

## 流体関連自励音について

東大工 梶 昭次郎 (Shojiro Kaji)

### 1. はしがき

流れに伴って発生する騒音には、ジェット騒音のように気流中の流れそのものが音源となる騒音や、プロペラやターボ機械の羽根の音のように、気流に周期的に作用する力が音源となる騒音がある。このほかに、特定の形状の物体と気流とが干渉する結果発生する騒音があり、'flow tone' あるいは 'self-excited sound' と呼ばれている。ここでは、流体関連自励音を、「定常流れが想定される状況で、固体の振動を必要とせずに生み出される純音」と定義しておこう。

このような純音の持つ非線形性について考える。まず、流れから音へエネルギーが注入される機構、即ち音の発生機構が非線形である。一般に、微小擾乱が非線形領域まで発達して増大し、エネルギー入力に散逸項と釣り合うリミットサイクルを形成している。次に音が発生する場合、ある音響モードが選

扱われるが、その機構が非線形である。流れの条件が変化すると、音響モードが遷移したり、周波数の跳躍が起こり、しかもこれらの変化には履歴現象を伴っている。最後に、音響発生に伴って時間平均の流れ場が変更されることが多い点も極めて非線形的である。このような非線形性ゆえに、流体関連自励音の発生機構の根本のところは未だ十分解明されていない。

ここでは流体関連自励音を、

- (1) 剪断層と固体壁の干渉による自励音
- (2) カルマン渦による自励音
- (3) 旋回流による自励音
- (4) 超音速流による自励音

に分類して述べることにする。

## 2. 剪断層と固体壁の干渉による自励音

この型の自励音は、一般に流出する流れの剪断層が固体表面と干渉することで図1に示すような帰還回路を形成している。音が発生するための条件として、まず主流剪断流れが秩序立った不安定運動を生じ得る、即ち微小な外乱に対して不安定となることが必要である。次にこの流れの不安定運動が下流固体面（エッジ等）に衝突することにより、第2の擾乱

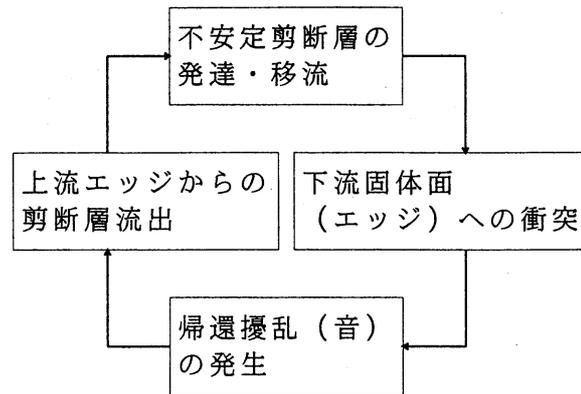


図1 剪断層／固体壁干渉自励音の発生機構

(音波)を生み出し、その擾乱が上流に遡上して主流擾乱に影響する必要がある。この擾乱が帰還擾乱となる。さらに、帰還した第2の擾乱は結果として主流擾乱を強める位相関係にあることが要求され、これで帰還回路を閉じる。

図2はこのような自励音の発生形態をまとめているが<sup>(1)</sup>、特にB)に属するものでは、音響的な共鳴器の存在により流れの運動が強められる。

edge tone の場合、楔の前縁では上下逆位相、即ち流れに垂直な軸をもつ音響双極子的な音源が誘起されるが、これが

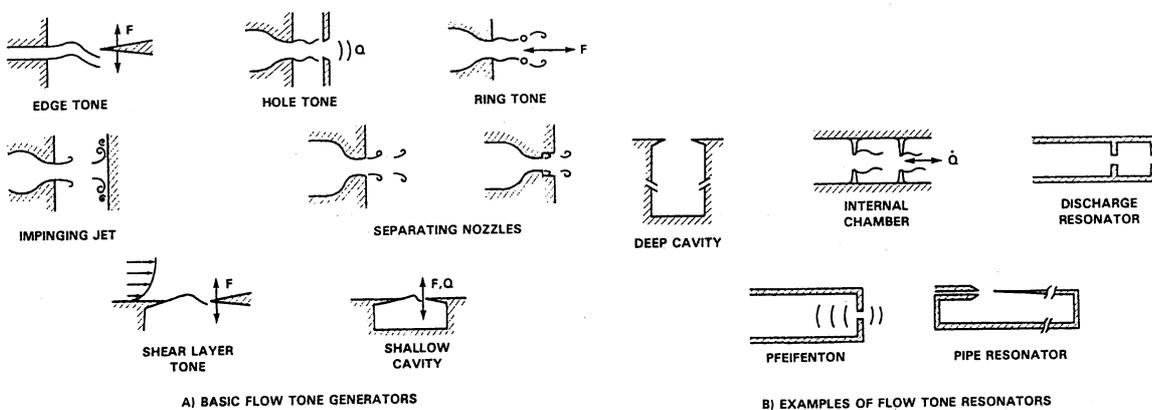


図2 剪断層と固体壁の干渉による自励音の諸形態

上述の第二の擾乱としてジェット吹出口に伝播する。この音響双極子はジェット軸上ではジェットに垂直方向の速度を誘起するが、結果的にこの変動速度がジェットの波打ちを助長しているのである。助長が起こるためには、ジェット軸に垂直なジェットの変動速度について、楔の前縁における値とジェット吹き出し口での値に位相差  $\phi_N$  があり、

$$\phi_N = 2\pi(N+1/4) \quad N=1,2,3,\dots \quad (1)$$

の関係が存在することが必要である。

flow tone が発生するために主流が外乱に対して不安定になることが必要であるが、種々な形態のせん断流に対する線形安定性を調べると図3のようになる<sup>(1)</sup>。横軸  $\alpha$  は擾乱の空

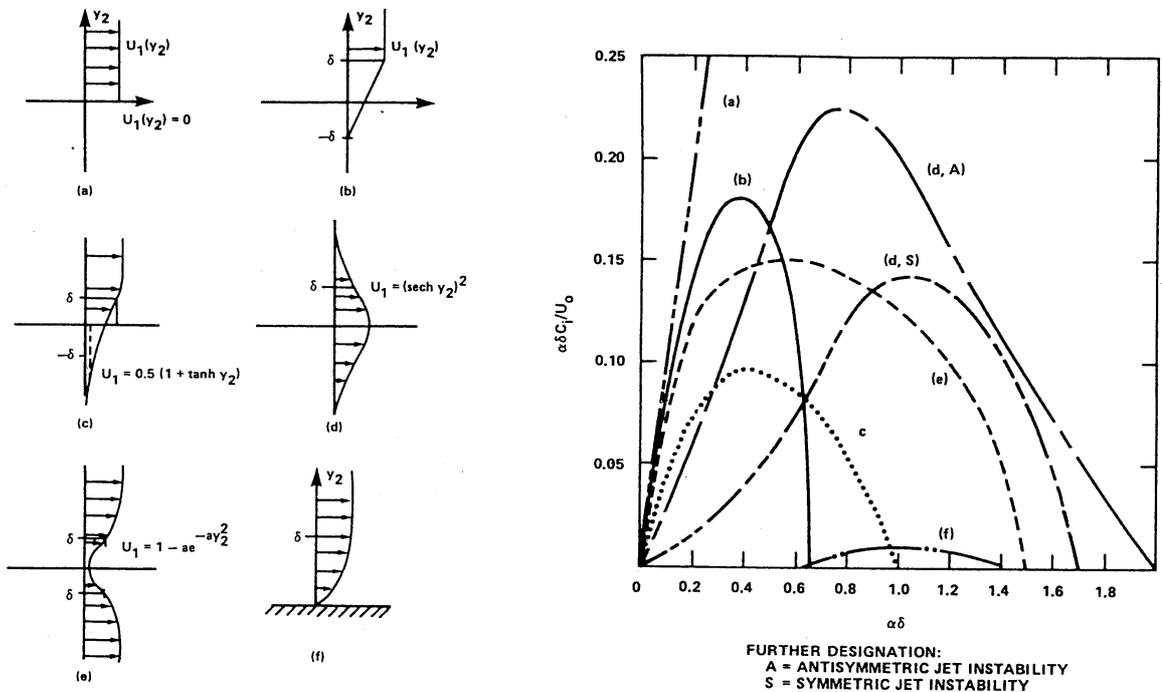


図3 剪断層の線形不安定性

間的波数、縦軸は擾乱の空間的成長率である。  $2\delta$  をせん断層の厚みの目安とすると擾乱が空間的に成長する波数は  $0 < 2\alpha\delta < 4$  の範囲に限られている。また、 $(d, A)$  の曲線から判るように、2次元ジェットの反対称モードが他のどのようなせん断層よりも不安定になり易く、 $(d, S)$  の曲線と比較すると全ての波数範囲で対称モードの成長率を上回っている。

edge tone を始め flow tone には一般に段 (stage) が存在する。式 (1) に現われる  $N$  が段に対応している。 edge

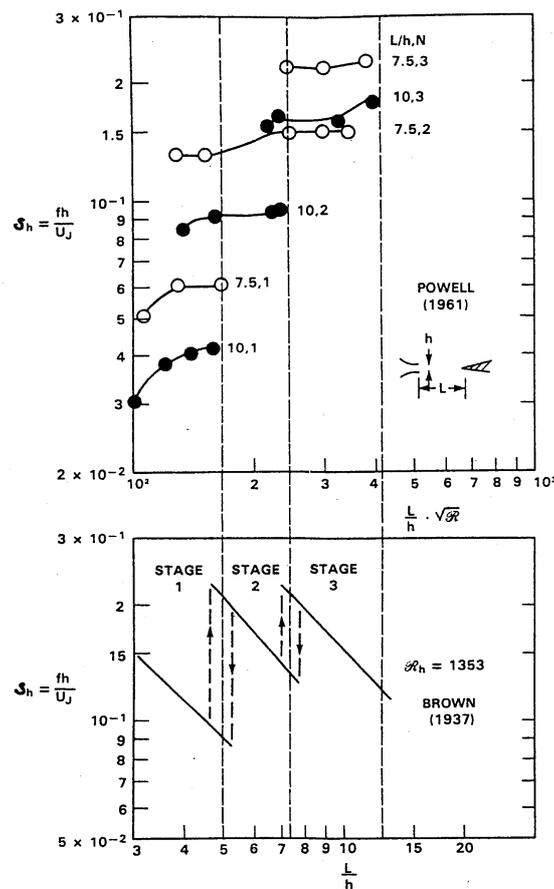


図4 エッジトーンの周波数特性

toneの場合、ジェット吹出口と楔の前縁との距離や、流速を変えると図4に示されるように段が変化する。例えばジェットの速度を一定にして、間隔 $L$ を広げて行くと波長が伸びるから一つの段については周波数が低下する。一つの段がどこで始まり、どこで終わって次の段に移行するかに関し、図3の線形不安定領域と関連づける考え方がある。即ち、 $\alpha\delta$ のある上限、下限の範囲でジェットが外乱に対して特別に敏感であるとし、流れの条件が多少変わっても $\alpha\delta$ がその範囲にある限り段は持続する、と考えるのである。

### 3. カルマン渦による自励音

エオルス音は流れの中に置かれた鈍頭物体から放出されるカルマン渦により発生する音である。後流型剪断層の不安定に端を発する離散的カルマン渦への巻き上がり、その誘起速度による剥離点の移動と物体に作用する力の変動、さらに双極子的音波放射といった一連の過程をたどる現象である。物体表面近傍では速度と圧力の変動が同時に起こっているが、発生した音波擾乱が積極的に剪断層の不安定を助長していると考えする必要は無い。

これに対し、平板や円柱のようなカルマン渦放出物体がダクト内に並べられると様相が一変する<sup>(2)</sup>。音が（大きく）出

ていない間は、各物体は個々にカルマン渦を放出している。この状態では、音が出ているにしても上述のエオルス音の重ね合わせに過ぎない。しかしある条件が満たされると、各物体からのカルマン渦の放出は位相が揃い、同位相か逆位相のいずれかに統一される。この状態で強力な音の放射が起こり、ダクト内では物体列方向に音響定在波が形成され、渦放出の位相はこの音響定在波に支配されている。2個の隣接物体について、渦が逆位相で放出されている場合を考えよう。このとき、両物体に挟まれた流路の流体に対し渦放出は開閉するフラップゲートのように作用し、開閉の度に流体は加減速されることになり、これが音波放射につながるものと考えられる。そこで、この現象に対して、図5のような閉回路を考えることができよう。

この現象で興味深いことは、流速の増加に対し発生音の周波数はほぼストローハル数一定の線に沿っているものの、階

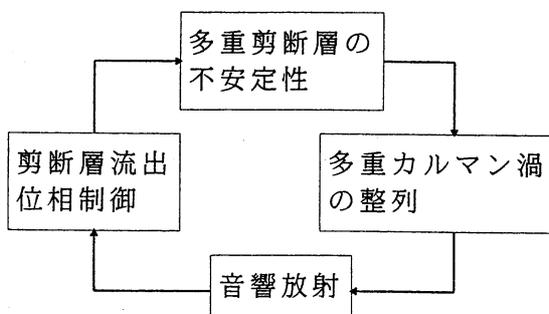


図5 カルマン渦自励音の発生機構

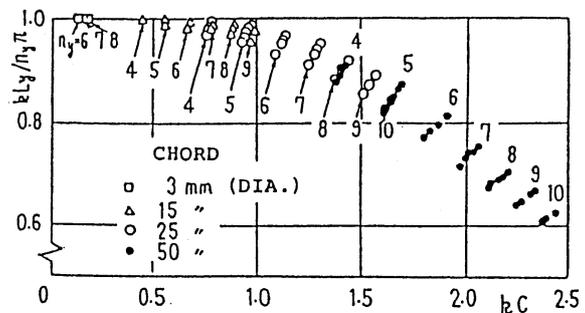


図6 平板列近傍定圧波モード

段状にステップとジャンプを繰り返すことであり、ステップが上がるごとに物体列方向の音響定在波のモード数が増加して行く。ダクト内の音場はダクト断面（ $yz$ 面）内の定在波を  $\cos \frac{n_y \pi y}{L_y} \cos \frac{n_z \pi z}{L_z}$ （スパン方向に一様な2次元モードでは  $n_z = 0$ ）と表わすと、ダクト軸方向の変化  $e^{\lambda x}$  は波動方程式から

$$\lambda = \frac{ikM \mp \sqrt{(1-M^2) \left[ \left( \frac{n_y \pi}{L_y} \right)^2 + \left( \frac{n_z \pi}{L_z} \right)^2 \right] - k^2}}{1-M^2}$$

と求められる。但し、 $L_y$ 、 $L_z$ はダクト寸法、 $k$ は波数、 $M$ は流れのマッハ数である。根号内の正負により、正の場合は減衰モード、負の場合は伝播モードに対応する。この現象でもう一つ特徴的なことは、物体列近傍で支配的なモードは減衰モードであるという事実である。図6は平板列の弦長やピッチを変化させた場合に観測される平板列近傍のモードを整

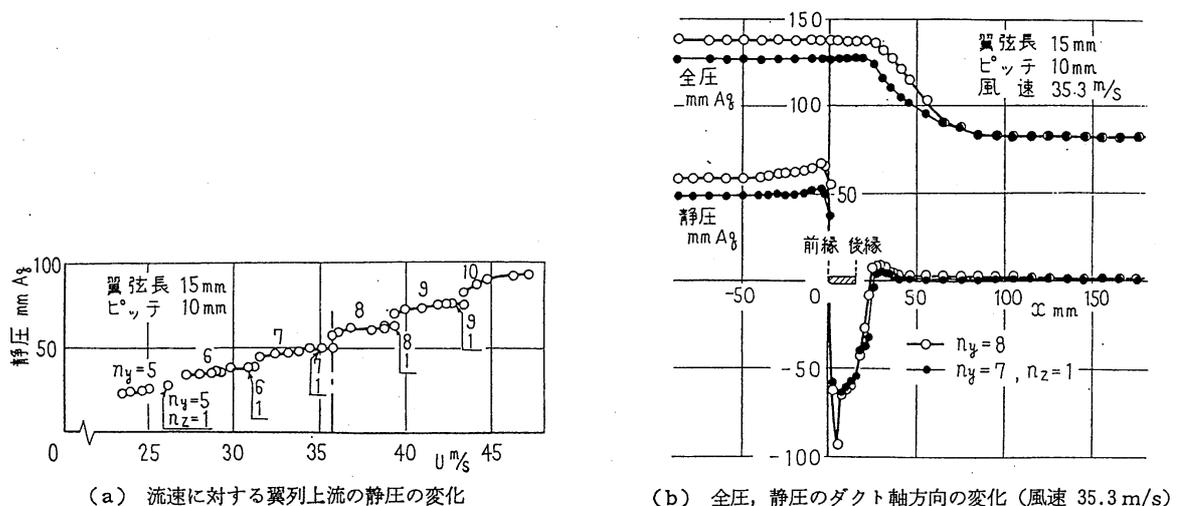


図7 ダクト内圧力のモードによる変化

理したものである<sup>(2)</sup>。一般に、弦長  $c$  が増すと、減衰の大きなモードが誘起される傾向にある。こうして物体からの渦の放出は物体列近傍の減衰モードに支配されているが、減衰モードは音響エネルギーを運ばないため、たとえレベルは低くても必ず伝播モードが含まれている。物体列から離れた位置ではこの伝播モードが観測される。

音の発生が時間平均の流れ場を変更する代表的な例が図7の全圧、静圧のダクト軸方向分布に示される<sup>(2)</sup>。風速  $35.3 \text{ m/s}$  は丁度音響定在波モードの切り換わる風速であり、発生音のモードが変わると、風速はほとんど変化しないにもかかわらず平板列上流の全圧や静圧がステップ状に上昇する。

4. 旋回流による自励音

図8に示される装置により、中心部の管に強い旋回流を流

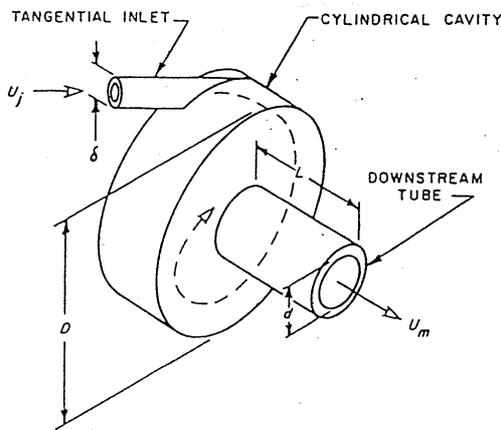


図8 ボルテックス・ホイッスル

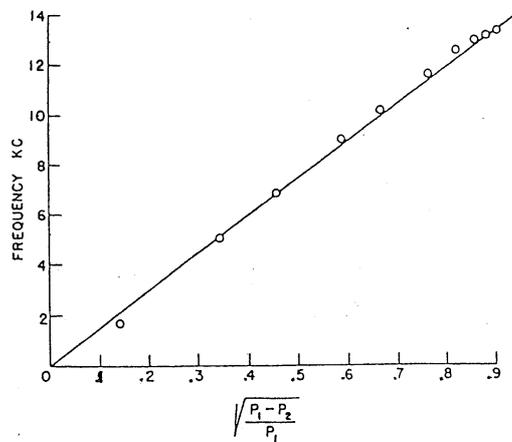


図9 周波数の流速に対する変化

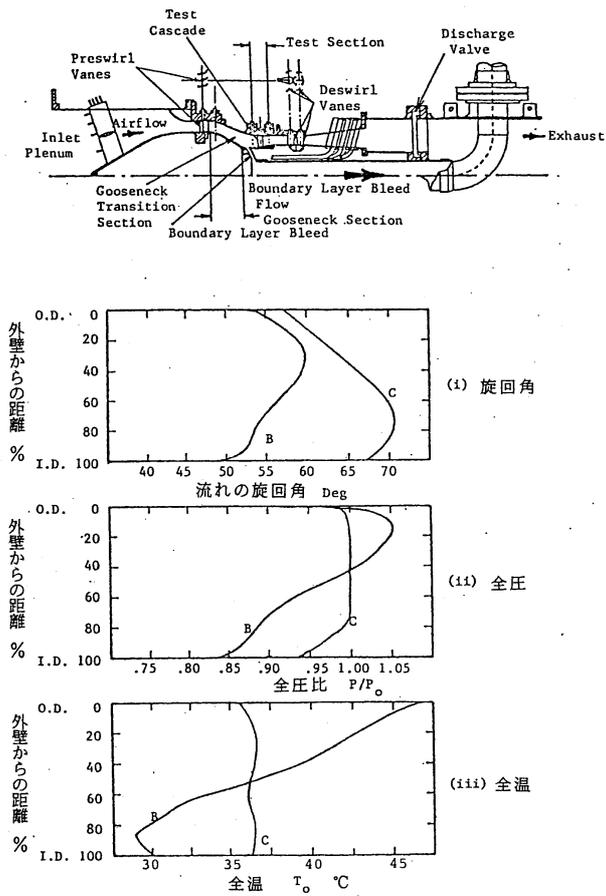


図 10 旋回流による全温、全圧分離

すと発音し、これはボルテックス・ホイッスルと呼ばれている<sup>(3)</sup>。音の周波数は図 9 に示されるように、流量、あるいは旋回速度に比例し、管の長さには依らない。また、旋回流は中心部と外周部で全温、全圧が分離し、この性質を利用する装置はボルテックスチューブと呼ばれている。このように発音する現象や全温、全圧が分離する現象は、円管に限らず環状流路内の旋回流でも起こる。図 10 は環状翼列試験装置で起こった例で、作動点 C は発音しない領域にあり、全温、全圧分布は環状流路の高さ方向にほぼ平坦である。これに対し、

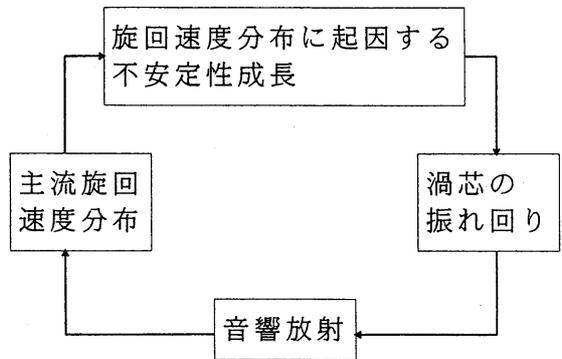


図 11 旋回流自励音の発生機構

作動点 B は発音する領域にあり、環状流路の内壁側と外壁側の間で全温、全圧の分離が明瞭に起っている。この場合、音の発生が時間平均の流れ場を変更することは明らかである。

なぜ旋回流が発音するかについて明瞭な解答は得られていない。筆者は、旋回流は中心部で逆流を起こし、生じた渦層は不安定性により振れ回りを起こし、この渦の振れ回りが発音の原因になると考えている。そこで、旋回流による自励音の発生機構として図 1 1 を提案するが、音響放射が主流旋回速度分布を変更する機構を究明する必要がある。

## 5. 超音速ジェットによる自励音

超音速ジェットによる自励音としては、ハートマンチューブのような衝突ジェットと、ジェットスクリーチが挙げられる。音の発生機構として図 1 2 のような閉ループを考えることができる。ジェット切断層が不安定となって変動するか、

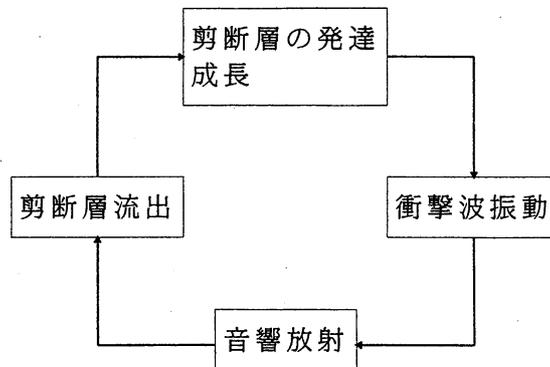
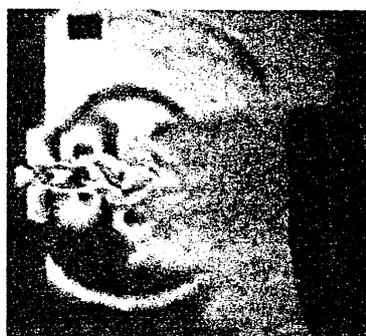


図 1 2 超音速ジェット自励音の発生機構

離散渦に巻き上がり、主流部に発生している衝撃波セルを振動させる。この衝撃波セルの振動が音波放射を呼び、この音波はジェットの外側を上流に伝播して剪断層の流出に影響を及ぼし、渦の成長を助長する。スクリーチの場合はジェットノズルより下流に明確に音波を放射する固体物体は存在せず、何が音源となっているのか興味深い。

高さ7 mm、スパン72 mmの矩形超音速ジェットノズルで、スパン方向の両側に側壁を設けた状態でスクリーチを観察すると図13のようになる<sup>(4)</sup>。音波は円形波面を成して拡がるが、その中心を辿ると、第3ショックセル付近に行き当たる。第3ショックセルは巻き上がる渦によって大きく変形し、内部に伝播衝撃波を発生している。図14に示されるように、対角線状の衝撃波が時間と共に下流に掃引してセル終端の衝撃波に合体する。このとき外部に音波が放射される。この時点で逆対角線状の衝撃波が発生しており、これが後半



(a)



(b)

図13 スクリーチ音波及び衝撃波セル構造

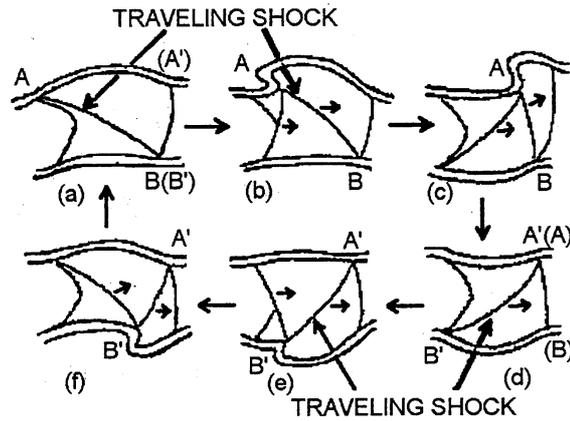


図 1 4 衝撃波セル内の伝播衝撃波の挙動

の半サイクルにおいて前半と同様、下流に掃引してセル終端衝撃波に合体する。

図 1 5 は、マイクロホンで測ったスクリーチの出力を参照信号として、壁面上でスクリーチ周波数成分の圧力変動の振幅と位相を把握したものである。振幅はジェットの中では低く、ジェットから少し離れた位置で高い。ジェットから離れるに従って次第に減衰するが、途中に振幅が極端に低下する

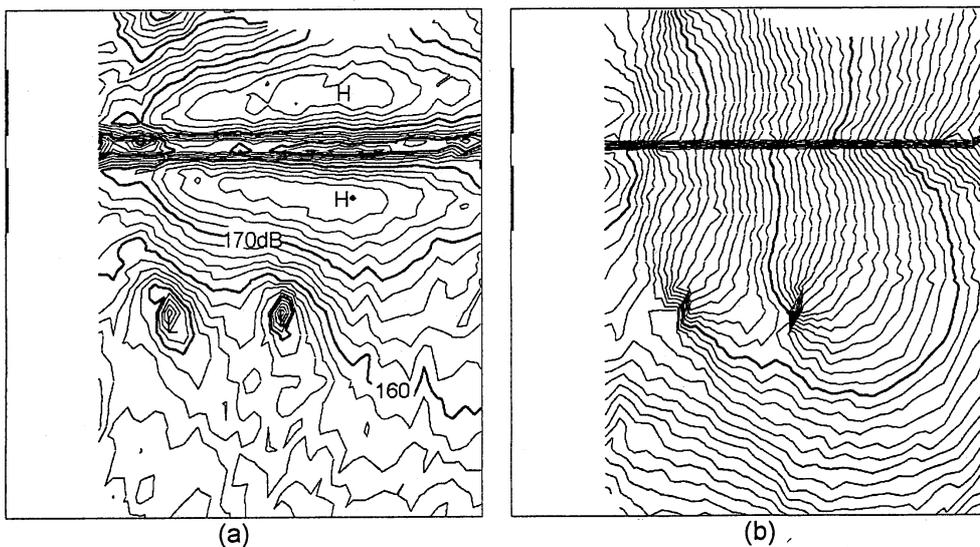


図 1 5 側壁面上圧力変動の等振幅、等位相線図

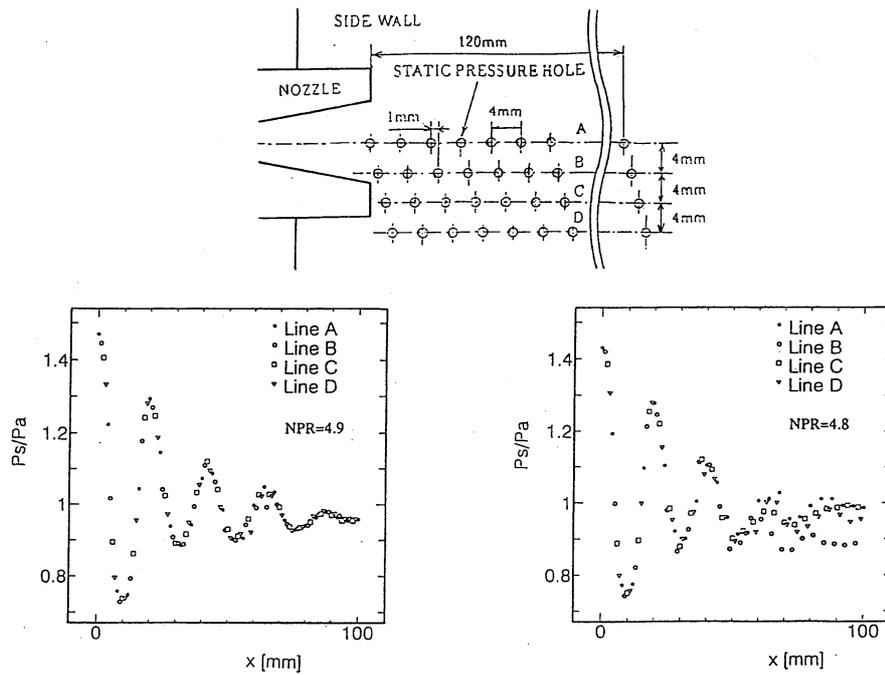


図 1 6 ジェット中心軸上の時間平均圧力分布

スポットが生じている。等位相線図を見ると、波は等位相線に垂直方向に進むから、ジェット近傍では圧力変動はジェットと共に下流に移動することがわかる。一方、ジェットから離れると圧力場はジェットに垂直方向に伝播するようになる。振幅分布で見られた低圧のスポットは位相の特異点（すべての等位相線が集まっている）に相当し、圧力変動はこの点を回り込むようにして放射音場を形成している。このような低圧スポットは複数個の音源が干渉して生じることが確かめられる<sup>(4)</sup>。

最後に、音場が時間平均の流れ場を変更する非線形性の例を見てみよう。図 1 6 は側壁上で、ジェット中心軸に沿って時間平均の圧力を計測した結果である。計測を 1 mm 間隔で

行えるよう、4 mm 間隔の計測孔列を1 mm ずつずらせて4列設け、側壁を移動させながら計測を行った。モードが安定している左図の場合、各計測点は一つの曲線上に並び、ショックセル内の圧力変動を良く捉えている。これに対して右図では、ジェット中心軸上の時間平均圧力が、特に下流では一価でなくなってしまう。これはおそらく、側壁を移動させたときモードも遷移して、時間平均の流れ場を変更してしまったためであろう。

## 6. あとがき

流体関連自励音を4つに分類して述べた。発生する音はいずれも純音で美しいが、音発生メカニズム、モード選択のメカニズムを特定することは極めて難しい。現象に対する深い洞察と、大胆にして的確な数学的モデル化が問題を解く鍵になることであろう。CFDもこの分野の問題解決に強力な武器となるものと考えている。いずれにせよ、若い人がこれから挑戦するのに相応しい領域である。

## 文献

- (1) W. K. Blake and A. Powell; The Development of Contemporary Views of Flow-Tone Generation Recent Advances in Aeroacoustics, Springer-Verlag, 1986.
- (2) 平本政明他 3 名; 風洞内に置かれた平板翼列、円柱列から発生する音  
日本機械学会論文集、38巻310号 1972.
- (3) B. Vonnegut; A Vortex Whistle.  
J. Acoustical Society of America 26-1, 1954.
- (4) S. Kaji and N. Nishijima, Pressure Field around a Rectangular Supersonic Jet in Screech.  
CEAS/AIAA-95-020, 16th AIAA Aeroacoustic Conference, 1995.