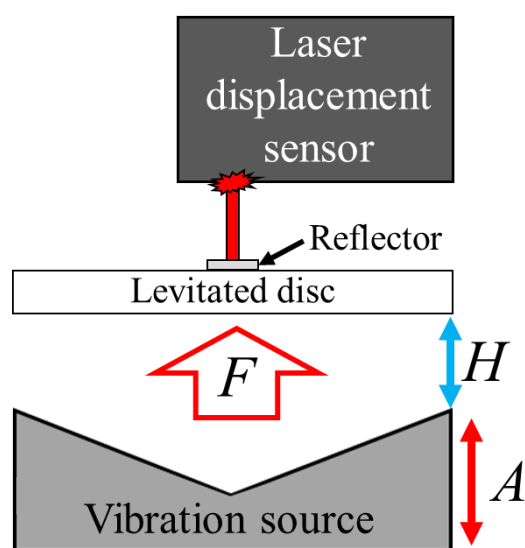
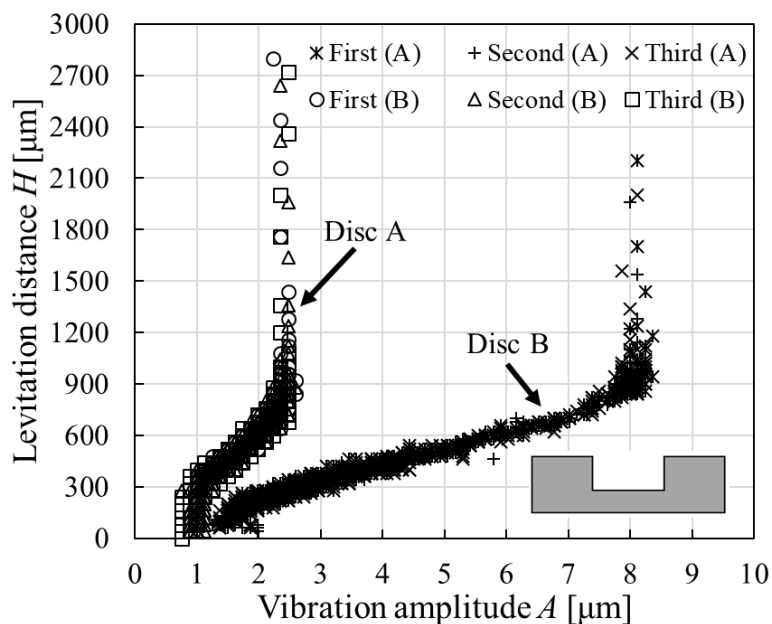


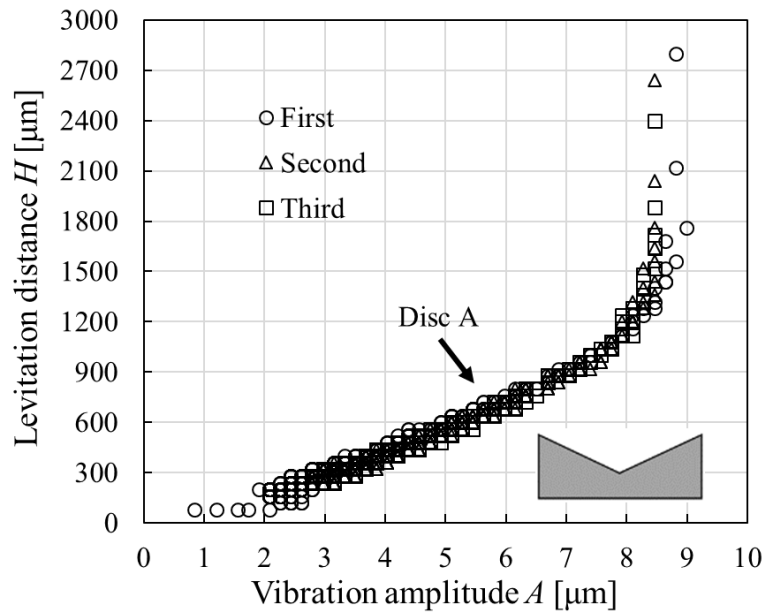
Fig.2-3.1 Acoustic resonance on the cavities each vibrating surfaces.

### 2.3.2 振動振幅—浮揚距離測定

Fig.2-3.2 に振動振幅  $A$  に対する浮揚距離  $H$  特性を示す。ここで、振動振幅は各振動面の最大振幅であり、各円板の浮揚距離はそれぞれ 3 回測定した。円筒窪み振動面では円板 A と B どちらも跳躍現象が発生することが確認できた。Fig.2-3.2(a)は円板窪み振動面における振動振幅に対する浮揚距離であり振動面からの距離  $H = 900\mu\text{m}$  まで振動振幅と浮揚距離が比例して増加した。しかし、 $H = 900\mu\text{m}$  以上では振動振幅に対して浮揚距離が急増し、振動振幅と浮揚距離が比例しなくなった。円錐窪み振動面では円板 A のみ跳躍現象が確認できたため円板 A における振動振幅に対する浮揚距離を測定した。Fig.2-3.2(b)より振動面からの距離  $H = 1,200\mu\text{m}$  までは振動振幅と浮揚距離は比例したが、 $H = 1,200\mu\text{m}$  以上では振動振幅に対して浮揚距離が比例せず急増していることが分かる。



(a) Levitation distance  $H$  of disc A and B from the columnar recess surface at 40,175Hz.

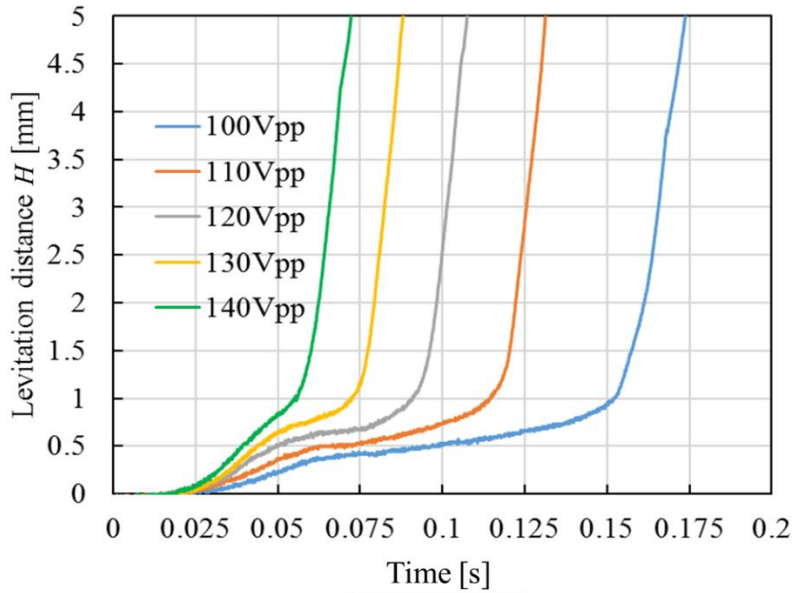
(b) Levitation distance  $H$  of disc A from the conical recess surface at 39,700Hz.Fig.2-3.2 Vibration amplitude  $A$  vs. levitation distance  $H$ .

### 2.3.3 浮揚距離の過渡特性

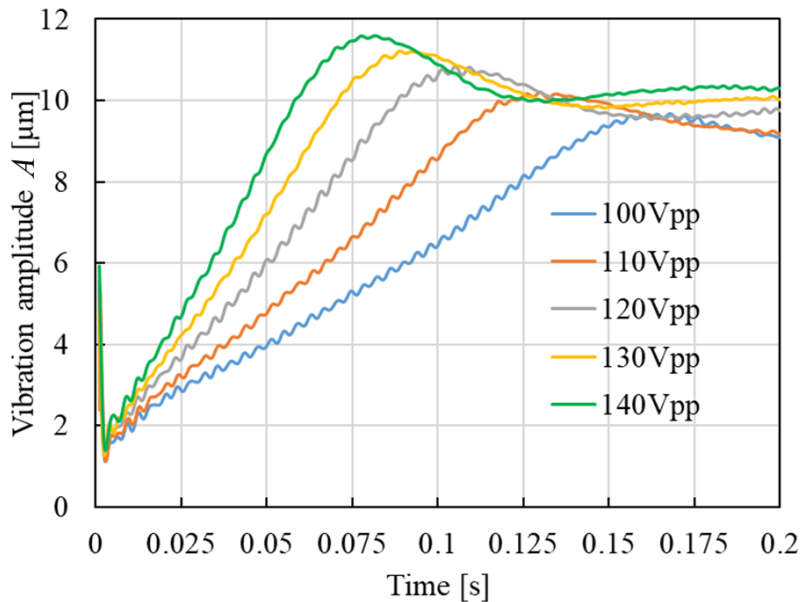
Fig.2-3.3 および Fig.2-3.4 に駆動前の振動面上に置かれた円板が駆動開始してから浮揚し、跳躍に至る過程の浮揚距離および振動振幅の過渡特性を示す。ここで、Fig.2-3.3(b)および Fig.2-3.4(b)のように振動振幅が時間に対して変化したのは交流電圧を振動子に印加した際の立ち上がり特性の為であり、振動振幅が増加する速度は振動子に印加する電圧振幅により調整した。また、Fig.2-3.3 の円筒窪み振動面では円板 B、Fig.2-3.4 の円錐窪み振動面では円板 A により浮揚距離を測定しており、各実験結果は同条件で3回測定した平均値である。Fig.2-3.3(a)より円筒窪み振動面では印加電圧が  $100V_{pp}$  のとき振動開始から約 0.15 秒後までは直線的に浮揚距離が増加していたが  $1\text{mm}$  に達するとその後急増し、 $140V_{pp}$  のときでは振動開始から約 0.055 秒後に浮揚距離が  $1\text{mm}$  に達しその後急増して跳躍した。円錐窪み振動面でも同様に Fig.2-3.4(a)より印加電圧が  $80V_{pp}$  のとき振動開始から約 0.08 秒後までは直線的に浮揚距離が増加していたが  $1.5\text{mm}$  に達するとその後急増し、 $120V_{pp}$  のときでは振動開始から約 0.045 秒後に浮揚距離が  $1.5\text{mm}$  に達しその後跳躍した。よって浮揚していない状態からの跳躍の際においても



Fig.2-3.2 と同様に浮揚距離が急増する距離が存在することが確認された。さらに, Fig.2-3.3(b)および Fig.2-3.4(b)より印加電圧を増加するに伴い振動振幅の増加速度が上昇し, 浮揚距離が急増する時間短くなった。

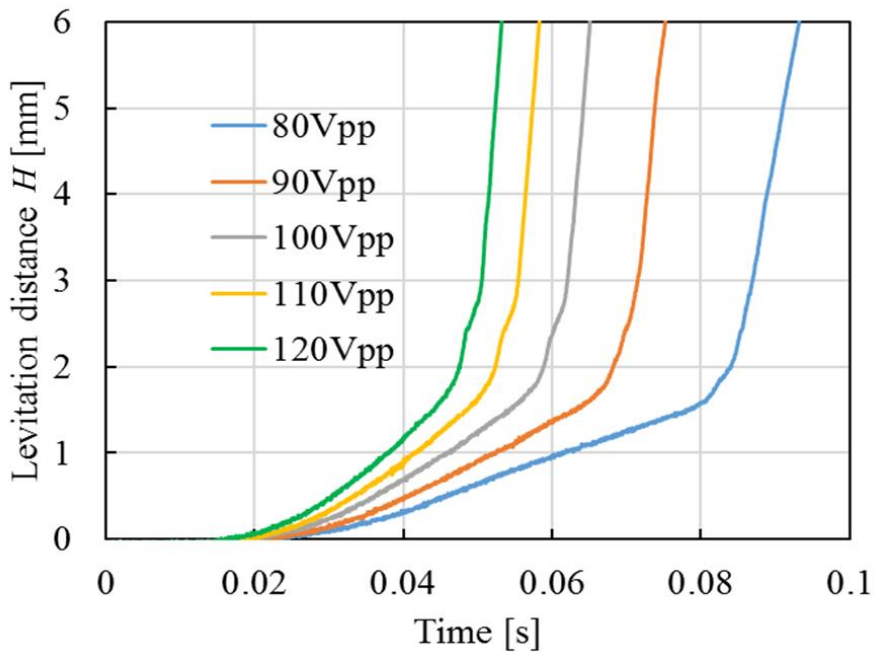


(a) Time vs. levitation distance  $H$ .

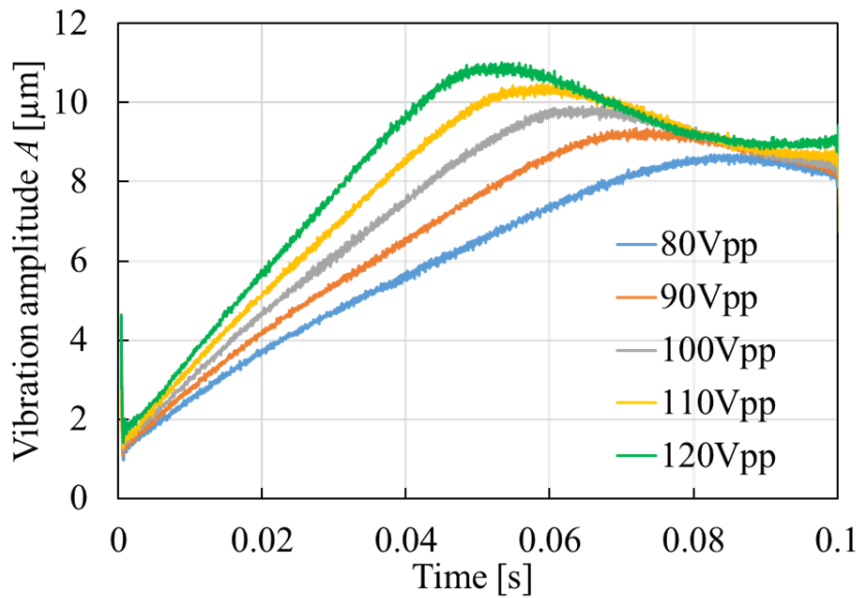


(b) Time vs. vibration amplitude  $A$ .

Fig.2-3.3 Transient responses of levitation distance  $H$  and vibration amplitude  $A$  by columnar recess surface at 100 and 140V<sub>pp</sub> (Disc B, 40,260Hz).



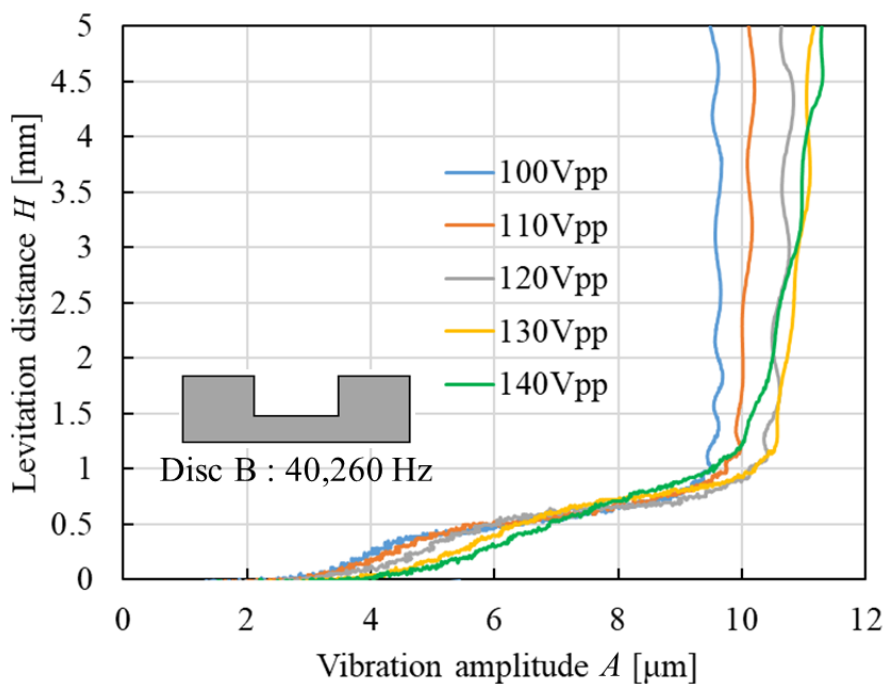
(a) Time vs. levitation distance  $H$ .



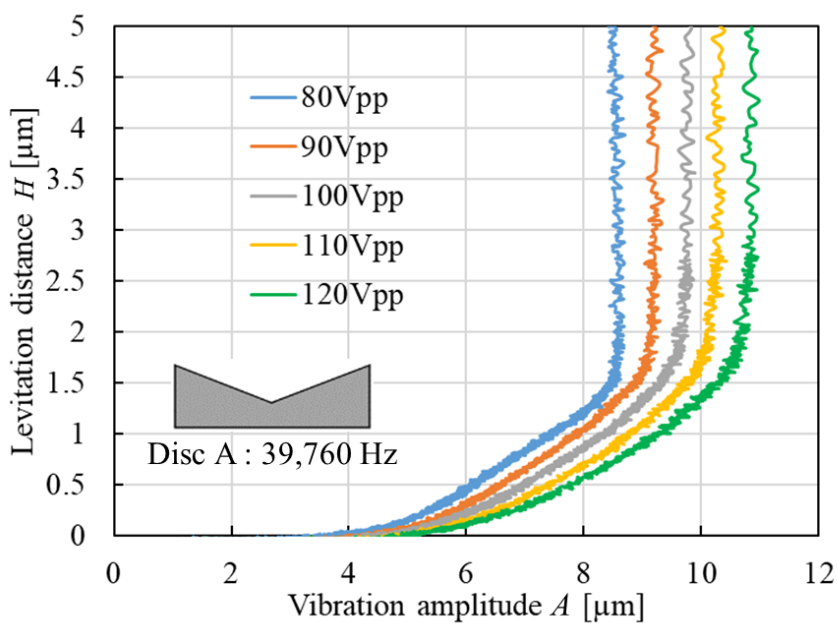
(b) Time vs. vibration amplitude  $A$ .

Fig.2-3.4 Transient responses of levitation distance  $H$  and vibration amplitude  $A$  by conical recess surface at 80 and 120V<sub>pp</sub> (Disc A, 39,760Hz).

次に Fig.2-3.3 および Fig.2-3.4 で得られた過渡的な応答における時間に対する振動振幅  $A$  および浮揚距離  $H$  を用いて振動振幅  $A$  を横軸, 浮揚距離  $H$  を縦軸として使用した結果を Fig.2-3.5 に示す。Fig.2-3.5(a)より円筒窪み振動面ではそれぞれの印加電圧に対して浮揚距離が 1mm までは振動振幅と浮揚距離が比例しており, 1mm を超えると浮揚距離が急増し比例しなくなることが分かった。また, 印加電圧が 100 から 130V<sub>pp</sub> まで増加させたときは浮揚距離が 1mm に達するのに必要な振動振幅が増加しているが, 140V<sub>pp</sub> では 110V<sub>pp</sub> と同程度の振幅で浮揚距離が 1mm に達している。これは振動子の 140V<sub>pp</sub> の電圧を入力した際に振動振幅が時間で大きく増減したことによる影響だと考えられる。Fig.2-3.4(b)より円錐窪み振動面ではそれぞれの印加電圧に対して浮揚距離が 1.5mm までは振動振幅と浮揚距離が比例しており, 1.5mm を超えると浮揚距離が急増し比例しなくなることが分かった。また, 円筒窪み振動面と同様に浮揚距離が比例しなくなる距離 1.5mm に達するのに必要な振動振幅は印加電圧増加によって増加した。ここで, Fig.2-3.3(a)および Fig.2-3.4(a)より印加電圧の増加により浮揚距離の上昇速度が増加するため円板に作用する空気抵抗が増加したことにより, 抵抗力が増え円板を浮揚させるのに必要な振幅が増加したと考えられる。また, Fig.2-3.2 では距離  $H$  が円筒窪み振動面は 0.9mm, 円錐窪み振動面では 1.2mm を超えると浮揚距離が急増したが, 過渡的な場合においては円筒窪み振動面で 1mm, 円錐窪み振動面では 1.5mm と増加した結果となった。



(a) Columnar recess surface at 100 to 140V<sub>pp</sub> (Disc B, 40,260Hz).



(b) Conical recess surface at 80 to 120V<sub>pp</sub> (Disc A, 39,760Hz).

Fig.2-3.5 Vibration amplitude  $A$  vs. levitation distance  $H$  by transient responses results.

## 2.4 跳躍現象の発生メカニズム

これまでの実験および解析から得られたこと以下に記す。

### 1) 跳躍現象

- ・非平面振動面の場合，振動面から垂直方向に跳躍
- ・低振幅時は近距離場浮揚し振動面上に保持，大振幅時に跳躍現象が発生

### 2) 音響放射力

- ・非平面振動面の場合振動面から近い位置に音響放射力の極大，極小となる距離が存在
- ・極大となる距離において非平面振動面－浮揚物体間の空洞では半波長の定在波が形成

### 3) 浮揚距離

- ・特定の距離以下では振動振幅と浮揚距離は比例，超えると浮揚距離が急増
- ・過渡的な浮揚距離測定では特定の距離が増加

ここで，Table 2-4.1 に実験により測定された音響放射力の極大，極小となる距離および振動振幅に対して浮揚距離が急増する距離を示す。

Table 2-4.1 Measured characteristic distances.

	Columnar recess	Conical recess
Distance at maximum of acoustic radiation force	1,500 $\mu\text{m}$	2,000 $\mu\text{m}$
Distance at minimum of acoustic radiation force	930 $\mu\text{m}$	1,300 $\mu\text{m}$
Start jumping distance	900 $\mu\text{m}$	1,200 $\mu\text{m}$
Transient response	1,000 $\mu\text{m}$	1,500mm

Table 2-4.1 より音響放射力が極小となる距離と浮揚距離が急増する距離に近い値となっていることが分かる。したがって、浮揚物体が音響放射力の極小となる距離以上まで浮揚すると跳躍現象が発生すると予想できる。Fig.2-4.1 に平面振動面のように振動面から近い距離に音響放射力の極大および極小のピークが無い場合の音響放射力特性の特徴を示す。振動面が平面である場合、音響放射力  $F$  は距離  $H$  に対して減少する。振動振幅を  $A_1$  から  $A_2$  に増加させた場合は浮揚距離に対する音響放射力特性が増加するので、同図のように振動振幅  $A_2$  における音響放射力特性は振動振幅  $A_1$  の音響放射力特性よりも上側に移動する。ここで、音響放射力は距離に対して減少するので浮揚距離の増加に対して浮揚物体重量に釣り合う距離が存在し、その距離で近距離場浮揚する。

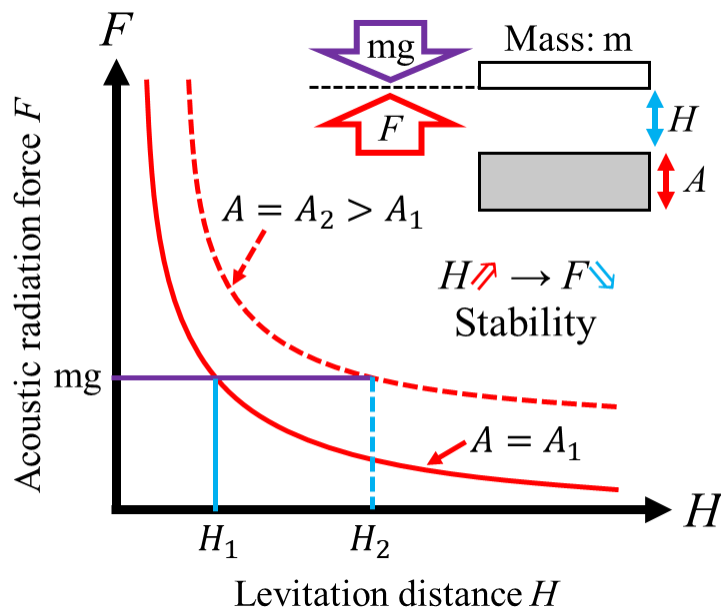


Fig.2-4.1 Illustration of acoustic radiation force characteristics by flat vibrating surface.

Fig.2-4.2 に円筒窪み振動面のように非平面の振動面から近い距離に音響放射力の極大および極小のピークが存在する場合の音響放射力特性の特徴を示す。Fig.2-4.2 のように振動面の非平面構造により音響放射力の極小となる距離  $H_{min}$  が振動面から近い位置にあるとき、音響放射力  $F$  は距離  $H_{min}$  まで減少し  $H_{min}$  以上からは増加に転じる。同図のように振動振幅が  $A_1$  であるとき音響放射力の極小値が浮揚物体の重量よりも小さいため振動面からの距離  $H_{min}$  以下で浮揚物体重量と釣り合う距離で近距離場浮揚する。振動振幅を  $A_2$  まで増加させたとき、音

響放射力の極小値が浮揚物体重量を上回るため重量と釣り合う距離が無く、物体は極小距離を超えて浮揚する。ここで、浮揚物体が音響放射力の極小距離を超えると音響放射力は距離に対して減少から増加に転じるため、浮揚物体に作用する音響放射力は増加する。増加した音響放射力  $F$  はさらに浮揚物体を押し上げることで浮揚距離  $H$  が増加し、さらに音響放射力  $F$  が増加する ( $F$  増加  $\rightarrow H$  増加  $\rightarrow F$  増加)。このような音響放射力  $F$  と浮揚距離  $H$  が互いに増加するサイクル ( $F-H$  相互増加サイクル) により浮揚物体が音響放射力の極小距離  $H_{min}$  を超えると浮揚距離が自発的に急増し跳躍すると考えられる。この考察を用いて Table 2-4.1 の過渡的な浮揚距離測定において浮揚距離が急増する距離が静的な浮揚距離測定で確認された距離よりも増加した理由を述べる。Fig.2-3.2 のように静的な測定の場合は極小距離に達すると  $F-H$  相互増加サイクルによって浮揚距離は急増するが、浮揚距離  $H$  が常に増加している過渡的な測定では浮揚物体は停止せずに極小距離を通過するため浮揚距離が急増するときには極小距離を超えた位置で記録される。したがって、Fig.2-3.2 では音響放射力の極小距離で浮揚距離が急増したのに対し、Fig.2-3.5 では極小距離よりも大きい距離で急増したと考えられる。

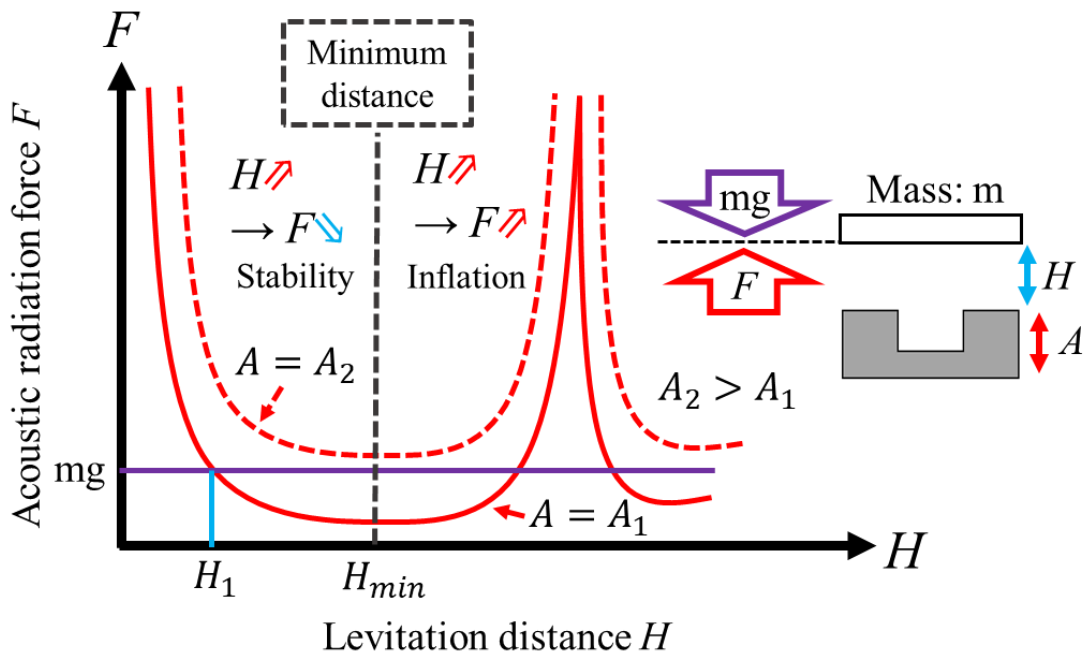


Fig.2-4.2 Illustration of acoustic radiation force characteristics by non-flat vibrating surface.

次に非平面の振動面の場合に音響放射力の極小値が振動面から近い位置に存在する理由について述べる。Fig.2-4.3 に平面および振動面上に窪みがある場合における音響放射力特性の特徴を示す。平面振動面の場合、音響放射力は振動面から半波長程度離れた位置( $H_{peak} = \lambda/2$ )で定在波が形成し極大となる。一方、振動面に深さ  $d$  の窪みがある場合、平面における極大距離よりも  $d$  低い位置に定在波が空洞内に形成する。よって、振動面上に深さ  $d$  の窪みがある場合は音響放射力のピークは距離  $H'_{peak} = H_{peak} - d = \lambda/2 - d$  付近となる。さらに、音響放射力の極大が振動面から近い距離にあることによって Fig.2-4.3 のように音響放射力が大きく減少する前に増加に転じることから音響放射力の極小値を増加させる効果がある。実際に Fig.2-2.2(b)を見ると音響放射力の極大および極小距離が振動面から近い円筒窪み振動面の音響放射力の極小値が円錐窪み振動面における極小値よりも大きいことが確認できる。

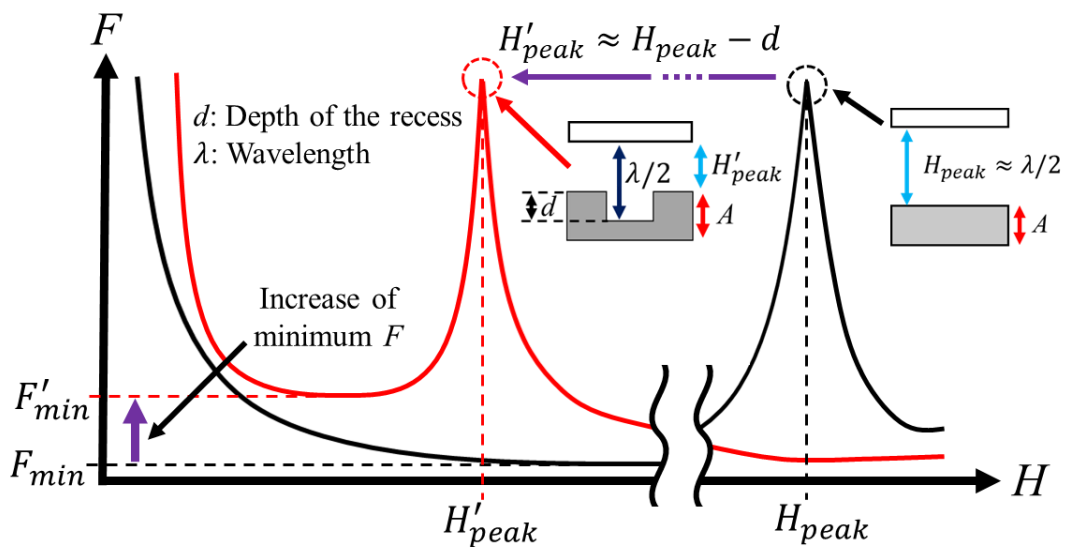


Fig.2-4.3 Illustration of acoustic radiation force peaks by flat and non-flat vibrating surfaces.



Fig.2-4.4 に各非平面振動子の音響放射力の極小距離における振動振幅  $A$  に対する音響放射力  $F$  を示す。ここで、測定方法は2.2.1節で述べた方法を用いており、振動振幅を変化させて測定した。円筒窪み振動面および円錐窪み振動面はそれぞれ  $H = 930\mu\text{m}$  および  $1,300\mu\text{m}$  とした。Fig.2-4.4 より円筒窪み振動面の音響放射力が円錐窪み振動面よりも4倍以上大きく、円筒窪み振動面の方が大きな物体重量に対しても跳躍現象が生じると考えられる。この結果は円錐窪み振動面はTable 2-3.1の円板Aのみ跳躍現象が生じたことに対し、円筒窪み振動面は円板Aおよび円板Bを跳躍できていたことに一致する。

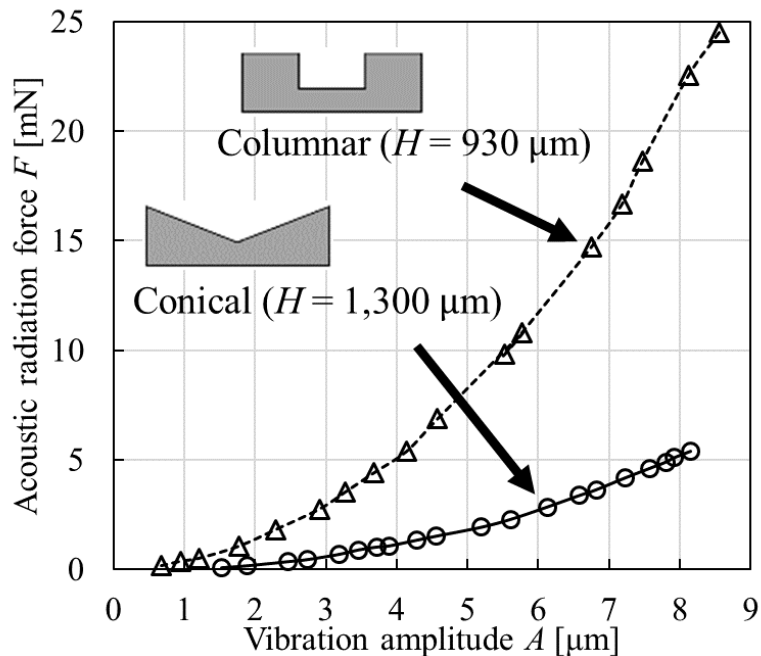


Fig.2-4.4 Acoustic radiation force at the distance of the minimum force.

以上より跳躍現象は、音響放射力の極小値が浮揚物体の重量よりも大きいときに発生することが明らかとなった。これは浮揚物体が音響放射力の極小となる距離を超えると発生することと同じ意味である。そして振動面上に窪みを設けることは音響放射力の極小値を増加させ、極小となる距離が小さくなることにより跳躍現象が発生する条件を満たしたことが分かった。また、振動振幅を増加させることで音響放射力の極小値が増加することから、非平面上の物体は振幅が小さいときは近距離場浮揚し、大きくすると跳躍現象が生じることが分かった。

## 2.5 非対称振動面による非接触反転跳躍への応用

2.4節で跳躍現象の発生メカニズムを述べた。跳躍現象は振動面から跳躍した後ランダムな方向に振動面外へ落下するため浮揚物体の制御が困難である。ランダムな方向落下する原因は Fig.2-2.7 のように浮揚物体底面の中央部に大きな音圧が存在するため、浮揚物体が跳躍するときは中心部に大きな力が作用することで跳躍する。中心に大きな力が作用したことにより跳躍した物体は、跳躍中に浮揚物体が受ける空気抵抗や振動面からの微小なずれにより跳躍後の浮揚物体が不安定となり予測不能に振る舞う。これまで振動面は軸対称な構造で検討していた。軸対称な振動面の場合は振動面—浮揚物体間の空洞内に定在波が形成されると対称性により通常浮揚物体の中央の音圧が大きくなる。ここで、Fig.2-5.1 のように振動面上に溝を中心からずらして設けることで音響放射力の極大で溝部—浮揚物体間で定在波が生じると考えられる。また、跳躍する際の浮揚物体底面に生じる力は溝部の定在波による力が大きいため Fig.2-5.1 のように半時計周りに浮揚物体が回転すると考えられる。

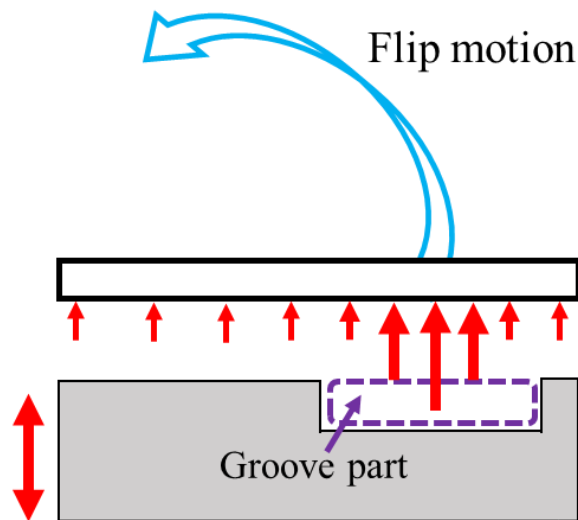


Fig.2-5.1 Flip motion by an asymmetric vibrating surface.

### 2.5.1 非対称振動面を有する振動子の設計

1 辺が 40mm の振動面上に中心から 10mm ずれた位置に幅 15mm、深さ 3mm の溝が設けられている非対称溝振動面を設計した。Fig.2-5.2 に COMSOL により設計した非対称溝振動子を示す。非対称溝振動子は非対称溝ホーン、振幅増幅用のブースターホーンおよび BLT(HEC-3039P4B)で構成している。Fig.2-5.2 より共振周波数 40105Hz で振動面が同振幅で振動し、ブースターホーンのフランジ部の振動が小さくなるように設計した。Fig.2-5.3 に設計したホーンの図面を示す。Fig.2-5.3(a)のブースターホーンの下側に BLT、上側に Fig.2-5.3(b)の非対称溝ホーンを締結することで非対称溝振動子を製作した。ここで、Fig.2-5.3(b)の非対称溝ホーンの側面には複数の溝が共振振動モードにおいて振動面上の溝部と溝部以外で同振動振幅とするために設けられている。側面に溝を設けたことによって、曲げ振動モードが発生し振動面上の溝部と溝部以外で同振動振幅が得られる。Fig.2-5.4 に製作した非対称溝振動子を示す。ブースターホーンのフランジ部により非対称溝振動子は支持のため土台に接続されている。

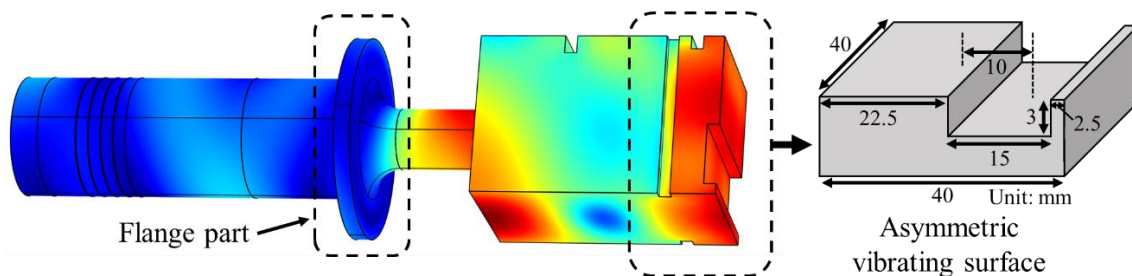


Fig.2-5.2 Designed vibration source with the asymmetric groove vibrating surface  
(Resonance frequency: 40105Hz).

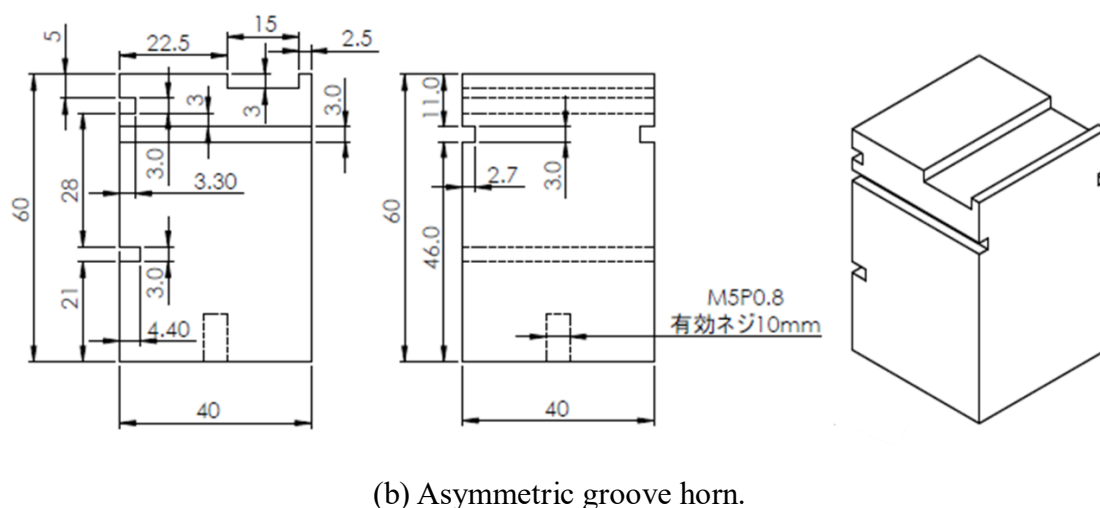
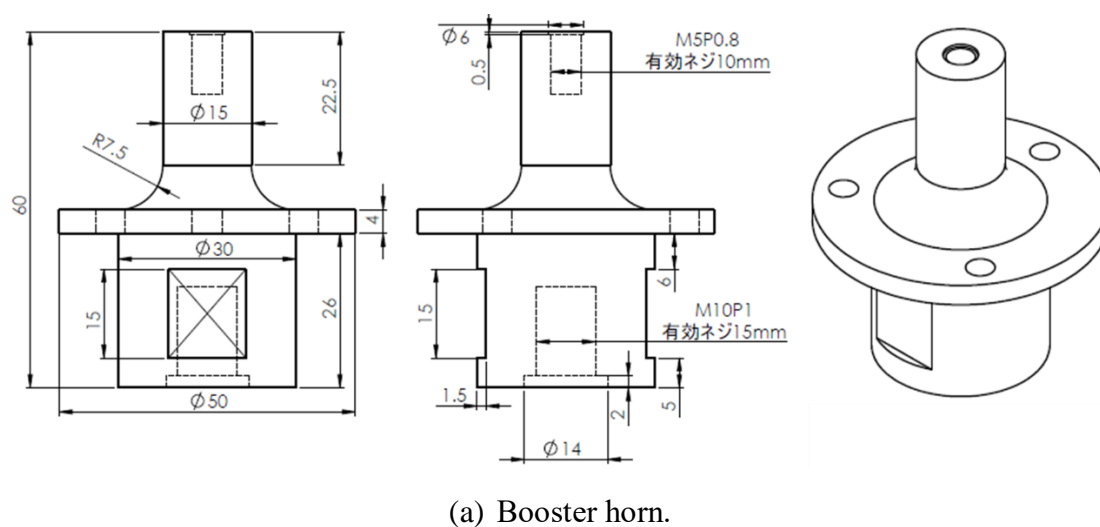


Fig.2-5.3 Drawing of the horns with the asymmetric groove vibrating surface.

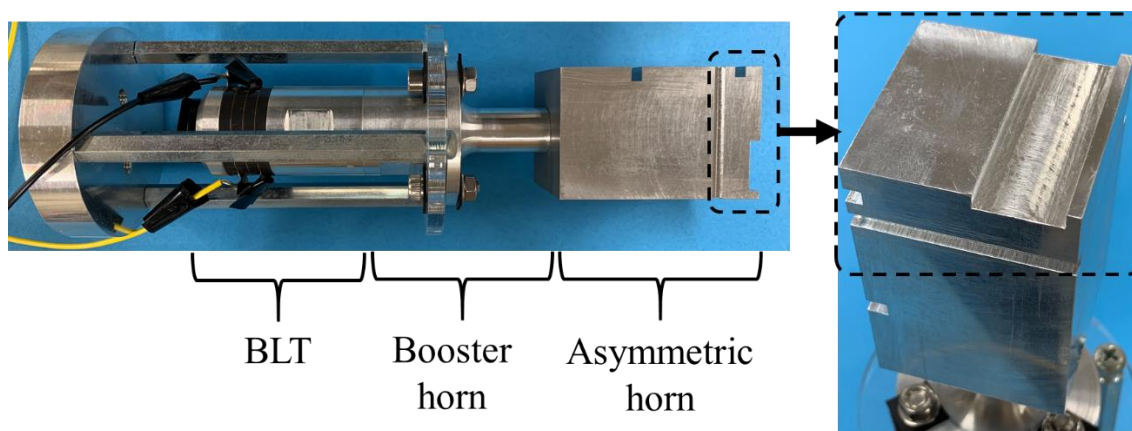


Fig.2-5.4 Manufactured asymmetric groove vibration source.

Fig.2-5.5 に製作した非対称溝振動子の周波数に対するアドミタンスおよび位相特性を示す。Fig.2-5.5 より約 40.7kHz に共振周波数が確認できる。Fig.2-5.6 に振動面上の振動分布の解析および測定結果を示す。Fig.2-5.6 により製作した振動子の振動分布は解析結果とよく一致しており、共振周波数において振動面上が一様に振動していることが分かる。また、空気中の 40kHz の波長は約 8.6mm であるので深さ 3mm の溝部において振動面上から物体が 1.3mm 浮揚すると溝部底面から浮揚物体までの距離が 4.3mm となる。4.3mm は半波長であるので溝部内に定在波が生じて音響放射力が大きくなり、浮揚距離が 1.3mm 付近で音響放射力が極大になると考えられる。

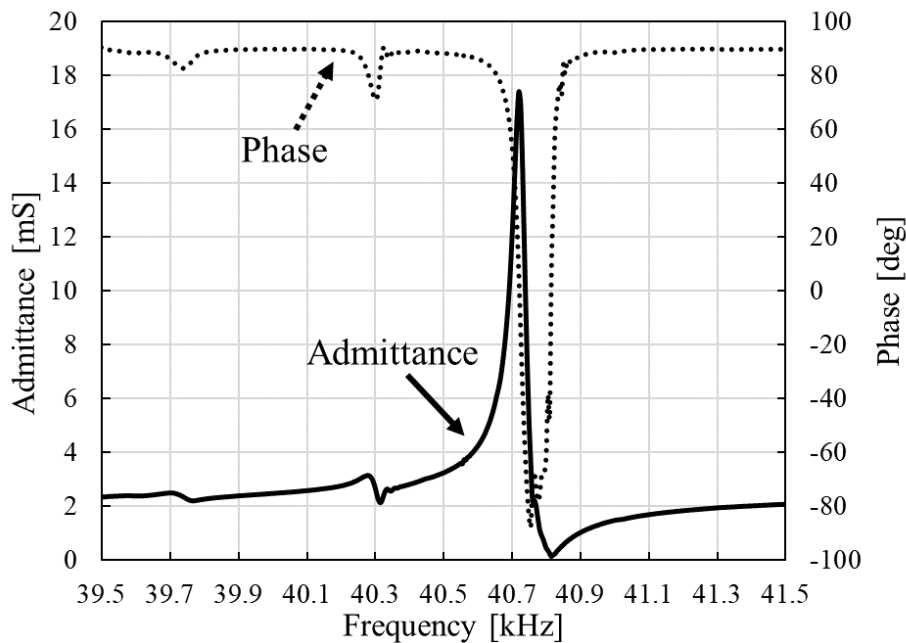


Fig.2-5.5 Frequency characteristic of the asymmetric groove vibrating surface.

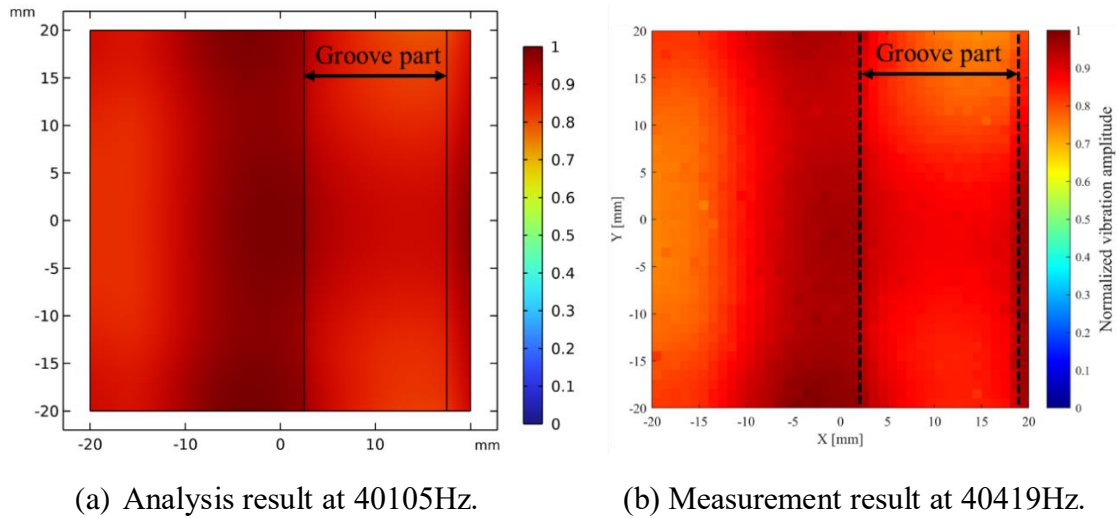


Fig.2-5.6 Vibration distribution on the asymmetric groove vibrating surface.

### 2.5.2 非対称振動面による音響放射力

非対称溝振動面上の浮揚物体に作用する音響放射力を解析および計算により検討する。Fig.2-5.7 に音響放射力解析に用いた解析モデルを示す。ここで、空気層には厚みに対して式(2-2-1)および式(2-2-2)の複素密度 $\rho_h$ および複素音速 $c_h$ を適用し、振動振幅は解析から得られた Fig.2-5.6(a)の値を使用した。また、空気層外側には吸収境界を設定し、音響放射力 $F$ は式(2-2.8)により計算した。Fig.2-5.8 に音響放射力の測定方法を示す。非対称溝振動面が下向きになるように振動子を設置し、振動面からの距離 $H$ の位置に振動面と同じ面積を持つ1辺が40mmの正方形アクリル板を配置した。振動時にアクリル板に作用する音響放射力 $F$ はスペーサーを介して電子はかりにより測定した。ここで、音響放射力解析および測定において振動面の最大振動振幅が $5\mu\text{m}$ と設定した。

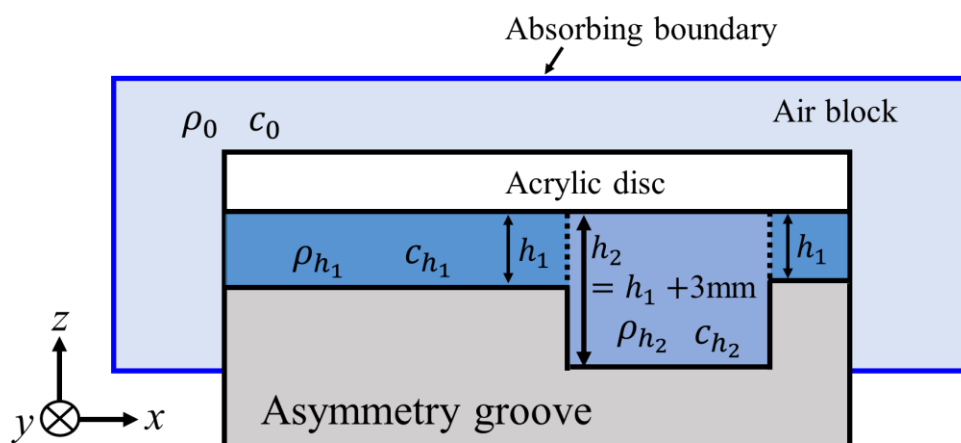


Fig.2-5.7 Analysis model of asymmetric groove vibrating source.

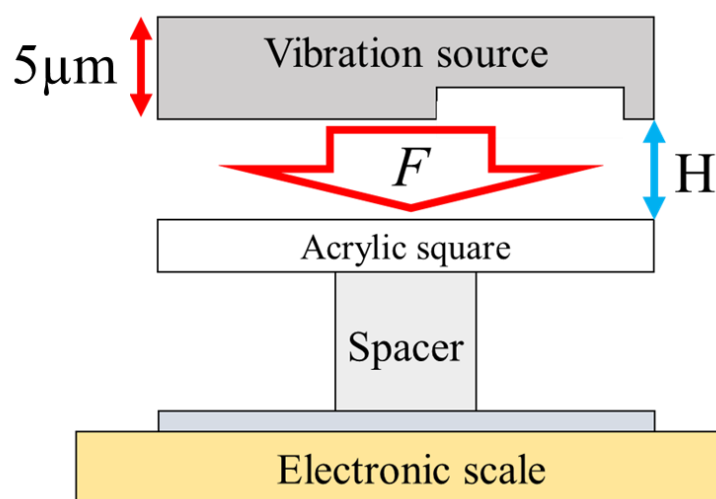


Fig.2-5.8 Measurement method of acoustic radiation force by asymmetric groove vibrating surface.

Fig.2-5.9 に音響放射力解析および測定結果を示す。音響放射力は解析および測定値どちらも振動面からの距離  $H$  が約  $600\mu\text{m}$  で極小値となり、約  $1,300\mu\text{m}$  において極大値となった。また、Fig.2-5.10 に音響放射力が極大となる距離における音圧分布を示す。ここで、Fig.2-5.10(a)は浮揚物体底面の音圧分布であり、Fig.2-5.10(b)は  $y=0\text{mm}$  (Fig.2-5.10(a)の赤破線上)における  $xz$  平面上の音圧分布である。Fig.2-5.10(a)より、溝部に大きな音圧が浮揚物体底面で形成していることが分かる。また、Fig.2-5.10(b)より溝部—浮揚物体間には半波長の定在波が形成していることが確認できる。よって、跳躍時に浮揚物体は溝部からの音響放射力を受けて非接触に反転跳躍すると考えられる。

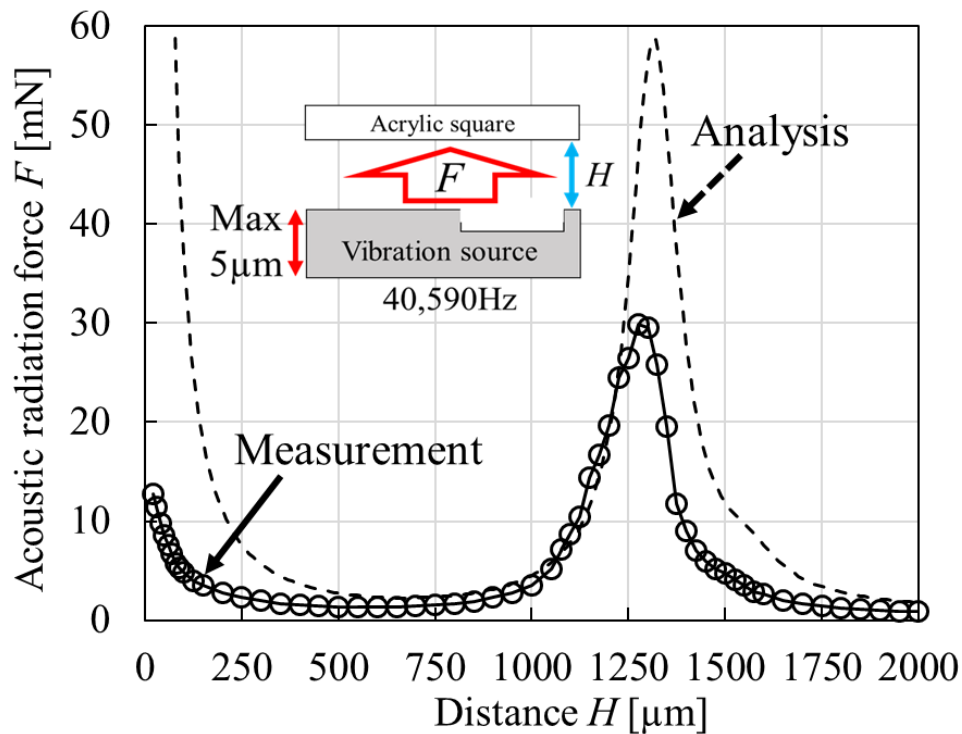
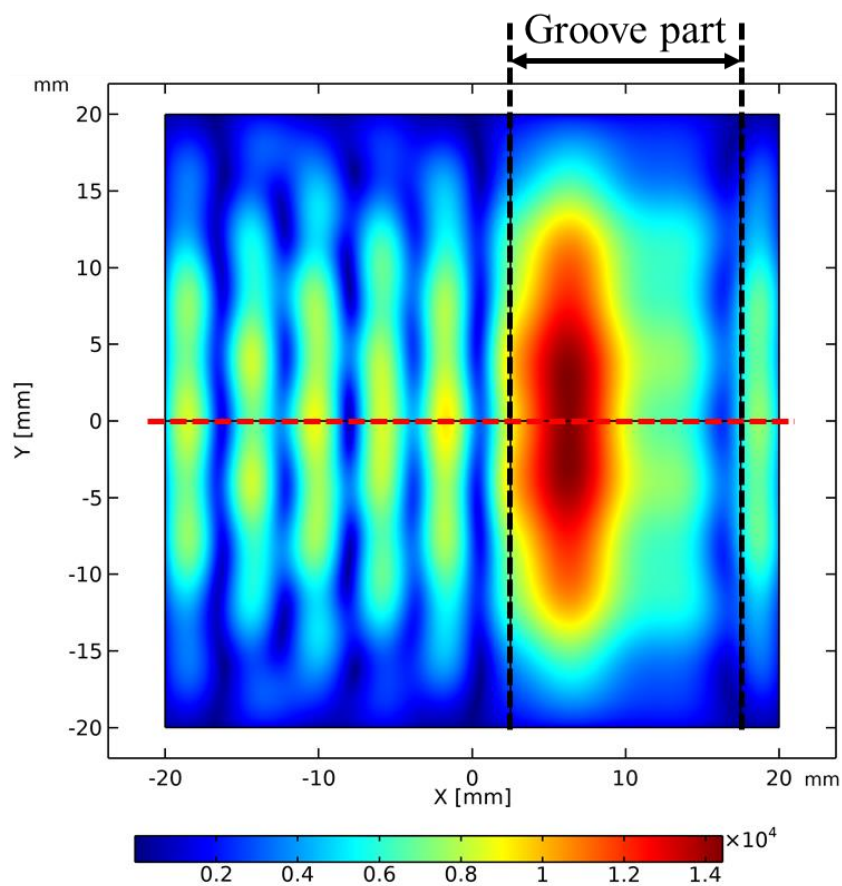
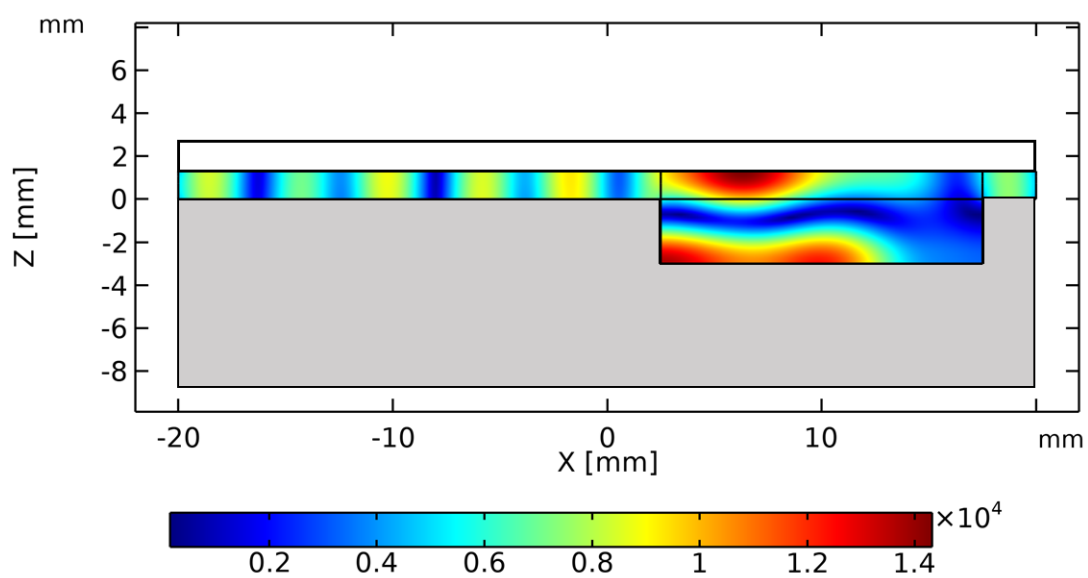


Fig.2-5.9 Acoustic radiation force  $F$  vs. distance  $H$  of analysis and measurement results.





(a) Sound pressure distribution in  $xy$  plane of the levitated object's bottom surface.



(b) Sound pressure distribution in  $xz$  plane at  $y=0$  mm.

Fig.2-5.10 Sound pressure distribution at  $H=1,300\mu\text{m}$ .

実験により音響放射力の極小距離は  $600\mu\text{m}$  であることが分かった。また、跳躍現象は音響放射力の極小値が浮揚物体重量よりも大きい場合に発生する。したがって、Fig2-5.11 に音響放射力の極小距離における振動振幅  $A$  に対する音響放射力  $F$  を示す。Fig.2-5.11 より振動振幅に対して増加し、 $A = 7\mu\text{m}$  のとき約  $2.5\text{mN}$  となり  $0.255\text{g}$  の浮揚物体まで跳躍できると考えられる。

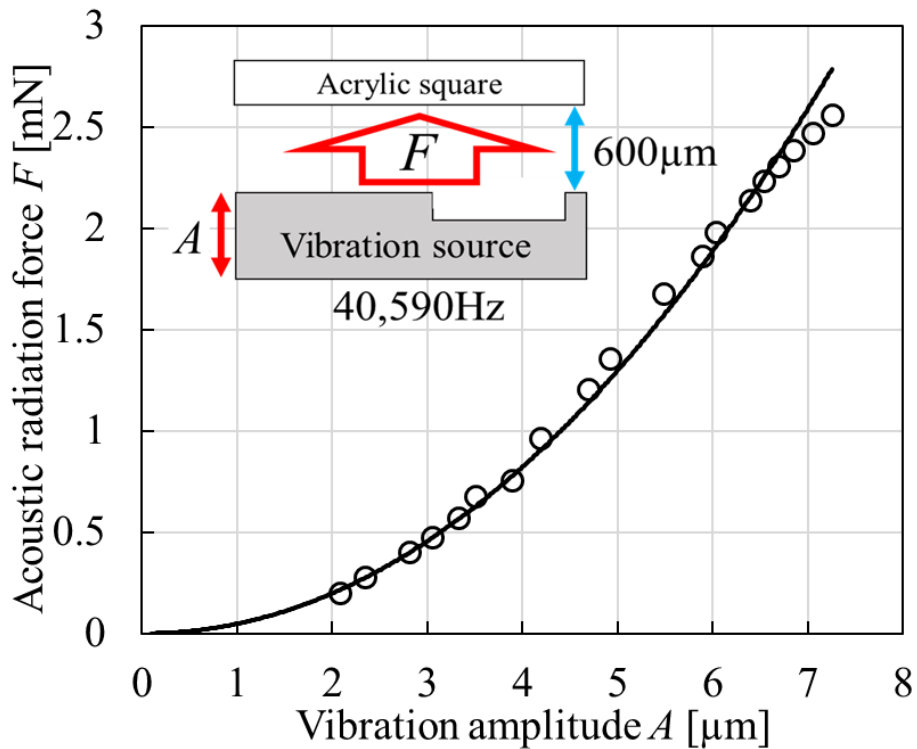


Fig.2-5.11 Acoustic radiation force  $F$  vs. distance  $H$  of analysis and measurement results.

### 2.5.3 非接触反転跳躍実験

振動面と同じ面積を持つ質量  $0.215\text{g}$  のフィルム( $40\times 40\times 0.05\text{mm}^3$ )を非対称溝振動面上に配置して非接触反転跳躍を試みた。Fig.2-5.12 に非対称溝振動子によるフィルムの跳躍挙動を示す。ここで、Fig.2-5.12(a)は駆動前、(b)から(d)が跳躍開始から最高高度までの挙動であり、(e)から(h)が最高地点から落下するときの挙動である。Fig.2-5.12 より振動面上のフィルムは Fig.2-5.1 のように半時計回りに跳躍せずに振動面外へ落下した。しかし、フィルムを振動面からずらした場合、振動面は Fig.2-5.1 のような跳躍が安定して発生した。Fig.2-5.13 にフィルムを振動面から  $4\text{mm}$  程度ずらした場合のフィルムの跳躍挙動を示す。ここで、Fig.2-5.13(a)は駆動前、(b)-(h)は駆動後の挙動の様子である。Fig.2-5.13(b)よりフィルムが傾き始め、(c)では傾いて跳躍していることが分かる。Fig.2-5.13(d)-(g)では半時計回りに回転しながら左側に向かって跳躍し、(h)で振動面の左側に落下した。

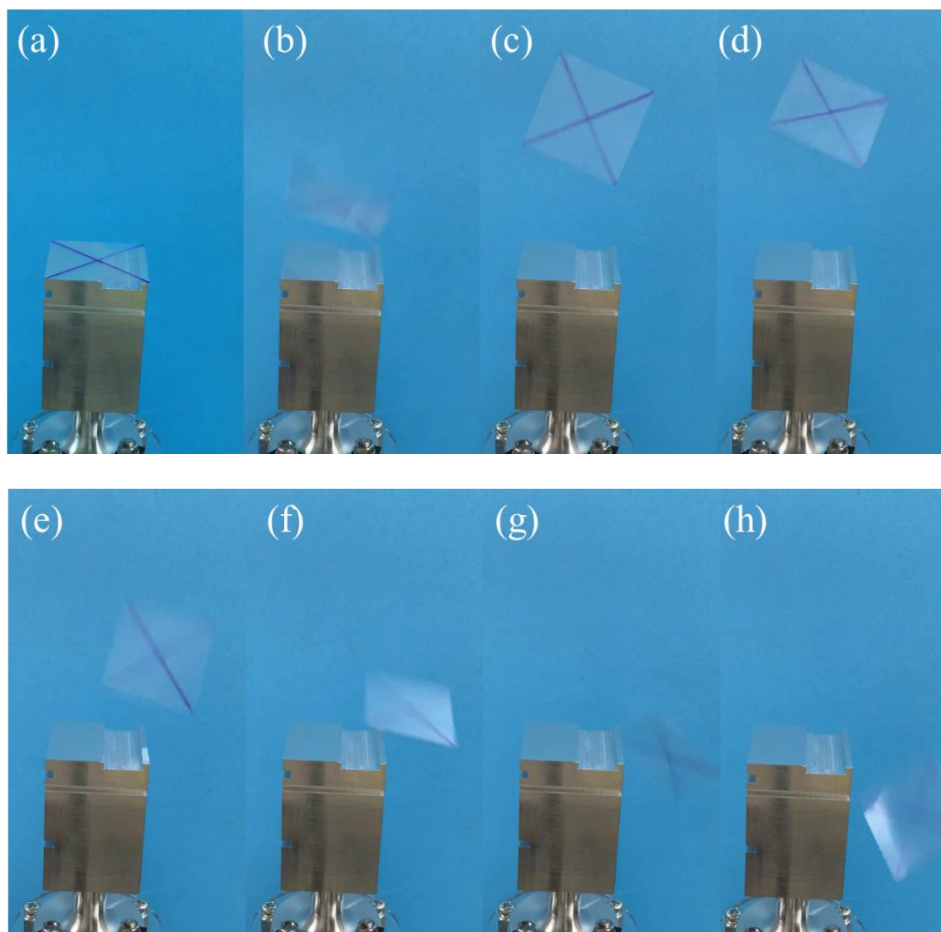


Fig.2-5.12 Observation of jumping by asymmetric groove vibrating surface.

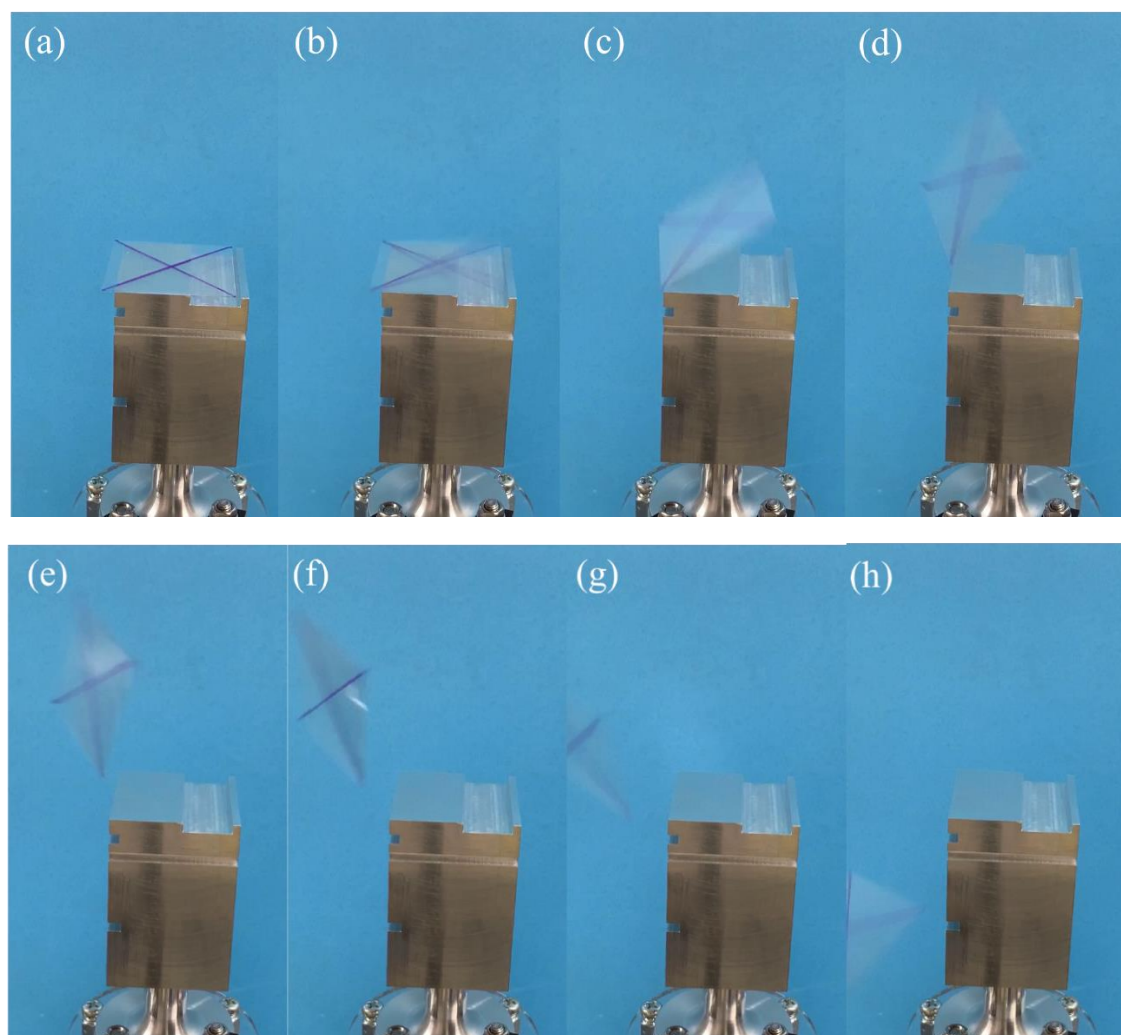


Fig.2-5.13 Observation of flip motion by deviation from the vibrating surface edge.

次に非対称溝振動面の横に着地面を配置して反転跳躍を観察した。Fig.2-5.14に反転跳躍時の挙動を示す。ここで、Fig.2-5.14(a)は駆動前、(b)-(g)は反転跳躍中であり、(h)は着地後である。(c)-(f)よりフィルムが半時計回りに空中で回転しており、(h)では(a)の状態から裏返って着地していることが分かる。Fig.2-5.15に実現できた反転跳躍の概要を示す。Fig.2-5.15(a)のように置かれた状態から駆動させると(b)のように振動面上の溝部から音響放射力を受けて、(c)のように空中で非接触に回転し裏返して(d)のように着地させることが可能となる。

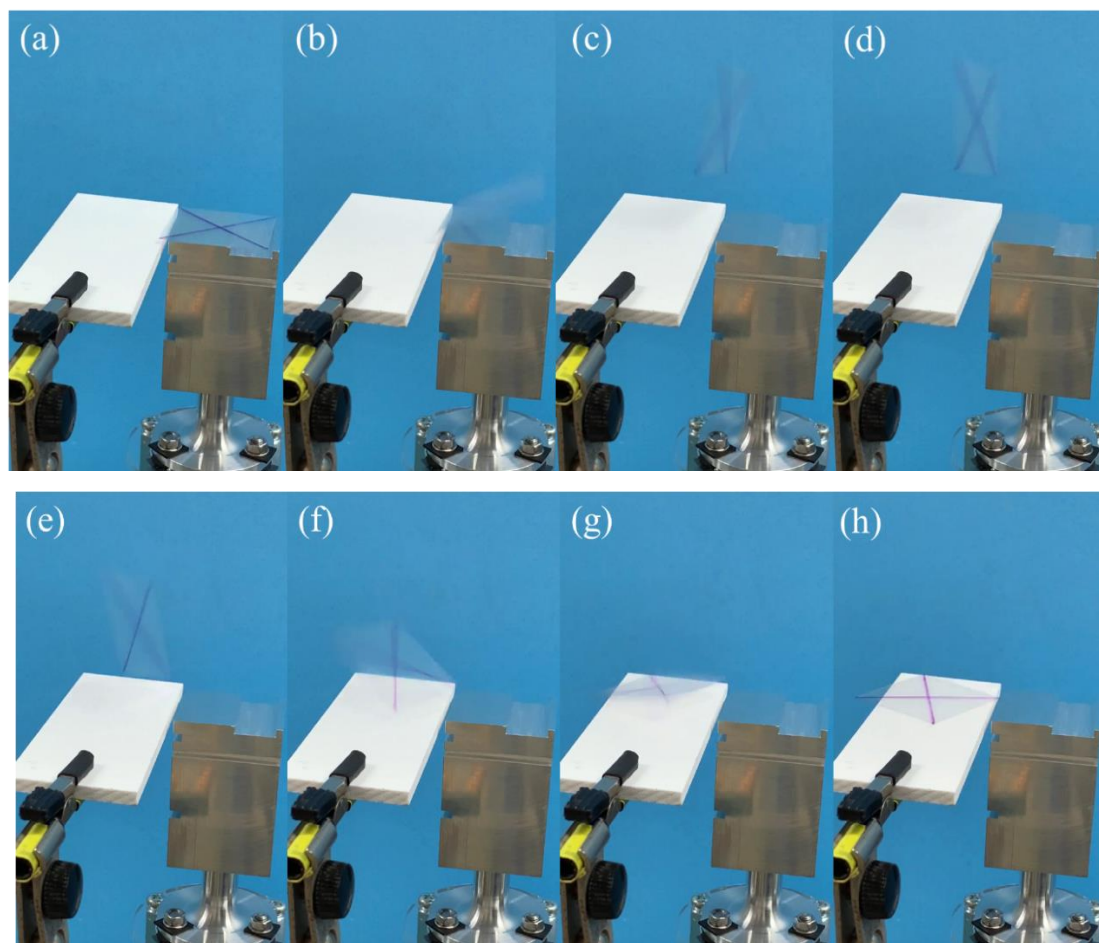


Fig.2-5.14 Observation of flip motion toward landing base from the asymmetric groove vibrating surface.

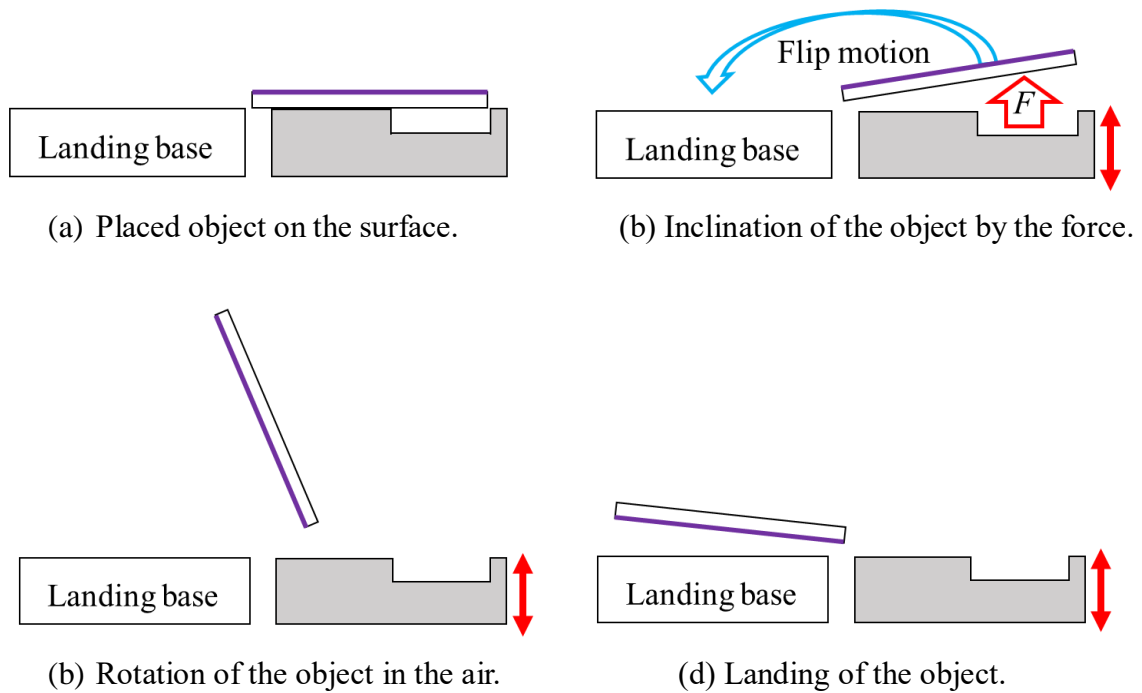


Fig.2-5.15 Flip motion by asymmetric groove vibrating surface.

### 2.5.4 浮揚物体に作用する回転トルク

浮揚物体が振動面からずれていないときは跳躍後に振動面外へランダムに落下し、浮揚物体の端が振動面上の溝部になるように配置すると一方向に反時計回りに回転しながら跳躍した。ここでは解析により浮揚物体をずらしたことによる反転跳躍への影響を検討する。Fig.2-5.16 に浮揚物体を溝部側の振動面から距離  $L$  ずらしたときの解析モデルを示す。ここで、Fig.2-5.16 の振動面—浮揚物体間の空気層には厚みに対して式(2-2-1)および式(2-2-2)の複素密度  $\rho_h$  および複素音速  $c_h$  を適用し、周波数を 40,590Hz、最大振幅を  $5\mu\text{m}$  とした。Fig.2-5.17 に浮揚距離に対する浮揚物体底面に作用する音響放射力を示す。Fig.2-5.17(a)より各浮揚物体のずれ  $L$  に対して浮揚距離が約  $1,300\mu\text{m}$  のとき音響放射力の極大となり、Fig.2-5.17(b)より  $L = 0\text{mm}$  のときは浮揚距離が  $680\text{mm}$  のとき極小となったが  $2.5\text{mm} \leq L$  のときは浮揚距離が約  $750\text{mm}$  のとき極小となった。また、音響放射力の極小値は  $0 < L$  のとき  $L = 0\text{mm}$  に対して約  $0.2\text{mN}$  程度増加した。

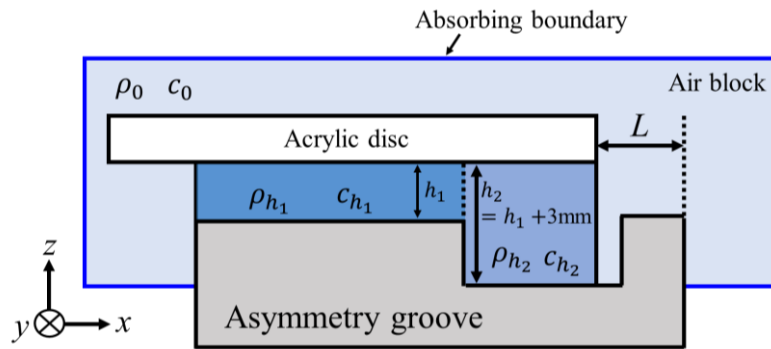
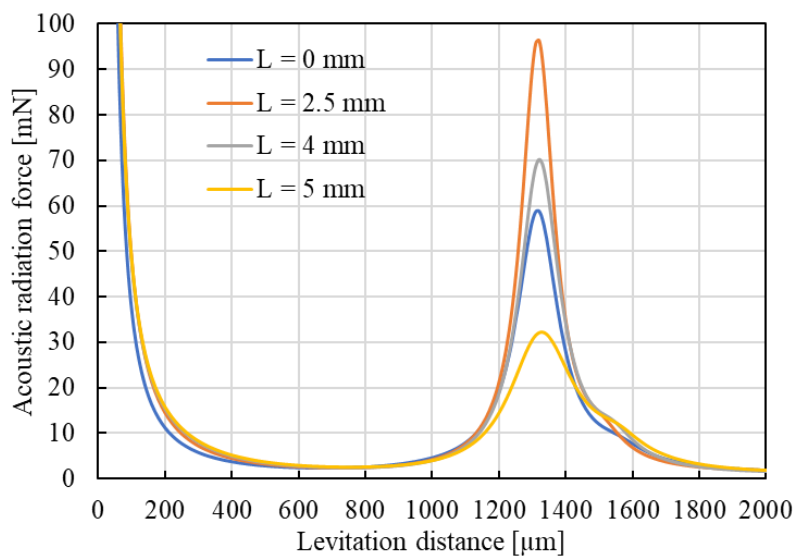
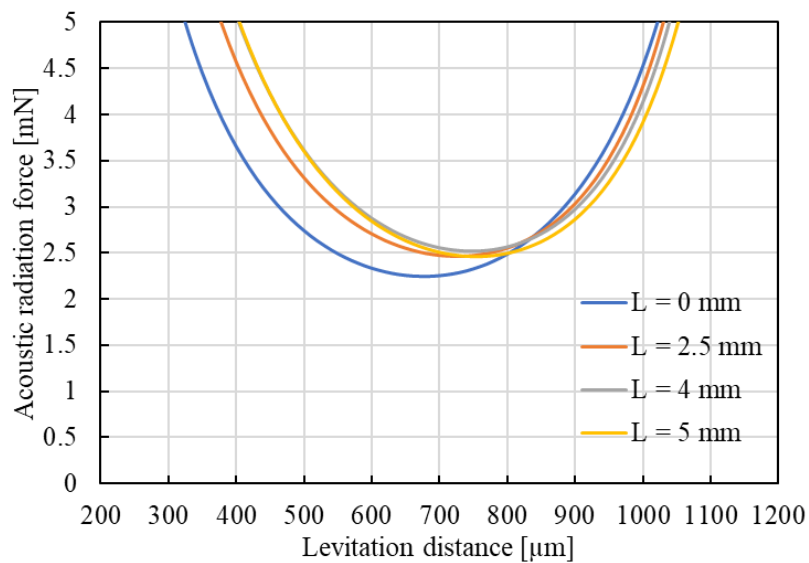


Fig.2-5.16 Analysis model of asymmetric groove vibrating source with deviation  $L$ .



(a) Analysis results.



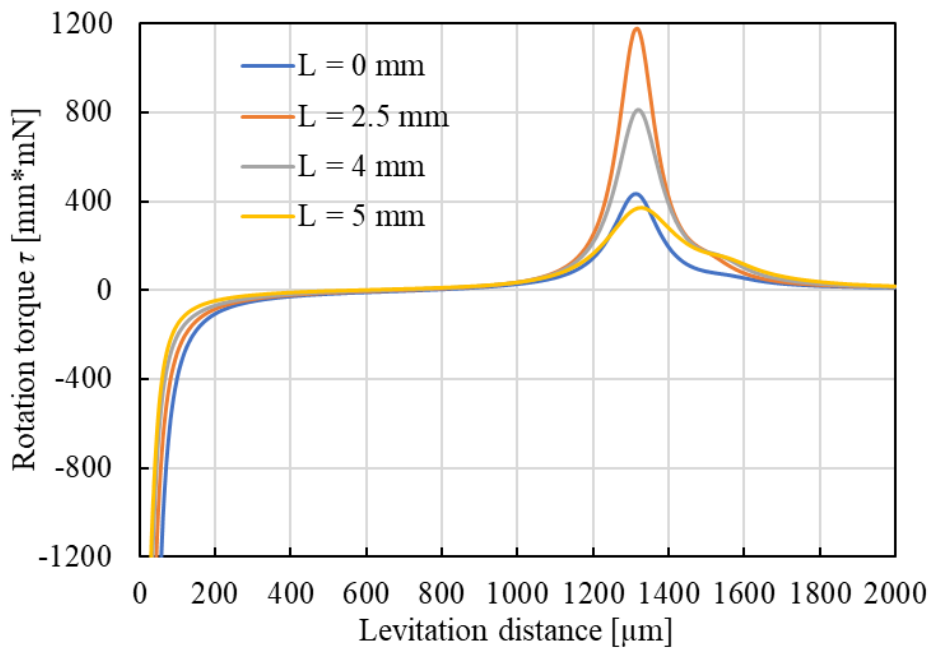
(b) Detailed view the acoustic radiation force from 0 to 5mN.

Fig.2-2.17 Analyzed acoustic radiation force vs. levitation distance.

次に浮揚物体に作用する回転トルク  $\tau$  は式(2-5-1)を浮揚物体底面に適用することにより求めた。Fig.2-5.18 に浮揚距離に対する回転トルク  $\tau$  を示す。ここで、 $\tau < 0$  のとき時計回りに力が作用し、 $0 < \tau$  のとき反時計回りに力が作用する。

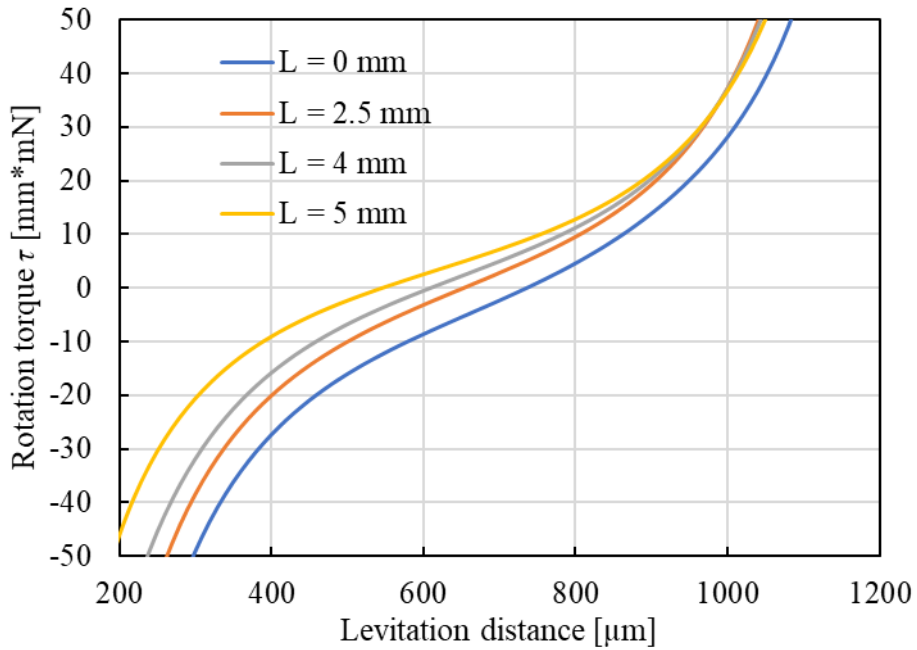
$$\tau = \int_{-20}^{20} \int_{-20-L}^{20-L} (x + L) \cdot p_{rad} dx dy \quad (2-5-1)$$

Fig.2-5.18(a)より音響放射力特性と同じように浮揚距離が約 1,300 $\mu\text{m}$  のとき回転トルク  $\tau$  が極大となった。Fig.2-5.18(b)より回転トルクが  $\tau = 0$  となる浮揚距離は浮揚物体のずれ  $L$  の増加に対し減少した。Table 2-5.1 に浮揚物体のずれ  $L$  に対する音響放射力が極小となる距離および回転トルクが 0 となる距離を示す。Table 2-5.1 より板状物体が音響放射力の極小となる距離に達したとき、 $L < 2.5\text{mm}$  であれば  $\tau < 0$  となるので跳躍時の浮揚物体の姿勢が Fig.2-5.19(a)のように時計回りに傾き、 $2.5\text{mm} < L$  のとき Fig.2-5.19(b)のように時計回りに傾くと予想される。よって、跳躍時の浮揚物体の傾きは振動面からのずれにより変化し、ずれを大きくすることで回転を伴う一方向の跳躍が実現できたと考えられる。



(a) Analysis results.



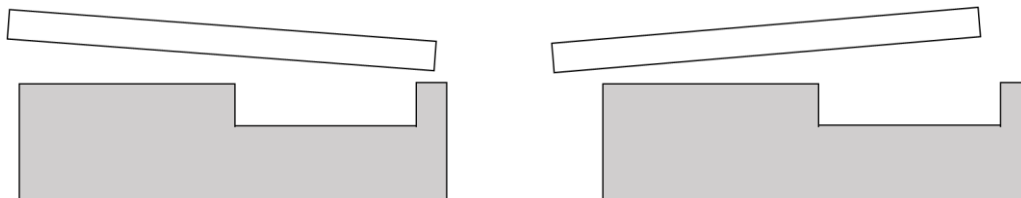


(b) Detailed view the rotation torque  $\tau$  from  $-50$  to  $50\text{mN}\cdot\text{mm}$ .

Fig.2-5.18 Rotation torque  $\tau$  vs. levitation distance.

Table 2-5.1 Values.

Deviation $L$	0 mm	2.5 mm	4 mm	5 mm
Minimum distance on the acoustic radiation force	$680\ \mu\text{m}$	$730\ \mu\text{m}$	$750\ \mu\text{m}$	$760\ \mu\text{m}$
Zero cross distance of the rotation torque	$740\ \mu\text{m}$	$660\ \mu\text{m}$	$620\ \mu\text{m}$	$550\ \mu\text{m}$



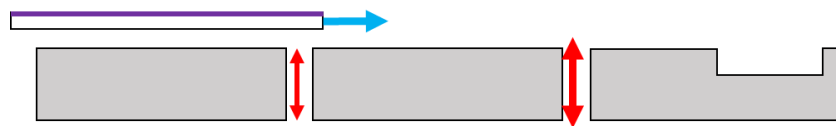
(a)  $L < 2.5\text{mm}$ .

(b)  $2.5\text{mm} < L$ .

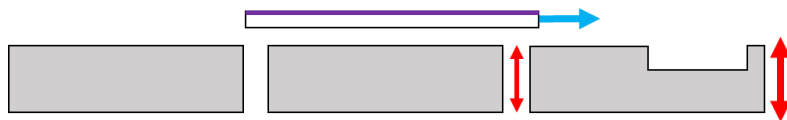
Fig.2-5.19 Inclination of the levitated object by deviation  $L$ .

### 2.5.5 反転跳躍の応用案

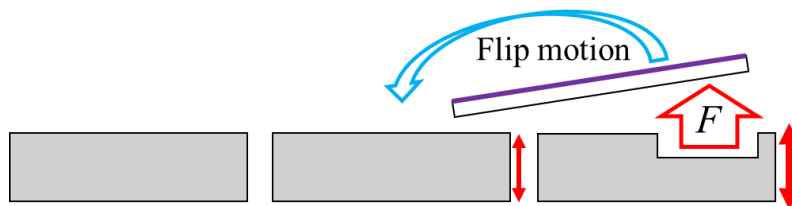
非対称溝振動面を用いることで物体を空中で反転させることができた。この反転跳躍と近距離場音波浮揚現象による非接触ステップング搬送を組み合わせることで物体の非接触で搬送および反転動作が可能となる手法を提案する。Fig.2-5.20 に組み合わせた際の制御方法案を示す。Fig.2-5.20(a)のように左側の振動面上に置かれた板状物体は振動振幅の大きい中央の振動面上に搬送される。次に Fig.2-5.20(b)のように左側の駆動を停止し，中央の振動振幅を下げ，右側の非対称振動面を駆動すると板状物体は右側に搬送する。ここで， Fig.2-5.20(c)のように板状物体は溝部に重なると溝部から音響放射力を受け反転跳躍し，反転して振動面上に近距離場音波浮揚する。その後， Fig.2-5.20(d)のように動かしたい方向の振動振幅を増加させることで反転した板状物体を非接触搬送が可能となる。以上の操作により板状物体の非接触搬送および反転動作が実現できる。



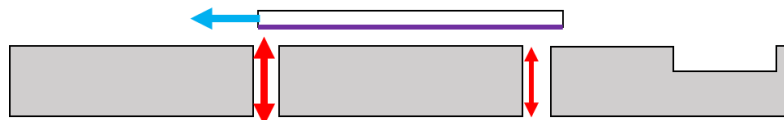
(a) Moving toward the middle vibrating surface from the left side.



(b) Moving toward the asymmetry vibrating surface of right side from the middle.



(c) To happen the flip motion by asymmetric vibrating surface.



(d) Flipped object moving after flip motion.

Fig.2-5.20 Combination with flip motion and non-contact stepping transportation.

## 2.6 跳躍現象のまとめ

設計・製作した3種類の振動子を用いて、振動面上に置かれた物体が跳躍する現象について考察を行い、跳躍現象の発生メカニズムを明らかにした。さらに、振動面上の中心からずれた位置に溝を有する振動面を設計・製作することで物体の跳躍現象を利用した反転跳躍を可能にした。本章で得られた結果を以下に示す。

- ・振動面に窪みがあり非平面である場合、振動面からの距離に対する音響放射力特性は振動面から近い位置に極小および極大があった。
- ・振動面上に円筒状の窪みがある場合は窪み深さと距離の和が半波長となる距離付近で音響放射力が極大となった。
- ・音響放射力の極大距離では振動面—浮揚物体間で半波長の定在波音場が形成した。
- ・音響放射力の極小距離以下では振動振幅—浮揚距離は比例して増加した。
- ・浮揚距離が極小距離に達すると  $F-H$  相互増加サイクルにより自発的に音響放射力と浮揚距離が急増し跳躍現象至ると考えられた。
- ・音響放射力の極小値が浮揚物体重量よりも大きい場合に跳躍現象が生じる。
- ・振動面上の窪みにより音響放射力の極大が近い距離にあるため、距離に対して音響放射力が大きく減少する前に増加に転じることで極小値が平面である場合と比べて大きくなった。
- ・振動面上の中心からずれた位置に溝を設けることで、溝部—浮揚物体間で定在波音場が形成した。
- ・偏った音圧分布により跳躍時に浮揚物体が傾き、反転跳躍が可能となった。
- ・反転跳躍と非接触ステッピング搬送を組み合わせることで板状物体の非接触搬送と反転動作が可能となる応用方法を提案した。

## 第3章 流体噴出現象

本章では振動面近傍に穴付き円筒を配置した際に穴から空気が噴出した現象について述べ、実験により検討した結果を報告する。また、流体噴出現象の応用方法を提案する。

### 3.1 流体噴出現象に使用した装置

#### 3.1.1 振動子

流体噴出現象を発生させるときに使用した振動子を Fig.3-1.1 に示す。ここで、振動子は BLT と直径 10mm の振動面を持つジュラルミン製のホーンにより構成している。また、振動面付近の側面は 3.2 節で述べる Particle Image velocimetry(以後 PIV)のための動画を撮る際に使用するレーザーシート光が振動面に照射されるため、動画撮影時に側面からの光の反射を防ぐため黒く塗られている。Fig.3-1.2 に振動子の周波数に対するアドミタンスおよび位相特性を示す。Fig.3-1.2 より約 28.2kHz に共振周波数があることが分かる。Fig.3-1.3 に 28.2kHz で振動させたときの振動分布を示す。Fig.3-1.3 より振動面は共振周波数において一様な縦振動していることが分かる。

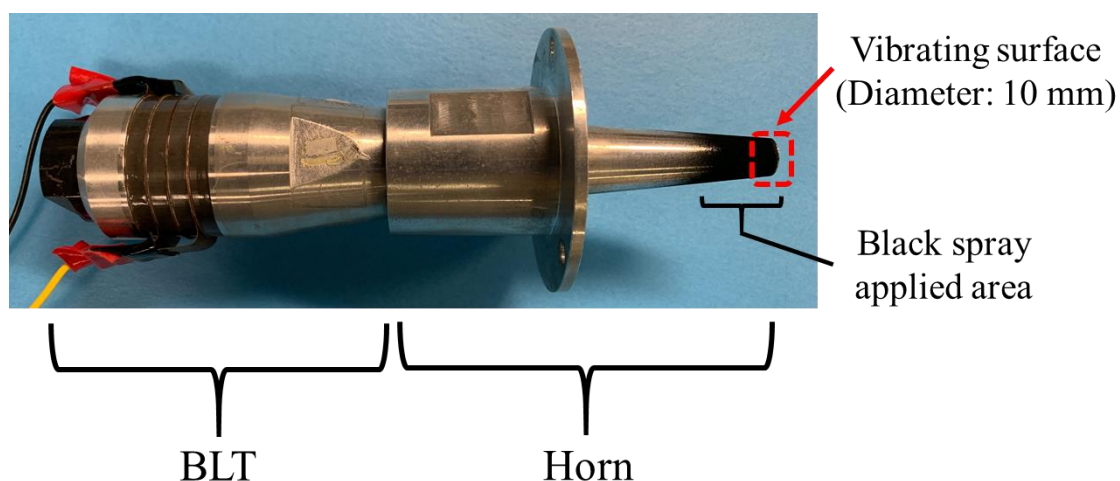


Fig.3-1.1 Vibrating source for the jet (resonance frequency: 28kHz).

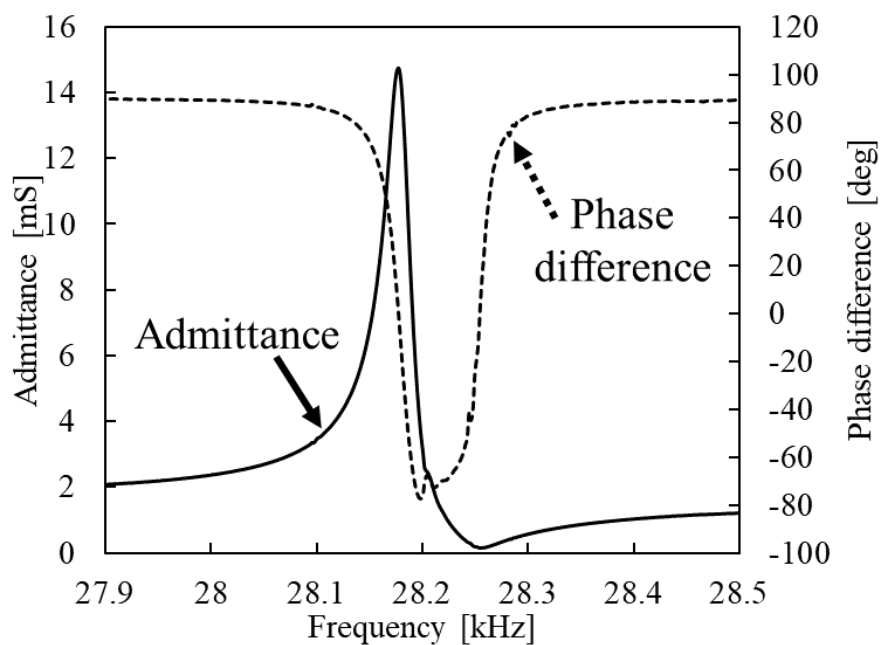


Fig.3-1.2 Frequency characteristics of the vibration source in Fig.3-1.1.

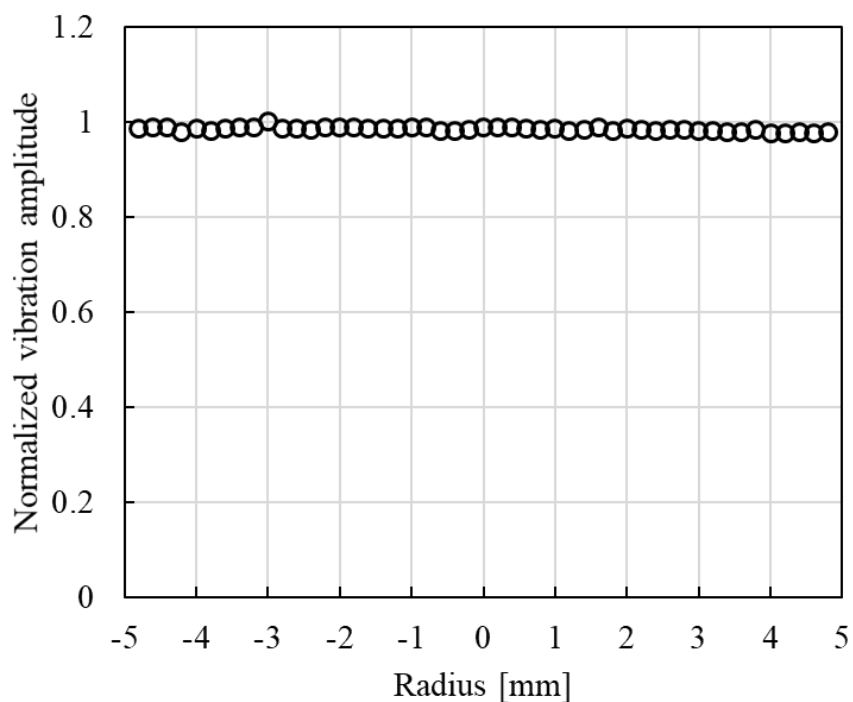


Fig.3-1.3 Vibration distribution on the vibrating surface in Fig.3-1.1 at 28.2kHz.

### 3.1.2 穴付き円筒

Fig.3-1.4 に流体が噴出する穴を有するジュラルミン製平板を示す。平板には中心に小径の穴を持つ直径 10mm の円筒部と固定用の穴がある部分で構成されている。噴出実験では円筒部を振動面に対向させ、平板の固定部にある穴にボルトを通すことで固定した。また、平板の側面も振動面付近の側面と同様に光の反射を防ぐため黒く塗られている。

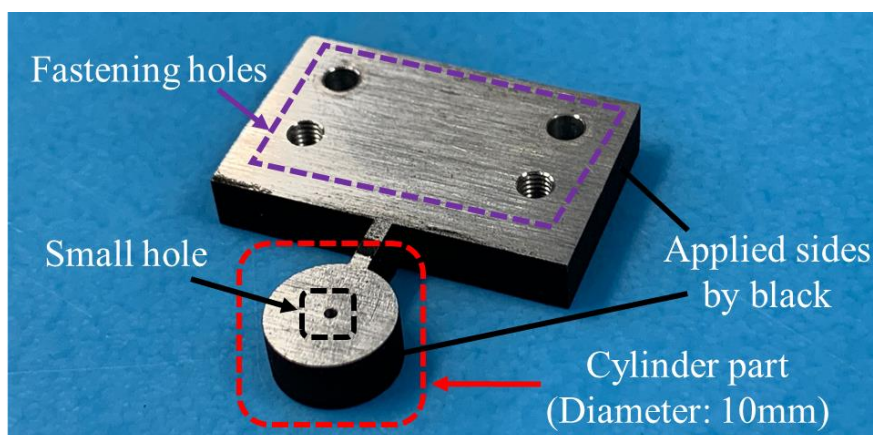


Fig.3-1.4 Duralumin plate with cylinder part with a small hole and fastening part.

## 3.2 噴出流による流速分布

### 3.2.1 Particle Image Velocimetry (PIV)

PIV 計測とは流速測定したい流れ場にトレーサ粒子を混入させることで、Fig.3-2.1 のようにトレーサ粒子が流れ場の流速と同じ速度移動する。トレーサ粒子を混入した流れ場の観察したい領域に対しレーザーシート光を照射することで、Fig.3-2.2 のようにシート光内の粒子のみを撮影できる。Fig.3-2.3 に示すように撮影した(a)と(b)の各画像から粒子位置を検出し、粒子位置の変化および撮影速度(fps)から各粒子の流速を計算する[42]。(b)および(c)も同様に計算することで各時刻における流速分布を計算できる。また、本研究ではMATLABのPIVlabを使用してPIV計測を行った[43]。

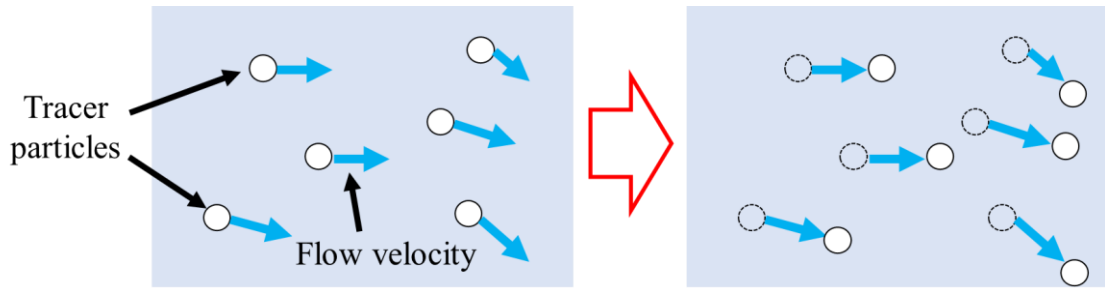


Fig.3-2.1 Tracer particles in a flow velocity field of a fluid.

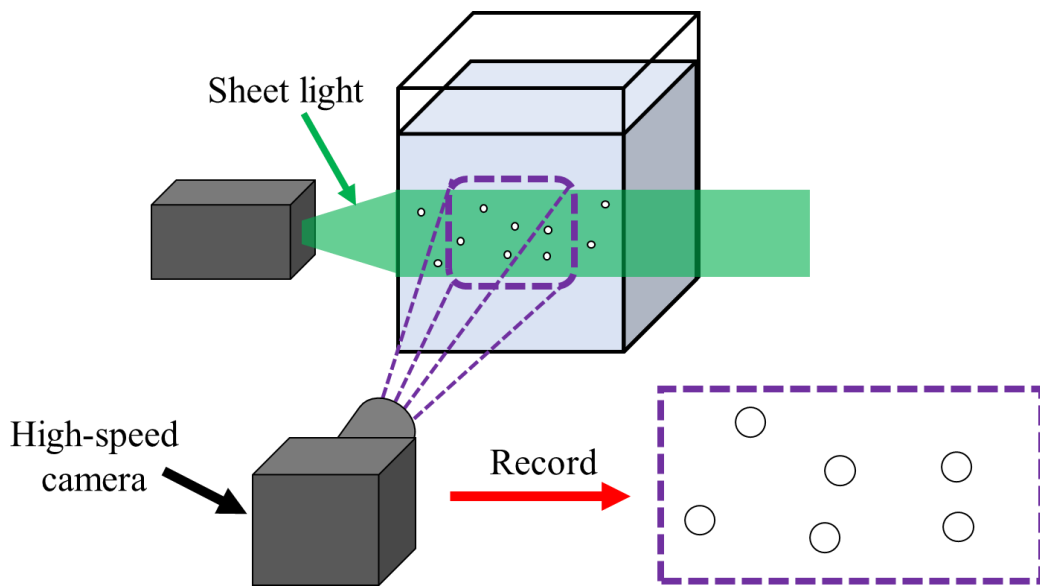


Fig.3-2.2 Recorded particles in the sheet light.

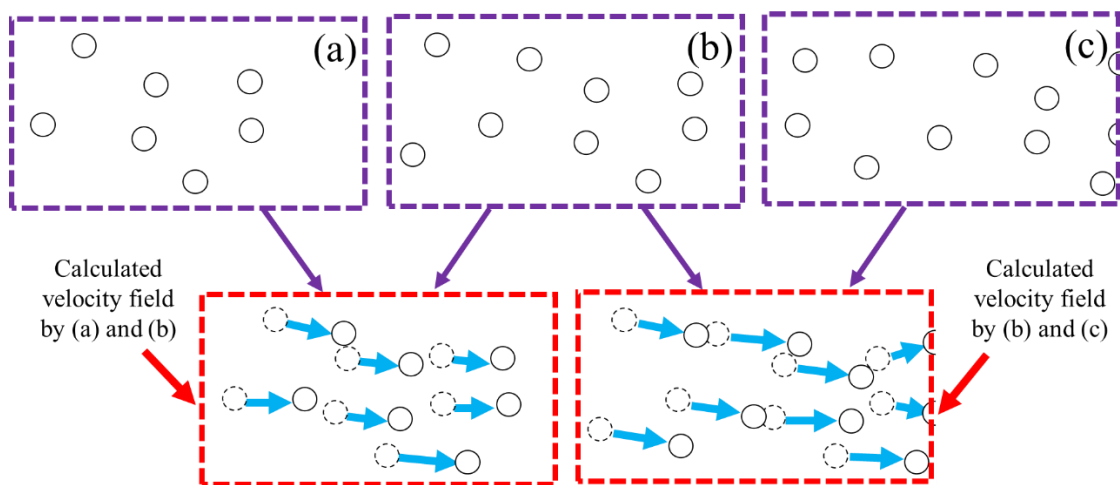


Fig.3-2.3 Calculated velocity field by photographs.

### 3.2.2 PIV 計測のための動画撮影方法

Fig.3-2.4 に噴出流を観察するための装置構成を示す。振動子はアクリルボックスの上部に振動面が下向きになるように配置し、穴付き円筒付きの平板はリニアステージで固定されている。また、アクリルボックスにはトレーサ粒子煙 (DEGREE CONTROLS, INC. °C Breeze, 粒子径: 0.2~0.3 $\mu\text{m}$ ) を注入するための穴があり、その穴から粒子煙を撮影時に注入することができる。この注入穴は撮影時のトレーサ粒子流出を防ぐため塞いだ。振動子および円筒付き平板はアクリルボックスによって密閉されるため、注入した粒子煙は測定時に外部へ出ていかず安定した粒子数で撮影が可能となる。Fig.3-2.5 に Fig.3-2.4 の破線内の拡大図を示す。同図のように、振動面の対向する位置で平板の穴付き円筒部が配置した。ここで、円筒は厚み 5mm、円筒中心の小径穴の直径は 1mm であり振動面から 1mm 離れた位置で設置された。また、振動子の振動振幅は 40 $\mu\text{m}$  となるように制御されている(制御方法は付録 C を参照)。Fig.3-2.6 に撮影時の装置構成を示す。Fig.3-2.6 のように正面から側面にシート光を円筒部の中心を通過させる位置で照射させる。正面に配置したハイスピードカメラ(Photoron, FASTCAM Mini UX50, and UX100)により円筒部および振動面付近の粒子挙動を撮影した。

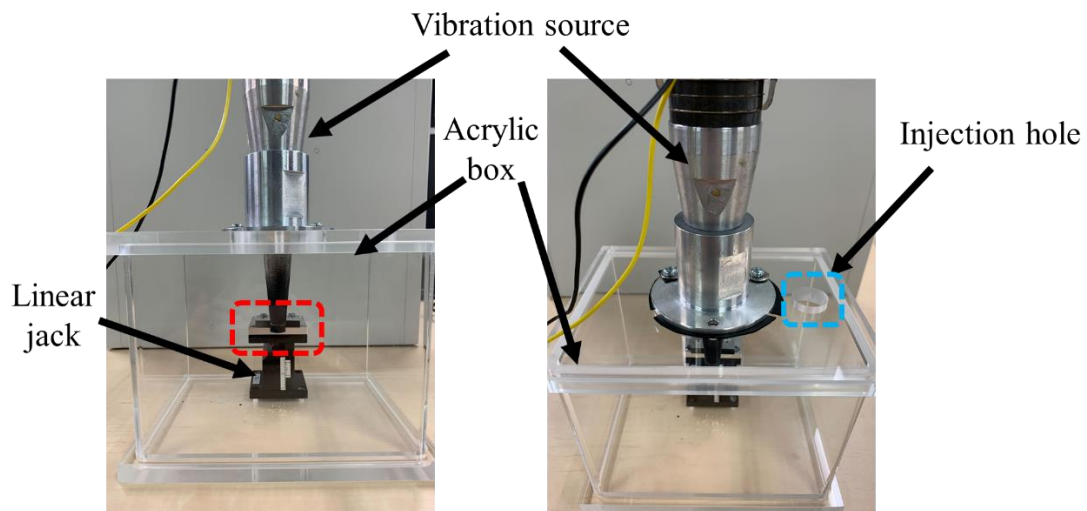


Fig.3-2.4 Photograph of the configuration for recording particle video.



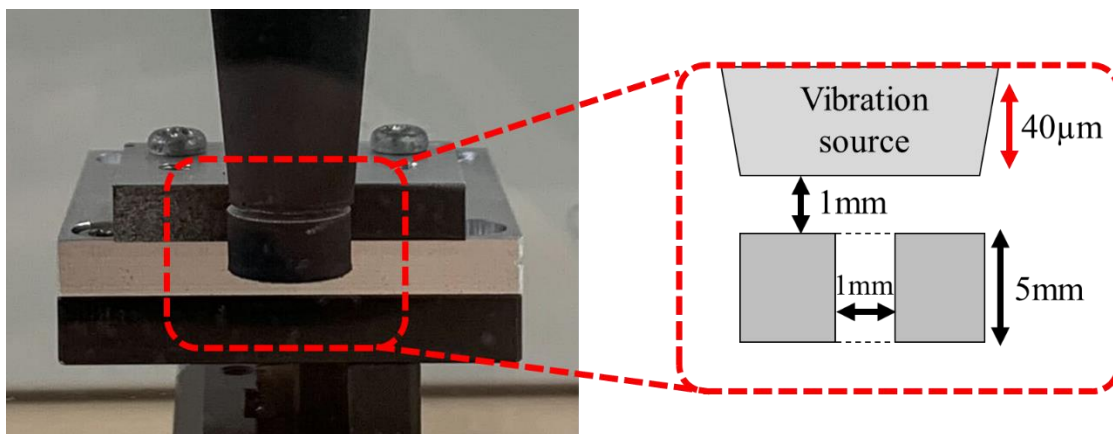
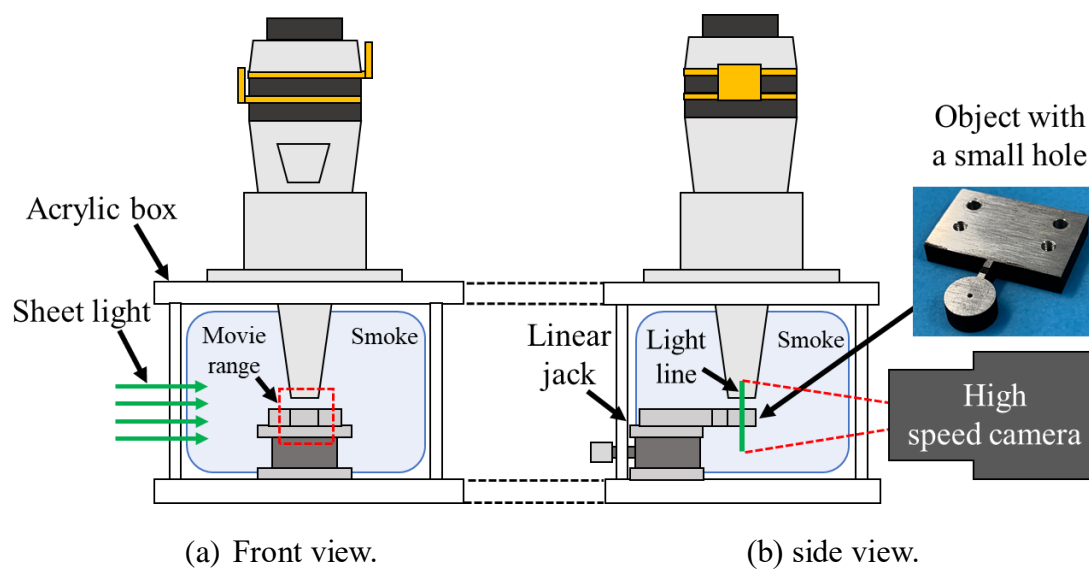


Fig.3-2.5 Arranged vibration source and cylinder part with a hole.



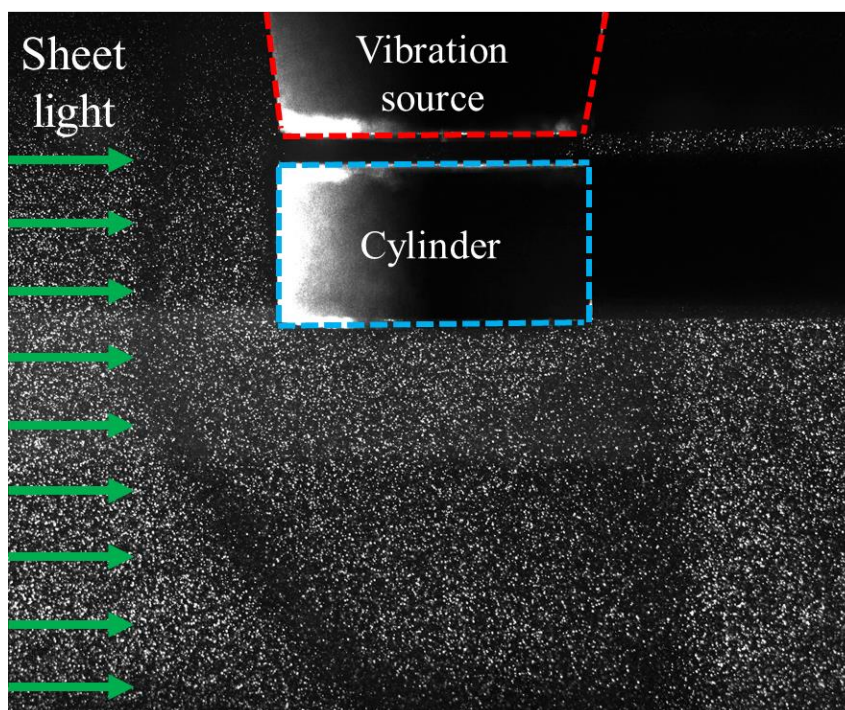
(a) Front view.

(b) side view.

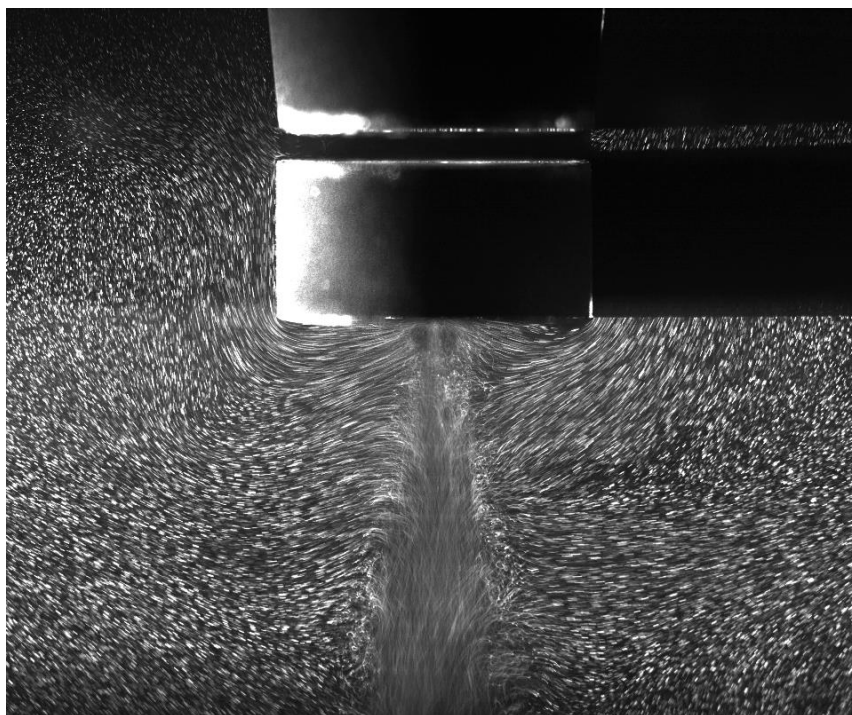
Fig.3-2.6 Measurement configuration of PIV.

### 3.2.3 PIV 計測範囲

Fig.3-2.7 に振動子および穴付き円筒付近の粒子分布を撮影速度 2,000fps で撮影した結果を示す。ここで、Fig.3-2.7(a)の赤破線が振動子であり青破線が穴付き円筒である。レーザー光は左側から照射しているため振動面および円筒の右側は暗くなっている。Fig.3-2.7(b)は振動時に穴から空気が噴出しているときの画像であり、円筒中心から空気が噴出していることが分かる。また、振動面—円筒間には粒子が少なく粒子の挙動が観察されなかった。PIV 計測は撮影範囲の最大流速の大きさに対応して撮影速度(fps)を変更する必要がある。実際に噴出中の粒子画像である Fig.3-2.7(b)を見ると穴から噴出した粒子が粒状ではなく線状に撮影されており、撮影速度が足りないことが分かる。また、振動面から離れると流れ場は乱流に発展した。したがって、Fig.3-2.8 の振動面—円筒間付近の(A)、噴出流付近の(B)および噴出流の(C)のように 3 つの領域に分けて撮影し PIV 計測を行った。ここで、円筒の中心の座標を  $r=0\text{mm}$ 、振動面上を  $z=0\text{mm}$  とした。



(a) Before driving.



(b) During driving

Fig.3-2.7 Flow of small particles by jet from small hole.

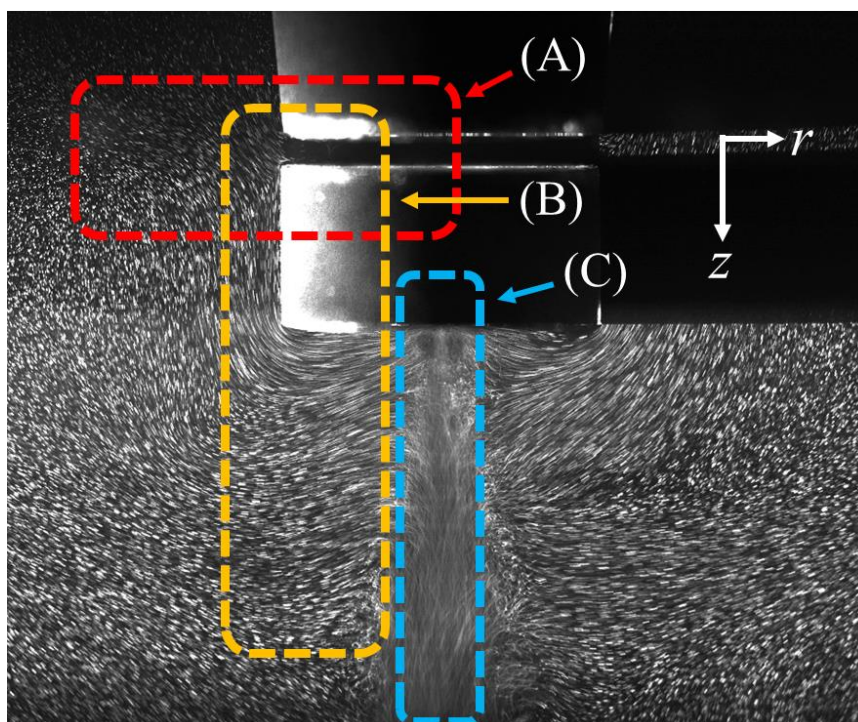


Fig.3-2.8 PIV analysis area.

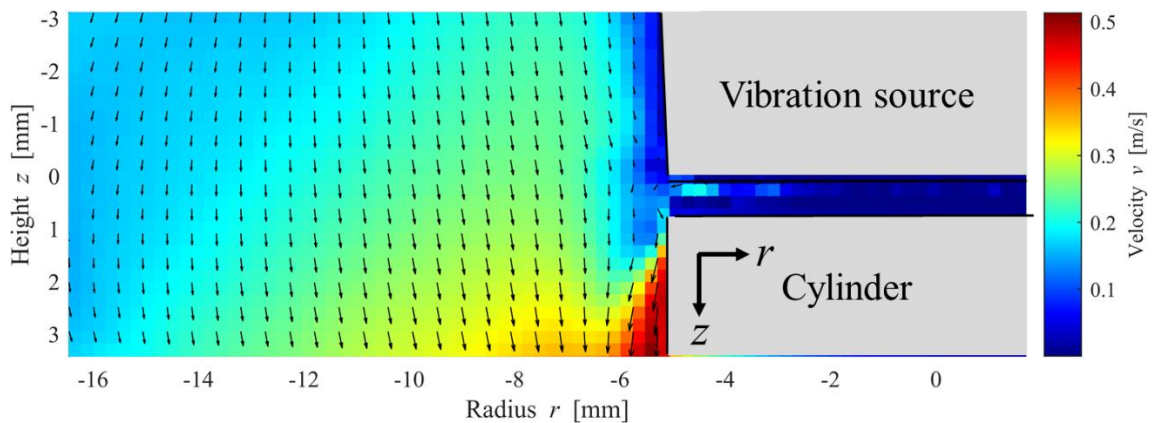
### 3.2.4 PIV 計測結果

#### A. 振動面—円筒間付近の領域(A)における PIV 計測結果

Fig.3-2.9 に Fig.3-2.8 の領域(A)における粒子撮影結果および PIV 計測結果を示す。ここで、Fig.3-2.9 は 5,000fps で撮影した。Fig.3-2.9(a)を見ると撮影されたトレーサ粒子は粒状で撮影されていることが確認できる。Fig.3-2.9(b)は PIV 結果である。Fig.3-2.9(b)より振動面—円筒のギャップには空気が流入せず、噴出側に向かって流速が生じていることが分かる。また、流速の最大速度は円筒側面上であり約 0.5m/s であった。



(a) Observed particles in area (A).

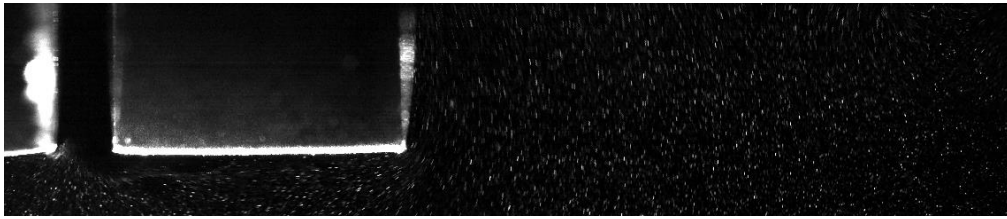


(b) PIV result in area (A).

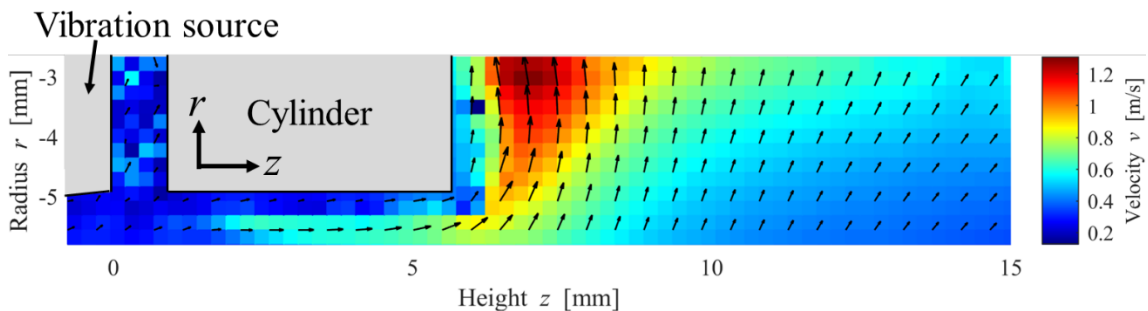
Fig.3-2.9 Jet flow velocity distribution in area (A) in Fig.3-2.8.

## B. 噴出流付近の領域(B)における PIV 計測結果

Fig.3-2.10 に Fig.3-2.8 の領域(B)における粒子撮影結果および PIV 計測結果を示す。ここで、Fig.3-2.10 は 10,000fps で撮影した。また、横が  $z$  軸で縦が  $r$  軸であるため Fig.3-2.8 の領域(B)を半時計回りに 90 度回転させて表示している。Fig.3-2.10(a)を見ると撮影されたトレーサ粒子は粒状で撮影されていることが確認できる。Fig.3-2.10(b)の PIV 結果より円筒から先である  $6\text{mm} < z$  において流速が  $+r$  の向きに流速が生じ、噴出流に向かうことが分かった。また、 $6 < z < 9\text{mm}$  においては流速の向きは  $-z$  方向であり小径穴に向かっている。 $9\text{mm} < z$  では流速の向きは  $+z$  方向であり円筒から離れる向きに生じた。また、最大流速は  $(r, z) = (-3\text{mm}, 8\text{mm})$  付近にあり、 $+r$  方向、 $-z$  方向であることから穴に向かって生じていることが分かる。



(a) Observed particles in area (B).



(b) PIV result in area (B).

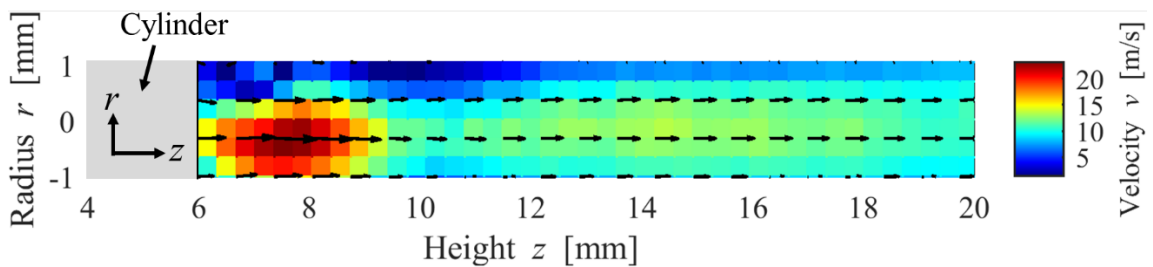
Fig.3-2.10 Jet flow velocity distribution in area (B) in Fig.3-2.8.

### C. 噴出流の領域(C)における PIV 計測結果

Fig.3-2.11 に Fig.3-2.8 の領域(C)における粒子撮影結果および PIV 計測結果を示す。ここで、Fig.3-2.11 は 80,000fps で撮影しており、Fig.3-2.10 の結果と同様半時計回りに 90 度回転させて表示している。Fig.3-2.11 より穴からの噴出流は常に+z 方向に流れており、中心の穴から 2mm の位置( $z = 8\text{mm}$ )で最大流速が約 20m/s に達した。しかし、 $z = 10\text{mm}$  では約 10m/s の流速となっており穴から離れるに伴い急減し、流速が半分になる結果が得られた。また、穴近傍の噴出流は振動することが確認された(詳細は 3.2.7 節で述べる)。



(a) Observed particles in area (C).

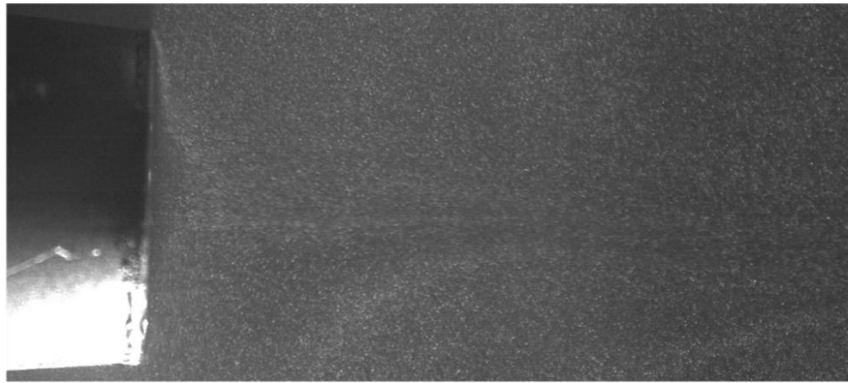


(b) PIV result in area (C).

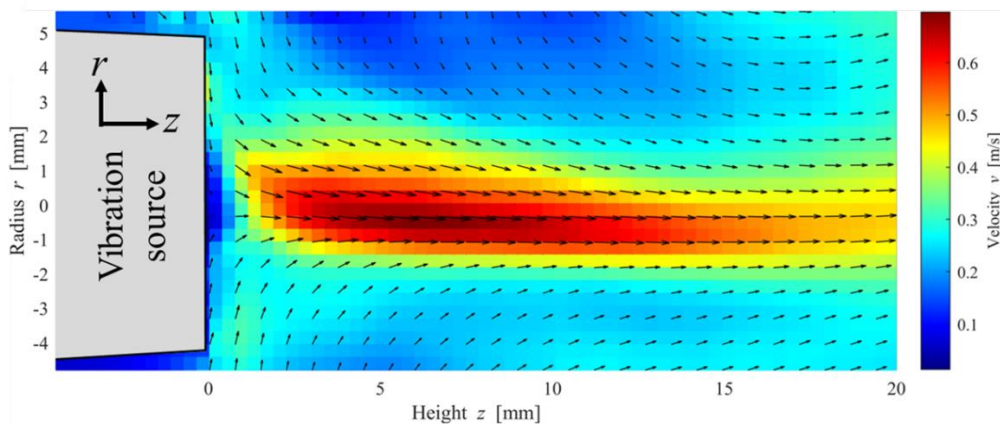
Fig.3-2.11 Jet flow velocity distribution in area (C) in Fig.3-2.8.

#### D. 円筒が無い場合の PIV 計測結果

円筒がある場合と比較するため、穴付き円筒を配置しないときの流速分布を PIV 計測した。Fig.3-2.12 に円筒が無い場合の粒子撮影結果および PIV 結果を示す。ここで、Fig.3-2.11 は 5,000fps で撮影した。振動面近傍の側面から流速が振動面中心に向かって発生し、中心軸上で振動面から離れる向きに流速が生じた。また、 $-1 < r < 1\text{mm}$  および  $3 < z < 10\text{mm}$  の範囲において約  $0.6\text{m/s}$  の流速があり、振動面から離れても流速が大きく減少しないことも分かった。最大流速で比較すると穴付き円筒がある場合の流速は最大  $20\text{m/s}$  に達したが、円筒がない場合は  $0.6\text{m/s}$  程度であった。よって、穴付き円筒により流速が 20 倍以上増幅しており、穴は流速の増幅効果を有していることが予想できる。また、実験中円筒が無い場合は円筒がある場合と比べて入力電力が小さくなった(付録 D を参照)。



(a) Observed particles.



(b) PIV result.

Fig.3-2.12 Flow velocity distribution without cylinder.

### 3.2.5 音響流解析による流速分布

小径穴による噴出流は振動が起因となって生じる現象であるから、音響流であると考えられる。したがって噴出流を音響流解析により計算し、PIV 結果と比較した。解析モデル、音響流解析方法および音響流解析結果を述べる。

#### A. 解析モデル

Fig.3-2.13 に COMSOL Multiphysics で作成した解析モデルおよび設定したメッシュを示す。Fig.3-2.13(a)は解析モデルであり Fig.3-2.5 の PIV 計測実験と同じ条件を設定した。ここで、解析モデルは軸対称モデルで解析した。振動源および穴付き円筒はアルミニウムであり、空気の密度および音速はそれぞれ  $1.20\text{kg/m}^3$  および  $343\text{m/s}$  である。ここでは流れ場を求めるため空気の密度および音速はすべての領域に対し同一の値を使用し、式(2-2-1)から(2-2-4)の式を空気に適用しなかった。また、空気層の外側には音波の反射を防ぐ吸収境界を設定した。振動源は振動振幅が  $40\mu\text{m}$ 、周波数  $28\text{kHz}$  で振動させた。Fig.3-2.13(b)に(a)の赤破線内のメッシュ分布を示す。ここで、振動源および円筒の表面は厚み  $0.2\text{mm}$  の境界層を設定した。また、PIV 計測結果により流速が大きかった穴付近と振動面—円筒間の最大メッシュサイズは  $25\mu\text{m}$  に対して他の領域は  $100\mu\text{m}$  とした。

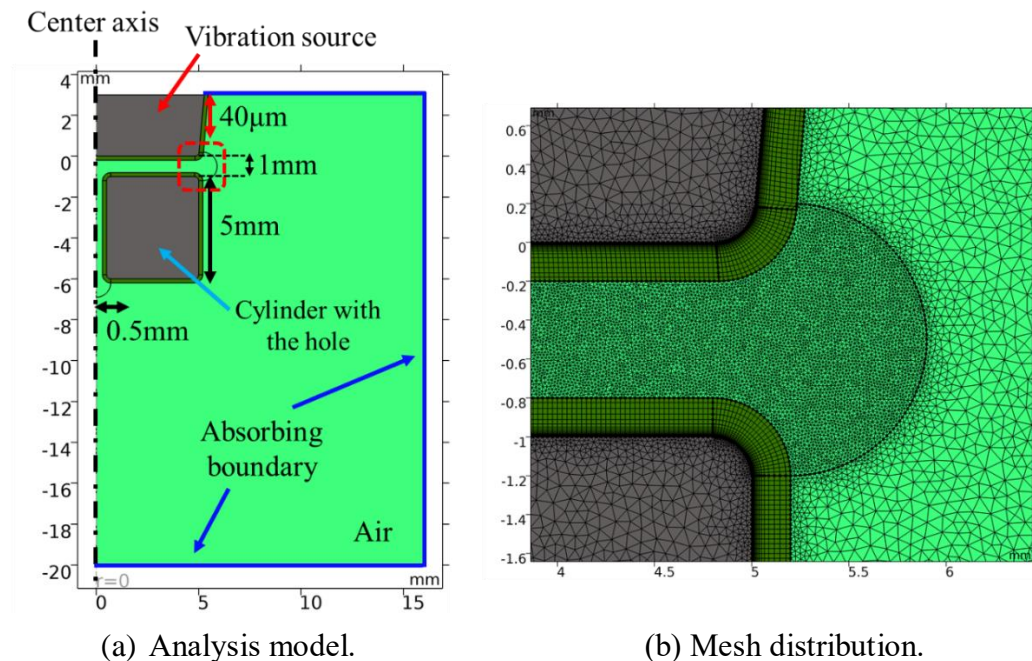


Fig.3-2.13 Analysis setting.



## B. 解析方法

音響流  $U$  の解析手順を述べる。以下 2.23 節で述べた式と一部重複するが説明のため再掲する。音響流は音圧および空気の高線形性によって生じる現象であり、音圧  $p_1$  から計算することが出来る。音圧  $p_1$  は以下のヘルムホルツ方程式を解くことによって得られる。

$$\nabla^2 p_1 + k^2 p_1 = 0 \quad (3-2-1)$$

ここで、 $k$  は波数であり角周波数  $\omega$  および音速  $c_0$  により  $k = \omega/c_0$  となる。また粒子速度  $\mathbf{u}_1$  はヘルムホルツ方程式により得られた  $p_1$  を用いて式(3-2-2)で求められる。

$$\mathbf{u}_1 = \frac{i}{\omega \rho} \nabla p_1 \quad (3-2-2)$$

ここで、 $i$  は虚数単位、 $\rho$  は空気の密度である。得られた音圧  $p_1$  および粒子速度  $\mathbf{u}_1$  により音響放射圧  $p_{rad}$  および音響駆動力  $\mathbf{F}_D$  が式(3-2-3)および(3-2-4)により求められる。

$$p_{rad} = \frac{\langle p_1^2 \rangle}{2\rho c^2} - \frac{\rho}{2} \langle \mathbf{u}_1 \cdot \mathbf{u}_1 \rangle \quad (3-2-3)$$

$$\mathbf{F}_D = -\rho(\langle (\mathbf{u}_1 \cdot \nabla) \mathbf{u}_1 \rangle + \langle \mathbf{u}_1 (\nabla \cdot \mathbf{u}_1) \rangle) \quad (3-2-4)$$

得られた  $p_{rad}$  および  $\mathbf{F}_D$  から式(3-2-5)により流体を動かす体積力項  $\mathbf{F}_{eff}$  を求める。

$$\mathbf{F}_{eff} = \mathbf{F}_D - \nabla p_{rad} \quad (3-2-5)$$

体積力  $\mathbf{F}_{eff}$  を式(3-2-6)の非圧縮性流体方程式の体積力項として加え、式(3-2-7)の非圧縮性における連続の式と連立して解くことで音響流  $\mathbf{U}$  を計算した。

$$\rho(\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{U} + \mathbf{F}_{eff} \quad (3-2-6)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0 \quad (3-2-7)$$

ここで、 $\mu$  は空気の粘性係数である。

### C. 解析結果

Fig.3-2.14 に音圧 $p_1$ の解析結果を示す。ここで、Fig.3-2.14 の音圧分布は Fig.3-2.13(a)の解析結果を $-r$ 方向にも拡張して示している。同図より円筒の穴内に大きな音圧が形成していることが分かる。Fig.3-2.15 に Fig.3-2.14 の音圧 $p_1$ を用いて得られた音響流  $U$  を示す。ここで、白矢印は流線であり、カラーバーは流速の大きさである。Fig.3-2.15 より穴周辺の空気は穴に向かって流入し、穴軸上で空気が排出していることが分かる。次に Fig.3-2.15 の音響流分布を Fig.3-2.8 のように PIV 計測した範囲で比較した。Fig.3-2.16 に Fig.3-2.8 の(A)の範囲における音響流分布を示す。PIV 結果の Fig.3-2.9(b)と比較すると振動面—円筒間に流入しないことは一致しているが流速の向きが上向きになっており PIV 結果と逆向きとなった。これは Fig.3-2.17 に示すように下向きに噴出した流れが容器底面に衝突し、容器の中で循環したことによって振動面—円筒間付近で下向きの流れが PIV 計測されたと考えられる。Fig.3-2.18 に Fig.3-2.8 の(B)の範囲における音響流分布を示す。Fig.3-2.10(b)と比較すると円筒から先の  $6\text{mm} < z$  において流速の向きはよく一致した。Fig.3-2.19 に Fig.3-2.8 の(C)の範囲における音響流分布を示す。Fig.3-2.11(b)と比較すると穴から空気が排出しており、流速の向きが一致した。また、PIV 計測で観察できない穴内の流速は解析により穴の中心に向かう流速が生じた。解析結果は振動面—円筒間に空気が流入しない、穴に向かって吸引、穴軸上から排出するという特徴は PIV 計測結果と定性的に一致していたが、全ての領域に対して解析した音響流の値が PIV 計測結果と比べて非常に小さく定量的には一致しなかった。

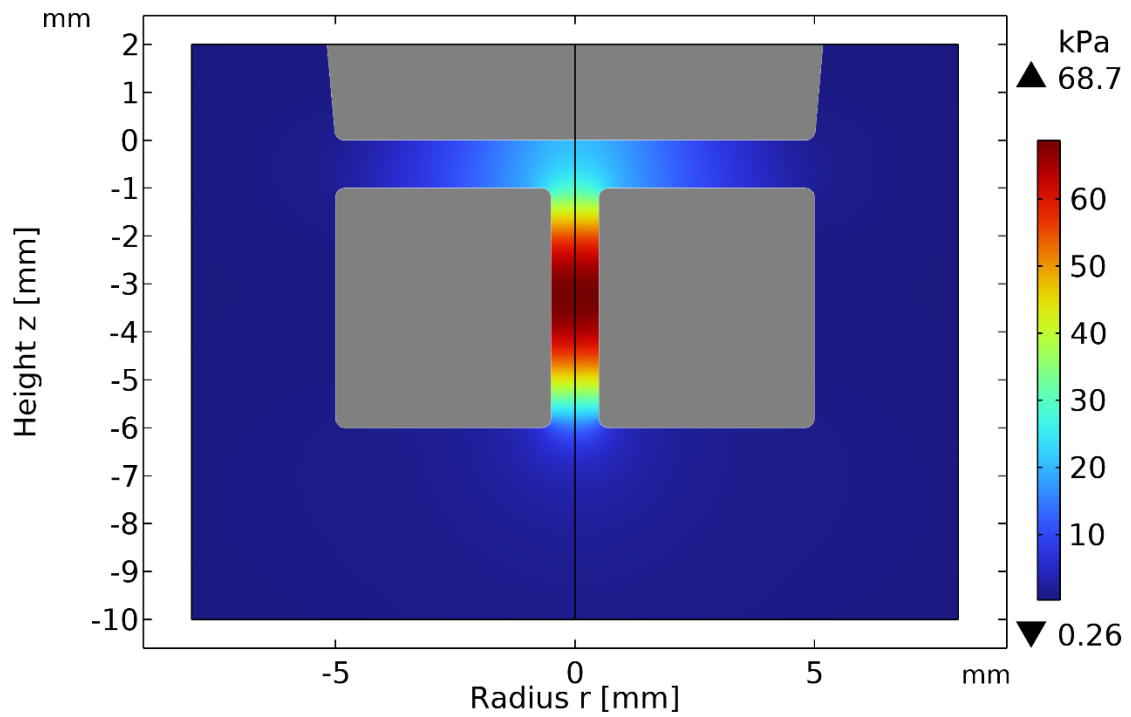


Fig.3-2.14 Sound pressure distribution  $p_1$ .

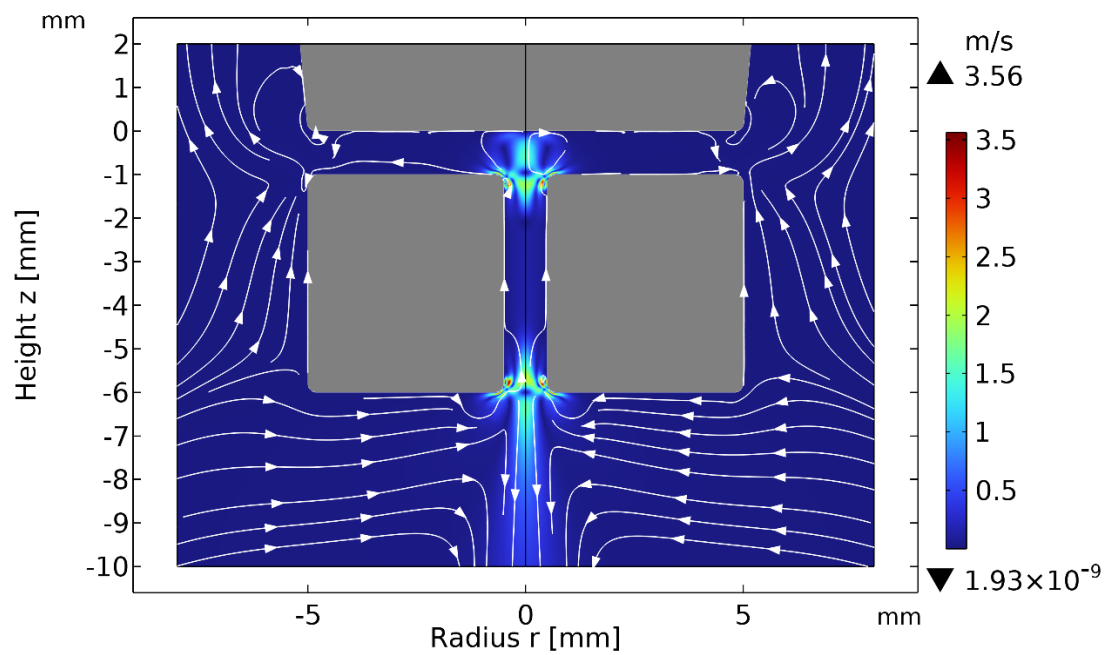


Fig.3-2.15 Acoustic streaming  $U$ .

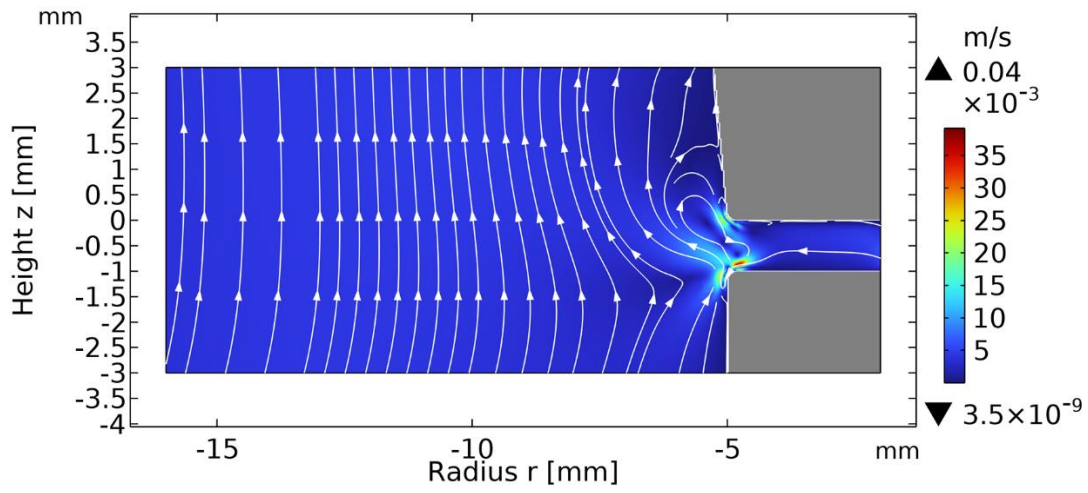


Fig.3-2.16 Acoustic streaming in area (A) in Fig.3-2.8.

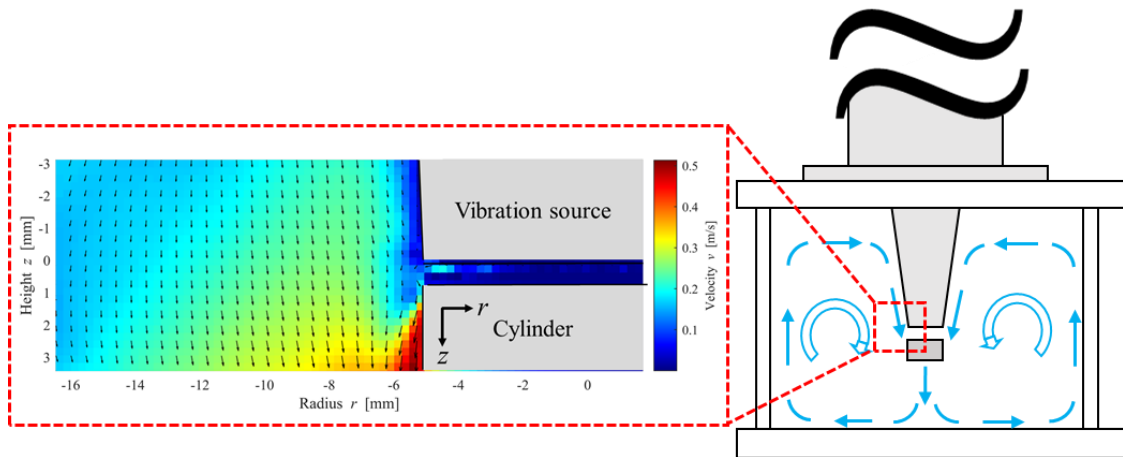


Fig.3-2.17 Acoustic streaming in area (C) in Fig.3-2.8.

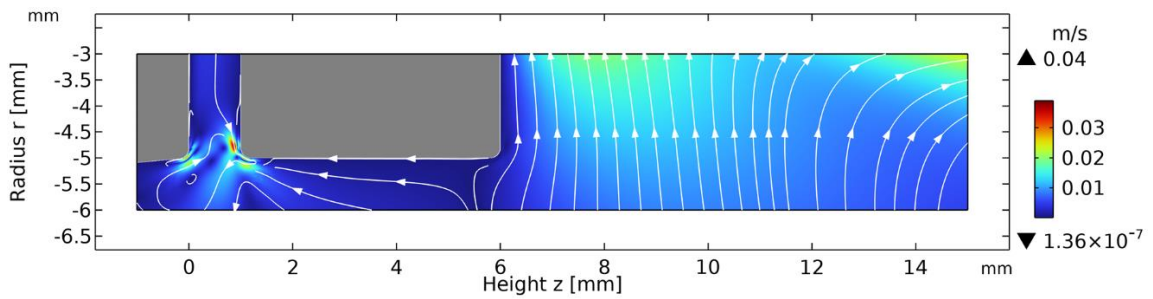


Fig.3-2.18 Acoustic streaming in area (B) in Fig.3-2.8.

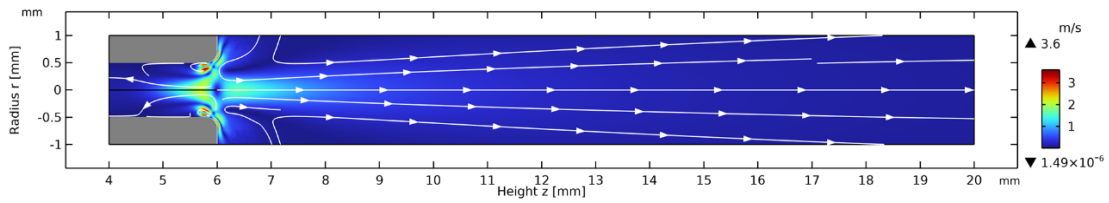


Fig.3-2.19 Acoustic streaming in area (C) in Fig.3-2.8.

### 3.2.6 噴出流による流速分布

Fig.3-2.20 に予想されていた流速分布および観察された流速分布を示す。噴出した空気は Fig.3-2.20(a)のように振動面—円筒間のギャップ間に空気が流入し、円筒中心の穴を通過して排出する現象だと考えられていたが、Fig.3-2.9(b)のPIV計測結果および Fig.3-2.16 の解析によりギャップ間には空気が流入しないことが明らかになった。また、実験および解析により噴出した空気は円筒の穴近傍の空気を吸引して穴の軸上に排出することが分かった。したがって、振動面近傍に穴付き円筒を配置した際に生じる流速は Fig.3-2.20(b)のように分布した。

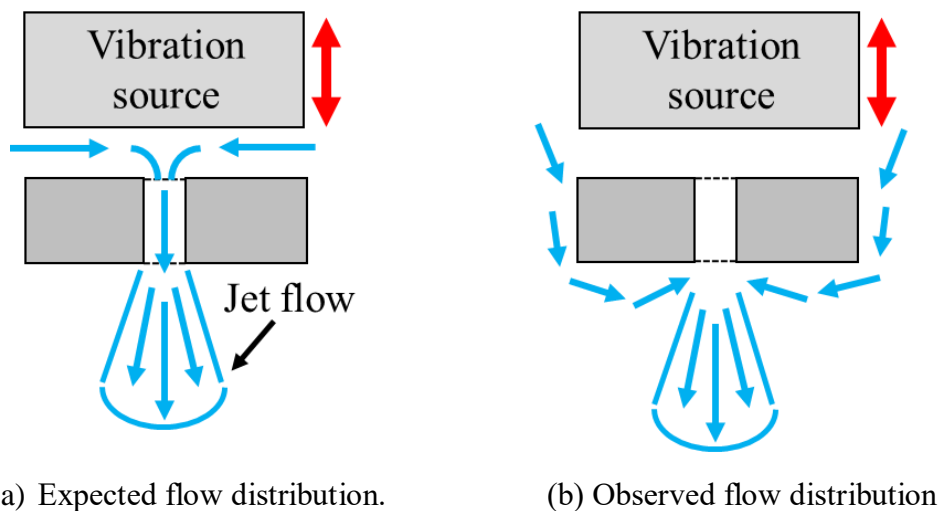


Fig.3-2.20 Flow velocity distribution by the jet from the hole.

### 3.2.7 穴近傍における噴出流の振動

Fig.3-2.11(a)のように80,000fpsで撮影した際に、穴近傍の噴出流が振動することが確認された。Fig.3-2.21に穴近傍の噴出流を80,000fpsで明暗を強調して撮影した動画の連番画像を示す。ここで、Fig.3-2.21(a)から(g)の画像は12.5 $\mu$ s毎に記録された画像である。Fig.3-2.21のように穴近傍では粒子の濃淡が時間で変化していることから、噴出流は周期的に穴からの排出と吸引を繰り返して振動していることが考えられる。Fig.3-2.22に時間に対するFig.3-2.21の赤点におけるグレースケール値を示す。ここで、グレースケール値は撮影動画の1,000枚の連番画像から取得した。Fig.3-2.22はFig.3-2.21の赤点における白黒の濃淡変化を表しており、粒子が無く暗い場合は0に近く、粒子があり白い場合は値が大きくなる(最大255)。同図よりグレースケール値は振動していることが分かる。Fig.3-2.23にFig.3-2.22の時間に対するグレースケール値をFFT(Fast Fourier Transform)した結果を示す。Fig.3-2.23より周波数約28kHzにピークがあり、振動子の振動周波数と一致していることが分かる。したがって、噴出流は穴近傍の空気が振動子の振動周波数と同じように穴から排出・吸引していることが明らかとなった。

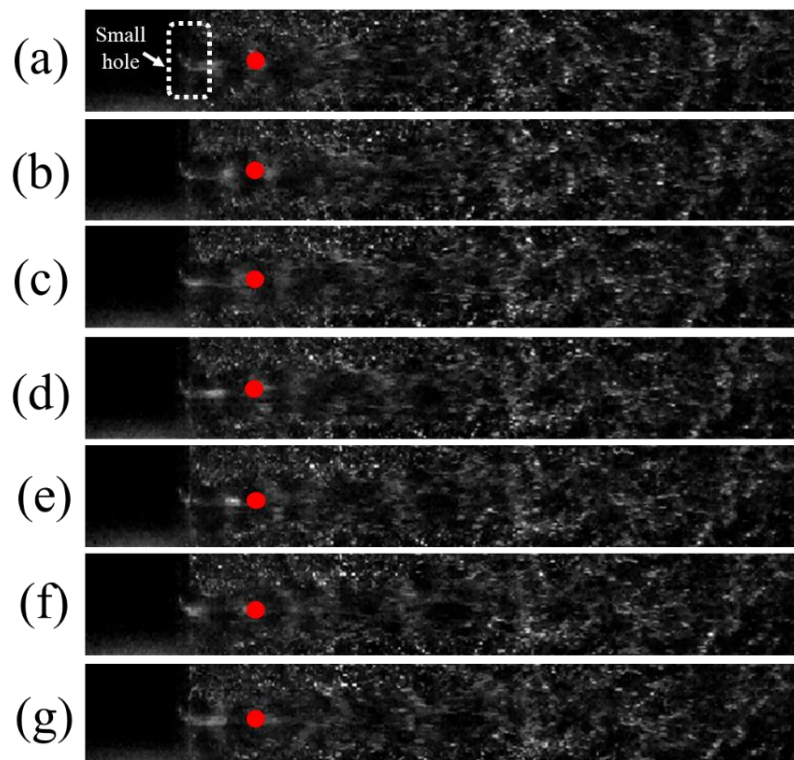


Fig.3-2.21 Jet photographs close to the hole.

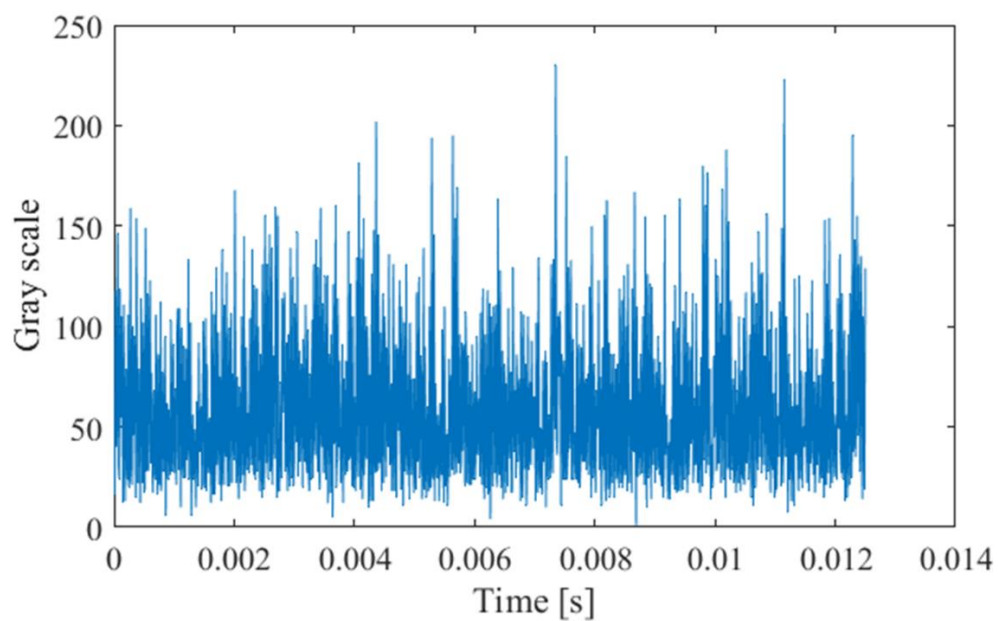


Fig.3-2.22. Time vs. gray scale value at the red point in Fig.3-2.13.

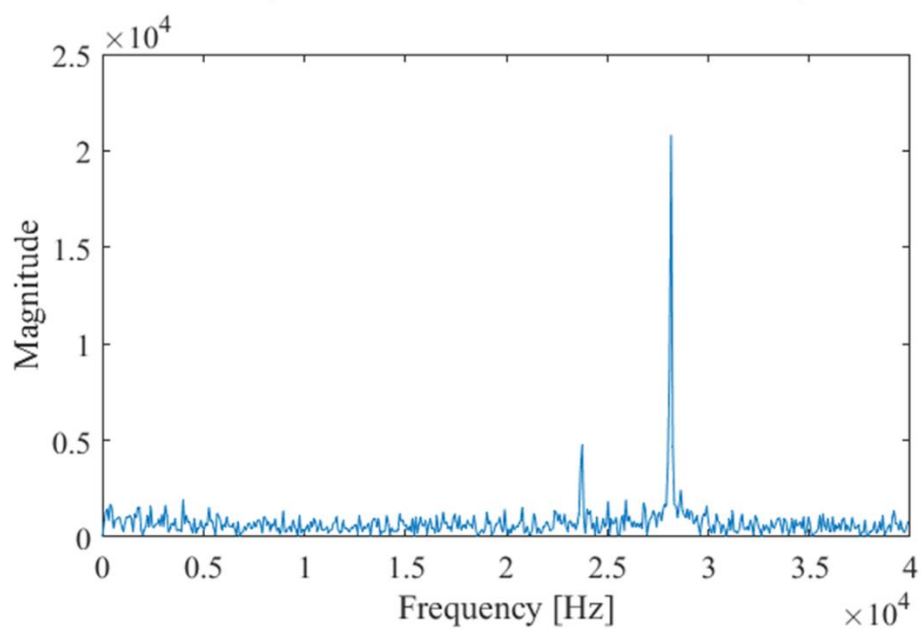


Fig.3-2.23 Fast Fourier Transform result of the signal in Fig.3-2.22.

### 3.3 流入部と流出部の分離の試み

#### 3.3.1 分離するための装置構成

Fig.3-3.1 のように振動面近傍に穴付き円筒を配置した際に生じる噴出流は穴の近傍の空気を吸引して、穴から排出する現象であった。このように流体噴出現象は流入部と流出部が非常に近い位置にあるため、応用する際は流入部を確保することが問題となる。流入部および流出部を分離することにより、流体デバイスへの応用が期待できる。Fig.3-3.2 に流出部の先に分離用の穴を配置した際に生じる流速分布を示す。Fig.3-3.1 に示したように空気は円筒の穴の側面から空気が流入して穴の軸上に排出されるので、Fig.3-3.2 のように小径穴に対向する位置に分離穴(Fig.3-3.2 の紫破線内)を配置することにより噴出した空気を流入させる。分離穴に流入した空気は分離穴下部から流出し、噴出のための小径穴と分離穴間から空気が流入することで流入部と流出部を分離させることを試みた。Fig.3-3.3 に装置構成を示す。円筒の穴から 3mm 離れた位置に長さ 3mm、内径 3mm、外径 10mm の分離穴を配置し、その穴の下部に長さ 30mm、内径 7mm、外径 11mm のアクリルパイプを接着させた。ここで、流入部は円筒の小径穴と分離穴間であり、流出部はアクリルパイプの下部である。

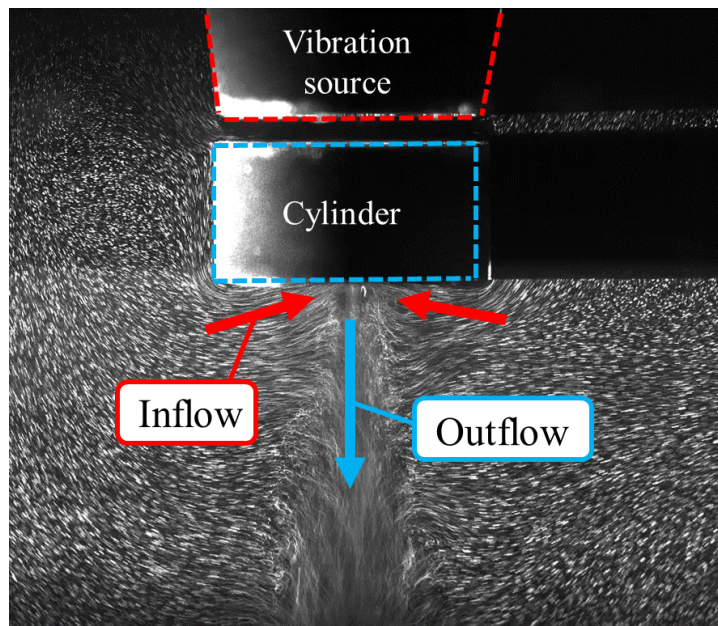


Fig.3-3.1 Inflow and outflow by the jet from the hole.



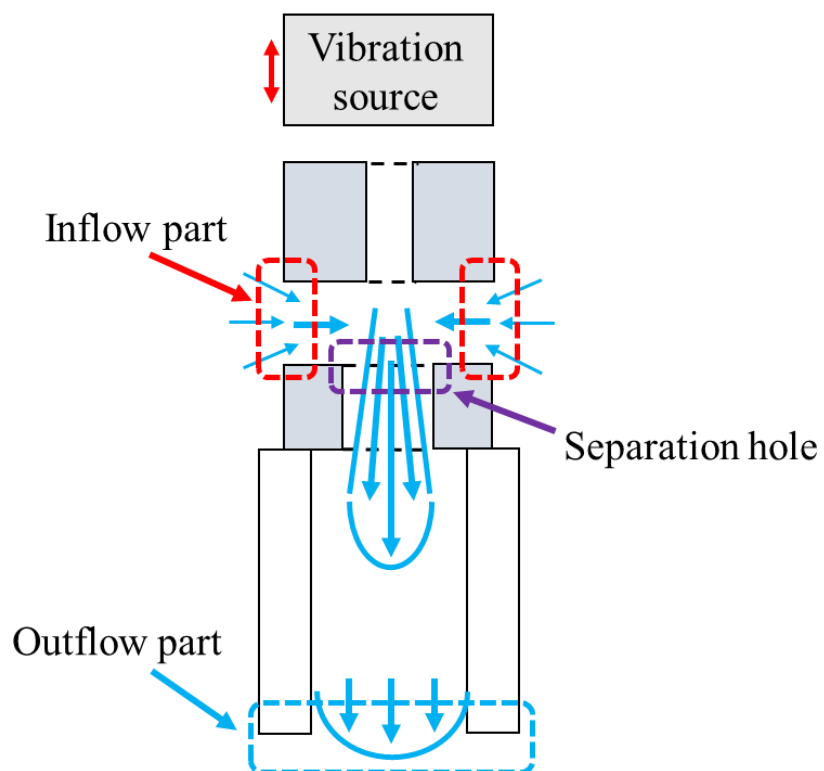


Fig.3-3.2 Illustration of separation inflow and outflow parts by the double hole.

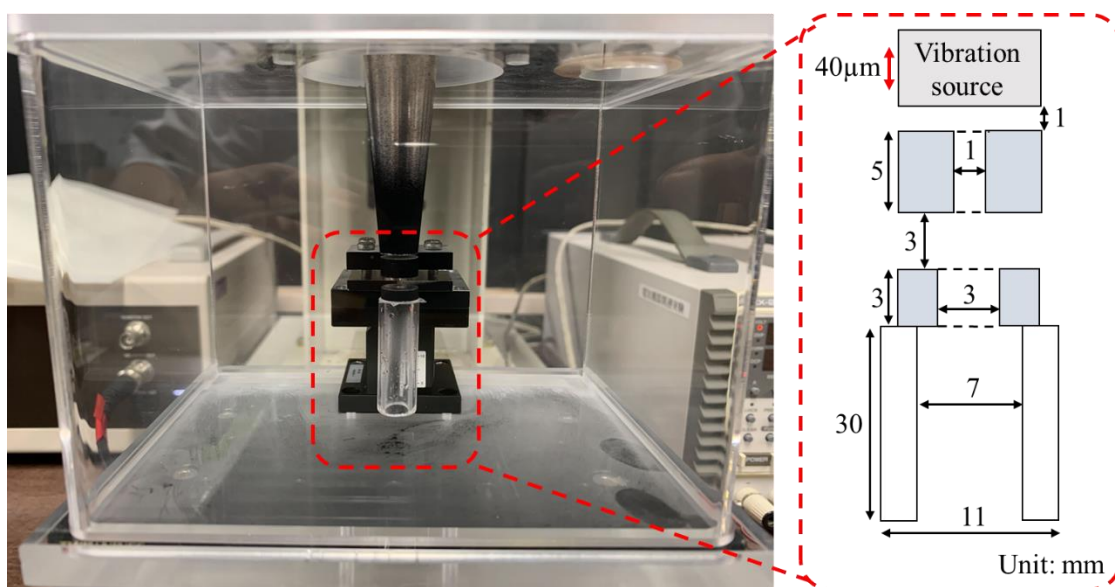
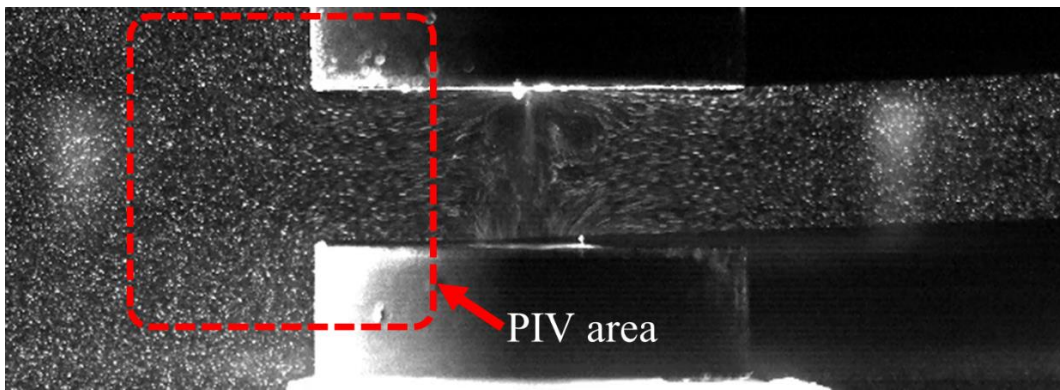


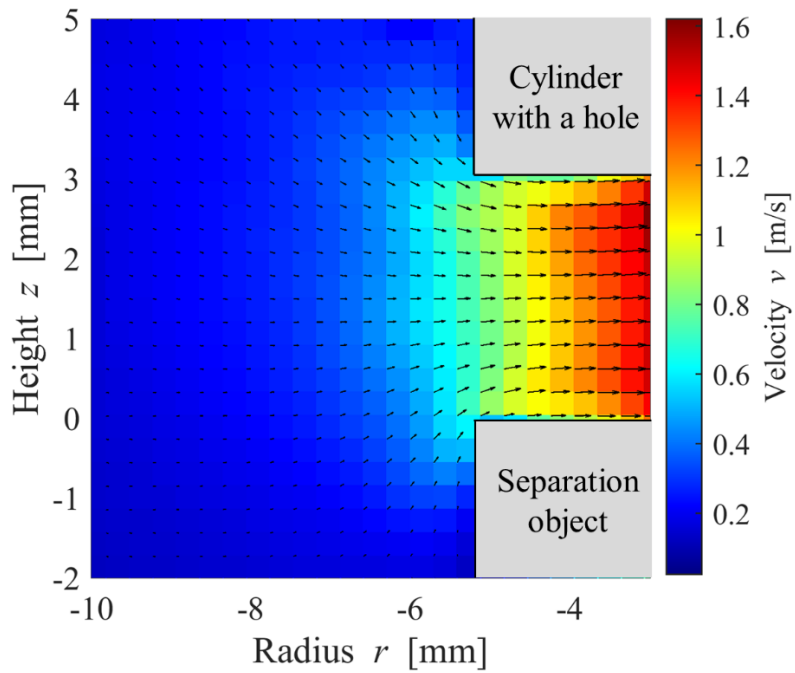
Fig.3-3.3 Separation configuration of inflow and outflow.

### 3.3.2 流入・流出部の観察

Fig.3-3.4 に流入部における粒子撮影結果および PIV 結果を示す。ここで, Fig.3-3.4 は 10,000fps で撮影した。Fig.3-3.4(a)の赤破線内の流入部に対して PIV 計測を行った。Fig.3-3.4(b)より, 小径穴付き円筒—分離穴間に空気が流入していることが分かる。また, 円筒端面( $r = -5\text{mm}$ )における流入部の平均流速は約  $0.8\text{m/s}$  となり流入面積が  $94.25\text{mm}^2 (= 2\pi \times 5\text{mm} \times 3\text{mm})$  であるので流量は  $75400\text{mm}^3/\text{s} (= 94.25\text{mm}^2 \times 800\text{mm/s})$  となった。



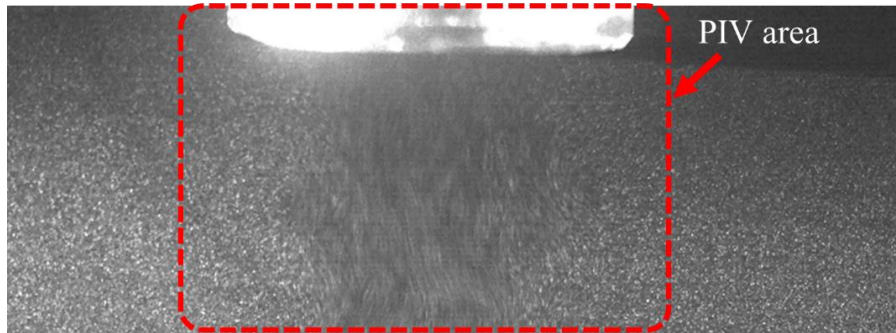
(a) Observed particles.



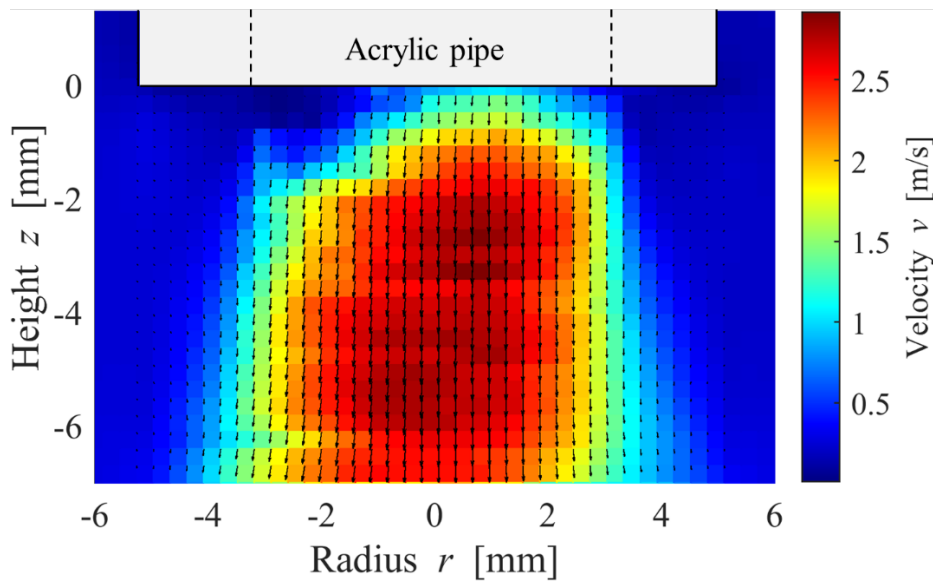
(b) PIV result.

Fig.3-3.4 Flow velocity distribution in the inflow part for separation flow.

Fig.3-3.5 に流出部における粒子撮影結果および PIV 結果を示す。ここで, Fig.3-3.5 は 10,000fps で撮影した。Fig.3-3.5(a)の赤破線内の流入部に対して PIV 計測を行った。Fig.3-3.5(b)よりアクリルパイプから空気が下向きに流出していることが分かる。また, パイプから 2mm 下の距離におけるパイプ内径 7mm 下( $-3.5 < r < 3.5\text{mm}$ )の平均流速は約 2m/s であった。ここで, パイプの流出面積は  $38.48\text{mm}^2 (= \pi \times (3.5\text{mm})^2)$  であるのでパイプからの流量は  $76960\text{mm}^3/\text{s} (= 38.48\text{mm}^2 \times 2000\text{mm}/\text{s})$  となった。ここで, 流入部と流出部の流量はそれぞれ  $75400\text{mm}^3/\text{s}$ ,  $76960\text{mm}^3/\text{s}$  と近い値になったことから円筒一分離穴間に流入した空気はパイプから流出したと考えられる。よって, Fig.3-3.2 のように噴出に対向する位置に分離穴を構成することによって流入部と流出部の分離が可能となった。



(a) Observed particles.



(b) PIV result.

Fig.3-3.5 Flow velocity distribution in the outflow part from the acrylic pipe.

### 3.4 小径穴を有する物体の浮揚

#### 3.4.1 平面—振動面間での浮揚現象

中心に貫通穴を持つ円筒を平面の上に置き、上に振動面を配置すると Fig.3-4.1 のように穴付き円筒が平面—振動面間で微小距離で浮揚した。この現象は中心に穴が無い円筒の場合は発生しないことから、穴による噴出流によって浮揚していると考えられる。また、浮揚中の円筒を振動面から逸脱すると浮揚円筒に保持力作用し、振動面下に保持することが確認された。Fig.3-4.2 に振動面から逸脱しているときの浮揚円筒を示す。Fig.3-4.2 より浮揚円筒は揺れながら振動面下に保持していることが分かる。Fig.3-4.3 に振動面から逸脱したときに浮揚円筒に作用する保持力を示す。同図のように振動面から逸脱すると逸脱方向とは逆向きに保持力が作用することが分かった。この保持力は Fig.1-1.5 の近距離場音波浮揚現象における保持力と性質が非常に似ていることが分かる。振動面上を近距離場浮揚現象に浮揚している物体に作用する保持力は数百  $\mu\text{N}$  程度であるが、穴による浮揚円筒に作用する保持力は明らかとなっていない。したがって、本節では穴により浮揚している穴付き円筒に作用する保持力を測定した。

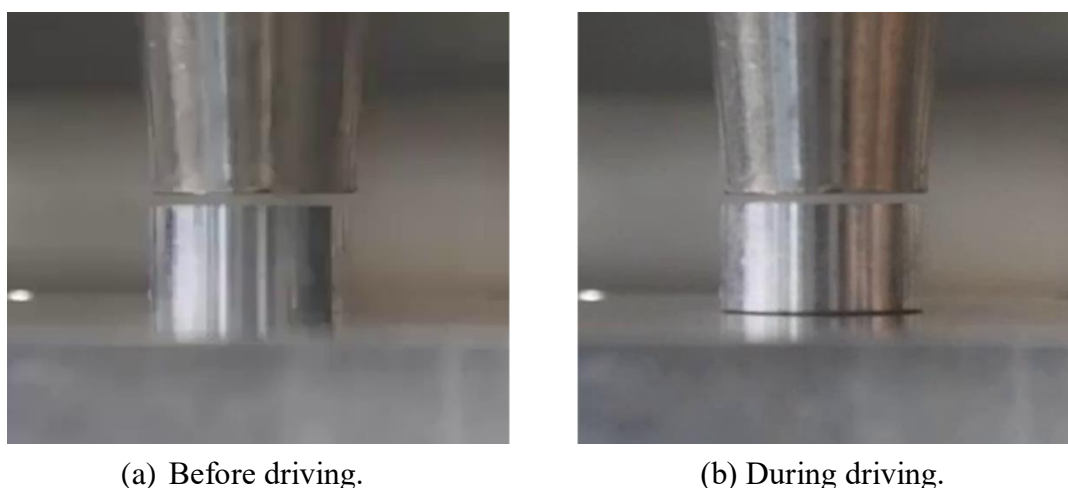


Fig.3-4.1 Levitation of cylinder with a hole between vibrating surface and flat base.

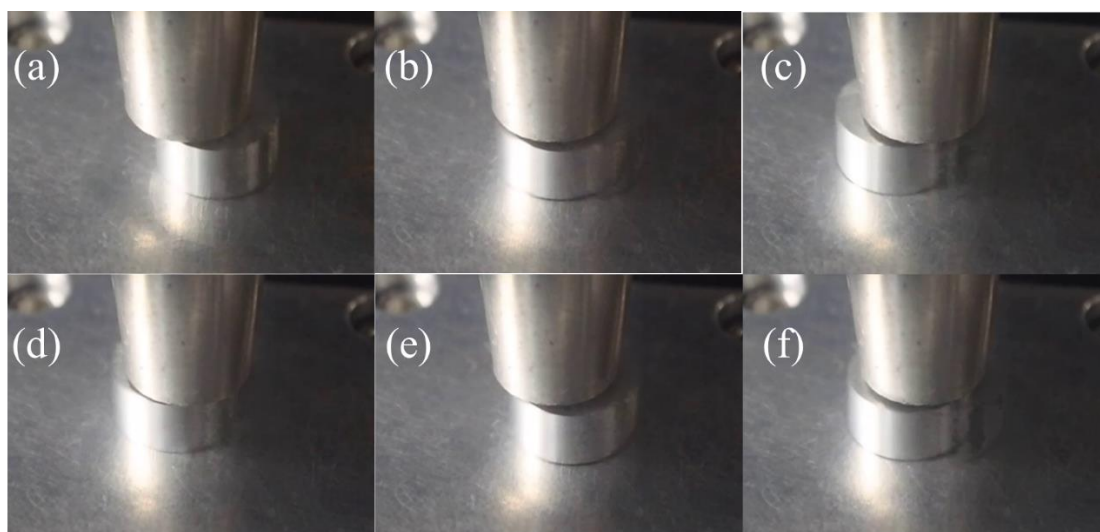


Fig.3-4.2 Levitated cylinder behavior between vibrating surface and flat base.

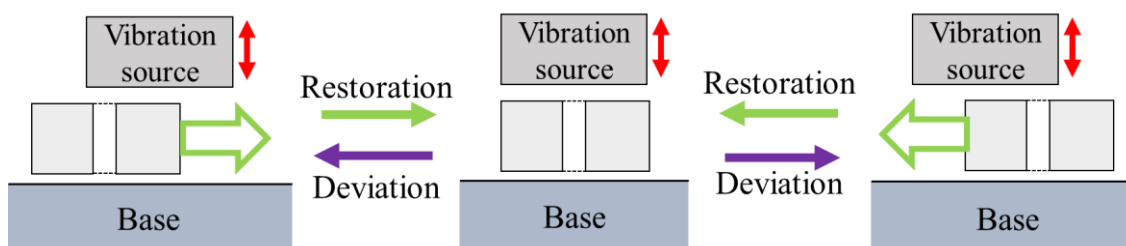


Fig.3-4.3 Illustration of the holding force on the levitated cylinder.

### 3.4.2 保持力測定方法

Fig.3-4.4 に保持力測定に使用したジュラルミン製の小径穴付き円筒を示す。厚み 5mm の円筒には中心に直径 1mm 貫通穴があり，両面テープによりワイヤーと円筒は接着した。Fig.3-4.5 に実験構成および使用したパラメータを示す。Fig.3-4.4 の円筒を振動面と平面の間に振動面から  $x$  逸脱させて配置した。また，振動面と円筒間のギャップが  $H$  となるように調整し，振動振幅  $A$  は一定制御した(詳細は付録 C を参照)。円筒に接着されたワイヤーはフォースセンサー (MARK-10, M5-012, 分解能:0.1mN)に接続して円筒に作用した保持力  $F_h$  を測定した。

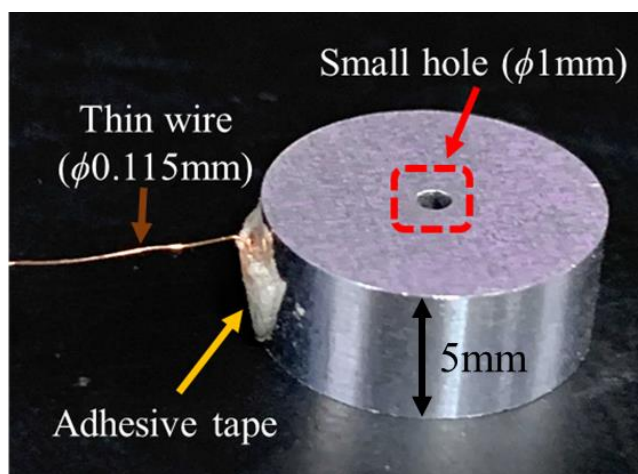


Fig.3-4.4 Used duralumin cylinder with a small hole.

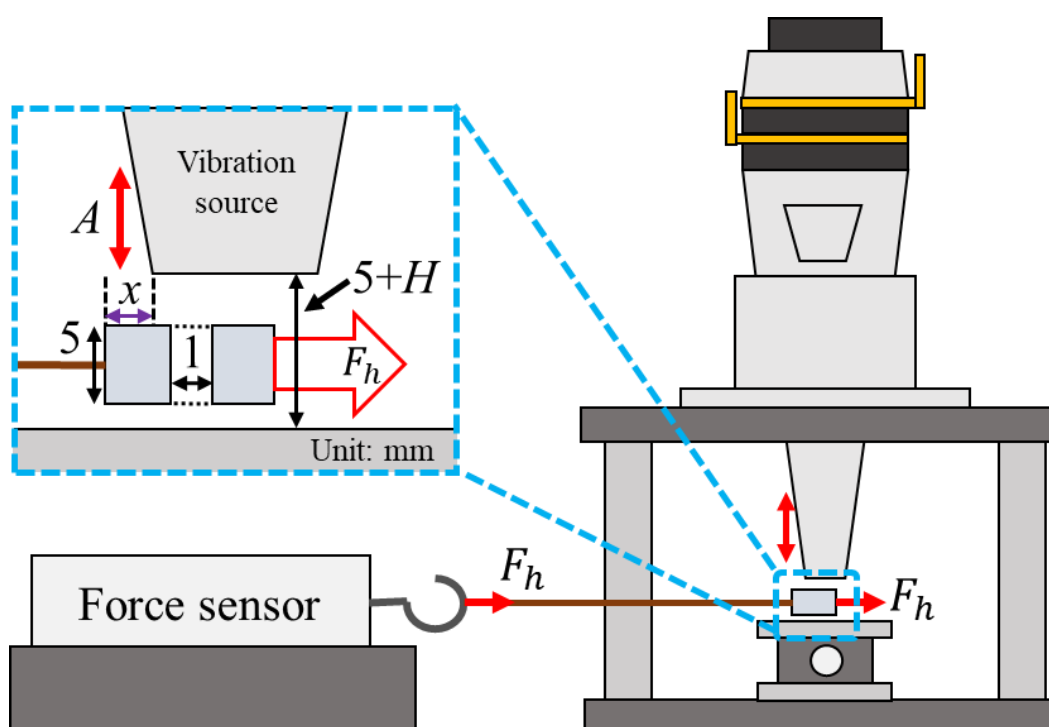


Fig.3-4.5 Measurement method and parameters.

### 3.4.3 保持力測定結果

Fig.3-4.6 にギャップ  $H$  を  $300\mu\text{m}$  としたときの振動面から逸脱位置  $x$  に対する保持力  $F_h$  を示す。ここで、振動振幅  $A$  を  $20$  から  $50\mu\text{m}$  まで変化させた。逸脱位置  $x$  は中心から  $0.5\text{mm}$  ごと増加させて測定した。各測定において3回測定を行い、プロット点は3回の平均値、エラーバーの上限および下限はそれぞれ3回の最大値および最小値である。また、 $x$  が大きいとき円筒が浮揚しなくなるため、平面からの浮揚が確認されなかった測定においては  $F_h = 0\text{mN}$  とした。Fig.3-4.6 より振動振幅が増加するに伴い保持力  $F_h$  が増加しており、最大で約  $10\text{mN}$  の保持力に達した。また、 $A = 20\mu\text{m}$  のときは保持力の最大値は  $x = 1\text{mm}$  にあったが、 $A = 50\mu\text{m}$  のときは  $x = 2.5\text{mm}$  で最大値となった。このように保持力が極大となる位置は振動振幅増加によって増加した。さらに、 $A = 20\mu\text{m}$  のとき  $x = 4\text{mm}$  で浮揚しなくなったが、 $A = 50\mu\text{m}$  のとき  $x = 6.5\text{mm}$  で浮揚しなくなったことから、振動振幅増加させると浮揚しなくなる位置が増加したことが分かる。

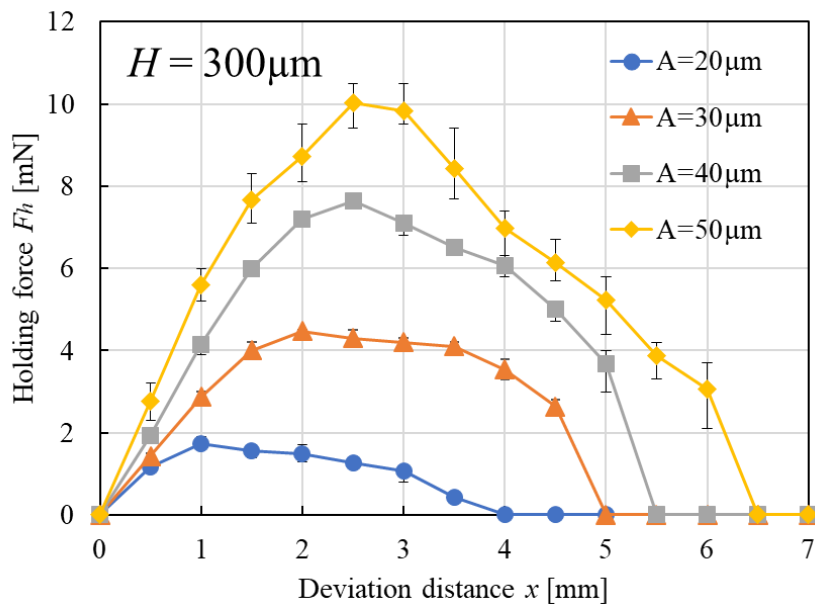


Fig.3-4.6 Deviation distance  $x$  vs. holding force  $F_h$  changing by  $A$  ( $H = 300\mu\text{m}$ ).

Fig.3-4.7 に振動振幅  $A$  を  $40\mu\text{m}$  としたときの振動面から逸脱位置  $x$  に対する保持力  $F_h$  を示す。ここで、ギャップ  $H$  を  $200$  から  $500\mu\text{m}$  まで変化させた。ここで、測定回数、プロット点、エラーバーおよび  $0\text{mN}$  の保持力は Fig.3-4.7 と同様である。Fig.3-4.7 よりギャップ  $H$  を増加させること保持力の極大となる位置が増加することが分かる。また、極大位置が変化したことによって各ギャップに対する保持力の大小関係が変化した。しかし、ギャップ  $H$  の増加に対して浮揚しなくなる位置は大きく変化しなかった。以上より穴付き円筒による浮揚時に作用する保持力は数  $\text{mN}$  程度となり、近距離場音波浮揚現象における保持力と比べて  $10$  倍程度の保持力となった。

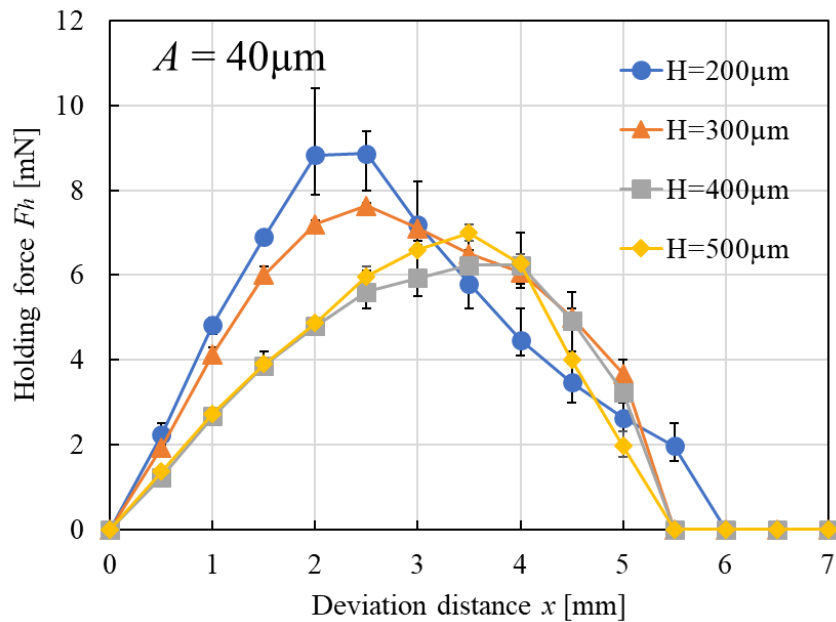


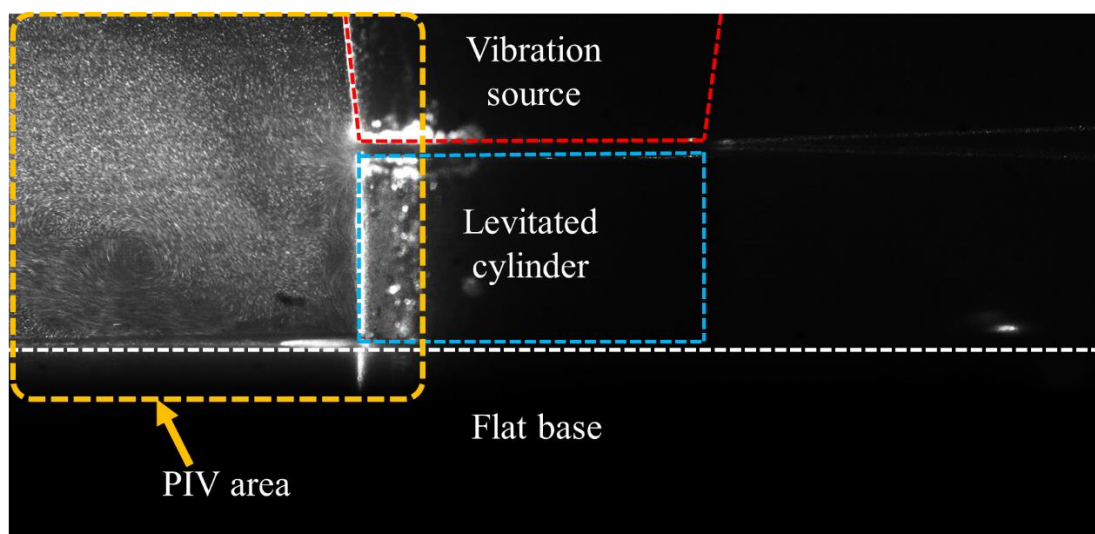
Fig.3-4.7 Deviation distance  $x$  vs. holding force  $F_h$  changing by  $H$  ( $A = 40\mu\text{m}$ ).



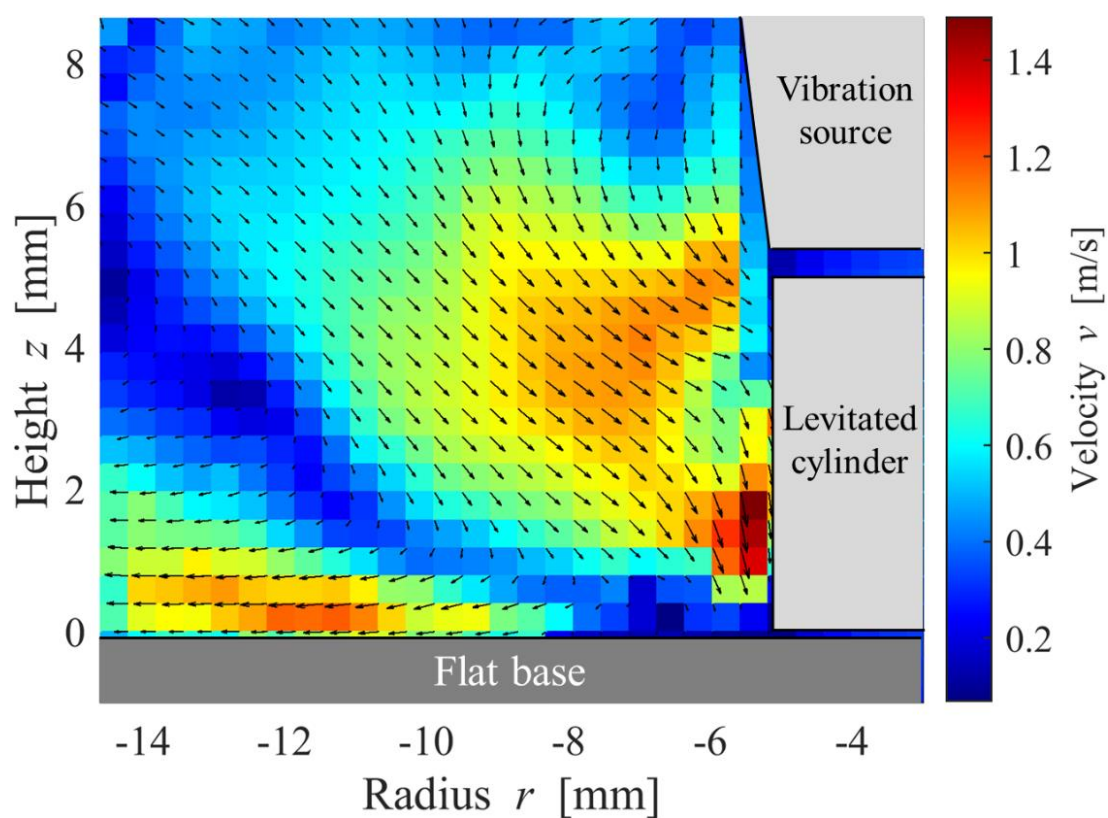
### 3.4.4 保持中における流速の観察

円筒を平面上に配置し、円筒から 0.5mm の距離に振動面を設置して PIV 計測を行った。ここで、振動振幅は 40 $\mu$ m とし、比較のため穴のない円筒についても実験を行い、どちらも 10,000fps で撮影した。Fig.3-4.8 に穴付き円筒による浮揚中の粒子分布および PIV 計測結果を示す。ここで、左側からシート光を照射させているため Fig.3-4.8(a)の左側の領域を PIV 計測した。Fig.3-4.8(b)より穴付き円筒下部に向かって流速が生じ、平面-穴付き円筒間から空気が噴出していることが分かった。これは小径穴による噴出流と同じように、微小な平面からの浮揚距離の間に向かって空気が吸引し、平面に沿って吸引した空気を噴出したと考えられる。次に比較のため穴を持たない円筒を Fig.3-4.8 と同じ位置に配置して PIV 計測を行った。Fig.3-4.9 に円筒を平面上に配置した際の粒子分布および PIV 計測結果を示す。ここで、平面上に配置した円筒は穴を持たないため浮揚しなかった。Fig.3-4.8 と同様に左側からシート光を照射しているため Fig.3-4.9(a)の左側を PIV 計測した。Fig.3-4.9(b)より振動面-円筒間から上下に流速が発生し、下側に向かった空気は平面上に衝突し渦が生じた。

Fig.3-4.10 に振動面-平面間に穴付き円筒および穴を持たない円筒を配置したときに生じる PIV 計測により観察された流速分布を示す。Fig.3-4.10 のように浮揚していない場合は円筒下部に向かって吸引することはなく、小径穴があり浮揚している場合は微小な浮揚距離の間で噴出現象が平面上に沿って発生することが分かった。噴出現象では流出部近傍の速度は他の領域に比べて非常に速いため、噴出した空気が浮揚円筒-平面間の空気を動かすと予想される。ここで、浮揚円筒-平面間の空気は流出しないため浮揚円筒-平面間では渦が生じると考えられる。この噴出流によって生じた渦の流れによって音響粘性力が浮揚円筒に作用したことで近距離場音波浮揚現象における保持力よりも大きくなったと考えられる。

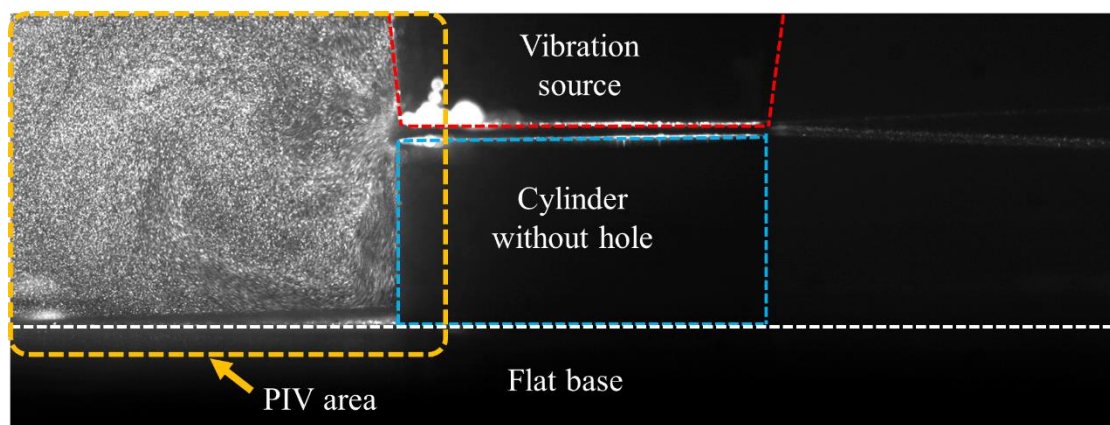


(a) Observed particles.

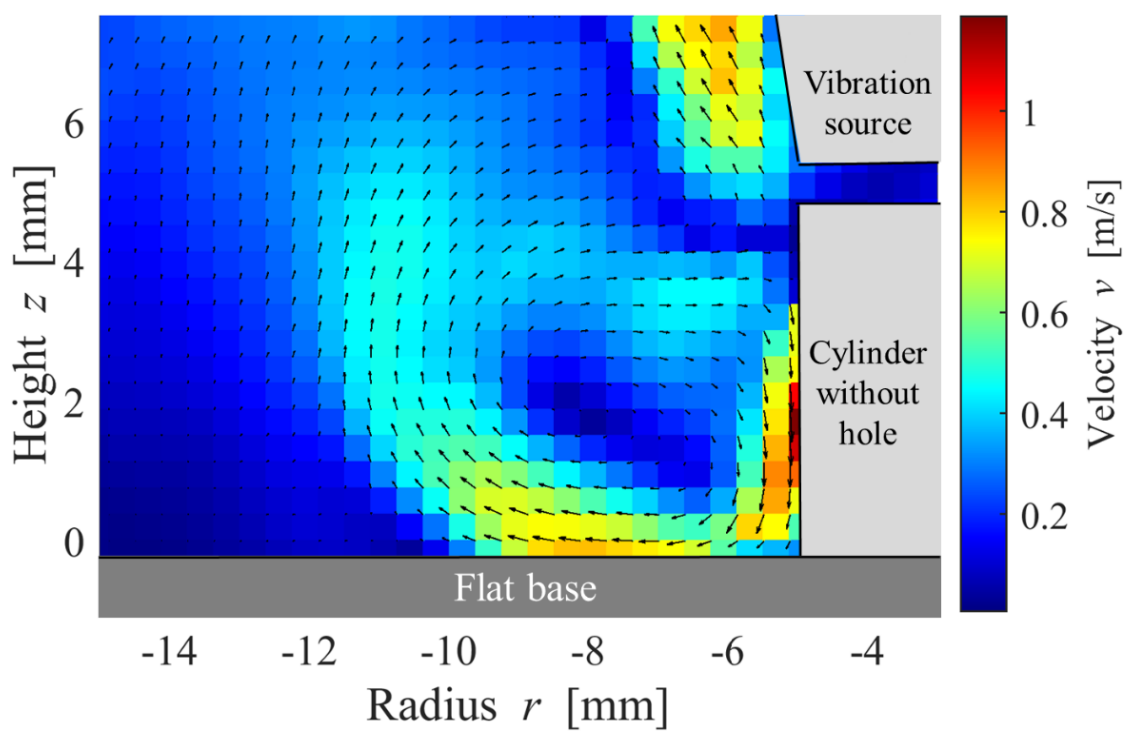


(b) PIV result.

Fig.3-4.8 Flow velocity by levitation of the cylinder with a hole.

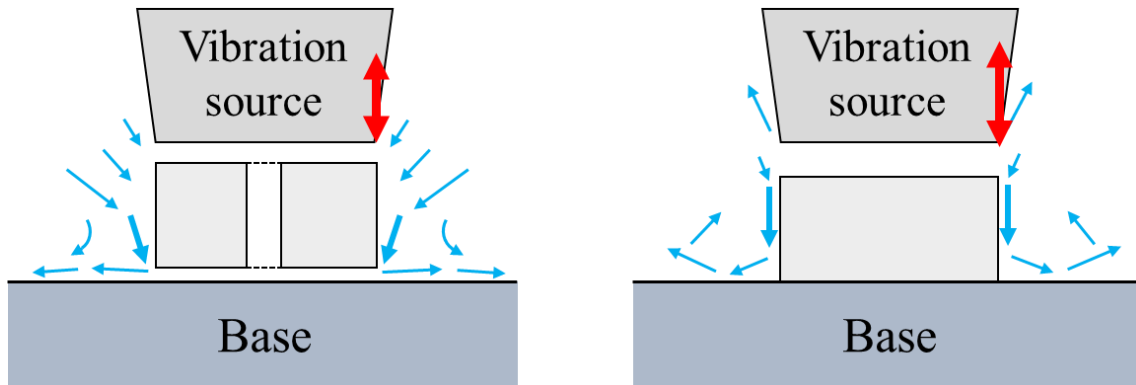


(a) Observed particles



(b) PIV result.

Fig.3-4.9 Flow velocity by the cylinder without hole.

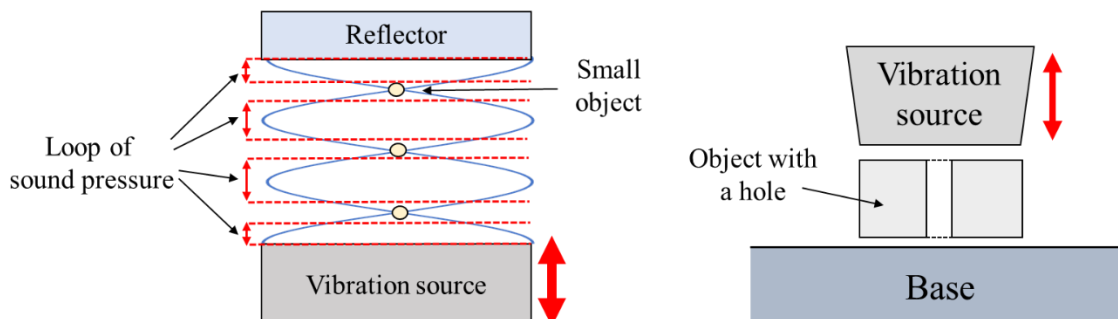


(a) Levitation of the cylinder with a hole. (b) No levitation by cylinder without hole.

Fig.3-4.10 Illustrations of flow velocity distribution.

### 3.4.5 小径穴を有する物体による浮揚の応用案

無重力空間内における超音波を用いた浮揚では Fig.3-4.11(a)に示すように定在波を用いた方法が検討されている。しかし、定在波による浮揚では物体のサイズが波長よりも十分小さくする必要があるため浮揚物体に制限があった。また、近距離場音波浮揚現象による浮揚はサイズに制限は無いが物体重量と音響放射力が釣り合うことが必要であるため、無重力空間内での応用は検討されていなかった。しかし、Fig.3-4.11(b)のような穴による浮揚は無重力空間内において噴出流による浮揚力と振動面からの音響放射力が釣り合う位置で浮揚すると考えられる。したがって、物体に穴を設ければサイズに関係なく浮揚でき、さらに浮揚物体には保持力が作用することから外力に対して安定して浮揚位置を維持する無重力用浮揚デバイスに 응용が期待できる。



(a) Levitation of small object by standing wave. (b) Levitation by object's hole.

Fig.3-4.11 Levitation method of an object in zero gravity.

### 3.5 流体噴出現象のまとめ

振動面近傍に中心に小径の貫通穴を持つ円筒を配置することにより、穴から空気が噴出する現象について検討を行った。トレーサ粒子を注入したアクリル容器内で噴出現象を発生させることにより、噴出流による流速分布を PIV 計測した。PIV 計測の結果から流速分布を明らかにした。また、噴出流を音響流解析によって計算し、PIV 計測結果と定性的に一致した。本章で得られた結果を以下に示す。

- ・振動面—小径穴付き円筒間には空気が流入しないことが分かった。
- ・噴出流は穴近傍の空気を吸引し、吸引した空気を穴軸上に排出した。
- ・穴近傍の空気は排出・吸引を振動周波数の周期で繰り返した。
- ・音響流解析と PIV 計測結果は定性的に一致した。
- ・噴出穴に対向する位置に分離用の穴を設けることで噴出流の流入部と流出部を分離することができた。
- ・簡単な構造で噴出流の流入流出部が分離できたため超音波による流体デバイスへの応用が期待できる。
- ・平面上に小径穴付き円筒を配置し、上から振動面を近づけることで円筒が浮揚した。
- ・浮揚した円筒には保持力が作用し、最大で 10mN 程度の保持力が作用した。
- ・平面—浮揚円筒間から空気が噴出していることが分かり、その効果で保持力が大きくなったと考えられた。
- ・無重力空間における物体サイズの制限の無い浮揚保持装置への応用方法を提案した。

## 第4章 結論

### 4.1 研究成果

本研究で跳躍現象および流体噴出現象について実験を中心に検討を行った。跳躍現象および流体噴出現象について得られた成果を以下に述べる。

#### 4.1.1 跳躍現象について

##### ○特徴

- ・振動面が非平面である場合, 振動面上の物体が振幅を大きくすると近距離場音波浮揚現象している状態から跳躍現象に移行する。
- ・振動面からの距離に対する音響放射力特性の極小値が浮揚物体重量よりも上回ると浮揚物体が跳躍する。
- ・振動面上の窪みにより音響放射力の極小距離の減少, 極小値が増加した。
- ・音響放射が極大となる位置においては非平面の振動面と浮揚物体間で半波長の定在波音場が形成される。

##### ○応用方法

- ・振動面上の中央からずれた位置に溝を設けることで, 偏った音圧分布が振動面と浮揚物体間で形成することで物体の非接触に反転跳躍させること成功した。
- ・反転跳躍と近距離場音波浮揚現象による非接触ステップング搬送を組み合わせることで板状物体の非接触搬送と反転動作が可能になると考えられる。

## 4.1.2 流体噴出現象について

### ○特徴

- ・振動面近傍に貫通穴を有する物体を配置すると穴から空気が噴出する。
- ・噴出流の噴出穴周辺の空気を吸引した，穴軸上に排出した。
- ・穴近傍の噴出流は他の領域に比べて非常に流速が大きい。
- ・穴近傍の空気は振動周波数の周期で排出と吸引を繰り返す。
- ・平面上に穴付きの物体を置いた状態で，上から振動面を近づかせると振動面と平面間で物体が浮揚し，さらに浮揚物体には数 mN 程度の保持力が作用した。

### ○応用方法

- ・噴出穴に対向する位置に分離用の穴を設けることによって，噴出穴と分離穴間に空気が流入し，分離穴から先で空気を流出させることができた。
- ・流入部と流出部を分離したことで超音波を起因とする流体デバイスへの応用が期待できる。
- ・振動面と平面間での穴付き物体の浮揚は無重力空間内においてサイズ制限の無い新たな浮揚保持方法への応用を提案した。

## 4.2 課題

本研究により跳躍現象による新たな浮揚制御方法への応用，流体噴出現象による流入流出部分離による流体デバイスや新しい浮揚方法への応用を提案した。しかし，実際に応用する際には課題がありそれらについて述べる。

### ●跳躍現象

- ・跳躍可能な物体が数グラム程度であり，跳躍可能な物体質量を増加させる必要がある。
- ・反転跳躍した先が振動面の場合の検討がなされていないため，振動面の上から板状物体を落下させた際に振動面上に接触せず浮揚が維持されるかを検討が必要である。
- ・振動面上に非対称の窪みがある場合の振動子設計が複雑になるため，非対称の振動子における設計手法を確立する必要がある。

### ●流体噴出現象

- ・分離用の穴が無い場合，流入部と流出部が近い位置あるため，流量を用いた性能評価が困難。
- ・解析結果が実際の流速よりも非常に小さいため解析手法を確立する必要がある。
- ・振動面から離れる距離では流れが乱流に発展するため，乱流を含めた詳細な検討には流体方程式を直接解くことが必要でありこれは大きな計算負荷となる。



## 謝辞

本研究の一部は、2018年の室蘭工業大学大学院博士前期課程に現象の発見および研究に着手しており、指導教員である青柳学教授の指導や助言を受けて研究したものである。修士時代には別の研究テーマがあったにも関わらず研究していた私に辛抱強く指導してくださり大変感謝しています。博士課程後期に進学した際は青柳教授には非常に興味深い研究テーマを与えて頂きありがとうございます。また、孔徳卿助教の助言に大変感謝致します。

本論文をまとめるに際し、有益な意見、助言をいただきました審査教員の梶原秀一教授、渡邊浩太教授には深く感謝致します。また、本研究に助言や実験機器の使用にご協力してくれた松本大樹講師に深く感謝致します。

研究に使用した振動子や実験器具製作にご協力いただいた室蘭工業大学ものづくり基盤センターの小西さん、村本さんに大変感謝しています。

最後に、超音波システム研究室には学部3年後期から博士課程後期の6年半の間所属し、研究室メンバーと共に青柳教授の元で研究しました。また、博士課程後期からは研究室の後輩に指導することが多くなり、指導している中で再発見があり大変良い経験となりました。研究室の先輩方、後輩方には大変感謝しています。私が超音波システム研究室に配属して感じた最も良いところは「やりたいことはやっていい」という風土だと思います。この風土おかげで非常に楽しく研究生活を送ることができました。この私にとって心地よい風土は青柳教授の努力と特に学生に対する辛抱強さが作り出しているものだと思います。6年半の間、青柳先生本当にありがとうございました。楽しかったです。

なお、本研究はJSPS 科研費(JP21H01268)およびJST 次世代研究者挑戦的研究プログラムである「次世代イノベーションを駆動する異分野融合博士人材育成支援プロジェクト」(JPMJSP2153)の助成を受けたものである。

## 参考文献

- [1] Yoshiki Hashimoto, Yoshikazu Koike and Sadayuki Ueha, “Acoustic levitation of planar objects using a longitudinal vibration mode”, *J. Acoust. Soc. Jpn. (E)* 16, 3, 1995.
- [2] Takahumi Amano, Yoshikazu Koike, Kentaro Nakamura, Sadayuki Ueha and Yoshiki Hashimoto, “A Multi-Transducer Near Field Acoustic Levitation System for Noncontact Transportation of Large-Sized Planar Objects”, *Jpn. J. Appl. Phys.* 39, pp. 2982-2985, 2000.
- [3] Sadayuki Ueha, Yoshiki Hashimoto and Yoshikazu Koike, “Non-contact transportation using near-field acoustic levitation”, *Ultrasonics*, 38, 26-32, 2000.
- [4] Hideyuki Nomura and Tomoo Kamakura, “Theoretical and experimental examination of near-field acoustic levitation”, *J. Acoust. Soc. Am.* 111 (4), 1578-1583, 2002.
- [5] Minghui Shi, Kai Feng, Junhui Hu, Jiang Zhu and Hailong Cui, “Near-field acoustic levitation and application to bearings: a critical review”, *Int. J. Extrem. Manuf.* 1, 032002, 2019.
- [6] Su Zhao, Jorg Wallaschek, “A standing wave acoustic levitation system for large planar objects”, *Arch Appl Mech* 81, 2, 123-139, 2011.
- [7] Dotan Ilssar and Izhak Bucher, “On the slow dynamics of near-field acoustically levitated objects under High excitation frequencies”, *J. Sound Vib.* 354, 154-166, 2015.
- [8] Marco A. B. Andrade, Fabio T. A. Okina, Anne L. Bernassau and Julio C. Adamowski, “Acoustic levitation of an object larger than the acoustic wavelength”, *J. Acoust. Soc. Am.* 141 (6), 2017.
- [9] Wenjun Li, Yuanyuan Liu, Kai Feng, “Modelling and experimental study on this influence of surface grooves on near-field acoustic levitation”, *Tribol. Int.* 116, 138-146, 2017.
- [10] Y. Hashimoto, Y. Koike, and S. Ueha: *Jpn. J. Appl. Phys.* 36, 3140 (1997).
- [11] E. Matsuo, Y. Koike, K. Nakamura, S. Ueha, and Y. Hashimoto, *Ultrasonics*. 38, 60-63 (2000).
- [12] Kohei Aono and Manabu Aoyagi, “Measurement of Holding Force and Transportation Force Acting on Tabular Object in Near-field Acoustic Levitation”, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control* 69, 4, 1508-1514, 2022.
- [13] 和田, 青柳, 田村, 高野, “浮揚物体の傾斜が搬送に与える影響” 音講論(春), 2017.
- [14] 和田顕次, ”近距離場音波浮揚による非接触搬送メカニズムの検討”, 平成28年度修士論文,

- [15] 青野浩平, 青柳学, 梶原秀一, 田村英樹, 高野剛浩, 超音波研究会 (2018)  
題目 : 近距離場音波浮揚による浮揚物体の保持力増大の検討
- [16] 青野浩平, 青柳学, 梶原秀一, 田村英樹, 高野剛浩, 日本音響学会講演論文集 (秋) 93-94, 2018, 3-P-5, 題目 : 挟み込み構造による保持力解析-近距離場音波浮揚による非接触ステップング搬送(11)-
- [17] 青野浩平, 青柳学, 梶原秀一, 田村英樹, 高野剛浩, 日本シミュレーション学会(JSST), 2018, 学生セッション, P13, 36-38, 題目 : 近距離場音波浮揚時の物体に働く保持力の解析
- [18] Kouhei Aono, Manabu Aoyagi, Hidekazu Kajiwara, Hideki Tamura, Takehiro Takano, 第 39 回 超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム (USE2018), 2018, 1P4-5, 題目 : Examination of near-field acoustic levitation of plate-like object between opposite vibration sources
- [19] Kohei Aono, Manabu Aoyagi, 第 40 回 超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム(USE2019), 2019, 3P4-7, 題目 : Measurement of holding force acting on tabular object in near-field acoustic levitation
- [20] 青野浩平, ”複数の超音波振動源で形成された近距離音場中の発生力に関する研究”, 令和 1 年度修士論文
- [21] Daisuke Koyama, and Kentaro Nakamura: Jpn. J. Appl. Phys. 48, 07GM07 (2009).
- [22] Daisuke Koyama, and Kentaro Nakamura: International Congress on Ultrasonics, Proceedings, Physics Procedia, 3, 1, 1047-1052, 2010
- [23] Keyu Chen, Shiming Gao, Yayue Pan and Ping Guo, “Self-running and self-floating two-dimensional actuator using near-field acoustic levitation”, Appl. Phys. Lett. 109, 123503, 2016.
- [24] Ryuto Yano, Manabu Aoyagi, Hideki Tamura and Takehiro Takano, “Novel Transfer Method Using Near-Field Acoustic Levitation and its Application”, Jpn. J. Appl. Phys. 20, 07HE29, 2011.
- [25] 菊地航平, “近距離場音波浮揚による浮揚物体の多次元搬送に関する研究”, 令和 2 年度修士論文
- [26] Kouhei Kikuchi, Deqing Kong, Hidekazu Kajiwara and Manabu Aoyagi, “Development of multi-degree-of-freedom noncontact transportation using holding force in near-field acoustic levitation and consideration of factor of unstable operation”, Jpn. J.

Appl. Phys. 60, SDDD10, 2021.

[27] 平野太基, 青柳学, 梶原秀一, 田村英樹, 高野剛浩, “音響力を用いた超音波ステッピングモータの検討”, SEAD 30 2-2-04, 422 (2018).

[28] 平野太基, 青柳学, 梶原秀一, 田村英樹, 高野剛浩, “試作と特性解析”, 精講論(秋) 02-24, 502 (2018).

[29] 平野太基, 青柳学, 梶原秀一, 田村英樹, 高野剛浩, “ロータの形状と極数が回転に与える影”, 音講論(秋) 3-P-7, 97 (2018).

[30] 平野太基, 青柳学, 梶原秀一, 田村英樹, 高野剛浩, “非接触ステッピング超音波モータのトルク解析”, JSST, 34 (2018).

[31] 平野太基, “非接触ステッピング搬送原理を応用した音響タービンに関する研究”, 平成 30 年度修士論文

[32] Taiki Hirano, Manabu Aoyagi, Hidekazu Kajiwara, Hideki Tamura and Takehiro Takano, “Development of rotary-type noncontact-synchronous ultrasonic motor”, Jpn. J. Appl. Phys. 58. (2019)

[33] L. P. Gor'kov, Solviet Phys. Dokl. 6, 773 (1962).

[34] Marco A. B. Andrade, Nicolas Perez, and Julio C. Adamowski, Appl. Phys. Lett. 106, 014101 (2015)

[35] Daniele Foresti, Majid Nabavi, Mirko Klingauf, Aldo Ferrari, and Dimos Poulikakos, Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A., 110, 31, 12549-12554 (2013)

[36] M. A. B. Andrade, A. L. Bernassau and J. C. Adamowski, Appl. Phys. Lett. 109, 044101 (2016).

[37] Marco A. B. Andrade, Anne Bernassau, Fabio T. A. Okina, and Julio C. Adamowski, 24th International Congress on Sound and Vibration (ICSV24),

[38] W. M. Beltman, Viscothermal wave propagation including acousto-elastic interaction (University of Twente, Enschede, 1998) Chap. 2, 3 and 4.

[39] W. L. Nyborg, “Acoustic streaming due to attenuated plane waves,” J. Acoust. Soc. Amer., vol. 25, no. 1, p. 68, 1953.

[40] W. L. Nyborg, “Acoustic streaming,” Phys. Acoust., vol. 2, p. 265, Apr. 1965.

[41] 和田有司, 小山大介, 中村健太郎, “音響駆動力と音響放射圧による流れ解析の高効率化-音響流を用いた超音波空気ポンプ(5)-”, 音講論(春) 1-8-13, 1711 (2011).

- [42] 一般社会法人可視化情報学会, ”PIV ハンドブック第二版”, 森北出版(2018).
- [43] William Thielicke and Eize J. Stamhuis, “PIVlab – Towards User-friendly, Affordable and Accurate Digital Particle Image Velocimetry in MATLAB”, J. Open Res. Softw., 2(1), p.e30, 2014.

## 研究業績

### 1. 学術論文（査読付き）

- [1] Kohei Aono, Manabu Aoyagi, Hidekazu Kajiwara, Hideki Tamura, and Takehiro Takano, “Increase of holding force in near-field acoustic levitation of tabular object inserted between opposing vibration sources”, Japanese Journal of Applied Physics, **58**, SGGD11, (2019.6)
- [2] Kohei Aono, and Manabu Aoyagi, “Rapid rise of planar object by near-field acoustic levitation on recessed acoustic radiation surface”, Ultrasonics, **119**, 106596, (2022.2)
- [3] Kohei Aono, and Manabu Aoyagi, “Measurement of Holding Force and Transportation Force Acting on Tabular Object in Near-Field Acoustic Levitation”, IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, **69**, 4, 1508-1514, (2022.4)

### 2. 国際会議での発表

- [1] Kohei Aono, and Manabu Aoyagi : “Observation of acoustic streaming ejected from a small hole in a disk levitated by near-field acoustic levitation” , The 41st Symposium on UltraSonic Electronics (USE2020), 3J2-3, (2020,11)
- [2] Kohei Aono, and Manabu Aoyagi, “Phenomenon of Flip and Attraction of Tabular Object by Acoustic Radiation Force from Recessed Vibration surface”, International Ultrasonics Symposium (IUS2021), 4784, D2L-04, (2021.9)
- [3] Kohei Aono, Deqing Kong, and Manabu Aoyagi : “Effect of eigenmode in cavity on acoustic radiation force in near-field acoustic levitation”, The 42nd Symposium on UltraSonic Electronics (USE2021), 1Pa4-4, (2021,10)
- [4] Kohei Aono, Manabu Aoyagi, and Deqing Kong, “Holding Force Characteristics of Levitation by Jet from Small Hole of a Levitated Object”, International Ultrasonics Symposium (IUS2022), 1280, A2P-26, (2022.10)
- [5] Kohei Aono, Deqing Kong, and Manabu Aoyagi, “Non-contact flip motion of planer levitated object using acoustic jumping phenomenon”, International Workshop on Piezoelectric Materials and Application in Actuators 2022 (IWPMA2022), 13004,

(2022.10)

[6] Kohei Aono, Deqing Kong, and Manabu Aoyagi : “Observation of jet emitted from through-hole in cylinder placed near vibrating surface”, The 43rd Symposium on UltraSonic Electronics (USE2022), 3Pb4-5, (2022,11)

### 3. 国内学会および研究会での発表

[1] 青野浩平, 青柳学 : “近距離場浮揚から跳躍現象が生じる際の板状浮揚物体の回転”, 2020 年度秋季日本音響学会研究発表会, 2-Q1-2, (2020.9)

[2] 青野浩平, 青柳学 : “振動面上から跳躍現象が生じる際の板状物体の過渡挙動”, 2021 年度春季日本音響学会研究発表会, 2-7-15, (2021.3)

[3] 青野浩平, 青柳学 : “超音波放射面に近接した小径穴付き円筒から噴出する流体による浮揚現象”, 2021 年度精密工学会春季学術講演会, C0221, (2021.3)

[4] 青野浩平, 青柳学 : “非平面の放射面を有する縦振動子に見られる板状物体の跳躍と非接触回転”, 第 33 回「電磁力関連のダイナミクス」シンポジウム (SEAD33), SEAD33-13, (2021.5)

[5] 青野浩平, 青柳学 : “振動面近傍に配置された小径穴付き円筒から噴出する空気ジェットによる浮揚現象”, 超音波研究会(US), 発表順 5 番目, (2021.5)

[6] 青野浩平, 孔徳卿, 青柳学 : “小径穴付き円筒から噴出する流体による浮揚時に円筒に作用する保持力特性”, 2021 年度秋季日本音響学会研究発表会, 2-7-6, (2021.9)

[7] 青野浩平, 青柳学 : “近距離浮揚における板状物体の非接触反転とその応用方法の検討”, 2021 年度精密工学会北海道支部学術講演会, 3-1-4, (2021.10)

[8] 青野浩平, 孔徳卿, 青柳学 : “小径穴付き円筒からの噴出流を伴う浮揚時の保持力測定”, 2022 年度春季日本音響学会研究発表会, 2-7-6, (2022.3)

[9] 青野浩平, 孔徳卿, 青柳学 : “振動面近傍の小径穴を有する円板から噴出する空気流が壁面に作用する力の測定”, 2022 年度精密工学会春季学術講演会, 107, (2022.3)

[10] 青野浩平, 孔徳卿, 青柳学 : “振動面近傍に配置された円筒の小径穴からの噴出流と浮揚現象”, 第 34 回「電磁力関連のダイナミクス」シンポジウム (SEAD34), 11B1-1, (2022.5)

[11] 青野浩平, 孔徳卿, 青柳学 : “振動面近傍に配置された小径穴を有する円板

による噴出流の流速分布”，2022 年度秋季日本音響学会研究発表会，2-6-6,  
(2022.9)

#### 4. 受賞

[1] 2018 年春季日本音響学会研究発表会において学生優秀発表章を受賞(2018,9)

[2] 2022 年春季日本音響学会研究発表会において栗屋潔学術奨励賞を受賞  
(2022,9)

[3] 2022 年第 43 回超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム  
(USE2022)において USE2022 奨励賞を受賞(2023,11)



## 付録

### A. 振動子の支持方法

第2章で製作した振動子のフランジ部には Fig.A.1 のように直径 40mm の円周上に 120 度ごとに 3 つの貫通穴設けられている。振動子の下側から Fig.A.2 のリングをフランジ部に取り付ける。次に Fig.A.3 のスペーサを Fig.A.4 の土台の外側の穴にスペーサのボルト部により取り付ける。その後、振動子に付けられたリングをスペーサが固定されている土台に Fig.A.5 のように固定することで振動子を安定して保持できる。また、Fig.A.4 の土台中央にある 2 の貫通穴は音響放射力測定時に振動面を下側に配置するために設けられた穴である。

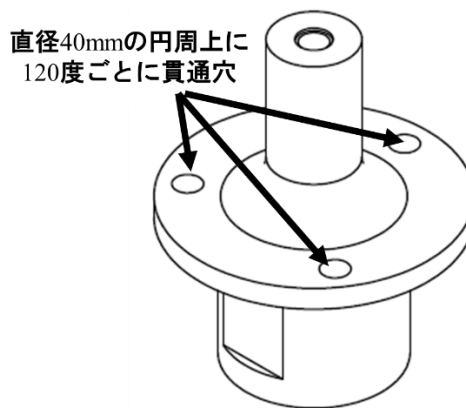


Fig.A.1 Three holes for support of the vibration source.

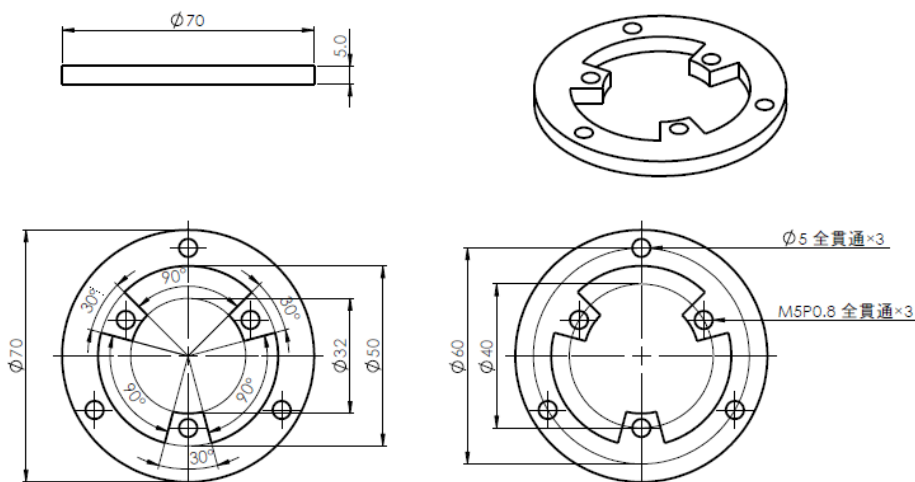


Fig.A.2 Ring with holes for support of the vibration source.

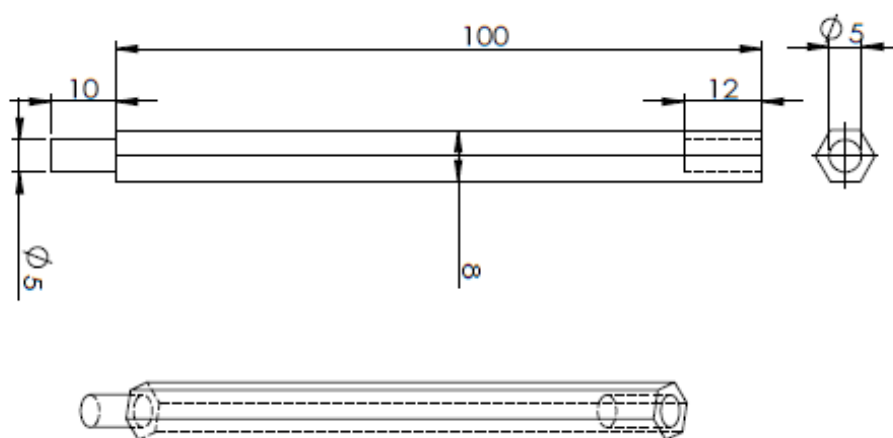


Fig.A.3 Spacer for support of the vibration source.

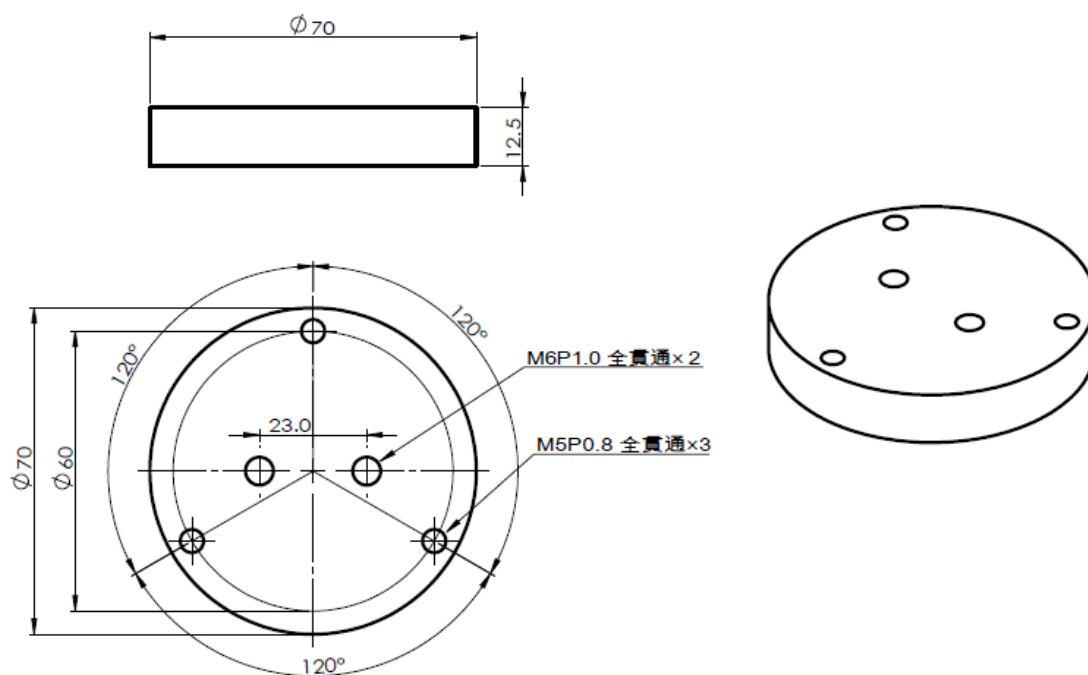
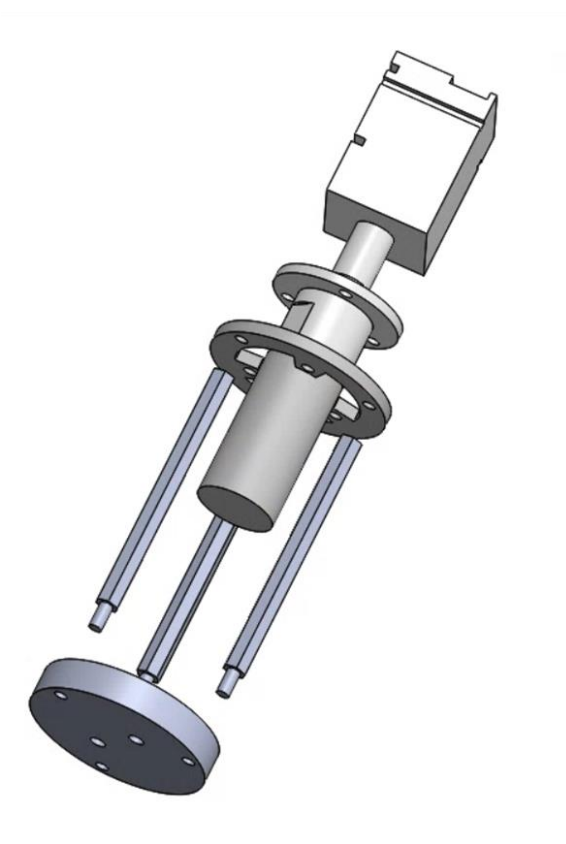
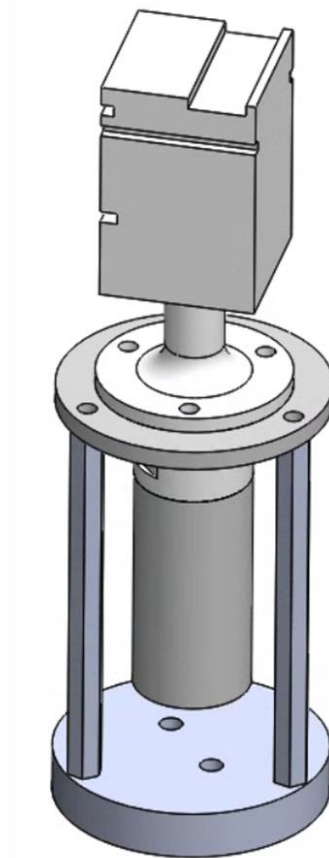


Fig.A.4 Base with holes for support of the vibration source.



(a) Configuration of support.



(b) View.

Fig.A.5 Supported vibration source.

## B. 空気層の厚みによる複素密度，音速の変化

Beltman は Fig.B.1 のように狭い領域における空気の密度および音速の変化を考察し，式(B-1)から(B-4)により密度および音速は複素数値となることを示した [38]。

$$\rho_h = \rho_0 \frac{1}{1 - \frac{\tanh(\beta)}{\beta}} \quad (\text{B-1})$$

$$c_h = c_0 \sqrt{\frac{1 - \frac{\tanh(\beta)}{\beta}}{1 + (\gamma - 1) \frac{\tanh(\sigma\beta)}{\sigma\beta}}} \quad (\text{B-2})$$

$$\beta = \frac{h}{2} \sqrt{\frac{i\omega\rho_0}{\mu}} \quad (\text{B-3})$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{\mu C_p}{\lambda}} \quad (\text{B-4})$$

Table B.1 の数値を用いてギャップ  $h$  を  $10\mu\text{m}$  から  $1\text{m}$  まで変化させたときの複素密度  $\rho_h$  および複素音速  $c_h$  を計算した。Fig.B.2 にギャップ  $h$  に対する複素密度，Fig.B.3 に複素音速の変化を示す。ギャップ  $h$  が大きいとき実数部はそれぞれ  $\rho_0$ ， $c_0$  に漸近し，虚数部は  $0$  に漸近した。それぞれの実数部はギャップ  $h$  が小さいとき密度は  $\rho_0$  よりも大きくなり，音速は非常に小さくなるのが分かる。

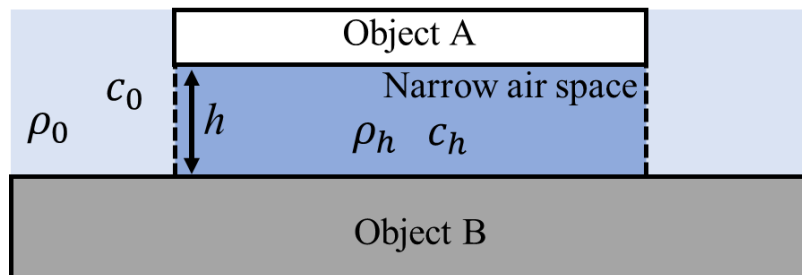


Fig.B.1 Narrow air space.

Table B.1 Air parameters.

Symbol	Mean	Value
$\rho_0$	Density	1.20 kg/m <sup>3</sup>
$\mu$	Viscosity coefficient	1.822 × 10 <sup>-5</sup> Pa·s
$C_p$	Constant-pressure specific heat capacity	1,007 J/(kg·K)
$\lambda$	Thermal conductivity	0.0241 W/(m·K)
$\gamma$	Ratio of specific heat	1.4
$c_0$	Sound velocity	343 m/s
$\omega$	Angular frequency	2π×4000rad/s

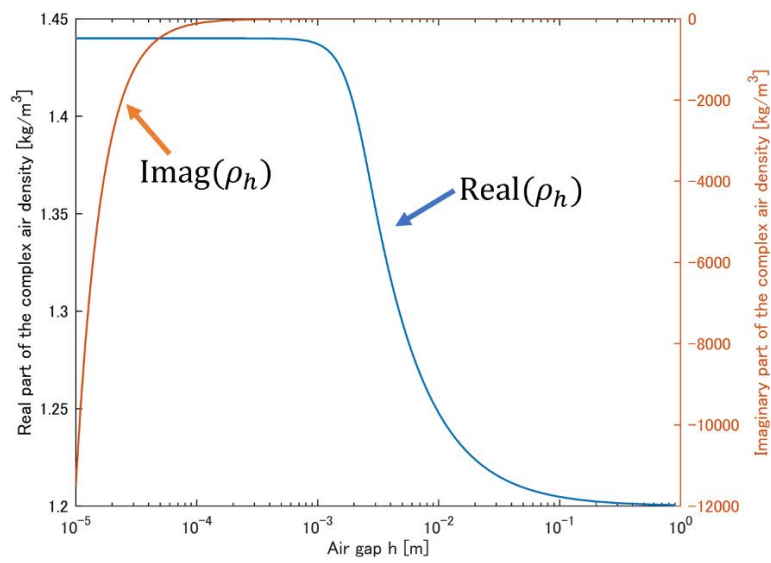


Fig.B.2 Complex air density changing by air gap  $h$ .

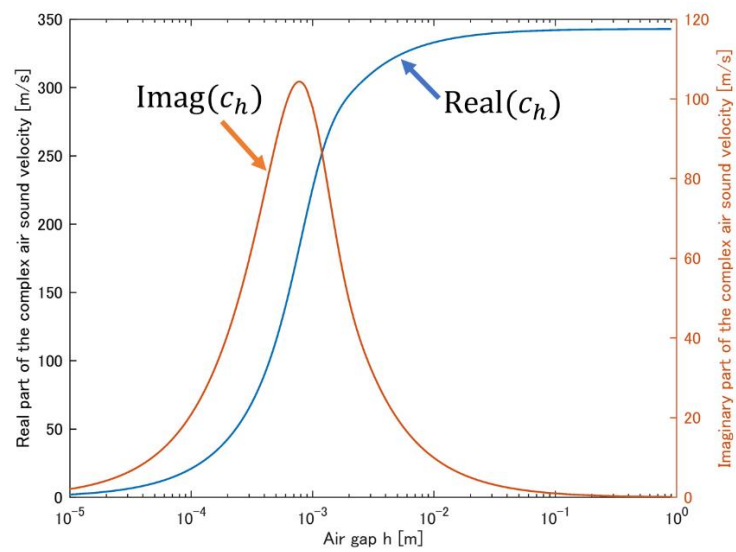


Fig.B.3 Complex air sound velocity changing by air gap  $h$ .

## C. 共振周波数追尾・振動振幅一定制御システム

第 3 章で用いた共振周波数追尾および振動振幅一定制御システムについて述べる。振動子に印加する交流電圧の周波数および電圧振幅はマイクロコンピュータの Arduino を用いて制御した。Fig.C.1 にシステム構成を示す。Arduino から Direct Digital Synthesizer(DDS, AD9850)に周波数の入力することで DDS から入力した周波数の交流電圧を出力する。出力した電圧は可変ゲインアンプ(VGA)に入力され、Arduino から VGA にゲイン  $K$  を入力することにより電圧振幅を調整した。VGA の出力は電力増幅器へ入力し、電力増幅器の出力電圧は振動子に印加される。この時振動子に流れる電流をカレントトランスにより取得し、DDS の交流電圧と位相検出部に入力することで印加電圧と電流の位相差  $\theta$  を Arduino に入力する。この位相差  $\theta$  を  $0^\circ$  となるように周波数を制御する。さらに、LDV により測定した振動子底部の振動振幅  $A_0$  を Arduino に入力することで、ゲイン  $K$  調整し振動面の振動振幅  $A$  を指定した振幅になるように制御した。ここで、Fig.C.2 に振動子底部の振動振幅  $A_0$  に対する振動面の振動振幅  $A$  を示す。Fig.C.2 の特性から振動面の振動振幅  $A$  は  $A_0$  により推定でき、指定した値の  $A$  に対応する  $A_0$  となるようにゲイン  $K$  を制御した。

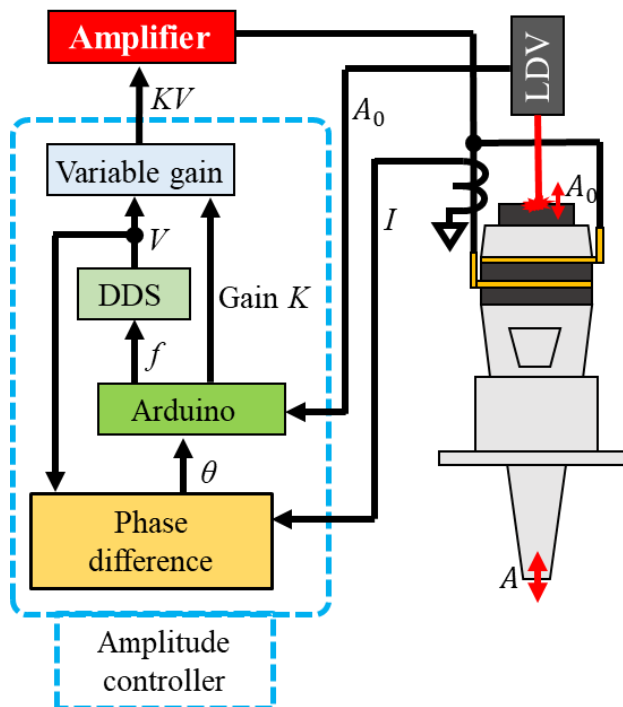


Fig.C.1 Driving frequency and vibration amplitude control system.

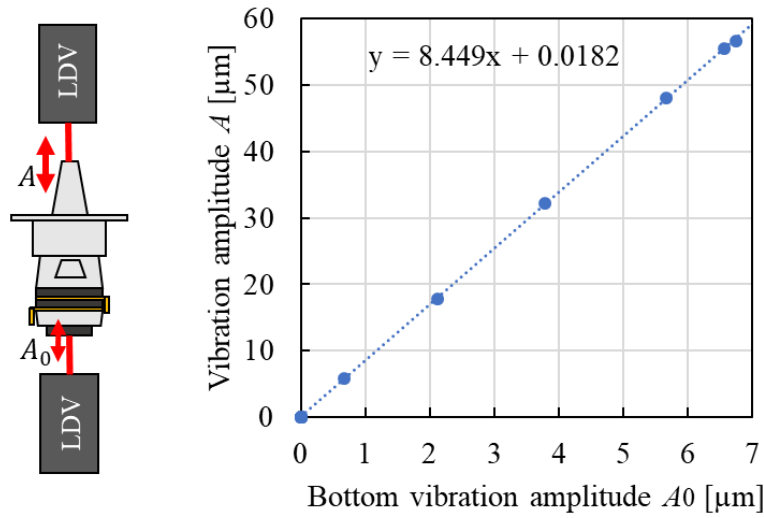


Fig.C.2 Bottom vibration amplitude  $A_0$  vs. vibration amplitude  $A$  on vibrating surface.

Fig.C.3 に位相検出部の詳細を示す。位相検出部に入力された DDS の出力電圧  $V$  およびカレントトランスによる電流  $I$  はそれぞれコンパレータにより 2 値化される。ここで、コンパレータによる 2 値化は  $0\text{V(GND)}$  と比較しており  $0\text{V}$  以上で  $1$ 、 $0\text{V}$  未満で  $0$  を出力した。それぞれのコンパレータ出力を OR ゲートおよび XOR ゲートに入力する。DFF に電圧のコンパレータ出力、DFF の CLK 信号として OR ゲートの出力を入力することで DFF は電圧  $V$  が電流  $I$  に対して進み位相のとき  $1$  を出力し、遅れ位相のとき  $0$  を出力する。また、XOR ゲートの出力をローパスフィルタに入力することで電圧  $V$  と電流  $I$  の位相差  $\theta$  の絶対値を出力する。DFF およびローパスフィルタの出力を Arduino に入力することで駆動周波数  $f$  の増減量を決定した。

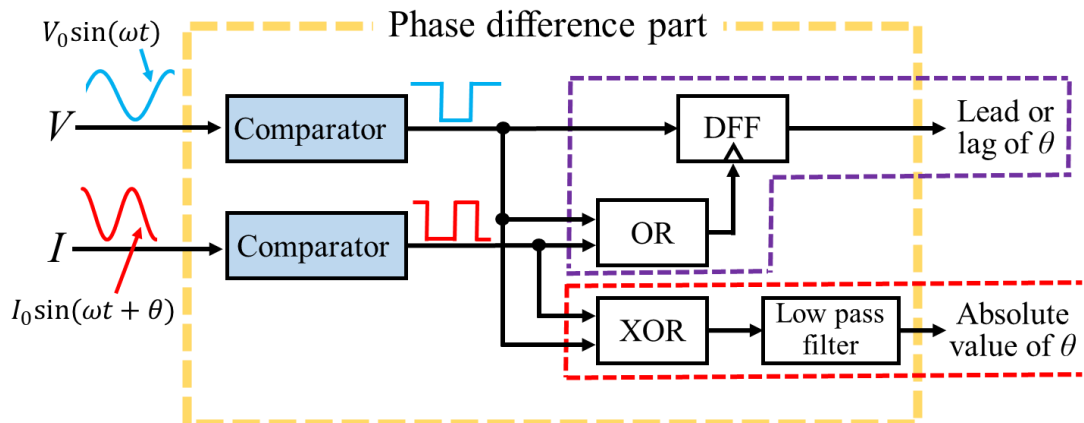


Fig.C.3 Detail of phase difference part in Fig.C.1.

## D. 振動面近傍の穴付き円筒が電力に与える影響

振動面上に Fig.D.1 のように穴付き円筒がある場合に振動子に入力する電力に与える影響を検討した。ここで、電力はデジタルパワーメータ(YOKOGAWA, WT322E)を用いて測定した。また、振動子は付録 C の駆動システムを用いており、ギャップ  $H$  は  $100\mu\text{m}$  から  $1,500\mu\text{m}$  まで変化させた。Fig.D.2 に印加電圧  $50V_{pp}$  で一定にし、穴付き円筒の厚みを  $5\text{mm}$  としたときのギャップ  $H$  に対する電力特性を示す。ここで図中の破線は円筒が無い場合の電力である。Fig.D.2 より  $H$  が大きいほど円筒が無いときの電力に増加して漸近した。また、穴径  $D$  が大きくなると電力が増加することが分かった。これはギャップおよび穴径が増加することで音圧が小さくなったことで音響負荷が低下したためだと考えられる。次に Fig.D.3 に印加電圧  $50V_{pp}$  で一定にし、穴径を  $1\text{mm}$  としたときのギャップ  $H$  に対する電力特性を示す。Fig.D.3 より  $H$  が大きいほど円筒が無いときの電力に増加して漸近し、 $H = 100\mu\text{m}$  では厚み  $T$  が大きくなると電力が減少した。しかし、 $T = 8\text{mm}$  のとき  $H$  の増加に対する電力の増加量が他の厚みに対して大きく  $H = 600\mu\text{m}$  以上では厚みが  $3\text{mm}$  と  $5\text{mm}$  の間の電力となった。Fig.D.4 に円筒の穴径を  $1\text{mm}$ 、厚みを  $5\text{mm}$  とし振動振幅を  $20, 30, 40\mu\text{m}$  と一定制御させたときの電力特性を示す。Fig.D.4 より  $H$  が大きいほど円筒が無い場合の電力に減少しながら漸近し、振動振幅  $A$  の増加に伴い電力が増加することが分かった。これは  $H$  が小さいときはギャップ間で発生する音圧が大きく、音響負荷が増加したことによって同振幅を出すのに必要な電力が増加したと考えられる。

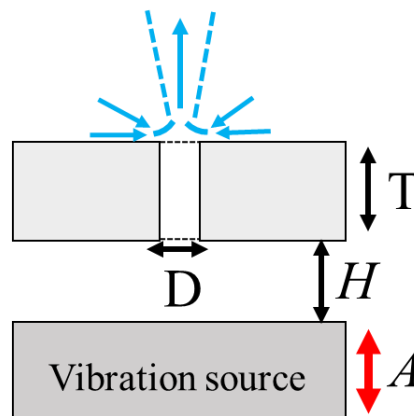


Fig.D.1 Parameters for measurement power.



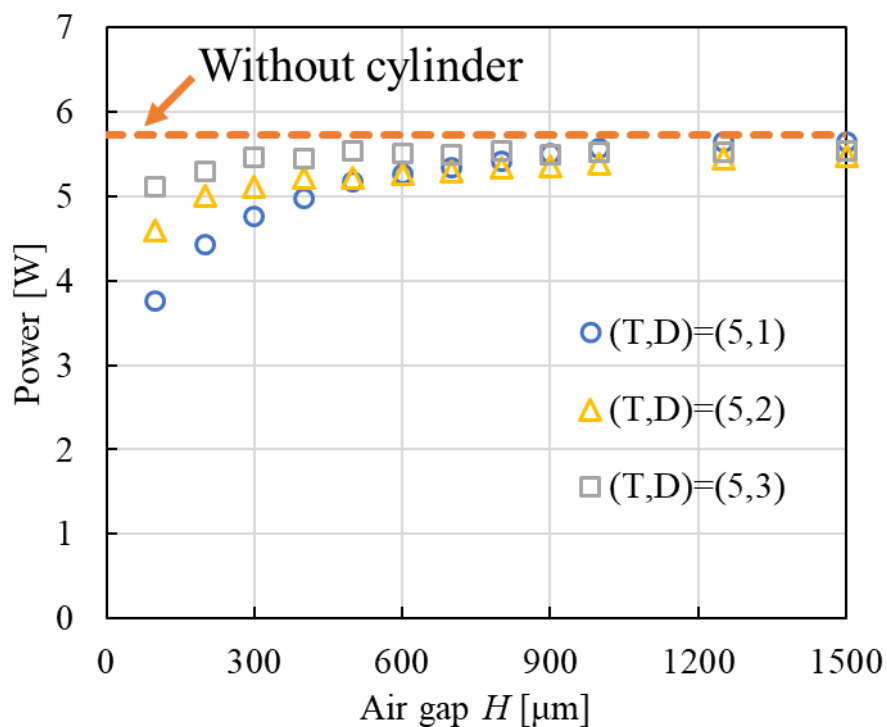


Fig.D.2 Air gap  $H$  vs. power at  $D = 1, 2,$  and  $3\text{mm}$  ( $T = 5\text{mm}, 50V_{pp}$ ).

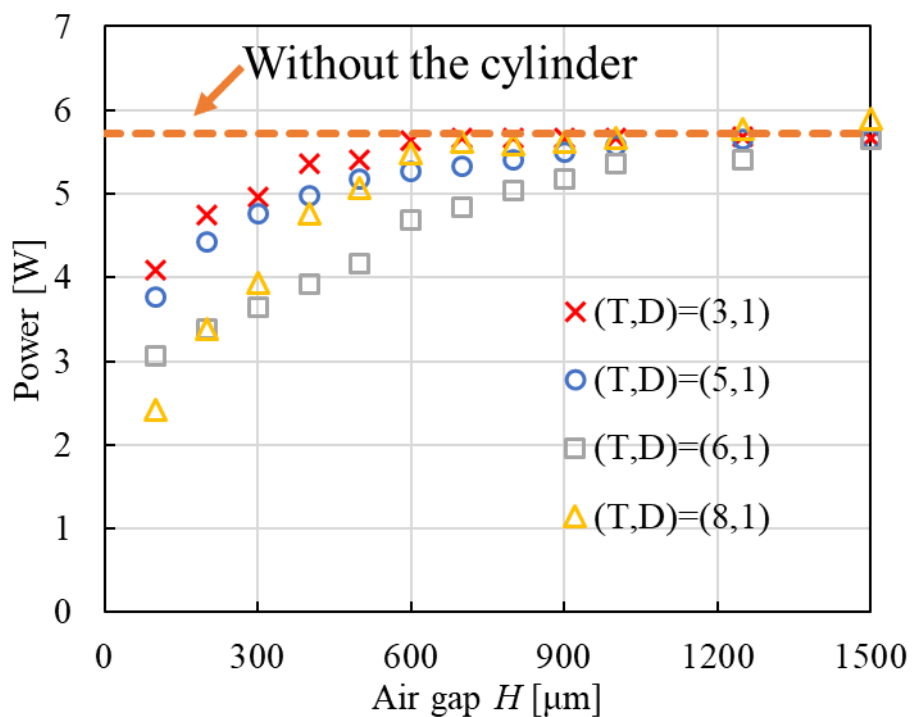


Fig.D.3  $H$  vs. power at  $T = 3, 5, 6,$  and  $8\text{mm}$  ( $D = 1\text{mm}, 50V_{pp}$ ).

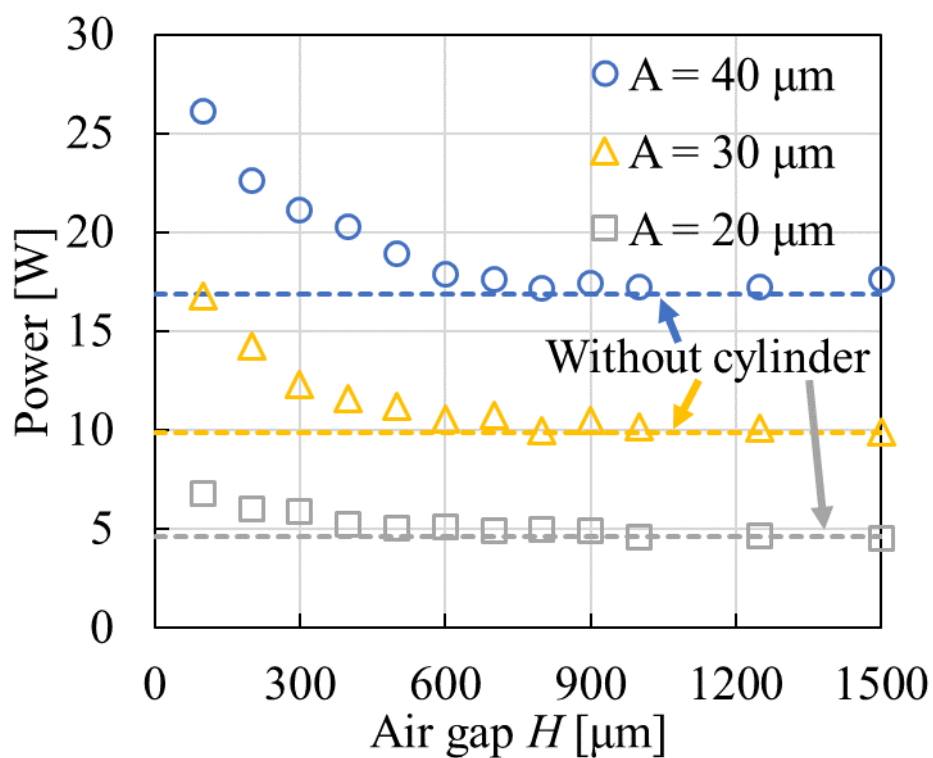


Fig.D.4  $H$  vs. power at  $A = 20, 30, 40\mu\text{m}$  ( $D = 1\text{mm}$ ,  $T = 5\text{mm}$ ).