

クントの実験に関していまだによくわかっていないこと (3)

斉藤 全弘

§1 はじめに

図1のような気柱共鳴管でスピーカーの振動数を変化させたとき、反射板の表面が定常波の節、振動板の表面が腹となるような気柱共鳴がありうるかどうかを考える。

管内に発泡スチロールの小球を封入し、振動板の速度振幅を十分大きくすれば、定常波の腹に向かって小球が集まってくる。速度振幅をいくら以上にすれば小球の分布に縞模様が見られるようになるのかについては、その閾値の存在も含めて、いまだによくわかっていない。小球が腹に向かって移動する様子は、[YouTube \(文献 1\)](#) で見ることができる。その実験では、スピーカーの振動数を断続的に切り替えて、図1の(ii)→(iv)→(vi)→(iii)の順に小球の分布が変わっていく様子を演示し、最後の(iii)になったとき、「Closed～Open Resonance」と書かれたフリップを視聴者に見せている。スピーカーは円筒に固定されているので、円筒は両端とも閉じられた Closed Tube である。この実験の演示者は、一端が節、他端が腹となる定常波が生じているという意味で、Closed～Open という用語を用いているのであろう。

この他にも、[京都大学の入試問題 \(2010 年度\)](#)が、図1の(v)のように、振動板近傍と他の二つの腹の位置に軽い粉が集まってくる現象を扱っており、これに共鳴ということばを用いている。

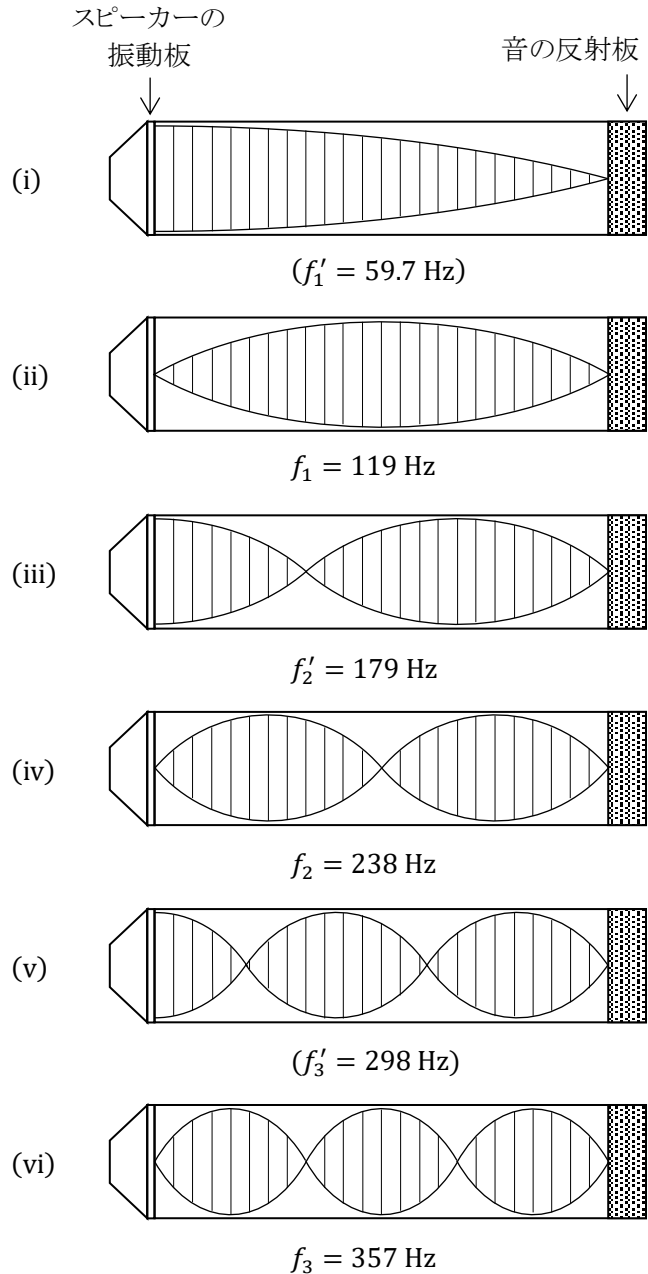


図 1

気柱共鳴管に封入された発泡スチロール小球の分布(縦縞模様)を上から見下ろした図。図の下にある振動数は、(□)内のものを除いて、文献1の演示実験に出てくる数値である。

本稿では、図 1 の (i), (iii), (v) は共鳴ではないことを、理論計算に基づいて論じる。念のために言うておくと、共鳴しているときには定常波が生じているが、定常波が生じているときに共鳴が起きているとは限らない。

§ 2 共鳴とは何か

京大の出題者は、共鳴管内で軽い粉が等間隔に集まることから気柱が共鳴を起こしていることがわかる、と述べている。しかし、粉が等間隔に集まることは、気柱共鳴の必要条件でもなければ十分条件でもない。気柱共鳴が生じていても、その腹での速度振幅が粉の移動に必要な閾値より小さければ、粉の縞模様は形成されない。また、速度振幅は電源電圧に比例するので、共鳴でない定常波のときでも、電圧を大きくすれば、やがて腹での速度振幅が閾値を越え、粉は縞模様を形成する。京大の出題者は共鳴ということばの使い方を間違えているうえに、気柱の共鳴と振動板の共振との関係を明確に理解していないように見える。

定義のあいまいさからくる誤解を避けるために、共鳴に関する用語の復習をしておく。以下の定義はすべて「岩波 理化学辞典」からの抜粋である。

◎ 共鳴 (resonance)

振動系に加える周期的外力の振動数を振動系の固有振動数に近づけていくにつれて、振動系の振幅が急激に増加する現象をいう。

◎ 固有振動 (characteristic vibration , normal mode)

振動系の各要素が常に同位相で振動を続ける様式。振動系ごとにきまっている。自由振動の場合に見られる。その振動数は固有振動数とよばれる。

◎ 自由振動 (free oscillation)

振動系固有の復元力のほかに外力がはたらかない場合の振動。振動を開始させるときだけ瞬間的な外力がはたらくものとする。復元力が適当な条件をみたすときには単振動となり、自由度が 2 以上の場合には基準振動に分解して考察される。抵抗などを系内の力とみて、減衰振動を自由振動に含めることもある。

ただし、本稿では抵抗力に起因する減衰振動は自由振動に含めない。

◎ 基準振動 (normal vibration)

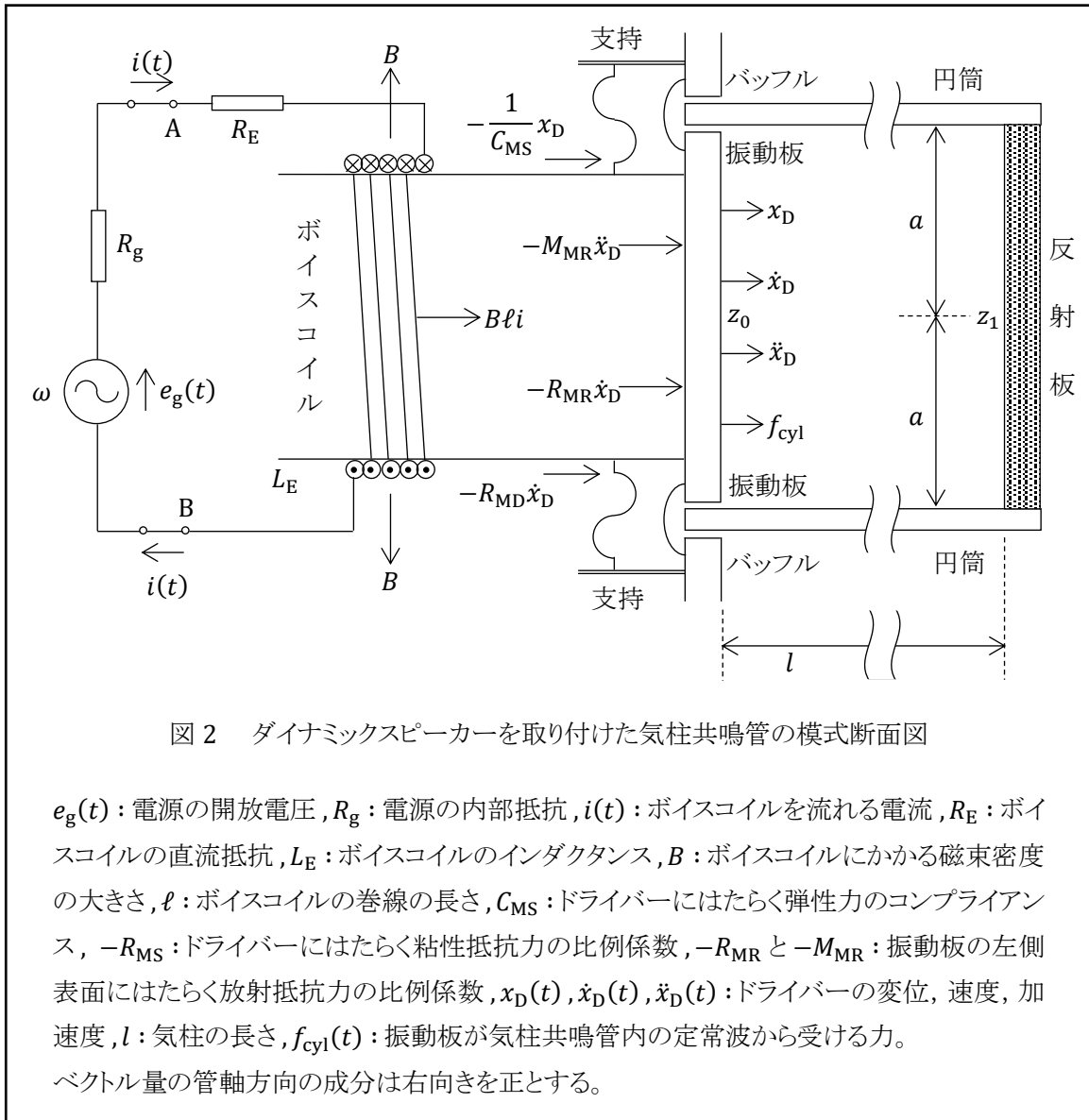
自由度 2 以上の線形振動系が自由振動を行ない、各変数が共通の振動数で単振動している場合の振動をいう。その振動の型を正規モード (normal mode) という。

◎ 自由度 (degree of freedom)

力学系において、その配位 (configuration) をきめる座標のうち、任意に独立な変化をなすうるものの数。

§3 気柱共鳴管内の定常波がスピーカ-の振動板におよぼす力

図2のように、円筒の左端にダイナミックスピーカ-を、右端に音の反射板を固定する。理論計算を簡単にするために、スピーカ-の振動板を半径 a (面積 $S_D = \pi a^2$) の円板とし、円板の外側には無限遠まで広がるバッフルが取り付けられているとする。スピーカ-に角振動数 ω の交流電圧をかけて振動板から円筒内へ音波を放射し、定常波を生じさせる。ここで ω をゆっくり変化させると、振動板の速度振幅が変化する。その大きさ $|\dot{x}_D|$ と ω の関係を求めるのが目標であるが、その準備として、円筒内の定常波がスピーカ-の振動板におよぼす力を求めておく。



反射板の左側表面から右側を見たときの固有音響インピーダンスを z_1 とすると、振動板の右側表面から右側を見たときの固有音響インピーダンス z_0 は、

$$z_0 = \rho c \frac{z_1 \cos \kappa l + j \rho c \sin \kappa l}{\rho c \cos \kappa l + j z_1 \sin \kappa l} \quad (j \text{ は虚数単位}) \quad (1)$$

と表される(文献2の式(76))。ただし、 ρ は空気の密度、 c は音速、 κ は音波の(角)波数で、 $\kappa = \omega/c$ の関係がある。本質的な点を損なうことなく計算式をできるだけ簡単にするために、音波が反射板を透過して外部へ漏れ出すことはないと仮定する。この場合、 $|z_1| = \infty$ であり、

$$z_0 = \rho c \frac{1}{j \tan \kappa l} \quad (2)$$

となる。

スピーカーを円筒に取り付けずに、直接空气中へ音波を放射すれば、振動板の片面はその速度 \dot{x}_D と加速度 \ddot{x}_D に比例する抵抗力 $-R_{MR} \dot{x}_D - M_{MR} \ddot{x}_D$ を、放射した音波からの反作用として受ける(文献3の式(5))。

ところが、スピーカーを円筒(cylinder)に取り付けると、振動板が円筒内の定常波から受ける力 $f_{cyl}(t)$ は、振動板の右側表面での音圧を $p(0, t)$ として、

$$f_{cyl} = -S_D p = -S_D z_0 \dot{x}_D = -\frac{S_D \rho c}{j \tan \kappa l} \dot{x}_D \quad (3)$$

となる。振動板の変位 $x_D(t)$ は、定常状態では $x_D = \int \dot{x}_D dt = \frac{\dot{x}_D}{j\omega}$ と表されるので、式(3)は

$$f_{cyl} = -\frac{S_D \rho c \omega}{\tan \kappa l} x_D \equiv -\frac{1}{C_{cyl}} x_D \quad (4)$$

と書き換えられる。したがって、 $\tan \kappa l > 0$ のときには、この力はコンプライアンス[スティフネス(弾性定数)の逆数]が

$$C_{cyl} = \frac{\tan \kappa l}{S_D \rho c \omega} \quad (5)$$

の弾性力と見なせる。また、 $\tan \kappa l < 0$ のときには、

$$M_{cyl} = \frac{S_D \rho c}{|\tan \kappa l| \omega} \quad (6)$$

とおき、 $\dot{x}_D = \frac{1}{j\omega} \ddot{x}_D$ を用いれば、

$$f_{cyl} = -M_{cyl} \ddot{x}_D \quad (7)$$

と表され、振動板の加速度に比例する抵抗力となる。あるいは、 M_{cyl} を振動板への付加質量として処理することもできる。

以下の立式では、 $\tan \kappa l < 0$ の場合も含めて、統一的に式(4)の f_{cyl} を用いる。

§4 振動板の速度振幅と定常波の腹における空気の世界速度振幅

図2の状況においてスピーカー本体 (Driver) の運動方程式を立てれば,

$$M_{MD} \ddot{x}_D = B \ell i - \frac{1}{C_{MS}} x_D - R_{MS} \dot{x}_D - R_{MR} \dot{x}_D - M_{MR} \ddot{x}_D - \frac{1}{C_{cyl}} x_D \quad (8)$$

となる。ただし, M_{MD} はドライバーの可動部分の質量である。

ボイスコイルを流れる電流は次のキルヒホッフの法則を満たす。

$$e_g - B \ell \dot{x}_D - L_E \frac{di}{dt} = R_g i + R_E i \quad (9)$$

以下では定常状態を想定し,

$$\begin{aligned} \dot{x}_D &= j \omega x_D, \quad x_D = \frac{1}{j \omega} \dot{x}_D \\ e_g(t) &= E_g e^{j \omega t}, \quad \dot{x}_D(t) = \dot{X}_D e^{j \omega t}, \quad i(t) = I e^{j \omega t} \end{aligned} \quad (10)$$

とおく。式(10)を式(8)と式(9)に代入すれば,

$$(M_{MD} + M_{MR}) j \omega \dot{X}_D = B \ell I - (R_{MS} + R_{MR}) \dot{X}_D - \frac{1}{j \omega} \left(\frac{1}{C_{MS}} + \frac{1}{C_{cyl}} \right) \dot{X}_D \quad (11)$$

$$E_g - B \ell \dot{X}_D - j \omega L_E I = (R_g + R_E) I \quad (12)$$

を得る。式(11)と式(12)を振動板の速度振幅 \dot{X}_D と電流の振幅 I について解けば,

$$\frac{\dot{X}_D}{\frac{E_g}{B \ell}} = \frac{B^2 \ell^2}{B^2 \ell^2 + (R_g + R_E + j \omega L_E) \left[(R_{MS} + R_{MR}) + j \left\{ \omega (M_{MD} + M_{MR}) - \frac{1}{\omega} \left(\frac{1}{C_{MS}} + \frac{1}{C_{cyl}} \right) \right\} \right]} \quad (13)$$

$$\frac{I}{E_g} = \frac{(R_{MS} + R_{MR}) + j \left\{ \omega (M_{MD} + M_{MR}) - \frac{1}{\omega} \left(\frac{1}{C_{MS}} + \frac{1}{C_{cyl}} \right) \right\}}{B^2 \ell^2 + (R_g + R_E + j \omega L_E) \left[(R_{MS} + R_{MR}) + j \left\{ \omega (M_{MD} + M_{MR}) - \frac{1}{\omega} \left(\frac{1}{C_{MS}} + \frac{1}{C_{cyl}} \right) \right\} \right]} \quad (14)$$

となる。

次に, 図2の気柱共鳴管に定常波が生じているとき, 反射板から音波の漏れ出しがないとすれば, 振動板から距離 x の位置で, 空気の変位速度 $v(x, t)$ の複素振幅 $V(x)$ と音圧 $p(x, t)$ の複素振幅 $P(x)$ は, それぞれ,

$$V(x) = V_0 \frac{\sin \kappa (l-x)}{\sin \kappa l} \quad (15)$$

$$P(x) = -j \rho c V_0 \frac{\cos \kappa (l-x)}{\sin \kappa l} \quad (16)$$

となる(文献2の式(78)と式(79))。振動板に接触している空気は振動板から剥がれないので,

$$V_0 = V(0) = \dot{X}_D \quad (17)$$

が成り立つ。

式(15)と式(16)より,

$|V(x)| = \begin{Bmatrix} \text{最大} \\ 0 \end{Bmatrix}$, すなわち, 変位速度の $\begin{Bmatrix} \text{腹} \\ \text{節} \end{Bmatrix}$ の位置で,

$|P(x)| = \begin{Bmatrix} 0 \\ \text{最大} \end{Bmatrix}$ となり, 音圧の $\begin{Bmatrix} \text{節} \\ \text{腹} \end{Bmatrix}$ となる

ので, 以下では変位速度の定常波だけを考える。その腹の位置は, $|\sin \kappa (l - x)| = 1$ より,

$$x = l - \left(n - \frac{1}{2}\right) \frac{\pi}{\kappa} \equiv x_n \quad (n \text{ は } 0 \leq x_n < l \text{ を満たす整数}) \quad (18)$$

と表され, そこでの速度振幅の大きさ $|V|_{\max}$ は, 式 (15), (17), (13) より,

$$\frac{|V|_{\max}}{\left| \frac{Eg}{B\ell} \right|} = \left| \frac{B^2 \ell^2}{\left[\left[B^2 \ell^2 + (R_g + R_E + j\omega L_E) \left\{ (R_{MD} + R_{MR}) + j \left\{ \omega (M_{MD} + M_{MR}) - \frac{1}{\omega} \left(\frac{1}{C_{MS}} + \frac{1}{C_{cyl}} \right) \right\} \right\} \right] \right] \sin \kappa l} \right| \quad (19)$$

となる。

電源の角周波数 ω を変化させたとき, $|\dot{X}_D|$ と $|V|_{\max}$ がどのように応答するかを知りたいのであるが, 式 (13) と式 (19) には多くのパラメーターが含まれており, 一般的な状況での考察が難しいので, 具体例に対する数値計算によって, その様相を探ることにする。

§5 具体例に対する数値計算

(A) 気柱共鳴管の設定

[文献1](#)の演示実験の再現を目指して, 気柱の長さ l と円形断面の半径 a を,

$$l = 1.44 \text{ m}, \quad a = 0.0505 \text{ m}$$

とし, 気温を 20°C とする。このとき空気の密度 ρ と音速 c は,

$$\rho = 1.21 \text{ kg m}^{-3}, \quad c = 344 \text{ m s}^{-1}$$

となる。音波の振動数 (= 電源の周波数) を f とすれば,

$$\text{角振動数 } \omega = 2\pi f, \quad (\text{角}) \text{波数 } \kappa = \omega/c = 2\pi f/c$$

である。スピーカーには[文献3](#)で取り上げたウーファー MODEL 136A を採用する。その T/S パラメーター (図2の記号説明参照) は次のとおりである。

$$S_D = 0.008 \text{ m}^2, \quad B\ell = 21 \text{ Tm}, \quad R_E = 6.3 \Omega, \quad L_E = 1.4 \times 10^{-3} \text{ H}$$

$$\text{共振周波数 } f_s = 16 \text{ Hz},$$

$$M_{MS} = 0.151 \text{ kg}, \quad C_{MS} = 6.6 \times 10^{-4} \text{ kg}^{-1}\text{s}^2, \quad R_{MS} = 0.17 \text{ kg s}^{-1}$$

ただし, M_{MS} はドライバーの可動部分の質量と付加質量の和である。T/S パラメーターを定義するときは, 空気中へ直接音波を放射する場合を想定しているので, $M_{MS} = M_{MD} + 2M_{MR}$ である。したがって厳密には, $M_{MD} + M_{MR} = M_{MS} - M_{MR}$ であるが, 特殊な場合を除けば, $M_{MR} \ll M_{MD}$ であるので, 以下では $M_{MD} + M_{MR} = M_{MS}$ とする。

振動面の片面に付加する空気の質量 M_{MR} と片面にはたらく放射抵抗力の比例係数 R_{MR} は、 $\kappa a \lesssim 1$ であれば、

$$M_{MR} \cong \frac{8}{3} \rho a^3 \quad (20)$$

$$R_{MR} \cong \frac{1}{2} S_D \rho c (\kappa a)^2 = \frac{2\pi^2 S_D \rho a^2}{c} f^2 \quad (21)$$

で与えられる(文献4)。これらに上記の数値を代入すれば、

$$M_{MR} = 0.0004 \text{ kg} \ll M_{MS}$$

$$f = \begin{cases} 100 \\ 200 \\ 400 \\ 1\text{k} \end{cases} \text{ Hz}, \quad \kappa a \cong \begin{cases} 0.092 \\ 0.184 \\ 0.369 \\ 0.922 \end{cases} \text{ のとき}, \quad R_{MR} \cong \begin{cases} 0.014 \\ 0.056 \\ 0.23 \\ 1.4 \end{cases} \text{ kg s}^{-1} \begin{cases} \ll \\ < \\ \sim \\ \gg \end{cases} R_{MS}$$

となる。したがって、水中でのクントの実験のような特殊な場合を除けば、付加質量 M_{MR} は無視することができる。しかし、中音域 ($200 \text{ Hz} \lesssim f \lesssim 1 \text{ kHz}$) では放射抵抗力 $R_{MR} [\dot{x}_D]$ は粘性抵抗力 $R_{MS} [\dot{x}_D]$ と同程度かそれ以上となり、無視することはできない。

(B) 固有振動数

以下に出てくる定常波は空気の変位速度の定常波のことである。

気柱共鳴を考察するときには、振動系は気柱であり、周期的外力をおよぼすものはスピーカークの振動板である。円筒の一端にスピーカークを固定し、他端を反射板で閉じた気柱共鳴管では、気柱の自由振動は両端を節とする定常波である。したがって、この気柱の固有振動数は、

$$f_n = n \frac{c}{2l} = n \times 119.44 \text{ Hz} \quad (n \text{ は正整数}) \quad (22)$$

である。ここで振動板の振動数 f を f_n に近づければ、 n 倍振動の定常波の腹において振幅が急激に大きくなり、共鳴が生じる。このとき振動板の位置は実質的に定常波の節の位置になっている。実質的とは、腹での速度振幅の大きさに比べて振動板の速度振幅の大きさが無視できるほど小さい、という意味である。

気柱を単独で考えるのではなく、気柱とスピーカークを一体の振動系と見なし、電源の振動電圧を入力、振動板の振動速度を出力としたときの共振を考えてみよう。まず、その振動系の固有角振動数 ω_D を求める。式(8)に $i = 0$, $R_{MS} = 0$, $R_{MR} = 0$ を代入すれば、自由振動の運動方程式は、

$$M_{MS} \ddot{x}_D = - \left\{ \frac{1}{C_{MS}} + \frac{S_D \rho c \omega}{\tan\left(\frac{l}{c} \omega\right)} \right\} x_D \quad (23)$$

となる。これに $\ddot{x}_D = -\omega_D^2 x_D$ と $\omega = \omega_D$ を代入すれば、 ω_D は

$$M_{MS} \omega_D^2 - \frac{1}{C_{MS}} - \frac{S_D \rho c \omega_D}{\tan\left(\frac{l}{c} \omega_D\right)} = 0 \quad (24)$$

の解として求まる。パソコンがあれば、この超越方程式を簡単に解くことができる。

一方、式(9)に $i = 0$ を代入すれば、 $e_g = B l \dot{x}_D$ となり、ボイスコイルに発生する逆起電力が電源電圧を打ち消す。このとき振動板速度の振幅は、

$$\dot{X}_D = \frac{E_g}{B \ell} \quad (25)$$

となる。

式 (24) の解は次のようになる。

(a) もし $l\omega_D/c \leq 0.5$ であれば、10% 以下の誤差で $\tan(l\omega_D/c) \sim l\omega_D/c$ と近似することができる。式 (24) にこの近似を適用し、具体例の数値を代入すれば、

$$\omega_D \sim \sqrt{\frac{1}{M_{MS}} \left(\frac{1}{C_{MS}} + \frac{S_D \rho c^2}{l} \right)} = 123.7 \text{ Hz}$$

$$f_D = \frac{\omega_D}{2\pi} \sim 19.68 \text{ Hz}$$

を得る。パソコンで計算した領域 $0 < l\omega_D/c < \pi$ での厳密解は、

$$f_D = 19.432 \text{ Hz} \equiv f_{D0}$$

である。

MODEL 136A が空気中に直接音波を放射するときの共振周波数は $f_S = 16 \text{ Hz}$ であるから、気柱共鳴管に取り付けることによって、固有振動数が 3.4 Hz だけ大きくなったことがわかる。

(b) 領域 $l\omega_D/c \geq \pi$ では、次のようにして近似解が得られる。 $l\omega_D/c$ が $n\pi$ (n は正整数) の近傍の値をとるとき、 $\frac{1}{\tan(l\omega_D/c)}$ は小さな値を除いて、 $-\infty$ から $+\infty$ までの値をとるので、式 (24) の近似解は、

$$\omega_D \sim n \frac{\pi c}{l} = n \times 750.49 \text{ Hz}$$

$$f_D = \frac{\omega_D}{2\pi} \sim n \times 119.44 \text{ Hz}$$

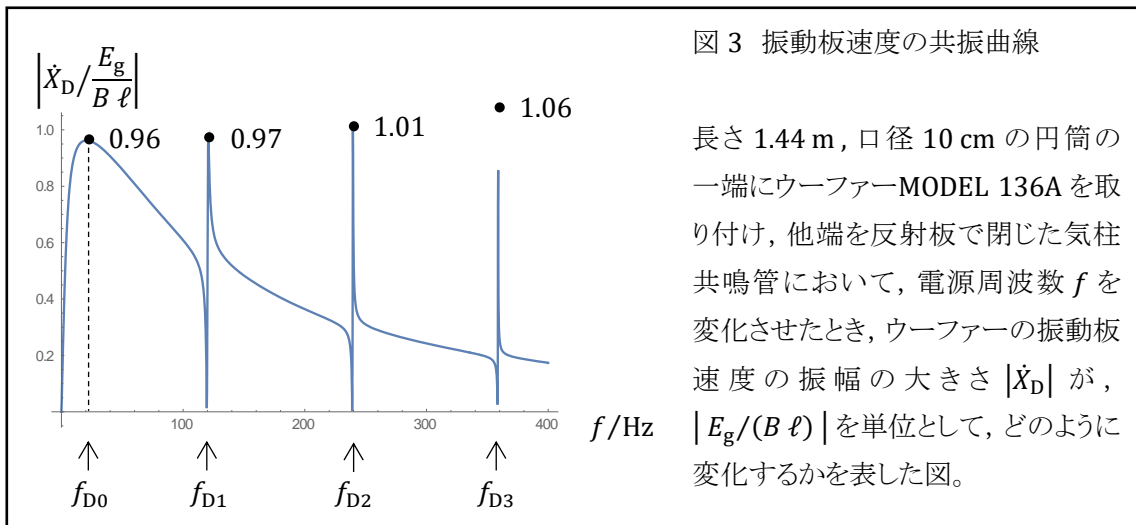
となり、式 (22) とほとんど同じである。実際、 $n = 1, 2, 3$ に対応する厳密解は、

$$f_{D1} = 120.57 \text{ Hz}, \quad f_{D2} = 238.89 \text{ Hz}, \quad f_{D3} = 358.33 \text{ Hz}$$

となっている。これらは、MODEL 136A を気柱共鳴管に取り付けることによって新たに生じた振動板の固有振動数である。

(C) 振動板速度の応答

振動板の固有振動数がわかったので、つぎは振動数 f を変化させたとき、振動板の速度振幅の大きさ $|\dot{X}_D|$ がどのように応答するか見てみよう。式 (13) に $R_g = 0$, $M_{MD} + M_{MR} = M_{MS}$ と具体例の数値を代入し、 $|\dot{X}_D|$ を f の関数として求めたものが図 3 に与えられている。電源周波数 f が固有振動数 f_{Dn} ($n = 0, 1, 2, 3, \dots$) に近づくと、急激に速度振幅が大きくなり、共振が生じる。共振しているときの $|\dot{X}_D|$ の値は、 $|E_g/(B \ell)|$ を単位として、極大点の近くに記入されている。これらの値はほぼ式 (25) を満たしている。 $f = f_{D3}$ での値は拡大図から得られたものである。



(D) 気柱の共鳴曲線

(C)と同様にして, 式 (19) から定常波の腹における空気の色度振幅の大きさ $|V|_{\max}$ を f の関数として求めたものが, 図 4 に与えられている。

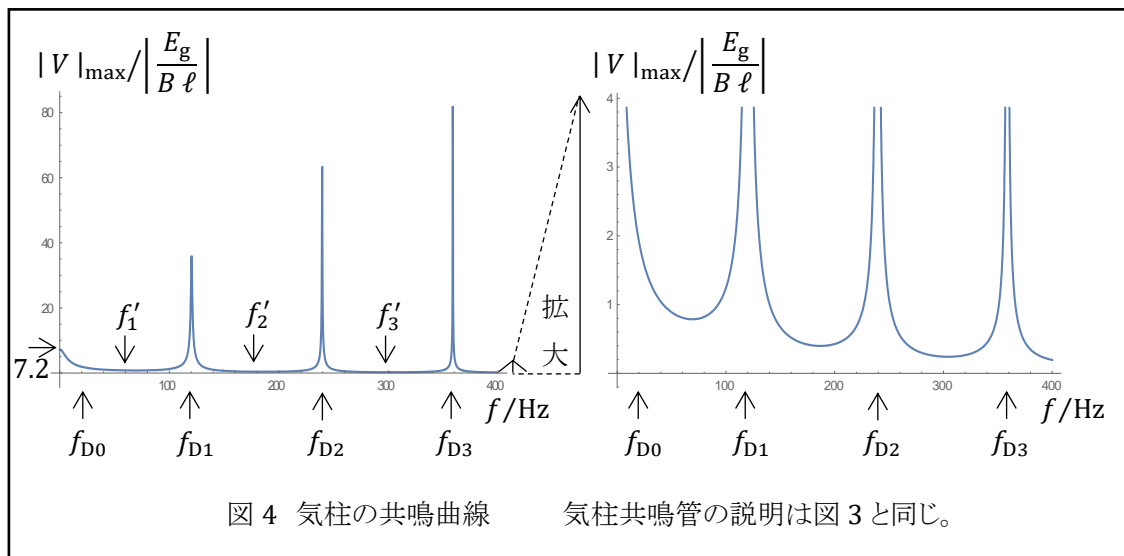


図3と図4を見比べればわかるように, $f = f_{D1}, f_{D2}, f_{D3}$ で振動板が共振しているとき, 気柱も共鳴しているが, $f = f_{D0}$ では振動板が共振しているのに, 気柱は共鳴していない。さらに,

$$f'_1 = \frac{f_{D1}}{2} = 60.1 \text{ Hz}, \quad f'_2 = \frac{f_{D1} + f_{D2}}{2} = 179.9 \text{ Hz}, \quad f'_3 = \frac{f_{D2} + f_{D3}}{2} = 299.1 \text{ Hz}$$

の振動数のときには, $|V|_{\max}$ は極小となっており, 反共鳴の状態になっている。そのとき, $|\dot{X}_D|$ は共鳴でも反共鳴でもない状態にある。[文献1](#)の演示実験では, $f = f'_2$ のときに発泡スチロールの小球が腹に集まってきて縞模様を形成する。これは気柱共鳴に起因するのではなく, 電源電圧 $|E_g|$ が大きいために, 反共鳴状態であっても腹での速度振幅が閾値より大きくなり, 縞模様が形成されるのである(注1)。

(E) 振動数 f を固定し、気柱の長さ l を変化させる場合

一例として、 $f = 500 \text{ Hz}$ ($\omega = 3140 \text{ Hz}$) に固定した場合を考える。このとき、

$$\text{音波の波長 } \lambda = \frac{c}{f} = 0.688 \text{ m}, \quad (\text{角})\text{波数 } \kappa = \frac{2\pi}{\lambda} = 9.13 \text{ m}^{-1}$$

である。(C), (D)と同様にして、式(13), (19), (5)から $|\dot{X}_D|$ と $|V|_{\max}$ を l の関数として求めたグラフはいずれも鋭いスパイク状で、数値的には次のようになっている。

$$\left| \frac{\dot{X}_D}{E_g/(B\ell)} \right| \begin{cases} = 1.15 : l = 0.344 \text{ m}, 0.688 \text{ m}, 1.032 \text{ m} \dots \text{のとき} \\ \ll 1.15 : l \text{ が上の値の近傍以外のとき} \end{cases}$$
$$\frac{|V|_{\max}}{E_g/(B\ell)} \begin{cases} = 150 : l = 0.344 \text{ m}, 0.688 \text{ m}, 1.032 \text{ m} \dots \text{のとき} \\ \ll 150 : l \text{ が上の値の近傍以外のとき} \end{cases}$$

すなわち、気柱の長さが $\lambda/4$ の偶数倍のときに、振動板の共振と気柱の共鳴が生じる。そのとき振動板の速度振幅は定常波の腹における空気の色度振幅の $1/130$ であるから、振動板の位置は実質的に定常波の節の位置になっている。

[文献3](#)の最後尾に、気柱の長さが $\lambda/4$ の奇数倍となる位置に反射板を近づけたとき、 $|\dot{X}_D|$ が急激に大きくなるのかどうかという課題を与えておいた。回答は次のとおりである。上の具体例では、 $|\dot{X}_D|$ と $|V|_{\max}$ は、共振・共鳴の位置を除いて、どちらもゆるやかに変化し、気柱の長さが $\lambda/4$ の奇数倍になったとき、 $|\dot{X}_D| = |V|_{\max} = 0.1289 |E_g/(B\ell)|$ となり、 $|V|_{\max}$ はそこで極小となる。これは反共鳴であって共鳴ではない。[文献5](#)の試行実験は、この結論が少なくとも定性的には正しいことを支持している。

(注1) [文献1](#)の演示実験では、 $|E_g|$ が大きく、したがって相当大きな音が出ているであろうことは、演示者が耳マフラーを使用していることから推測できる。

文献

- 1 https://www.youtube.com/watch?v=qUiB_zd9M0k
- 2 [クントの実験に関していまだによくわかっていないこと \(2\)](#)
- 3 [ダイナミックスピーカ-の T/S パラメーター](#)
- 4 伊藤 毅 : 音響工学原論 , コロナ社 (1974 , 第 10 版) pp.347~351
- 5 [クントの実験に関していまだによくわかっていないこと \(1\)](#)

「熱中物理」に掲載されている論文の要約 は [こちらへ](#)