連成現象を利用した音場一板振動間の発電

○学 大輪 弘樹(東海大院), 正 小島 淳(東海大院), 正 森山 裕幸(東海大)

Electricity Generation by Plate Vibration using Vibro-acoustic Coupling Phenomena

Hiroki OWA and Atsushi KOJIMA and Hiroyuki MORIYAMA

Hiroki OWA, Tokai University, 4-1-1, Kitakaname, Hiratuka, Kanagawa Japan

In the present study, we consider a cylindrical structure with thin plate at both ends and investigate vibroacoustic coupling between the plate vibrations and internal sound field when an external harmonic force is applied to one end plate, regarding such a coupling phenomena as one of the available measures to amplify acoustic energy. This coupling is theoretically and experimentally investigated by considering the behavior of both plates and the acoustic characteristics of the internal sound field for varying and the cylinder length. In the analytical model, the end plates are supported circumferentially by springs in order to obtain support conditions that are as close as possible to the actual condition in the experiment due to adjustments of spring stiffnesses. The coupling phenomena are estimated theoretically from the relationships between characteristics of the plate vibrations and the sound field with respect to some vibration modes. These theoretical results are verified experimentally through an excitation experiment using an experimental apparatus that is emulated by the analytical model. Moreover, the experiment of electricity generation demonstrates that the coupling phenomena are the available measure to amplify energy of the systems and to extract that, performed with piezoelectric elements.

Key Words : Coupling Phenomena, Vibro-acoustic, Electricity Generation

1. 結 言

エネルギー消費効率を向上させることと同様に、環境に廃棄されるエネルギーを回収して有効利用することは、省エネルギーを推進する上で重要な要件である。特に周辺に放射される音響エネルギーは騒音として取り扱われることが多く、また他のエネルギーに比べて極めて小さいことから、ほとんどの場合、再利用の対象外であった。しかし、音響エネルギーの応用技術として熱音響機関が考案され、その効率が内燃機関に匹敵する 30%に達していたことから⁽¹⁾、この分野の研究が注目されるようになってきた。最近では上記機関を逆サイクルで作動させ、熱移動から機関内に音場を形成し、共鳴に代表される増幅現象を利用した発電装置の研究が進められている⁽²⁾。さらに携帯電話やその他の電子機器の補助電源用として、表面に圧電素子が設置されている振動板を音響エネルギーで励振させる発電に着目した取り組みもなされている^{(3),(4)}。このような音響エネルギーの回生にはエネルギーを増大させることが重要であり、上記共鳴現象だけでなく他系との連成も有用な手段である。この場合、音場は構造内部で形成されるが、もしこの構造が薄肉であれば、構造振動との間に連成現象を生じることになる。構造振動と内部音場間の連成に関する研究は、Pan らは僅かに吸音する剛壁と一面のみ単純支持された弾性板で囲まれた直方体音場を想定し、板振動と内部音場間の連成を理論と実験で検討している。その結果、連成系における減衰時間は連成係数、板と音場のモード密度、板の減衰特性及び板振動による外部への音響放射特性等に影響されることを示している^{(5),(6)}。Cheng らは構造的にも剛体の円筒構造の端部に、ばね支持された弾性板を配置した理論解析モデルを取り上げ、端板振動と連成状態にある内部音場の音響特性に及ぼす支持条件の影響を検討している^{(7),(8)}。著者らはこの解析モデルを用い、関与する連成系の固有周波数間における近接度及び出現モード

の類似性から連成現象を評価している⁹⁾⁽¹⁰⁾。ほとんどの関連研究は構造及び音場を単一寸法として取り扱っているが、寸法変化に伴う系間の特性変化から連成現象を検討することも現象を把握する上で重要な要件である。

本研究では系間のエネルギー移動を活発にし、系が保有するエネルギーを増大させる手段として連成現象をとらえ、上記円筒構造の解析モデルの筒長を変化させて連成現象の促進条件を理論的に検討し、解析に対応した加振実験によって検証している。また連成現象を利用して、板表面に貼付した圧電素子で発電する装置を考案し、端板の振動特性と内部音場の音響特性との関係を理論解析と実験の両面から詳細に検討している。

2. 解析方法

2.1 解析モデル

図1に本研究で用いた解析モデルを示しており、円形端板はアルミニウム製端板を想定し、直線ばねと回転ばねによって周辺端部が均等に支持されている。支持条件はそれぞれのばね定数 T_1 , T_2 と R_1 , R_2 によって様々な支持条件を設定できるようになっているが、添え字 1 と 2 はそれぞれ端板 1 側と端板 2 側を意味している。支持条件を無次元ばね定数で表現すれば、 $T_b = T_1 a^3 / D = T_2 a^3 / D$ (D : 端板の曲げ剛性) と $R_b = R_1 a / D = R_2 a / D$ となり、ヤング率 E とポアソン比 ν はそれぞれ 71GPa と 0.33 にしている。音場は端板と同径で筒長 L の円筒形音場として取り扱い、端板以外の境界面は構造及び音響的に剛壁と仮定している。座標は端板の面内方向および音場の横断面方向を距離 r と θ で表し、筒長方向を z としている。本解析では実験条件に近づけるため $T_b = 10^8$ と $R_b = 10$ に設定し、端板 1 には $r/a = 0.4$, $\theta = 0^\circ$ の位置に加振力 $F = 1\text{N}$ を負荷している。端板振動のモードは θ 方向次数 n と r 方向次数 m で (n, m) と表示する。音場に関しては、 r 方向次数 p と z 方向次数 q を用い、音響モードを (n, p, q) で表している。

Fig.1 Analytical model model

2.2 端板の運動方程式

端板 1 と端板 2 の面外変位 w_1 と w_2 は式(2)のモード形を含む式(1)で表現し、以後の解析では許容関数として用いる。

$$w_1 = \sum_{s=0}^1 \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} B_{1nm}^s X_{nm}^s e^{j(\omega t + \phi_1)}, w_2 = \sum_{s=0}^1 \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} B_{2nm}^s X_{nm}^s e^{j(\omega t + \phi_2)} \quad (1)$$

$$X_{nm}^s = \sin(n\theta + s\pi/2)(r/a)^m \quad (2)$$

n は端板の振動モードにおける円周方向(θ 方向)の節線数であり、 m は端板における半径方向(r 方向)の節円数を示している。 s は端板振動と音場の両モードにおける対称性を表す指標であり、 B_{1nm}^s , B_{2nm}^s は以後面外変位及び音圧の決定に必要な係数マトリックスである。また、 ω は点加振の角周波数であり、 t は経過時間、 ϕ_1 , ϕ_2 はそれぞれ端板 1 と端板 2 における振動の位相を示している。

端板の運動方程式はハミルトンの原理を適用することで、次式のように導かれる。

$$\left[\sum_{m'=0}^{\infty} \left\{ K_{1nm'm'}^s (1 + j\eta_p) - \omega^2 M_{1nm'm'}^s \right\} + \sum_{m'=0}^{\infty} a F_{sn} \left\{ T_1 + \left(\frac{m}{a} \right) \left(\frac{m'}{a} \right) R_1 \right\} \right] B_{1nm}^s e^{j\phi_1} = F_{1nm}^s - P_{1nm}^s \quad (3)$$

$$\left[\sum_{m'=0}^{\infty} \{K_{2nm m'}^s (1 + j\eta_p) - \omega^2 M_{2nm m'}^s\} + \sum_{m'=0}^{\infty} a F_{sn} \left\{ T_2 + \left(\frac{m}{a} \right) \left(\frac{m'}{a} \right) R_2 \right\} \right] B_{2nm'}^s e^{j\varphi_2} = P_{2nm}^s \quad (4)$$

$K_{1nm m'}$, $K_{2nm m'}$ と $M_{1nm m'}$, $M_{2nm m'}$ は端板の剛性と質量マトリックス, m' は端板における半径方向の節円数であるため($m'=m$), 各マトリックスは対称となる. また, η_p は端板の減衰係数, F_{sn} は n と s で決定される係数である. さらに P_{1nm}^s と P_{2nm}^s は, それぞれ点加振項と端板の振動と音場の間で連成項として作用する音響加振項であり, 次式のように表される.

$$F_{1nm}^s = \int_{A_1} F_1 \delta(r-r_1) \delta(\theta-\theta_1) X_{nm}^s dA_1 \quad (5)$$

$$P_{1nm}^s = \int_{A_1} P_c X_{nm}^s dA_1, P_{2nm}^s = \int_{A_2} P_c X_{nm}^s dA_2 \quad (6)$$

ここで, 式中の δ は点加振力を表現するためのデルタ関数であり, A_1 と A_2 は各端板の面積, P_c は端板の境界面における音圧である.

2・3 端板振動と音場の連成方程式

本研究ではモデルを簡略化するため, 円筒を剛体と想定している. そのため内部音場は固有関数 Y_N と固有値 k_N からなる波動方程式に支配される.

$$\nabla^2 Y_N + k_N^2 Y_N = 0 \quad (7)$$

板が剛体でなく境界上の音響アドミッタンスが一樣でない場合, このような境界面に接する空間の解を得るためにグリーン関数 G を用いることができる. ただし, 固有周波数を $\omega/2\pi = K/2\pi$ とすれば, K は以下に示す支配方程式の固有値であり, c は音速を表わしている.

$$\nabla^2 G + K^2 G = -\delta(\mathbf{p} - \mathbf{p}_0) = -\delta(r-r_0) \delta(\theta-\theta_0) \delta(z-z_0) \quad (8)$$

右辺はデルタ関数であり, 基準点を $\mathbf{p}_0=(r_0, \theta_0, z_0)$, 空間内の任意の位置を $\mathbf{p}=(r, \theta, z)$ としている. また, 式(7)に関する Y_N は以下のようにして表現できる^{(6),(7)}.

$$G(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0) = \sum_{N=1}^{\infty} \frac{Y_N(\mathbf{p}) Y_N(\mathbf{p}_0)}{V_c M_N (k_N^2 - K^2)} \quad (9)$$

$$\int_{V_c} Y_N(\mathbf{p}) Y_M(\mathbf{p}) dV_c = V_c M_N \delta_{NM} = \begin{cases} 0 & \text{at } N \neq M \\ V_c M_N & \text{at } N = M \end{cases} \quad (10)$$

V_c は空間の容積, 無次元パラメータ M_N は全容積における Y_N^2 の空間的な平均値, 及び δ_{NM} はクロネッカーデルタを示している. 本解析では音源を考慮していないため, 円筒側壁上の境界面では $\partial G / \partial \mathbf{u} = 0$ となり, 内部空間における音圧 $P_c(\mathbf{p})$ は以下のように表すことができる.

$$P_c(\mathbf{p}) = - \int_S G(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0) \frac{\partial P_c(\mathbf{p}_0)}{\partial \mathbf{u}_0} dS_0 \quad (11)$$

添え字の 0 は境界面を意味しているが, P_c は次式によっても表現できる.

$$P_c = \rho_c c^2 \sum_{N=1}^{\infty} \frac{P_N Y_N}{M_N} \quad (12)$$

ρ_c は空気の密度, P_N は音圧を決定するための係数である.

本解析で取り上げている音場は円筒形音場であるため, モード形は次式のように定義する.

$$Y_{npq}^s = \sin(n\theta + s\pi/2) J_n(\lambda_{np} r) \cos\{(q\pi/L)z\} \quad (13)$$

$$\omega_{npq} = c \left\{ \lambda_{np}^2 + (q\pi/L)^2 \right\}^{1/2} \quad (14)$$

ここで、 J_n は n 階のベッセル関数、 λ_{np} は (n,p) 次モードの円形音場に関する固有値方程式の解に相当する。また、 ω_{npq} は音場の共鳴周波数であり、 q は z 方向の節線数を示している。さらに、端板 1 及び端板 2 と音場との境界条件はそれぞれ以下のように仮定する。

$$\left(\frac{\partial P_c}{\partial u}\right)_{z=0} = \rho_c \omega^2 w_1, \quad \left(\frac{\partial P_c}{\partial u}\right)_{z=L} = -\rho_c \omega^2 w_2 \quad (15)$$

ただし円筒の壁面上では $\partial P_c / \partial u = 0$ とする。上記境界条件を式(11)に代入することで P_c は次式のように表される。

$$P_c = - \int_{A_1} G \rho_c \omega^2 w_1 dA_1 + \int_{A_2} G \rho_c \omega^2 w_2 dA_2 \quad (16)$$

また、式(12)を音響モードの次数 n, p, q を用いて表現すると以下ようになる。

$$P_c = \rho_c c^2 \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{q=0}^{\infty} \frac{P_{npq}^s Y_{npq}^s}{M_{npq}^s} \quad (17)$$

式(16)と式(17)の関係は式(9)のグリーン関数を用いることで、任意の音響モードに関して次式のように表すことができる。

$$(\omega_{npq}^2 - \omega^2) P_{npq}^s = - \frac{\omega^2}{V_c} \left(\int_{A_1} Y_{npq}^s w_1 dA_1 + \int_{A_2} Y_{npq}^s w_2 dA_2 \right) \quad (18)$$

ここで端板振動と音場との連成係数を I_1, I_2 とし以下のように定義する。

$$I_1 = \frac{1}{A} \int_{A_1} X_{nm}^s Y_{npq}^s dA_1, \quad I_2 = \frac{1}{A} \int_{A_2} X_{nm}^s Y_{npq}^s dA_2 \quad (19)$$

A は両端板の総面積を示している。式(18)は式(1)を代入し、さらに音場の減衰係数 η_c と上式の連成係数を考慮すれば、次式のように表わせる。

$$(\omega_{npq}^2 + j\eta_c \omega_{npq} \omega - \omega^2) P_{npq}^s = \frac{A \omega^2}{V_c} \left(- \sum_{m=0}^{\infty} I_1 B_{1nm}^s + \sum_{m=0}^{\infty} I_2 B_{2nm}^s \right) \quad (20)$$

さらに、任意の振動モードに関する音響加振項 P_{1nm}^s, P_{2nm}^s は、式(6)、式(17)、式(19)を用いて整理すれば、以下ようになる。

$$P_{1nm}^s = \rho_c c^2 A \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{q=0}^{\infty} \frac{I_1 P_{npq}^s}{M_{npq}^s}, \quad P_{2nm}^s = \rho_c c^2 A \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{q=0}^{\infty} \frac{I_2 P_{npq}^s}{M_{npq}^s} \quad (21)$$

式(20)の P_{npq}^s を式(21)に代入することで音響加振項が導かれる。次式は式(3)、(4)の右辺をそれぞれ示したものである。

$$\mathbf{F}_{1nm}^s - \mathbf{P}_{1nm}^s = \mathbf{F}_{1nm}^s + \frac{\rho_c c^2 \omega^2 A^2}{V_c} \sum_{m'=0}^{\infty} \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{q=0}^{\infty} \frac{I_1 (I_1 B_{1nm'}^s e^{j\phi_1} - I_2 B_{2nm'}^s e^{j\phi_2})}{M_{npq}^s (\omega_{npq}^2 + j\eta_c \omega_{npq} \omega - \omega^2)} \quad (22)$$

$$\mathbf{P}_{2nm}^s = - \frac{\rho_c c^2 \omega^2 A^2}{V_c} \sum_{m'=0}^{\infty} \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{q=0}^{\infty} \frac{I_2 (I_1 B_{1nm'}^s e^{j\phi_1} - I_2 B_{2nm'}^s e^{j\phi_2})}{M_{npq}^s (\omega_{npq}^2 + j\eta_c \omega_{npq} \omega - \omega^2)} \quad (23)$$

解析手順はまず式(3)、(4)及び式(22)、(23)より係数 B_{1nm}^s と B_{2nm}^s を求め、両端板の面外変位と音場の音圧を端板全体と音場全域にわたりそれぞれ算出する。さらに端板の固有周波数を算出する際、解析値は $m=12$ 以上では収束することを確認している。そこで本解析では十分な収束性を考慮して、 n を 15、 m 及び p を 12 以上、 q を 15 以上の高次モードまで仮定して計算している。なお、 q は加振周波数が高いほど、より高次モードまで考慮しなければならない。また、板と音場の減衰係数を $\eta_p = \eta_c = 0.01$ としている。解析結果は w_1 と w_2 及び P_c を式(24)に代入することで平均二乗速度 V_1 と V_2 及び平均音圧 P を算出し、式(25)に示す相対レベル L_{v1} と L_{v2} 及び L_{pv} によってそれぞれ評価している。

$$V_1 = \frac{\omega^2}{2A_1} \int_{A_1} w_1 w_1^* dA_1, \quad V_2 = \frac{\omega^2}{2A_2} \int_{A_2} w_2 w_2^* dA_2, \quad P = \frac{1}{2V_c} \int_{V_c} P_c P_c^* dV_c, \quad (24)$$

$$L_{v1} = 10 \log \frac{V_1}{V_0} \text{ (dB)}, \quad L_{v2} = 10 \log \frac{V_2}{V_0} \text{ (dB)}, \quad L_{pv} = 10 \log \frac{P}{P_0} \text{ (dB)} \quad (25)$$

ただし、 w_1^* と w_2^* 及び P^* は共役成分、基準値 V_0 と P_0 はそれぞれ $V_0 = 2.5 \times 10^{-15} \text{ m}^2/\text{s}^2$ と $P_0 = 4 \times 10^{-10} \text{ N}^2/\text{m}^4$ としており、音響放射係数が1のときに L_{v1} 、 L_{v2} と L_{pv} が一致する基準値を採用している。

3. 実験装置および方法

図2は本研究で用いた実験装置概略図を示したものである。円筒の両側に端板を配置しており、フランジ及びボルトナットで固定している。端板には解析モデルと同様に半径 $a=153\text{mm}$ 、肉厚 $h=3\text{mm}$ のアルミニウム合金製の円形板を採用し、筒長 L は $500 \sim 2000\text{mm}$ の範囲で変化させることが可能である。本実験装置の最も基本的な特性である端板の固有振動特性を把握するため、実験モーダル解析を実施している。加振実験ではマルチファンクションジェネレーターを用いて、実験モーダル解析結果及び理論解析結果を参考に選択した周波数(0,0)次モードの場合282Hz、(1,0)次モード587Hz、(0,1)次モード1094Hzで加振し、片側端板のみに1Nの加振力を与えている。(0,1)次モードにおける加振位置は節円を避けるため端板の中心から半径の20%だけ水平移動させた位置としているが、他のモードでは40%としている。加振実験では L を50mmずつ変化させ、両端板上に設置した加速度センサーで端板振動の加速度を加振側、非加振側の円筒内壁面近傍に設置したコンデンサーマイクروفोनにより、円筒内部の音圧レベルをそれぞれ測定している。また連成現象を利用した発電を行うため、両端板に圧電素子を貼付け、加速度及び音圧レベルと同時に圧電素子に生じる電圧を測定している。

4. 解析結果及び実験結果

4・1 内部音場と端板振動の基本特性

図3では筒長 $L=1000\text{mm}$ の円筒における端板1のみを1Nで加振し、加振周波数 f を150Hz～2000Hzまで変化させた時の円筒の内部平均音圧レベル L_{pv} と両端板の振動レベル L_{v1} 、 L_{v2} の推移を示している。 L_{pv} は f に対して細かく増減しており、その挙動は L_{v2} の変化と対応している。一方 L_{v1} は L_{pv} と L_{v2} と比べて変動が抑制されているが、 $f=280, 590, 1130\text{Hz}$ 付近で大きく増大している。 L_{pv} と L_{v2} も同様の周波数で両レベルピークが生じているものの、そのピーク以外の周波数領域では L_{v1} は L_{v2} を上回っている。端板2は点加振力を受けておらず内部音場によって音響加振されているので、 L_{pv} と L_{v2} は類似な傾向を示していたが、レベルの変動は内部音場が有する音響モードに起因するものである。一方、端板1は点加振力によって強制的に振動しているため、音場の影響は端板2ほど受けていない。しかし上記 $f=280, 590, 1130\text{Hz}$ では端板1がそれぞれ(0,0)、(1,0)、(0,1)次モードで振動し、それらの周波数近傍に存在する音響モードも励起されることになる。この場合、内部音場と端板2の振動との関係に端板1の振動が加えられ、3系の連成が促進されることにより L_p 、 L_{v1} 、 L_{v2} 共に増大し、ピークになったものと考えられる。

4・2 内部音場特性に及ぼす端板振動の影響

図4では半径 $a=153\text{mm}$ 、板厚 $h=3\text{mm}$ の端板を用いた円筒について、解析結果である内部音場の平均音圧レベル L_{pv} 、端板1、2の振動レベル L_{v1} 、 L_{v2} を検証するため、実験で得られた非加振側端板の音圧レベル L_{p2} が示されている。ただし、端板1を(0,0)次モードで加振するため、実験では282Hz、解析では280Hzで加振させ、 L を $500 \sim 2000\text{mm}$ まで変化させている。また、解析結果は各筒長で最大となる L_{pv} を基準に、それに対応する L_{v1} 、 L_{v2} を示している。 L_{pv} は L に対して大きく変化し、 $L=610, 1230, 1840\text{mm}$ 付近でピークになっている。また L_{p2} のピークは L_{pv} に比べてやや異なる筒長で生じているが加振周波数を固定したため、その間隔は約600mmと規則的であり、解析結果と合致している。一方 L_{v1} は $L=970, 1520\text{mm}$ 付近で極大値が現れており、 L_{v2} も L_{v1} と同様な推移が認められ、極大値は L_{v1} に近い領域で生じている。しかし、極小値の生じる筒長は L_{v1} と L_{v2} で異なるため、それらのレベルは L の変化と共に交互に他のレベルを上回ることになる。これらの結果を L_{pv} と比較すれば、 L_{pv} のピークは L_{v1} が極小値から極大値に移行する過程の L_{v2} と交差する筒長で生じているが、それ以外の交点では上記のような明確なピークは現れていない。図5は図4で L_{pv} にピークが生じている $L=610, 1230, 1840\text{mm}$ について、円筒横断面上における平均音圧レベル L_{pa} の筒長方向変化を示したものである。全ての L_{pa}

Fig.2 Experimental apparatus

Fig.3 L_{pv} , L_{v1} , and L_{v2} as functions of excitation frequency Fig.4 Changes in L_{p2} , L_{pv} , L_{v1} , and L_{v2} with L Fig.5 L_{pa} distribution when L_{pv} peaks

分布は $z/L=0$ と 1 の付近でレベルが最大となり、 $L=610, 1840\text{mm}$ では $z/L=0.5$ 付近で最小値が現れている。 $L=1230\text{mm}$ では L_{pa} が規則的に極小値になっており、筒長が長くなると極小値の数も増えている。端板振動が $(0,0)$ 次モードであることを考慮すれば、 $L=610, 1230, 1840\text{mm}$ の音場はそれぞれ $(0,0,1)$, $(0,0,2)$, $(0,0,3)$ 次モードに強く影響されているものと推察できる。

図 6 は $(1,0)$ 次モードで加振した時の結果であるが、実験では 587Hz 、解析では 600Hz で加振しており、取り上げている音圧レベルと振動レベルは図 4 と同様である。 L_{pv} は図 4 と異なり、その挙動は L の増加に伴い緩やかに減少している。 L_{p2} は $L=500, 850, 1150, 1450, 1750, 2000\text{mm}$ 付近で極めて小さいがピークを確認でき、そのピークは約 300mm 間隔で現れている。 L_{v1} も図 4 とは異なりほぼ一定に推移しているが、 L_{v2} は低い値を保ちつつも L_{pv} に近い挙動を呈している。このことから L_{pv} は図 4 の L_{pv} に比べて L_{v2} と強く関与しているものと考えられる。また L_{p2} は L_{pv} を大きく上回りピークなることを考えれば、実際は音響モードの影響をかなり受けているものと推測できる。図 7 は図 6 で L_{pv} に僅かなピークを生じさせている $L=570, 860, 1710\text{mm}$ について、図 5 と同様に L_{pa} 分布を示している。その挙動は図 5 と異なり極小値になる箇所が不明確で、緩やかに増加と減少を繰り返す傾向を示しており、 $z/L=0, 1.0$ では異なるレベルとなっている。このことから図 6 における L_{pv} と L_{p2} のピークの差異を考えると、実際には音場モードの影響がある程度に現れているものと考えられる。端板振動の $(0,0)$ 次モードと $(1,0)$ 次モードを比較すると、まず $(0,0)$ 次モードでは端板が単純な低次モードで振動し、音場と端板の固有周波数が一致するため、系間のエネルギー移動が効率化するものと推察される。一方、 $(1,0)$ 次モードの場合、高次の音場モードを出現させる共鳴周波数が端板の固有周波数を上回っているため、その音響モードによる連成は生じにくい状態にある。その結果、加振周波数に近接する音響モードは図 5 で取り上げた $(0,0,q)$ 次モードのみ存在するため、連成は主に $(1,0)$ 次と $(0,0,q)$ 次モード間で生じることになる。そのため解析では連成が抑制され、 L_{pa} 分布に明確な音響モードが現れていない。

図 8 は $(0,1)$ 次モードで加振したときの結果であるが、実験では 1030Hz 、解析では 1135Hz で加振しており、

Fig.6 Changes in L_{p2} , L_{pv} , L_{v1} and L_{v2} with L Fig.7 L_{pa} distribution when L_{pv} peaks Fig.8 Changes in L_{pv} , L_{v1} and L_{v2} with L Fig.9 L_{pa} distribution when L_{pv} peaks

図 4,6 と同様な整理を行っている。 L_{pv} は図 4 と同様な変化を示しているが、ピークは $L=610, 760, 910 \dots 1820, 1970\text{mm}$ で多数出現している。その間隔は加振周波数が 1135Hz と $(0,0)$ 次モードの 280Hz に比べかなり高いため、約 150mm に抑制されている。 L_{p2} は $L=500, 650, 800 \dots 1600, 1750, 1900\text{mm}$ 付近でピークを生じるが、その間隔も L_{pv} と同様な間隔で現れている。しかし L_{p1} が $1450 \sim 1900\text{mm}$ の範囲でピークが増加していくのに対して、 L_{pv} は徐々に減少している。 L_{v1} は図 4 と比べ周期は短い、一定の挙動を保っている。 L_{v2} は低い値を保ちつつも L_{pv} と近い挙動をしており、 L_{v1} , L_{v2} の値が近づくと L_{pv} にピークが発生することがわかる。このことから L_{pv} のピークは $(0,0)$ 次モードに近い挙動により生成したものであるが、 L_{v1} と L_{v2} における相対的なレベルの関係は $(1,0)$ 次モードと類似している。図 9 は図 8 で L_{pv} のピークが生じている $L=610, 760, 1970\text{mm}$ について、図 5,7 と同様に L_{pa} 分布を示している。その挙動はそれぞれ図 5 と同様な挙動を示しており、 $L=610, 760\text{mm}$ における L_{pa} の最大値には差が認められないが、 $L=610, 1970\text{mm}$ では約 7dB の差が生じている。

以上のことを $(0,0)$ 次と $(1,0)$ 次モードにおける結果と比較すると、低次の音響モードにおいては音圧レベルの減衰は認められず $(0,0)$ 次モードの結果と類似な傾向を示しているが、高次モードになると音圧レベルの減衰が顕著になっている。しかし音響モードは明確に現れており、また音圧レベルがピークになると L_{v1} と L_{v2} が接近することを考慮すれば、その発生原因は $(0,0)$ 次モードと同様であるといえる。一方、 L_{v1} , L_{v2} の差異が明確であり、 L_{pv} と L_{v2} の挙動が類似であることを考えれば、 $(1,0)$ 次モードに近い連成現象とも考えられ、音場は $(0,0,q)$ 次モードの影響が強いものと推定できる。このような $(1,0)$ 次と $(0,1)$ 次モードにおける差異は、連成を引き起こす振動モードと音響モードの類似性に起因するものと考えられる。

図 10 では圧電素子を貼付した実験装置を $(0,0)$ 次モードで加振させ、加振側、非加振側近傍で測定した音圧レベル L_{p1} , L_{p2} について、図 4, 6, 8 と同様な整理を行っている。 L_{p1} は L_{p2} と同様な挙動を示しており、両データが最大になる $L=650, 1270, 1875\text{mm}$ 付近では合致している。しかし $L=950, 1550\text{mm}$ 付近では L_{p2} が

Fig.10 Changes in L_{p1} and L_{p2} with L Fig.11 L_{pa} distribution when L_{pv} peaks Fig.12 Changes in E_1 and E_2 with L

L_{p1} 大きく上回っているため、円筒容器内の音場の把握するためには更なる検討が必要である。図 11 では図 4 に示した L_{pv} におけるピーク間の $L=920, 1460\text{mm}$ について、図 5, 7, 9 と同様に L_{pa} 分布を示している。 $L=920\text{mm}$ では $z/L=0$ と 1 では L_{pa} が約 9dB の差があり、 $z/L=1$ の方が大きいことがわかる。 1460mm の場合、微小な差ではあるものの $L=920\text{mm}$ と同様に $z/L=1$ の方が大きくなっていることがわかる。以上のことを図 10 と比較すると、 L_{p1} と L_{p2} における $L=650, 1270, 1875\text{mm}$ 付近での合致と $L=920, 1460\text{mm}$ 付近での差異は、図 5, 11 に提示した音圧レベルの分布を実験的に裏付けるものである。

図 12 では加振側、非加振側に貼付した圧電素子の電圧 E_1, E_2 の L に対する推移を示しており、これらは L_{p1}, L_{p2} と同時に測定されたものである。 E_1 は一定の値で推移しているが、 E_2 は L_{p1}, L_{p2} と良く対応しており音圧レベルがピークをむかえるとそれに伴い E_2 も大きく増加していることがわかる。それ以外の筒長域において、 E_2 は E_1 と同様な挙動をとるものの、 E_1 を下回っている。これらの挙動は端板振動における加速度の結果と合致しており、 E_1 は加振機による強制的な加振ではば一定となるが、連成が促進されると加振機に拘束されていない非加振側の E_2 は E_1 を上回る増大を示すことになる。

6. 結 言

本研究では両側に端板を配置した円筒構造について取り上げ、その時の両端板における振動と円筒の内部音場との連成現象に注目し、その現象を利用した発電について検討した。

- (1) 解析結果では連成現象は端板の振動特性に依存することを示し、結果的に内部音場にも強く影響することを明らかにした。上記結果は実験で検討した内部音響特性より、解析結果の妥当性のある程度検証できた。
- (2) 内部音場における筒長方向の音圧分布より、音圧レベルのピーク時の音響特性を詳細に検討することができ、解析結果と実験結果の合致点及び相異点を示すことができた。
- (3) 圧電素子を用いた振動発電量を連成現象で増幅させることを試み、現象の促進により発電量が増大することを示した。

文 献

- (1) Backhaus, S. and Swift, G. W., “A thermoacoustic stirling heat engine”, *Nature*, Vol. 399 (1999), pp. 335-338.
- (2) 北谷祐次 他, “熱音響発電システムの実用化に向けた研究ー共鳴管を用いた音場制御に関する検討ー”, 日本音響学会 2010 年秋季研究発表会講演論文集[CD-ROM], 2010.9.
- (3) 速水浩平, 発電装置, 日本国特許公開 2010-200607(2010).
- (4) 速水浩平, 安藤類央, 武藤佳恭, “「音声発電」による搬送波とベースバンド信号の一体型供給伝送デバイスの作成”, 情報処理学会研究報告. MBL, [モバイルコンピューティングとユビキタス通信研究会研究報告], No. 105-80, 2005(47), pp.47-49.
- (5) Pan, J. and Bies, D. A ., “The effect of fluid-structural coupling on sound waves in an enclosure – theoretical part, *Journal of the Acoustic Society of America*, Vol. 87, No. 2 (1990), pp.691-707.
- (6) Pan, J. and Bies, D. A ., “The effect of fluid-structural coupling on sound waves in an enclosure – experimental part, *Journal of the Acoustic Society of America*, Vol. 87, No. 2 (1990), pp.708-717.
- (7) Cheng, L. and Nicolas, J., “Radiation of sound into a cylindrical enclosure from a point-driven end plate with general boundary condition”, *Journal of the Acoustic Society of America*, Vol. 91, No. 3(1992), pp.1504-1513.
- (8) Cheng, L., “Fluid-structural coupling of a plate-ended cylindrical shell: vibration and internal sound field”, *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 174, No.5 (1994), pp.641-654.
- (9) 森山裕幸, “弾性支持された端板を有する円筒内部音場のモード特性”, 日本機械学会論文集 C 編, Vol. 58, No.6 (2002), pp. 338-345.
- (10) 川鍋 智晃, 東海大学紀要工学部, 48(1), (2008), 163-169.

- (A)
- (B)
- (C)

このテンプレートの表題（副題）、著者名、本文などはあらかじめ本会指定のフォントサイズなどの書式が設定されている。この書式を崩さずに入力すれば、文字数、行数など定められた体裁で論文を作成することができる。しかし、絶対的な出来上がりのレベルを保証するものではないので、体裁が望むレベルに達しない場合には、使用の環境に合わせ、投稿者各自において微調整を行うなど、本会の論文集掲載の体裁に最も近い設定を行う必要がある。

なお、書式を崩してしまった場合は、段落内にカーソルを置き、[書式設定] ツールバーの「スタイル」ボックスで、指定したいスタイルをクリックすると体裁を容易に整えることができる。

Table 1 Specified number of pages

Paper for submission	Original Paper	Review	Essay	Note	Translated Paper
Specified number of pages	10Pages	10Pages	5Pages	5Pages	10Pages

3. 原稿執筆の手引き

3・1 原稿の規定ページ数について

論文集に掲載される原稿 1 編当たりのページ数は、原則として表 1 のとおり規定ページ数に従う。

- (1) 原著論文、研究展望は、最大 6 ページまで超過を認める。校閲の結果により、編修委員が特に必要と認めた原稿については、更に超過を認めることがある。
- (2) 研究随想は、校閲の結果により、編修委員が特に必要と認めた原稿については超過を認めることがある。
- (3) 再録論文は、最大 6 ページまで超過を認める。なお、編修委員長が特に必要と認めた原稿については、更に超過を認めることがある。（執筆要綱 B.投稿規程 2・1（注）「例外規定」（2））

3・2 原稿の作成に際して

原稿の冒頭には、和文の表題・副題、著者名、英文の表題・副題、ローマ字著者名、ローマ字連絡先所属機関を入れる。

3・3 表題及び副題の付け方

原稿の表題は内容を明確に表現するもので、しかも簡潔なものが望まれる。また、必要に応じて副題を付けてもよいが、第 1 報、第 2 報という表現は極力避けるようにする。

3・4 英文抄録の書き方

長さは 150～250 語程度で、途中で改行をしないで、本文と切り離してそれだけを読んでも、論文の内容が具体的に分かるように研究対象、研究方法・装置、結果について書く。また、本文中の図・表・文献は、引用しない。式を書く必要がある場合は、式の番号を引用せずに、式をそのまま書く。

3・5 キーワードの付け方

キーワードは、論文の内容を代表する重要な用語で、選定に際しては、基準キーワード集の選定要領に従い選ぶ。

3・7 見出し（章、節、項）の付け方及び書き方

本文は適当に区分して、見出しを付ける。体裁としては、章は 2 行分をとって、行の中ほどに書く。また、節・項は行の左端より 1 文字あけて書き、改行して本文を記載する。ただし節の後に項がくるときは改行する。書体はゴシック体とする。

3・8 量記号・単位記号の書き方

量記号はイタリック体、単位記号はローマン体とする。無次元数はイタリック体で書く。

3・9 用いる単位について

単位は、SI 単位を使用する。数学記号・単位記号及び量記号は、半角英数字を使用する。なお、SI 単位については、本会発行の「機械工学 SI マニュアル」及び「JISZ8203 国際単位系（SI）及びその使い方」を参照する。

3・10 用いる記号

数学記号は、JISZ8201 に従う。また、量を表す文字記号（量記号）は、JISZ8202 に従う。なお、数字の書き方は、表 2 の例に従う。年度の表し方については、本年または昨年などとせず、かならず 2007 年のように西暦ではっきり記述する。そのほか、文中における数字の使い分けについての詳細は、執筆要綱を参照する。

4. 図及び写真・表の作成に関して

- (1) 本文中では、図 1、表 1 のように日本語で書く。写真は、図として扱う。カラーで掲載できる。
- (2) 番号・説明などは、図についてはその下に、表についてはその上に書く。
- (3) 本文と、図・表の間は 1 行以上の空白を空けて、見やすくする。
- (4) 図中・表中の説明及び題目はすべて英語で書く（最初の文字は大文字とする）。書体としては、Serif 系を利用し、9.5 ポイントの大きさに記載する。
- (5) 図及び表の横に空白ができて、その空白部には本文を記入してはならない。
- (6) 図及び表は、余白部分にはみ出してはならない。

5. 数式の書き方

文章と同じ行中にある式の書き方は、表 3 の例に従う。ただし、別行に示す式の場合はこの限りでない。また、カッコの使い方は式 (1) の例に従う。

Table 2 Sample of expression of values

Recommend	Not recommend
0.357	.357
3.141 6	3.141,6
3.141 6×2.5	3.141 6 · 2.5

Table 3 Sample of root and division

Recommend	Not recommend
$\sqrt{(x-y)}$	$\sqrt{x-y}$
$(a+b)/(c+d)$	$a+b/c+d$

Table 4 Physical properties of air at atmospheric pressure

T [°C]	ρ [kg/m ³]	c_p [J/(kg·K)]	η [Pa·s]	ν [m ² /s]	k [W/(m·K)]	α [m ² /s]	Pr
		×10 ³	×10 ⁻⁵	×10 ⁻⁵	×10 ⁻²	×10 ⁻⁵	
0	x.xxxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx
10	x.xxxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx
20	x.xxxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx
27	1.1763	1.007	1.862	1.583	2.614	2.207	0.717
30	x.xxxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx
40	x.xxxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx
50	x.xxxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx
60	x.xxxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx
70	x.xxxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx
80	x.xxxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx
90	x.xxxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx
100	x.xxxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx	x.xxx

$$d \left\{ \sum \frac{1}{2} m k \left[\left(\frac{dxi}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dyi}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dzi}{dt} \right)^2 \right] \right\} = \sum (Xidxi + Yidy + Zidzi) \quad (1)$$

式番号は、式と同じ行に右寄せして () の中に書く。また、本文で式を引用するときは、式 (1) のように書く。式を書くときは、2 文字分空白を空ける。また、必要行数分を必ず使うようにして書く。3 行必要とする式を 2 行につめて書いたり、2 行に分かれる式を 1 行に収めたりしない。なお、本文と式、式相互間は 1 行以上の空白を空けて、見やすくする。

また、原則として数式エディタのポイント数は本文に準じるものとするが、添え字等が小さく読みにくくなるときは適宜拡大する。

$$\bar{C}(t) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N C_i(t) \quad (2)$$

$$C_{ih} = \frac{\sum_{i=1}^N C(t)}{\sqrt{\sum_{i=0}^N (l_0 - l_i)}} = \frac{b}{a} C_0 \quad (3)$$

$$W_{th} = Q_1 \frac{\Delta T_0}{T_0 + \Delta T_0} = Q_2 \frac{2\Delta T_0}{T_0 + 2\Delta T_0} = Q_2 \frac{3\Delta T_0}{T_0 + 3\Delta T_0} = GL_0 \frac{\Delta T_0}{T_0} \frac{T_0 + \Delta T_0}{T_0} \left\{ \alpha^* - \frac{C_p \Delta T_0}{L_0} \left(\frac{T_0}{T_0 + \Delta T_0} \right)^2 \right\} \quad (4)$$

6. 引用文献の書き方

本文中の引用箇所には、右肩に小括弧をつけて、通し番号を付ける。例えば、新宿・渋谷⁽¹⁾⁽²⁾のようにする。引用文献は、本文末尾に番号順にまとめて書く。また、日本語の文献を引用する場合は日本語表記とし、英語の文献を引用する場合は英語表記とする。引用文献の書き方の詳細については、執筆要綱を確認すること。

7. 結 語

本テンプレートファイルのスタイルを利用すると、各々の項目の書式が自動的に利用できるのも便利である。