空力騒音の発生とその制御^{*1}秋 下 貞 夫^{*2}

Key Words: Aerodynamic Sound, Generation Mechanisms, Anti-Sound, Active Noise Control

1. はじめに

流体力学の発展の歴史の中では、流体騒音の研究の歴史は比較的短く、現代的流体騒音の起源は1952年の有名なLighthillの論文^{1,2)}にあるとされる。Lighthillが流体騒音の研究に着手した動機の一つは、その当時実用化が始まったばかりのジェット旅客機の騒音の発生機構の解明にあったと聞く。流体騒音の研究は、当初から環境汚染の問題と結びついていた。現在では米国航空宇宙学会(AIAA)が、わが国では日本機械学会流体工学部門が、それぞれ研究活動の中心的役割を果たしてきた。わが国の航空産業の規模は、米欧のそれと比べて遥かに小さいため、航空機に直接関連する研究はそれ程盛んでない。むしろ消費者指向の工業の発展と結びついて、例えば空調機など生活空間における騒音の研究が主流をなしてきた。以下では、従来の我が国のこのような研究の状況を反映して、主として低マッハ数の流れの領域から発生する騒音を扱う。流体騒音の発生機構の数学的モデル化に関しては、既に優れた解説がある^{3,4)}。ここでは、紙数の制限等から、これらの最近の話題は他に譲り、近時特に米国を中心として盛んになってきつつある騒音の能動制御も含めて、2, 3のトピックスを紹介する。

2. 音源のモデル化

音の発生・伝播には空気の粘性は本質的な関係を持たないとして、その効果を見捨てる時、圧縮性流体の連続の式及び運動方程式から、形式的に速度ベクトル v を消去して次式を得る。

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - a_0^2 \nabla^2 \rho = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (1)$$

ここに、

$$T_{ij} = \rho v_i v_j + (p' - a_0^2 \rho') \delta_{ij} \quad (2)$$

であり、式(1)では、添字 i, j について加算の規約を適用する。また p', ρ' はそれぞれ、圧力と密度の静止一様状態からのずれとし、 a_0 はその状態での音速とする。式(1)は有名なLighthillの方程式であり、その式の導出に当たっては、非粘性以外の如何なる仮定も適用されていない(Lighthillの原論文では粘性項も取り入れられている)。式(1)において $p' = a_0^2 \rho'$ を仮定し、 $v_i = 0$ とすれば、その式は音波の伝播の挙動を表す。いま例えば、噴流によって激しい乱れの場合が局在し、他は静止一様な流れが支配しているとする。乱れた場では明らかに、 $\rho v_i v_j$ が大きな効果を生んでいるから、それを音源とみなすと、式(1)は局在化した音源から発生し、静止一様な場を伝播する音波の挙動を表す。噴流により誘起された乱れから発生するランダムな騒音をこのようにモデル化するのであるが、このようなモデルは常に成り立つとは限らない。即ち、左辺の $\rho = \rho_0 + \rho'$ は右辺の T_{ij} 中にも含まれており、また v_i も大振幅の音波の伝播に伴って誘起されるから、音源効果と伝播効果は明確には分離されない。Ribnerはこれらの二つの効果を分離するために次のような表現を導いた⁵⁾。圧力を $p = p^{(0)} + p^{(1)}$ と書いて、 $p^{(0)}$ を

$$-\nabla^2 p^{(0)} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (3)$$

によって定義すれば、式(1)は $dp = a_0^2 d\rho$ を使って次のように書ける。

著 者 紹 介

秋下 貞夫 (正会員)

昭和13年生。鳥取県出身。昭和36年京都大学工学部航空工学科卒業。昭和39年三菱電機(株)中央研究所入社。昭和63年立命館大学理工学部機械工学科教授。騒音・振動の制御、ロボットなど、力学・制御系に関する研究に従事。工学博士。日本機械学会、システム・制御・情報学会、日本ロボット学会、AIAA各会員。

^{*1} 平成6年4月6日、日本航空宇宙学会第25期年会講演会にて講演。平成6年8月17日原稿受理 Generation Mechanisms of Aerodynamic Sound and Active Noise Control

^{*2} 立命館大学理工学部機械工学科 Sadao AKISHITA

$$\frac{\partial^2 p^{(1)}}{\partial t^2} - a_0^2 \nabla^2 p^{(1)} = - \frac{\partial^2 p^{(0)}}{\partial t^2} \quad (4)$$

ここに $p^{(0)}$ は、 $a_0 \rightarrow \infty$ を仮定した音波の式を満たすから、非圧縮流体中における T_{ij} の変動が誘起する圧力変動とみなせる。このような見方から $p^{(0)}$ を“pseudo-sound”と呼ぶ。式(4)は、音波即ち“疎密波”の圧力変動 $p^{(1)}$ が pseudo-sound $p^{(0)}$ を音源として発生するという発生機構を表している。

非圧縮理想流体を考える場合には、流れの乱れは渦糸要素の変動によって表される。Powell はこのような考えから、“vortex sound”と言う概念を提案した⁶⁾。実際式(2)において、 $T_{ij} \approx \rho_0 v_i v_j$ と近似すれば、

$$\frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} = \frac{\partial^2 \rho_0 v_i v_j}{\partial x_i \partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_i} \{ \rho_0 (v \times \omega)_i \} + \nabla^2 \left(\frac{1}{2} \rho_0 v^2 \right) \quad (5)$$

が得られ、右辺の第一項は渦糸要素の移動が音源となることを示している。

ここまでは、固体境界の存在を考慮に入れていない。しかし、如何なる流体騒音であれ、何らかの固体の境界の影響を免れることはあり得ず、固体境界を考慮した音場の方程式を導出しなければならない。即ち、第1図に示すように代表寸法 l の固体の近くに乱れた流れの音場があり、 l は音の波長 λ に比べてはるかに小さく (compact source)、また音源から音場までの距離 r は波長 λ に比べてはるかに大きく (far field)、

$$r \gg \lambda \gg l \quad (6)$$

とするとき、Curle は式(3)の解として次の表現を導いた⁷⁾。

$$p' = a_0^2 p' = \frac{1}{4\pi a_0^2} \frac{x_i x_j}{r^3} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \int_V T_{ij} \left(\mathbf{y}, t - \frac{r}{a_0} \right) dV(\mathbf{y}) - \frac{1}{4\pi a_0^2} \frac{x_i}{r^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_S p_i \left(\mathbf{y}, t - \frac{r}{a_0} \right) dS(\mathbf{y}) \quad (7)$$

いま、流れの速度を U 程度とし、 $T_{ij} \sim \rho_0 U^2$ 、 $\frac{\partial}{\partial t} \sim (U/l)$ 、 $\int dV(\mathbf{y}) \sim l^3$ 、 $p_i \sim \rho_0 U^2$ 、 $\int dS(\mathbf{y}) \sim l^2$ とすれば、第1項と第2項の音源のパワ $P = 4\pi r^2 \bar{p}^2 / \rho_0 a_0$ は次のように見積れる。但し $(\bar{\cdot})$ は平均値の操作を意味する。

$$P_4 \propto \rho_0 U^8 l^2 / a_0^5 = \rho_0 l^2 U^3 M^5 : \text{quadrupole} \quad (8)$$

$$P_d \propto \rho_0 U^6 l^2 / a_0^3 = \rho_0 l^2 U^3 M^3 : \text{dipole} \quad (9)$$

式(8)より、四極子音源による騒音の放射パワ P_4 は U^8 または M^5 に比例して増加する。一方、式(9)によれば双極子音源による騒音放射パワ P_d は U^6 または M^3 に比例して増加する。従って、 $M \ll 1$ の場合には、双極子の方がはるかに効率よく騒音を放射するこ

第1図 騒音源と固体境界

とになる。

さて、第1図に示すような流れ場では、 p は流れの乱れにより生じる。これより、次のような解釈が可能となる。流れの中の乱れは四極子音源として、far field に疎密波を直接放射すると同時に、近傍の固体境界に near field としての圧力変動を誘起する。 $M \ll 1$ であれば、四極子音源より双極子音源の方がはるかに効率よく騒音を放射するから、式(7)では第2項のみを評価すればよい。compact な固体を流れ場の特異点とみなすとき、式(7)の第2項は、式(5)の第1項と同様に、空間中の点状の双極子音源とする扱いが可能である。しかし、その起源は上述の意味で四極子音源にある。この解釈は、式(4)と同様、音源としての near field の役割を示す

3. 静止翼の騒音

固体と流れの干渉による騒音の例として、無限領域の流れの中におかれた翼からの騒音放射を考える。翼への流入角が大きい場合は別として、適当な範囲の流入角の場合、翼のまわりに大きな剝離領域がないとすれば、式(7)の第2項が卓越し、第1項は省略できる。いま、式(6)の仮定を保つとすれば、

$$\int_S p_i dS(\mathbf{y}) \approx L_i : \text{揚力} \quad (10)$$

とできるから、式(7)は次のように書ける。

$$p' = - \frac{1}{4\pi a_0^2} \frac{x_i}{r^2} \frac{\partial}{\partial t} L_i \left(t - \frac{r}{a_0} \right) \quad (11)$$

これより、静止翼の騒音の予測は、適当な流入角の範囲では如何に精確に揚力変動を算定できるかにかかっている。翼が姿勢角を変えたり、入射流れがその速度ベクトルを周期的に変動させる場合には、非定常空気力学の問題そのものであり、これ以上は考究しない。翼のまわりの流れを効率よく利用する流体機械では、その効率を最大にするために、翼のまわりの流れの乱れを最小限度に押さえる。この場合には、最低レベルの翼騒音が追究される。揚力の変動は翼面の乱流境界層によって誘起されるから、非粘性流体力学の枠を超えた扱いが必要である。式(9)によれば、双極子による騒音放射パワ P_d に関しては当然、 $n=6$ が予想される。筆者らの実験によれば、NACA 4 桁翼の場合こ

の関係は必ずしも成立しない⁹⁾。その原因は式(6)の関係の成否にかかっていると推定された。流入角が小さい範囲では、騒音スペクトルの高調波成分が支配的となり、その場合波長が翼弦長より小さくなり、式(11)は成立しない。式(7)に関して、騒音放射への寄与においては、第2項が第1項に優越し、第2項の中では後縁の寄与が顕著となる。この意味でこの種の騒音を“trailing edge noise”と呼ぶ⁹⁾。この騒音の発生機構は次のように説明される。後縁の特異性を強調し、問題の本質に焦点を絞るならば、 $\lambda \ll l$ と仮定し、第2図(a)に示すように半無限平板の後縁の付近の流れを考えればよい。問題を簡単にするために、2次元の流れを考え、一本の渦糸が後縁を過ぎるときの騒音放射を扱う。この時の四極子の表現は式(5)の右辺第1項であり、Howeは放射音場に関して次の表現を導いた¹⁰⁾。

$$p'(t) = \frac{\rho_0 \Gamma \sin(\theta/2)}{\pi \sqrt{r}} \left[\frac{D\Psi}{Dt} \right]_{t'=t-\frac{r}{a_0}} \quad (12)$$

ここに、 Γ は渦糸の循環、 θ は音場の点 x の位置を平板から測ったときの上下角、 Ψ は渦糸なしとするときの流れ関数である。 $D\Psi/Dt$ は Ψ に関するラグランジュ微分であり、 $[\]$ は遅れ時間 t' で評価することを表す。上式の $[D\Psi/Dt]$ の項は、渦が平板と干渉しないで流れるとすれば、 $\Psi = \text{const.}$ の線に沿って流れるから、音響放射は生じないことを示す。後縁の付近

第2図(a) 後縁を過ぎる渦糸

第2図(b) Kuttaの条件の適用

では、この干渉が激しく Ψ の変化が増大し、音響放射が大となる。

さて、ここで重要な問題の一つはKuttaの条件¹¹⁾の成否である。渦糸 Γ が通過するとき、後縁ではKuttaの条件が満たされるとすれば、第2図(b)に示すように、 Γ による誘起速度を打ち消すようにもう一つの渦糸 γ が放出される。このとき式(12)は次のように書き直される¹⁰⁾。

$$p'(t) = \frac{\rho_0 \sin(\theta/2)}{\pi \sqrt{r}} \left\{ \Gamma \left[\frac{D\Psi}{Dt} \right]_r + \gamma \left[\frac{D\Psi}{Dt} \right]_\gamma \right\} \quad (13)$$

上式の $\{ \}$ の第2項の γ が、第1項の Γ による誘起速度を後縁で0となるように打ち消すとすれば、 Γ と γ は同値異符号を持ち、それぞれの $[D\Psi/Dt]$ がほぼ同量とした時には、 $p'(t)$ は殆んど0となる。実際には粘性の効果により、二つの渦糸の効果が相殺するまでもなく、Kuttaの条件はかなりの程度に成立するであろう。その結果、非粘性流の扱いではKuttaの条件は成立せず、trailing-edge noiseの音響放射はかなりの量として観測される、と推定される。

なお、渦列が後縁を通過するときには離散的な渦とする取り扱いよりも、これを渦の波が後縁の付近を通過するとき、後縁との干渉により音響放射を誘起するとする扱いもあり得て、高橋らはこの問題の解析解を得ている¹²⁾。

さて、近年の数値流体力学の発展を流体騒音の予測に援用する動きがみられる。圧縮性流体のNavier-Stokesの方程式を解けば、その解の中には音波も含まれる。しかし、我々が日常的に聞いている騒音の音圧振幅は、 $1 \mu\text{bar}$ 程度であることを想起するならば、音源の流れの乱れと同一の場でこれを捕らえることの困難さは容易に想像できる。この期待を実現するにはモデル化が必要であり、たとえば式(11)のモデル化が妥当な場合には、実験結果とよい一致を示す数値計算例が得られている¹³⁾。四極子場などの場合も含めて今後の発展が大いに期待される¹⁴⁾。

4. 回転翼の騒音

以下では、音の波長に比べてはるかに小さい弦長を持つ回転翼の騒音を考える。最初に、静止翼と同様に比較的きれいな流れを翼のまわりに仮定すれば、双極子音源が支配的であり、式(10)をそのまま適用できる。静止翼と異なって今度は特異点が動いているから、式(11)の表現は適用できない。Lowsonはこれに対して次のような表現を導いた¹⁵⁾。

$$p'(x, t) = -\frac{1}{4\pi} \int_V \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial y_i} \{ L_i \cdot \delta(y - y_0) \} \right]_t dV(y) \quad (14)$$

第3図 回転する集中力と座標系

式(12)の時と同様に [] の中の量は遅れ時間 t' で評価する。上式では、 $y = y_0(t)$ に音源が集中して動いているから、この積分は直ちに実行できて次のように書ける。

$$p'(x, t) = \frac{1}{4\pi a_0} \left[\frac{(x_i - y_i)}{(1 - M_r^2)r^2} \left\{ \frac{F_i}{1 - M_r} \frac{\partial M_r}{\partial t} + \frac{\partial F_i}{\partial t} \right\} \right]_t \quad (15)$$

ここに、 $M_i = \dot{y}_{0i}/a_0$ は特異点の移動速度のマッハ数成分を表す。また、 M_r 、 $\partial M_r / \partial t$ は次のように表される。

$$M_r = M_i \frac{x_i - y_i}{r}, \quad \frac{\partial M_r}{\partial t} = \frac{x_i - y_i}{r} \frac{\partial M_i}{\partial t} \quad (16)$$

これらは、それぞれ特異点の接近速度及びその加速度に対応するマッハ数である。式(15)より、動いている流体力による騒音は、(1)特異点の加速度運動、(2)流体力の時間的変動、の2つの機構により発生することになる。(1)は回転翼の場合に特徴的であり、例えば流体力が定常的であっても、遠心力を伴う回転運動自体によって音波が発生することを示している。

プロペラやターボファンのような回転翼の騒音はその形態から、連続周波数成分を持つ“広帯域騒音”と、離散周波数成分を持つ“回転音”に大別される。回転翼への流体作用力を第3図に示すように、代表半径 R で回転速度マッハ数 $M = R\Omega/a_0$ で移動する推力 T と抗力 D に分ける。広帯域騒音は T や D がランダムに変動することにより生じるが、そのスペクトルは集中力の回転周波数により変調される。しかし、回転周波数がランダムな変動のピーク周波数よりかけ離れて低い場合には、回転の影響はスペクトルには現れない。広帯域騒音の音圧 p' について、Morfey らは次

 第1表 周波数とモードの関係⁴⁾

周波数	モード数	モード回転数 (Hz)
kBN	$kB - lV$	$\frac{kB}{kB - lV}N$

k : 高調波次数, l : 任意整数

 第4図 回転速度とモード位相速度の関係⁴⁾
($B=3$, $V=4$, ∇ : mode)

の表式を導いた¹⁶⁾。

$$\bar{p}^2 = \frac{1}{(4\pi a_0 R_0)^2} \left\{ \left(1 + \frac{\alpha^2}{2} \right) [\cos^2 \varphi \bar{T}^2 + \sin^2 \varphi \bar{D}^2] - 3\alpha \sin \varphi \cos \varphi \bar{T}\bar{D} \right\} (1 - \alpha^2)^{-\frac{5}{2}}, \quad \alpha = M \sin \varphi \quad (17)$$

動翼がダクト内に収納されるターボ機械では、静止翼列が動翼列に近接する結果、動翼と静翼の干渉によるモードが誘起される。等ピッチの翼列の場合、このモードは周期性を持つから、回転音がダクトの外で観測され、動翼枚数を B 、静翼枚数を V 、回転数を N (Hz) とする場合、周波数とモードの関係は第1表のように表される。第4図には、具体例として、 $B=3$ 、 $V=4$ のとき1個のモードが発生し、動翼の回転と逆方向に3倍の位相速度で回転する様子が表されている。第1表に示すように、 k 従って周波数を固定しても l の任意性により、無限個のモードとモード回転数が誘起される。回転モードでは、モードの回転マッハ数を越えない限り、音波はダクト遮断され、外には伝わらない¹⁷⁾。

5. 騒音の制御

騒音の低減対策に要するコストの観点から、従来は音源の低減対策や伝播経路における遮音や消音などの対策に重点が置かれてきた。しかし、近年の計算機を含むエレクトロニクスの進歩に伴い、コスト対性能の観点から、騒音の能動制御が大きな注目を集めるようになった。Ffowcs Williams は1984年“Anti-sound”と言う概念を発表し、騒音の能動制御研究興隆のきつ

第5図 “Anti-sound”¹⁸⁾の概念図

第6図 二次音の振幅と位相の相殺への影響

かけを与えた¹⁸⁾。第5図(a)は、騒音源を囲む Anti-sound source の閉曲面を作り、騒音を内部の空間に閉じこめることを、(b)では外部から進入する音波に対して Anti-sound source の閉曲面で反射面を形成することを、それぞれ示している。一般に低周波音は1次元音場を形成しやすく、2次元音の重畳による音場の能動制御に適している。いま、座標 r を持つ1次元音場を伝播する1次元音圧を $p_1(r, t) = A \cos[\omega(t - r/a_0)]$ で表す。2次元音圧は振幅 A' で位相遅れ ϕ を持つとすれば、 $p_2(r, t) = -A' \cos[\omega(t - r/a_0) + \phi]$ で表される。このとき、両者の重ね合わせ $p = p_1 + p_2$ の減音度 $10 \log[\bar{p}^2/\bar{p}_1^2]$ は、振幅差比を $\Delta = (A - A')/A$ とするとき、次のように表される。

$$10 \log[\bar{p}^2/\bar{p}_1^2] = 10 \log[1 - 2(1 - \Delta) \cos \phi + (1 - \Delta)^2] \quad (18)$$

振幅差比 Δ と位相差 ϕ による減音度の変化の様子は、第6図に示すとおりである。式(18)に示したように、 $\Delta = 0$ 、 $\phi = 0(\text{deg})$ であれば、 $p = 0$ で完全に相殺されるが、いずれか又は両者が0でなければ減音度は有限となる。第6図に示したように、減音度は位相差に敏感であり、減音の効果を上げるためには、1次元音と

第7図 ANC システムのブロック線図

2次元音の時間及び空間におけるマッチングが重要な課題となる。実際に、2次元音の重畳による音場の能動制御を Active Noise Control (ANC) と呼び、現時点では最も効果的な騒音能動制御技術の一つと考えられている。この技術の焦点は、上述の意味でのマッチングの自動調節であり、残留音即ちエラーの2次関数を最小に保つ適応フィルタの構成に絞られる。以下では、適応フィルタとして最も広く応用されている二乗誤差最小化アルゴリズムの原理を説明する¹⁹⁾。いま、一般的な3次元音場を考えると、第7図に示すように1個のエラーマイクロフォン位置での音圧変動をベクトル $d = (d_1 d_2 \dots d_l)^T$ で表し、それを打ち消すための信号は、feed forwardのための基準信号 $x(t)$ から作る行列 $R: l \times M$ に重みベクトル $w = (w_1 w_2 \dots w_M)^T$ を掛けて作るとする。この時、エラーベクトル e は、

$$e(t) = d(t) + R(t)w(t), \quad R = [r_1, r_2, \dots, r_M]^T \quad (19)$$

であり、エラーの2次元量の期待値 J は、

$$J = E(e^T e) = E(d^T d) + 2w^T E(R^T d) + w^T E(R^T R)w \quad (20)$$

であるから、 J を最小とする重みベクトル w_{opt} は、

$$w_{\text{opt}} = -[E(R^T R)]^{-1} E(R^T d) \quad (21)$$

で計算できる。ここに $E(\cdot)$ は期待値を表す。これより、エラー信号 e をもとにして重みベクトルを調節していけば、エラーの2次元量 J を最適に調整できる。エラー信号をもとに w を適応させる部分は、feed back ループを、基準信号 x をもとに行列 R を作る部分は feed forward ループを、それぞれ適用するところにこのシステムの特徴が表されている。即ち、これにより適応性を確保しながら、feed forward を用いて信号処理による位相遅れを防止していることになる。最近高速計算機の普及に伴って、ANC を製品に導入した実施例がみられるようになっており、この場合の技術の焦点は低価格化とアクチュエータの長寿命化である。この技術の限界は、feed forward の際のマッチングに必要な2次元音と1次元音の間の因果律の成否と、信号処理による位相遅れが、それぞれもたらす。前者によりランダムな騒音には効果が低く、後者の理由もあってほぼ 1000 Hz が上限の周波数であ

 第8図 流れの乱れから騒音までのパワーの流れ²⁰⁾

る。

Anti-sound の概念は、音場の制御に留まらず、流れ場を包含する広義の圧力振動の低減のための能動制御にも適用できて、ターボ機械の不安定現象、熱流体の自励振動や境界層の乱流遷移の制御などにも用いられる¹⁸⁾。航空機や高速乗用車では、機体のまわりの流れの乱れが隔壁の曲げ弾性振動を励起し、この振動が室内騒音を支配する場合がある。このような流れの乱れのパワから音響パワまでのエネルギーの伝達が、隔壁の弾性振動を通してなされる機構は第8図のようにモデル化できる²⁰⁾。流れの乱れのパワ $P(\omega)$ は隔壁の各点に伝達関数 $F_i(\omega)$ を通して、成分 $q_i = F_i(\omega)P(\omega)$ を持つ一般化ベクトル $q = [q_1, q_2, \dots, q_N]^T$ を印加する。この結果、隔壁のモード速度ベクトル $\dot{\xi} = [\dot{\xi}_1, \dot{\xi}_2, \dots, \dot{\xi}_N]^T$ が誘起され、それぞれの成分 $\dot{\xi}_i$ は音響放射伝達関数 $G_i(\omega)$ を通して、モード音圧成分 z_i をもたらす。結局伝達される音響パワは $\sum z_i^2$ となる。即ち、流れの乱れのパワ関数 $P(\omega)$ は、隔壁の弾性振動のダイナミクスと音響放射機構を通して、音響パワに変換される。このような騒音を低減する方法は、第一に流れの乱れのパワ $P(\omega)$ を減らすこと、第二に隔壁の剛性を増して一般化力 q からモード速度ベクトル $\dot{\xi}$ への伝達関数のゲインを低下させることである。後者は、多くの場合隔壁の重量を増すことにつながり、常には実施できない。航空機や乗用車のように重量への制約が厳しい機械システムでは、ここに能動制御を導入する局面が生じる。筆者らは、薄い弾性板の振動制御を通して音響伝達効率を低下させる研究を進めている²¹⁾。いま、第9図に示すように、ダクト内部のスピーカからの音波により励起される薄板の曲げ振動が外部に音響パワを伝達する系を考える。ここでは、板の両面にそれぞれ5枚の圧電素子が貼付され、それぞれセンサ及びアクチュエータとして用いられる。圧電素

第9図 板の騒音伝達制御の実験装置

子は、外部電圧を印加すれば、曲げモーメントを発生する一方で、曲げ歪みを受けると起電力を生じる。ここに、圧電素子の能動制御素子としての魅力的な特徴がある。このような制御システムは、第10図のようなブロック線図で表すことができる。プラントとしての圧素電子を含む薄板系、センサ及び制御器は閉ループを構成する。入射音圧は外乱 v としてプラントに作用し、薄板の曲げ振動変位ベクトル w から、音響放射伝達関数 G_a を通して、外部空間の音圧 p_a に伝

第10図 板と制御系のブロック線図

達される。閉ループの外部からの目標信号 $r=0$ が加えられているとみなせば、この制御系設計問題は、外乱を排除するためのレギュレータ構成問題と捉えることができる。このような系の制御アルゴリズムは、最近注目を集めている柔軟構造物のロバスト制御系設計の典型的な問題の一つと考えられ、今後の展開が望まれる。

6. おわりに

流体騒音の研究課題は、交通手段の飛躍的な進歩に伴ってますます重要性を増しつつある。限られた紙面の中でこれを概括することは、浅学非才の筆者にとって過大な重荷である。筆者の経験に基づいて、亜音速流れの問題のみに絞らざるを得なかった。我が国でも超音速噴流音の実験的研究、遷音速回転音の研究などで優れた成果が報告されている。これらについては割愛せざるを得なかった。最後に最近注目を集めつつある騒音の能動制御の一部を紹介した。これらについては今後急速な発展が期待される。流体騒音を含めてこれらに関心を持つ諸氏の関心を惹起できれば幸いである。

参考文献

- 1) Lighthill, M. J.: On Sound Generation Aerodynamically, I, Proc. Roy. Soc., **A211** (1952), p. 564.
- 2) Lighthill, M. J.: On Sound Generation Aerodynamically, II, Proc. Roy. Soc., **A222** (1954), p. 1.
- 3) 神部 勉: 流れと音, 流体力学の展望 4, 日本流体力学学会, 1983.
- 4) 日本流体力学学会編: 流体力学ハンドブック, 12. 流れと音, 1987.
- 5) Ribner, H. S.: Aerodynamic Sound from Fluid Dilation, Univ. Toronto, Inst. of Aerophysics Report No. 86, 1962.
- 6) Powell, A.: Theory of Vortex Sound, J. Acous. Soc. Am., **33** (1964), p. 177.
- 7) Curle, N.: The Influence of Solid Boundaries upon Aerodynamic Sound, Proc. Roy. Soc., **A231** (1955), p. 505.
- 8) Akishita, S. and Ohtsuta, K.: Broad Band Noise from an Isolated Two-Dimensional Airfoil, AIAA 86-1948, 1986.
- 9) Howe, M. S.: A Review of the Theory of Trailing Edge Noise, J. Sound Vib., **61**, 3 (1978), p. 437.
- 10) Howe, M. S.: The Influence of Vortex Shedding on the Generation of Sound by Convected Turbulence, J. Fluid Mech., **76** (1976), p. 711.
- 11) Crighton, D. G.: The Kutta Condition in Unsteady Flow, Ann. Rev. Fluid Mech., **17** (1985), pp. 411-445.
- 12) 高橋厚史, 梶昭次郎: 平板エッジ騒音の解析的研究 (第1報), 日本機械学会論文集(B), **56**, 529 (1990), p. 2582.
- 13) Adachi, S., Ishii, K., Akishita, S. and Kuwahara, K.: Computation of Aerodynamic Sound Radiation from Flow Past a Wing, Proc. DGLR/AIAA 14th Aeroacoustics Conference, Vol. 2, 1992, pp. 929-9935.
- 14) Hardin, J. C. and Hussaini, M. Y. Edit.: Computational Aeroacoustics, Springer-Verlag, 1993.
- 15) Lowson, M. V.: The Sound Field for Singularities in Motion, Proc. Roy. Soc., **A286** (1965), p. 559.
- 16) Morfey, C. L. and Tanna, H. K.: Sound Generation from a Point Force in Circular Motion, J. Sound Vib., **15**, 3 (1971), p. 325.
- 17) Tyler, J. M. and Sofrin, T. G.: Axial Flow Compressor Noise Studies, SAE Trans., **70** (1962), p. 309.
- 18) Ffowcs Williams, J. E.: Review Lecture, Anti-sound, Proc. Roy. Soc., **A395** (1984), p. 63.
- 19) Nelson, P. A.: Active Control of Sound, Academic Press, 1992, Chap. 12.
- 20) Thomas, D. R. and Nelson, P. A.: Turbulent Boundary Layer Excitation on Bending Vibration in Panel, AIAA paper 93-4423.
- 21) Akishita, S., Mitani, Y. and Miyaguchi, H.: Sound Transmission Control in Rectangular Plate by Using Piezo-Electric Ceramics as Actuators and as Sensors, J. Intell. Mater. Systems and Struc., **5**, 1 (1994), p. 371.