研究論文

熱音響音波発生機の振動流れ
—共鳴管出口付近の流れ—

畠 沢 政 保*

Oscillatory Flow in a Thermoacoustic Sound-wave Generator
- Flow around the Resonance Tube Outlet -

Masayasu HATAZAWA*

Synopsis: This research describes the oscillatory flows inside and outside a thermoacoustic sound-wave generator. Two types of thermoacoustic sound-wave generators are employed. One is a conventional thermoacoustic sound-wave generator, 32 mm in inner diameter and either 860 mm or 1,133 mm long including the high- and low-temperature heat exchangers inside the resonance tube. The other is a simplified thermoacoustic sound-wave generator, 72 mm in inner diameter and 860 mm long, and has no heat exchangers inside the resonance tube. Simultaneous measurements of velocity and pressure were performed inside the resonance tube. Typical oscillatory flows, which include the Richardson effect near the tube wall, were observed inside the resonance tube of both types of sound-wave generator except immediately before the tube outlet. The differences between the inflow and outflow were ascertained near the tube outlet as well. Flow rates based on velocity amplitude are newly proposed for evaluating the flow singularities outside the resonance tube outlet. The forward flow rates, which increase up to 30 mm downstream from the tube outlet, decreased more than 30 mm downstream. On the other hand, the backward flow rates vanished more than 15 mm downstream. We also confirmed that the flow outside the resonance tube outlet changes from oscillatory flow at the tube outlet to pulsating flow far downstream.

Keywords: thermoacoustics, sound-wave generator, oscillatory flow, jet, flow rate

1. 緒 言

熱から仕事（音波あるいは振動流れ）へ、あるいは仕事から熱へのエネルギー変換が、可動部を一切使用せずに、直接できることから、熱音響現象¹⁾が注目されており、各機関で研究が盛んになってきている。

畠沢らは、熱音響現象の解明と並行して、熱音響機器の開発、およびそれらの機器において重要な役割を果たす熱音響音波発生機の熱から仕事へのエネルギー変換効率の向上を目指して、以下に述べる一連の研究を進めている。

第一は、熱音響音波発生機の性能向上に関するものである。

畠沢・野中は、従来単独で駆動していた熱音響音波発生機（以降、音波発生機という）を、2機²⁾あるいは4機³⁾組み合わせ動作させ、性能を確認した。その結果、2機の音波発生機を開口端同士で突き合わせて駆動すると、単独動作させた音波発生機よりも性能が向上する²⁾。さらに、2機の開

口端突合せ形熱音響音波発生機を、共鳴管閉口端のふたを取り除いてループ状に結合し、かつ密閉して動作させると、性能がより一層向上することが分かった³⁾。

また、畠沢・瀬尾は、共鳴管内の開口端側にスぺーサを挿入し同じ長さのパイプを開口端に接続することで、共鳴管の全長を一定にし、かつ共鳴管内におけるスタックの相対的位置を変えて、音波発生機の性能を調べた。その結果、スタックの設置位置に最適な条件があることが分かった⁴⁾。

第二は、熱音響音波発生機の実用化に関するものである。

畠沢・杉田・小川・瀬尾は、有効に利用されることなく、大気中に大量、かつ無駄に棄てられている自動車用ガソリンエンジンの廃熱を回収し、熱源として駆動する熱音響音波発生機を開発し、性能を確認した。その結果、エンジンの回転数が低く、排気ガスの温度もそれほど高くないアイドリング状態にもかかわらず、十分に安定して動作することを確認している⁵⁾。

第三は、熱音響音波発生機から発生する音波（振動流れ）の利用に関するものである。

その一例として、是永・畠沢・畑中・中川は、熱音響音波発生機より流出する流れを利用して風力発電を行った⁶⁾。

なお、熱音響風力発電に関する報告⁶⁾は、熱音響音波発生

Received August 27, 2008

*日本大学短期大学部

〒274-8501 千葉県船橋市習志野台 7-24-1

Junior College of Nihon University, 7-24-1 Narashinodai,
Funabashi-shi, Chiba 274-8501, Japan

E-mail: hatazawa@eme.cst.nihon-u.ac.jp

機の流出入する流れ、特に順流の有効利用が主目的であり、共鳴管出口付近の内外における振動流れの検討は最小限に留めている。

しかし、熱音響音波発生機から発生する音波（振動流れ）をより有効に利用するためには、共鳴管の出口付近における流れの特性に関する詳細な情報を得る必要がある。

Hatazawa は、簡易形熱音響音波発生機を用いて、共鳴管内、特に管壁近傍における流れの速度を測定し、共鳴管内部における振動流れを概観した⁷⁾。また、従来形熱音響音波発生機の共鳴管出口付近において、流出入する流れの速度を測定している⁷⁾。

さらに、従来形熱音響音波発生機の共鳴管出口付近における流れをタフト法によって可視化し確認したところ、共鳴管内かつ管出口から離れた位置では流体が規則正しく往復運動する。一方、共鳴管出口付近では、流出する場合と流入する場合で、流れの様相が大きく異なることを確認している⁶⁾。

本研究では、熱音響音波発生機の共鳴管内部における振動流れを詳細に測定した。また、共鳴管出口付近における流れを、順流（管出口から下流方向の流れ）、逆流（下流から管出口への流れ）成分をともに有する振動流れの特性を考慮した上で、速度振幅を基に新しく提案した流量を用いて、検討した。

ここでは、これらの結果について報告する。

2. 実験装置および実験方法

Fig.1 に、従来形熱音響音波発生機を示す。

従来形音波発生機は、共鳴管、スタックおよび高温・低温熱交換器よりなる。

共鳴管は、一端が閉じ、他端が開いている。

高温部は、内径 30 mm の SUS304 ステンレス製の管からなり、低温部は、内径 32 mm の透明アクリル管あるいは塩化ビニル管からなる。

なお、一端が閉じ、他端が開いた形の熱音響音波発生機において、発生する音波の周波数 f は、共鳴管の長さ L と作動気体中の音速 c より、 $f=c/4L$ で求められる。すなわち、共鳴管長さ L が発生音波の 1/4 波長と一致する。

共鳴管の全長 L は、作動気体が空気であり、大気圧の下、20℃の条件で、発生する音波の周波数が $f=100$ Hz の場合は 860 mm であり、 $f=75$ Hz の場合では 1133 mm である。

スタックには、一端が閉じ、他端が大気に開放された本形式の音波発生機において、肉厚を 0.2 mm で統一し、外径を 1.5 mm から 4.0 mm まで 5 種類変えて試した中で、最も高い性能が得られた外径 2 mm、内径 1.6 mm、長さ 80 mm の SUS304 ステンレス管⁸⁾を 180 本束ねたものを採用した。

高温熱交換器は、800℃に及ぶ高温にさらされることから、酸化を低減させるため、ニッケル製としており、周囲に巻いた外径 1.6 mm、長さ 1880 mm、最大発熱量 500 W のシース形ヒータに直流安定化電源（110 V、6 A）より通電して加熱した。

Fig.1 Conventional thermoacoustic sound-wave generator.

Fig.2 I-type and tandem hot-wire probe⁶⁾.

Fig.3 Simplified thermoacoustic sound-wave generator.

低温熱交換器は、銅製であり、外周に設けた銅製の流路内に温度を調整した精製水を流して冷却した。

なお、高温・低温熱交換器にはともに、作動気体との熱交換が容易にできるように、直径 3 mm の穴を 55 個開けてある。

速度の測定は風向きの測れない I 形熱線プローブを受感部とする定温度形熱線風速計（カノマック製 1010）と風向きの測れるタンデム形熱線プローブを受感部とする定温度形熱線風速計⁶⁾で行った。

Fig.2 は I 形およびタンデム形熱線プローブの概略を示す。

試作したタンデム形熱線プローブは 2 組の I 形プローブで構成した。プローブは高温センサ用接着剤（耐熱-196~250℃）で長さ 1 mm、幅 1 mm、厚さ 0.1~0.2 mm となるように成形

し、直径 $5\text{ }\mu\text{m}$ 、長さ 1 mm のタングステン線を支持棒に溶接した。

そのため、流れの向きおよび速度がともに変化する振動流れでは、成形したブリッジの後方に強い流れ（後流）がある場合を除き、正対する流れのみを検出できる優れた特徴を持つ⁶⁾。

また、圧力測定には半導体圧力センサ（エンデブコ製 8501C-15）を用いた。

速度および圧力波形の観測はオシロスコープで行い、適宜 A-D コンバータ（取り込み時間： $100\text{ }\mu\text{s}$ ）を介してパーソナルコンピュータで処理した後、プリンタで波形を出力した。

作動流体の温度は線径 0.3 mm の K 形熱電対（助川電気工業製）を管壁より管内部に 4.5 mm 挿入して測定した。また、高温および低温熱交換器の温度は K 形熱電対で、低温熱交換器へ流入する冷却水の入口温度は測温抵抗体で測定し、レコーダに、さらに、スキャナを介してコンピュータに記録した。

なお、座標軸は、共鳴管出口から下流方向への距離を x とし、共鳴管中心から半径方向への距離を y とした。

Fig.3 に、簡易形熱音響音波発生機を示す。

共鳴管は、一端が閉じ、他端が開いている。

高温部が、SUS304 ステンレス製であり、低温部は、透明アクリル製である。

共鳴管内の広い範囲、特に管壁近傍における速度の測定が容易にできるように、内径を 72 mm に拡大している。さらに、構造を簡素化するため、高温、低温熱交換器を共鳴管内から取除いた。

両熱交換器に代わって、高温部では、共鳴管外壁に直接シース形ヒータを巻きつけ、直流安定化電源より通電して加熱した。また、低温部では、共鳴管外周に設けた流路内に温度を調整した精製水を流して冷却した。

共鳴管の全長 L は、作動気体が空気であり、大気圧の下、 20°C の時、発生音波の周波数が 100 Hz となる 860 mm とした。

測定位置は、管閉口端からの距離 x_c が、 310 mm 、 410 mm 、 510 mm 、 610 mm 、 710 mm 、 810 mm の 6 箇所である。

また、共鳴管内径の拡大に伴って、スタックには 1080 本の SUS304 ステンレス製細管（外径 2 mm 、内径 1.6 mm 、長さ 80 mm ）を束ねて用いた。

速度は、線径 $5\text{ }\mu\text{m}$ のタングステン線を溶接した I 形熱線プローブを受感部とする定温度形熱線風速計を用いて測定し、圧力は、半導体圧力センサーを用いて測定した。また、各測定位置における作動気体の温度は、共鳴管内の半径 18 mm の位置に挿入した K 形熱電対を用いて測定した。

なお、圧力、速度および温度の計測系は従来形熱音響音波発生機の場合と同様である。

また、座標軸は管閉口端からの距離を x_c 、半径を r とした。

なお、従来形、簡易形熱音響音波発生機ともに、実験は大気圧の下で行い、作動気体に空気をを用いた。

Fig.4 Pressure and velocity signals inside the resonance tube (conventional sound-wave generator).

Fig.5 Change in pressure and velocity amplitude in the resonance tube (simplified sound-wave generator).

3. 実験結果および検討

3.1 共鳴管内における流れ

3.1.1 速度および圧力の時間変化

Fig.4 は、従来形熱音響音波発生機、熱入力 400 W 、発生音波の周波数 $f=100\text{ Hz}$ 、共鳴管出口より 270 mm 内側（共鳴管閉口端からの距離 $x_c=590\text{ mm}$ ）、共鳴管中心線上において同時測定した速度と圧力の時間変化を示す。

タンデム形熱線プローブおよび定温度形熱線風速計を用いて測定した順流、逆流の速度波形が、ともに正弦波状を呈しているのが分かる。また、圧力も、正弦波状に時間変化する。さらに、圧力と速度の位相が約 100 度異なっている。

3.1.2 速度振幅および圧力振幅の変化

Fig.5 に、簡易形熱音響音波発生機、熱入力 $Q=300\text{ W}$ 、共

Fig.6 Change in temperature inside the resonance tube.

鳴管中央部における速度振幅および圧力振幅の変化を示す。
 なお, Fig.5 中に実線で示した速度振幅の理論値は, 式(1)で求められる。

$$U_a = U_{a\max} \sin\left(\frac{2\pi x_c}{4L}\right) = \frac{P_{a\max}}{\rho c} \sin\left(\frac{\pi x_c}{2L}\right) \quad (1)$$

ここで, c は作動気体中の音速, L は共鳴管長さ, $P_{a\max}$ は共鳴管閉口端における圧力振幅, U_a は速度振幅, $U_{a\max}$ は共鳴管出口における速度振幅, x_c は共鳴管閉口端からの距離, ρ は作動気体の密度である。

また, 圧力振幅の理論値は式(2)で求められる。

$$P_a = P_{a\max} \cos\left(\frac{2\pi x_c}{4L}\right) = \rho c U_{a\max} \cos\left(\frac{\pi x_c}{2L}\right) \quad (2)$$

ここで, P_a は圧力振幅である。

本研究では, 順流の速度振幅は最高速度から求め, 逆流の速度振幅は最低速度から求めた。また, 圧力振幅は大気圧と最高圧力の差 (ゲージ圧) あるいは大気圧と最低圧力の差 (真空圧) から求めた。

圧力振幅 P_a は, 共鳴管閉口端で最大であり, 開口端で零となり, 共鳴管閉口端からの距離 x_c の増加にともなって減少している。また, 理論値と一致する。

速度振幅 U_a は, 共鳴管開口端で最大であり, 閉口端で零となり, x_c の増加とともに増加している。また, 理論値とほぼ一致する。しかし, $x_c=310$ mm では, 順流, 逆流ともに速度振幅の実験値が理論値に比べて低い。

速度振幅の理論値と実験値の相違は, 細い金属線の抵抗が温度の変化にともなって変化する性質と, 熱した金属線が作動流体によって冷却される関係を利用する熱線風速計の特性に起因する。すなわち, 熱線風速計の温度補正していない見かけの速度は作動気体の温度に大きく影響される。

Fig.6 は, 簡易形熱音響音波発生機の共鳴管内において測定した作動気体温度の変化を示す。

共鳴管内における作動気体の温度は, スタック直後で約

(a) $x_c=410$ mm

(b) $x_c=610$ mm

(c) $x_c=810$ mm

Fig.7 Velocity amplitude distribution in the neighboring tube wall (simplified sound-wave generator).

200°C, $x_c=310$ mm では 45°C であり, $x_c=410$ mm より以降では 25°C とほぼ一定を保っている。

空気の密度および音速を流体の熱物性値表⁹⁾で調べた上で, 式(1)(2)に示される比音響インピーダンス ρc を, 共鳴管内の温度が $T=25^\circ\text{C}$ と $T=45^\circ\text{C}$ の場合について計算して比較した。その結果, $T=45^\circ\text{C}$ における ρc が $T=25^\circ\text{C}$ における ρc に比べて 3.2% 程小さい。しかし, Fig.5 によれば, 順流, 逆流における速度振幅の理論値と実験値の差は約 33% である。したが

って、式(1)中の密度と音速の影響はほぼ無視できる。

よって、 $x_c=310\text{ mm}$ では他の管出口側の測定位置に比べて作動気体の温度が高いため、Fig.5に示す温度補正していない見かけの速度振幅が理論値に比べて低くなっている。

なお、従来形熱音響音波発生機を用いて別に行った実験では、温度補正した速度振幅の実験値と理論値が共鳴管内の各測定位置においてほとんど一致することを確認している⁶⁾。

3.1.3 管壁近傍における振動流れの確認

共鳴管内の振動流れにおける速度の平均二乗値が式(3)で求められる^{10,11)}。

$$\frac{\overline{U^2}}{U_c^2} = 1 - \frac{2}{\sqrt{r^*}} \exp(-B) \cos B + \frac{1}{r^*} \exp(-2B) \quad (3)$$

ここで、 $B = (1 - r^*) \sqrt{\omega^*/2}$, $r^* = r/R$, r は半径, R は管半径, $\overline{U^2}$ は半径 r における速度の平均二乗値, U_c^2 は共鳴管中央における速度の平均二乗値, $\omega^* = (\omega R^2)/\nu$ である。

速度が正弦波状に時間変化すると仮定した場合、速度の振幅と平均二乗値との間には式(4)の関係がある。

$$U_a = \sqrt{2\overline{U^2}} \approx 1.4\sqrt{\overline{U^2}} \quad (4)$$

Fig.7(a)~(c)に、簡易形熱音響音波発生機内、熱入力 300 W、共鳴管閉口端からの距離 $x_c=410\text{ mm}$, 610 mm , 810 mm の位置における壁近傍の速度振幅の変化を示す。

なお、Fig.7 中には、式(3)および式(4)を用いて求めた速度振幅の理論値を実線で示す。

各測定位置において、速度振幅の実験値が理論値とほぼ一致している。また、速度振幅が共鳴管中央部の広い範囲で一定であり、半径の増加にともなって管壁のごく近傍において増加し最大に達した後、急激に減少するリチャードソン効果^{10,11)}が確認できる。

Fig.8に、簡易形熱音響音波発生機内の各位置における速度と圧力の位相差を示す。

なお、速度と圧力の位相差 θ は、各位置において同時測定した速度波形と圧力波形の時系列より、圧力の周期（圧力が最高となる時間から、次に圧力が最高となるまでの所要時間）に対して、圧力が最高となる時間と隣接する速度が最高となる時間差の比から求めた。

速度と圧力の位相差 θ は、共鳴管閉口端からの距離が違っていても、管中央の広い範囲では約 100 度と一定であり、管壁に近づくほど小さくなり、管壁近傍では約 70 度まで減少する。

3.1.4 共鳴管内出口直前における流れ

Fig.9は、従来形熱音響音波発生機内、熱入力 400 W、共鳴管出口より 20 mm 手前（管閉口端からの距離 $x_c=840\text{ mm}$ ）、管中央部においてタンデム形熱線プローブと定温度形熱線風速計を用い同時測定した速度波形および圧力波形を示す。

速度波形は順流、逆流ともに正弦波状をしており、速度振幅が順流で 25 m/s、逆流では 38 m/s となっている。また、圧

Fig.8 Phase difference between velocity and pressure.

Fig.9 Velocity and pressure signals just before the tube outlet.

Fig.10 Conceptual diagram of flow pattern immediately before the tube outlet.

力波形は、共鳴管出口において流出入する流れの特異性から、正弦波に程遠い。

以上述べたことから、共鳴管内の出口直前における流れは以下の様に考えられる。

Fig.10に共鳴管内かつ出口直前における流れの概要を示す。振動流れにおいて、同一位置では順流と逆流の流量は等しい。すなわち、流れが共鳴管より流出する際、流域は共鳴管

断面全域に及ぶ。一方、流れが流入する際には、共鳴管出口から下流にわずかな距離離れても、共鳴管断面積より充分に広い流域から空気が巻きこまれる。しかし、 $x=-20$ mm では管内径が 32 mm と細いこともあり、流入する際における共鳴管内の流域が実質的に管断面積の約 2/3 に狭まる。すなわち、直径 26 mm ほどに狭まっており、縮流が生じている。

しかし、簡易形音波発生機では管内径が 72 mm と従来形音波発生機の 32 mm に比べて、内径で 2.25 倍と大きく、断面積でも 5.06 倍と広い。

さらに、管内径に対する共鳴管出口からの距離 x/D が従来形音波発生機では 0.625、簡易形音波発生機では 0.694 とほぼ等しい。また、管内径と順流の速度振幅を基にしたレイノルズ数 Re も従来形で 5.3×10^4 、簡易形では 4.3×10^4 とほぼ等しい。流れの相似性より、簡易形音波発生機においても従来形音波発生機と同様に、縮流が生ずるはずである。

しかし、Fig.6 に示す速度振幅の結果では、 $x=-50$ mm において順流、逆流における速度振幅がほぼ等しいことから、共鳴管出口直前において縮流の影響は見られない。

3.2 共鳴管外における流れ

3.2.1 共鳴管外壁に沿う流れ

Fig.11 に、従来形熱音響音波発生機、熱入力 400 W、発生音波周波数 100 Hz における共鳴管外壁の速度振幅の分布を、Fig.12 に、発生音波周波数 75 Hz における共鳴管外壁の速度振幅の分布を示す。

なお、Fig.11、Fig.12 中において、白抜きの印は順流、黒塗りの印は逆流を示す。

いずれの発生音波周波数の場合も、共鳴管出口より上流かつ管外壁に沿う順流が見られる。さらに、共鳴管出口に近付き、管外壁に近付くほど速度振幅が増加する。しかし、逆流の成分は見られない。

3.2.2 共鳴管出口から下流への速度波形の変化

Fig.13(a)~(c)に、従来形熱音響音波発生機、発生音波周波数 100 Hz、熱入力 400 W の場合、共鳴管出口より下流方向各位置における共鳴管の中心軸延長線上の速度波形を示す。

なお、時間 $t=0$ は測定開始時刻を意味する。

Fig.13(a)は、共鳴管出口から下流方向への距離 $x=10$ mm、共鳴管中心からの距離 $y=0$ mm における速度波形を示す。

順流、逆流ともに見られ、速度波形が正弦波状を呈している。また、順流では速度が最高 23 m/s に達する。一方、逆流では速度のピークが 10 m/s である。

Fig.13(b)は、 $x=30$ mm、 $y=0$ mm における速度波形を示す。

順流成分のみが見られ、速度波形が正弦波状である。また、約 5 m/s の一様流に速度振幅 15 m/s の順流が重畳されている脈動流の様相を呈する。

Fig.13(c)に、 $x=50$ mm、 $y=0$ mm における速度波形を示す。

順流成分のみが見られる。速度波形はほぼ正弦波状であるが、高調波成分が表れる。また、速度 6 m/s の一様流に速度振幅 10 m/s の順流が重畳された脈動流の様相を呈する。

Fig.11 Velocity amplitude distribution outside the tube outlet ($f=100$ Hz).

Fig.12 Velocity amplitude distribution outside the tube outlet ($f=75$ Hz).

Fig.14(a)~(c)に、従来形熱音響音波発生機、発生音波周波数 100 Hz、熱入力 400 W の場合、共鳴管出口より下流方向各位置における共鳴管内壁の延長線上の速度波形を示す。

なお、時間 $t=0$ は測定開始時刻を意味する。

Fig.14(a)は、 $x=10$ mm、 $y=16$ mm における速度波形を示す。

順流成分の速度波形はパルス状であり、最高速度が約 50 m/s に達する。また、Fig.13(a)に示した $x=10$ mm、 $y=0$ mm の管中心線上における最高速度に比べて 2 倍以上となっている。すなわち、流れが流出する際に、周囲の作動気体が短時間で巻き込まれる。いわゆるエントレインメント¹²⁾が生じるため、速度振幅が激増していることを示唆している。一方、逆流成分の速度波形は正弦波状を呈する。また、流入する際、空気が流れる面積が共鳴管断面積よりも広いこともあり、速度振幅が小さく 10 m/s である。

Fig.14(b)は、 $x=30$ mm、 $y=16$ mm における速度波形を示す。

順流成分のみが見られる。また、速度波形がパルス状に変化しており、高調波成分が表れる。さらに、速度約 5 m/s の一様流に 17 m/s から 20 m/s の速度振幅の順流が重畳された脈動流れとなっており、管中心線上に比べて速度振幅が大きい。

Fig.14(c)は、 $x=50$ mm、 $y=16$ mm における速度波形を示す。

(a) $x=10$ mm

(b) $x=30$ mm

(c) $x=50$ mm

Fig.13 Velocity signal at $y=0$ mm outside the tube outlet.

順流成分のみが見られる。また、速度約 6 m/s の一様流に速度振幅 10 m/s の順流が重畳された脈動流れとなっている。さらに、速度波形に高調波成分が表れており、最高速度も管中心線上の最高速度に比べて大きい。

別に共鳴管出口付近において逆流する流れを、次の二つの条件で模擬したところ、以下のことが分かった。

- ①共鳴管出口では流れが順流の速度振幅 U_0 、かつ一様に吸い込まれる。
- ②共鳴管中心より半径 r の半球の表面から一様速度 U で吸い込まれる。

共鳴管から下流方向に 30 mm 離れた所では、 U_0 に対する U は、管中心軸の延長線上 $y=0$ で約 1/7、管壁延長線上 $y=16$

(a) $x=10$ mm

(b) $x=30$ mm

(c) $x=50$ mm

Fig.14 Velocity signal at $y=16$ mm outside the tube outlet.

mm では約 1/9 である。また、共鳴管出口から下流方向に 50 mm 離れた所では、 U/U_0 が管中心軸の延長線上で約 1/19.5、管壁近傍の延長線上では約 1/21.5 である。

さらに、管出口から下流方向への距離 $x=30$ mm, 50 mm いずれの位置においても、逆流の速度振幅が順流の速度振幅に比べて約 1/7 から 1/21.5 である。よって $x=30$ mm 以降では、逆流の速度振幅は順流成分に比べてごく小さいため、無視できる。

したがって、Fig13(b)(c)および Fig14(b)(c)における一様流に順流のみの速度波形が重畳されていることを意味する。

なお、模擬した結果については、別の機会に詳細な報告をする予定である。

また, Fig.9 および Fig.14(c)の速度波形に見られる高調波成分は, 一般的な乱流で見られる完全に不規則な波形となっていない。したがって, 熱音響現象にともなう生ずる乱流(音響乱流)への遷移過程によるものと思われる。

3.2.3 共鳴管出口から下流への速度振幅の変化

発生音波周波数 $f=100$ Hz の場合, 共鳴管出口より下流方向への速度振幅の変化は Fig.11 に, $f=75$ Hz の場合における速度振幅の変化は Fig.12 にすでに示してある。

両周波数共に, 管中央部における速度振幅は, 順流, 逆流の速度振幅がともに 20 m/s と同程度である。また, 順流の速度振幅が, 共鳴管出口より $x=15$ mm 下流の範囲まで保たれ, それより下流で徐々に減少する。一方, 逆流の速度振幅は, 共鳴管出口より下流方向に急激に減少しており, $x=15$ mm 以降では零である。

共鳴管内壁の延長線上では, 出口直後で順流, 逆流の速度振幅が共に急峻に増加する。その後, 順流の速度振幅が急激に減少するとともに, 速度振幅が最大となる位置が管中心より徐々に離れている。一方, 逆流の速度振幅は $x=5$ mm 以降で急激に減少しており, $x=15$ mm 以降では逆流域が見られない。

3.2.4 共鳴管出口から下流への流量の変化

Fig.15 は, 共鳴管出口付近, かつ下流方向へわずかに離れた位置における振動流れの概要を示す。

振動流れは順流, 逆流成分をともに有しており, 速度が正弦波状に時間変化するため, 一方向の流れを扱っている従来の流量(単位時間あたりに流れる流体の体積)と同様に取り扱うことができない。

よって, 共鳴管出口付近では順流, 逆流成分をともに有する振動流れであることを考慮して, 本研究では, 速度振幅を基にした流量を新たに提案する。

したがって, 順流の流量 Q_f を式(5)で定義する。

$$Q_f = \int_0^{R_f} U_{af} 2\pi r dr \quad (5)$$

ここで, R_f は管中心より順流が存在する半径位置, U_{af} は半径 r における順流の速度振幅である。

また, 逆流の流量 Q_b を式(6)で定義する。

$$Q_b = \int_0^{R_b} U_{ab} 2\pi r dr \quad (6)$$

ここで, R_b は管中心より逆流が存在する半径位置, U_{ab} は半径 r における逆流の速度振幅である。

すなわち, Q_f , Q_b は順流, 逆流の際に, 瞬間的に流れる最大流量に相当する。

Fig.16 は, Fig.11, Fig.12 に示した順流, 逆流における速度振幅の結果より, 式(5)および式(6)を用いて算出した流量 Q_f および Q_b の下流方向への変化を示す。

発生音波周波数の相違に関わらず, 共鳴管出口から各位置

Fig.15 Conceptual diagram of inflow and outflow outside the resonance tube.

Fig.16 Change in flow rate outside the resonance tube.

における順流, 逆流の流量はほぼ一致している。さらに, 順流における流量 Q_f は共鳴管出口より約 $x=30$ mm 下流まで増加し, 最大に達した後, それより下流で減少する。一方, 逆流における流量 Q_b は, 共鳴管出口より $x=10$ mm 下流まで徐々に減少しており, それ以降急激に減少し, 15 mm 下流ではほぼ零になっている。

別に行った熱音響音波発生機から流出する流れを応用した風力発電の実験によれば, 最大発電量が得られた際のプロペラの中心位置は, 共鳴管出口より下流に $x=30$ mm, 管中心より $y=10$ mm であった⁶⁾。

本研究において, 逆流がなくなり, 順流における流量が最大となる下流方向位置とはほぼ一致している。

さらに, 一端が閉じ, 他端が開放された熱音響音波発生機において, 実際に発生する周波数と共鳴管長さおよび作動気体中の音速を基にした発生音波周波数の理論値は異なる。また, それらの相違を補正する開口端補正は, 管半径の約 0.6 倍¹³⁾とされている。すなわち, 本研究の従来形音波発生機ではほぼ 9.6 mm に相当する。

よって、共鳴管出口、かつ下流にも関わらず、順流、逆流の成分を共に有する振動流れが持続する領域および開口端補正が、新たに提案した流量によって明らかになった。

4. 結 言

熱音響音波発生機の共鳴管出口付近における振動流れについて検討し、分かったことは以下の通りである。

- (1) 簡易形熱音響音波発生機の共鳴管内部では、出口直前を除き、管中央部の広い範囲で、順流、逆流の速度振幅がほぼ等しい。また、管壁近傍において、速度振幅が増加し、再び減少するリチャードソン効果が確認できた。
- (2) 直径が小さい従来形音波発生機の共鳴管内において、出口直前では、流出する際に流域が管断面全域に及ぶ。しかし、流入する際に縮流が生ずるため、管中央部における逆流の速度振幅が順流に比べ約 1.5 倍増加する。
- (3) 従来形音波発生機の共鳴管出口直後では、管中央部において順流、逆流の速度振幅がほぼ等しい。しかし、共鳴管内壁延長線上では、流出する際に順流の速度振幅が激増する。一方、流入する際、速度振幅が極端に減少する。
- (4) 従来形音波発生機では、共鳴管出口より 15 mm 以降で逆流が見られない。また、順流では、一様流に順流が重畳する脈動流の様相を呈する。さらに、速度振幅を基に新しく提案した流量が共鳴管出口から 30 mm まで増加し、最大に達した後減少する。

参 考 文 献

- 1) G.W. Swift: "Thermoacoustic engines," J. Acoust. Soc. Am. **84**-4 (1988) 1145-1180
- 2) M. Hatazawa and K. Nonaka: "Characteristics of coupled-type thermoacoustic sound wave generator," Trans. Japan Soc. Mech. Eng. **67**-655B (2001) 623-630 (in Japanese)
畠沢政保, 野中健太郎:「突合せ形熱音響音波発生機の特性」, 日本機械学会論文集 **67**-655B(2001) 623-630
- 3) M. Hatazawa and K. Nonaka: "Characteristics of loop-type thermoacoustic sound wave generator," TEION KOGAKU **36** (2001) 204-211 (in Japanese)
畠沢政保, 野中健太郎:「ループ型熱音響音波発生機の特性」, 低温工学 **36** (2001) 204-211
- 4) M. Hatazawa and Y. Seo: "Influence of stack position on performance of thermoacoustic sound wave generator," Trans. Japan Soc. Mech. Eng. **68**-675B (2002) 3161-3169 (in Japanese)
畠沢政保, 瀬尾宜時:「熱音響音波発生機の性能に及ぼすスタック位置の影響」, 日本機械学会論文集 **68**-675B (2002) 3161-3169
- 5) M. Hatazawa, H. Sugita, T. Ogawa and Y. Seo: "Performance of

thermoacoustic sound wave generator driven with waste heat of automobile gasoline engine," Trans. Japan Soc. Mech. Eng. **70**-689B (2004) 292-299 (in Japanese)

畠沢政保, 杉田 洋, 小川孝廣, 瀬尾宜時:「自動車用ガソリンエンジンの廃熱を利用して駆動する熱音響音波発生機の性能」, 日本機械学会論文集 **70**-689B (2006) 292-299

- 6) S. Korenaga, M. Hatazawa, M. Hatanaka and M. Nakagawa: "Flow in thermoacoustic sound wave generator and its application -Power generation with thermoacoustic phenomena-, " Trans. Japan Soc. Mech. Eng. **66**-646B (2000)1364-1371 (in Japanese)
是永定美, 畠沢政保, 畑中 大, 中川麻希子:「熱音響音波発生機の流れとその応用-熱音響発電-」, 日本機械学会論文集 **66**-646B (2000)1364-1371
- 7) M. Hatazawa: "Oscillatory flow in thermoacoustic sound wave generator," J. Therm. Sci. **15**-1 (2006) 92-96
- 8) S. Korenaga, K. Matsuura, C. Kobayashi and M. Hatazawa: "Characteristics of heat driven sound wave generator for thermoacoustic refrigerator," Proceedings of the 73rd Spring Annual Meeting of the Japan Society of Mechanical Engineers 96-1 (1996) 461-462 (in Japanese)
是永定美, 松浦勝也, 小林慎良, 畠沢政保:「熱音響冷凍機用音波発生器の特性」, 日本機械学会第 73 期通常総会講演会講演論文集 96-1 (1996) 461-462
- 9) "JSME Data Book: Thermophysical Properties of Fluids," Japan Society of Mechanical Engineer, Tokyo (1994) 163-164, 183-184 (in Japanese)
技術資料 流体の熱物性値集, 日本機械学会, 東京(1994) 163-164, 183-184
- 10) F. White: "Viscous Fluid Flow (2nd Ed.)," McGraw-Hill, New York (1991) 135-144
- 11) H. Schlichting: "Boundary Layer Theory (7th Ed.)," McGraw-Hill Pub., New York (1987) 436-438
- 12) N. Rajaratnam Translated by Y. Nomura: "Turbulent Jet," Morikita Pub., Tokyo (1981) 10-11 (in Japanese)
N. ラジャラトナム, 野村安正 訳:「噴流」, 森北出版, 東京(1981) 10-11
- 13) R. Ichimiya: "Acoustical Engineering (4th Ed.)," Corona Pub., Tokyo (1992) 38-40 (in Japanese)
一宮亮一:「機械系の音響工学」, コロナ社, 東京(1992) 38-40

畠 沢 政 保

1950 年 10 月 5 日生。1973 年日本大学理工学部精密機械工学科卒業。1978 年日本大学大学院理工学研究科博士課程単位取得退学。1978 年日本大学理工学部精密機械工学科。1999 年日本大学短期大学部工業技術学科。現在、日本大学短期大学部基礎工学科教授、主に流体力学、熱流体力学の研究に従事。低温工学協会、日本機械学会等会員、博士(工学)