軸対称噴流-有限長直管の自励振動現象*

倉澤 英夫^{*1}, 小幡 輝夫^{*2}, 平田 賢^{*2}
笠木 伸英^{*2}, 山之上 寛二^{*1}Self-Excited Oscillation in an Axi-Symmetric Jet
with a Coaxial Finite-Length Circular PipeHideo KURASAWA, Teruo OBATA, Masaru HIRATA,
Nobuhide KASAGI, and Kanji YAMANOUE

An experimental investigation has been carried out on the sound resonance associated with the circular pipe of finite length, which is positioned coaxially downstream of a round free jet. Self-sustained oscillation arises due to the impingement of the free shear layer on the pipe's leading edge, and this results in the periodic production of discrete ring vortices in the jet. The predominant frequency of oscillation is found to vary intrinsically with the position of the pipe's leading edge as in the case of the circular ring, in which several modal stages of oscillation have been observed previously. However, when this intrinsic predominant frequency approaches the first or higher eigen-frequencies of the pipe, sound resonance between these two frequency components occurs. Thus, the predominant frequency and the distance between the nozzle exit and the pipe's leading edge, when non-dimensionalized by the initial momentum thickness of the shear layer and the nozzle-exit velocity, should be the only parameters describing these sound resonance phenomena. In addition, the sound power level of the resonance increases nearly in proportion to the sixth power of the jet velocity.

Key Words: Fluid Vibration, Axisymmetric Jet, Sound Resonance, Circular Pipe, Ring Vortex, Feedback Phenomenon, Frequency Lock-in, Modal Stage

1. 緒 論

気流中に物体を挿入すると流体力学的励振現象が生じ得る。特に、物体系の音響固有振動数を励起するような流れ場が存在すると著しい共鳴音が発生し騒音問題になる場合もある。このような音の発生に関連して著者らは噴流速度一定下で、軸対称噴流と同心軸上に有限長直管を配置した系で生じる自励振動現象について報告⁽¹⁾した。すなわち、直管の導入によりせん断層中のかく乱の発生周期が固定化され、スペクトルでは著しい卓越ピークを生じること、この卓越周波数は噴流ノズル出口と直管の上流側エッジとの距離の変化に対してのこ歯状に変化し、この変化内のある周波数が直管長の固有振動数と一致する条件を与えるエッジ距離において共鳴音が発生すること、さらにこのとき、卓越周波数の変化形態には直管の固有振動数に強く引き込まれる現象があることなどを示した。しかし、流速条件が限られたために、流れ場の特性を必ずしも十分に把握できなかったことなどの理由により、共鳴の発生機構の詳細を論ずるには至っていない。そこで、

前報⁽²⁾において鋭いエッジを有する円環(直径に比して長さが小さく、 $L/d=0.53$ 、固有振動数は高周波数となるため、これ自身の共鳴音の発生は現れない。ここではエッジ状直管の基準形と考えている。以下、リングと記す)が噴流軸と同心軸上に置かれた場合について、従来にない広い範囲で実験を行い、自励振動現象の発生機構をせん断層の渦の挙動とともに論じた。特に、自励振動の周波数はせん断層運動量厚さを用いた無次元化により、各ステージモードごとに統一的に相関づけられることを示した。これらを基に、本報では流速、管長を変えた広い実験条件下で噴流-有限長直管系で生じる自励振動現象を扱い、共鳴現象の発生機構を明らかにするとともに、これらの発生条件、予測法についても考察を示す。

記 号

A : 定数
 c_m : 定数
 c : 音速 m/s
 d : ノズル出口端直径 m
 f_p : 流れ方向速度変動の最大卓越周波数 Hz
 f_r : 直管の固有振動数 $= nc/2L'$ Hz
 f_m : n 次の直管の固有振動数 Hz

* 昭和62年7月14日 東海支部三重地方講演会において講演、原稿受付 昭和62年1月21日。

^{*1} 正員、長野工業高等専門学校(〒380 長野市徳間716)。

^{*2} 正員、東京大学工学部(〒113 東京都文京区本郷7-3-1)。

- L : 直管長さ m
 L' : 音響的等価長 $=L+1.2R$ m
 l : エッジ距離 m
 l_0 : ノズル直管部の長さ m
 M : マッハ数
 m, n : 整数
 P_n : n 番目の SPL の極大
 PWL: 音響パワーレベル dB
 R : ノズル出口半径又は管半径 m
 R. L.: 相対レベル dB
 r : 半径方向座標 m
 SPL: 音圧レベル dB
 T : 温度 $^{\circ}\text{C}$
 U_0 : ノズル出口端速度 m/s
 U_v : 渦輪の移流速度 m/s
 z : 流れ方向座標
 θ : ノズル出口端運動量厚さ m
 ϕ : 位相差 rad
 λ : 波長 m

表 1 実験条件

U_0 m/s	L mm	d mm	l_0 mm
7~26	140~1130	28	100

図 1 測定部および座標系

図 2 速度変動および音圧スペクトル ($U_0=9.4$ m/s)

2. 実験装置および実験方法

測定部および座標系を図1に示す。ノズルおよびその上流側装置は前報⁽²⁾と同じ装置(送風機、吸音形消音器、絞り比7.6のノズルで構成)を用いた。ノズルは $l_0=100$ mmの直管部を有しており、自由噴流のノズル出口での速度境界層特性に関しては前報⁽²⁾と同様にブラジウス解に基づいて取扱っている。ノズルと同一径の直管を噴流と同心軸に配置した。表1に示した実験条件下でエッジ距離を $l/d < 3$ の範囲で変化させて(噴流速度にも依存するが顕著な共鳴音が発生するエッジ距離条件にとどめた)発振特性を調べた。ノズル-直管間のせん断層中に直径5 μm の熱線プローブを挿入し、トラバース装置により $r=R$ 上を軸方向に移動させて速度変動の位相特性を計測した。速度変動の波形計測は $z/l=0.5$ の位置で行った。音圧レベルの測定は直径1/2'のコンデンサマイクロホン直管下流端より0.3 m、噴流軸に対して45°、軸と同一高さに設置し精密騒音計で計測した。スペクトル分析には狭帯域周波数分析器を用いた。さらに、流れの可視化はスモークワイヤ法を用いた。なお、実験は静穏な室内で行い、暗騒音のSPLは46~48 dB、自由噴流のSPLは48.5 (9.4 m/s)~62 dB (32 m/s)であった。

3. 実験結果および考察

3.1 噴流速度一定下での自励発振音 $U_0=9.4$ m/s, $L=390$ mmでのせん断層の速度変動、音圧およびリングの場合の速度変動のスペクトルを図2に示す。縦軸は最大値を示す帯域レベルに対する相対値で表示してある。図中の破線は流れがないときの直管長

の一、二次の固有振動数を表している。 $L=390$ mm の場合もリングと同様にせん断層の速度変動の特定周波数の卓越化が生じている。音圧スペクトルにおいても同様の傾向を示し、最も卓越した周波数(以下、卓越周波数と記す)のエッジ距離に対する変化形態は速度変動の場合と同調している。リングの場合と比較すると、固有振動数の高次成分が現れやすく、特に速度変動のスペクトルではエッジ距離の増大に伴ってその傾向が著しい。リングの場合、せん断層の振動形態はエッジ距離に対していくつかのステージモードが現れ、隣接するステージ間で周波数の跳躍が生じるために卓越周波数はこの歯状の変化形態となる。また、エッジ距離が大きくなると跳躍に伴い固有振動数の $1/2$ 調波が出現するが、直管の場合でも同様に観測される。リングと直管の本質的な相違はリングの固有振動数が噴流のそれに比べて十分に大きく、共鳴が生じないと考えられるのに対し、直管の場合には固有振動数が卓越周波数と同程度の周波数帯域になり、この影響が現れてスペクトルに差異が生ずると考えられる。図3に管長が変化した場合のエッジ距離に対する卓越周波数の変化形態および音圧レベルの変化をリングの場合と比較して示す。 $L=390$ mm の場合、卓越周波数は点 a で、 $f_p = f_{r1}(n=1)$ で生起している。このとき、SPL は P_0 に対応して著しい共鳴音が生じている。エッジ距離の増加に伴って卓越周波数はリングの振動形態を表すステージライン(以下、ステージラインと記す)0 に漸近しながら降下し、これに対応して SPL は漸減する。さらにエッジ距離を増加させると明りょうな卓越周波数が観測されない領域を経るが、やがてステージライン1に対応する点 c に跳躍する。その後ステージライン1に沿って降下し、固有振動数($n=1$)に近づくと点 d で急激に降下し(以下、引き込みと記す)点 e に達する。これに対応して再び著しい共鳴音が発生するため、SPL の極大値 P_1 が現れる。さらに、エッジ距離を増加させると卓越周波数はステージライン1に漸近しながら降下した後、点 f で再び $f_p = f_{r1}$ となる点 g に跳躍し、SPL の極大値 P_2 が現れる。 $L=427$ mm の場合の卓越周波数は $L=390$ mm と同様な変化を示すが、固有振動数が異なるために周波数の引き込みが生じる位置、跳躍の位置や共鳴音発生位置は異なっている。一方、 $L=353$ mm の場合には点 b からの跳躍先が直接、点 e の固有振動数になるのが特徴といえる。このように卓越周波数の跳躍形態には2種類のパターンが現れるが、図4を用いて考察すると両者は統一的に理解できる。パターン1は $L=427$ mm の場合で、固有振動数が相対的に低い周波数のときである。点 a で生起

した後、点 b から点 c へ跳躍しステージライン1に沿って降下し始め、卓越周波数と固有振動数の差がある範囲内 Δf に入ると固有振動数の影響が強く働きそれに引き込まれ、点 e に降下し共鳴音が発生すると考えられる。さらに、点 f から点 g への跳躍は、本来ステージラインに沿っての卓越周波数の変化が考えられるので、仮想点 g' に跳躍するとみなすと、 g' は Δf 内にあるので直接点 g に跳躍したと推考できる。パターン2は $L=353$ mm の場合で固有振動数が相対的に高い周波数で生じる。したがって、点 b から跳躍する仮

($U_0=9.4$ m/s)
図3 エッジ距離に対する各種管長の SPL および卓越周波数の変化

想点 c' はすでに Δf にあるために直接点 e に跳躍し、点 f から点 g への跳躍も同様に起こる。このように管長によって見掛け上、二つのパターンが現れるが、仮想点で考察すると両者とも固有振動数に引き込まれて共鳴音が生じたとみなされ、これらの間に本質的な機構の相異はないといえる。さらに、ステージラインと固有振動数の交点を見ると、管長が短いほどその位置が上流側に移ることから、管長が短くなると共鳴音発生エッジ位置が上流側に移動することも理解できる。

次に、図5の $L=791\text{ mm}$ の場合の結果を示す。この場合の固有振動数の変化形態も（▽印は一次成分のレベル $\geq$ △印は二次成分のレベル）前述と同様に考えられるが、引き込みが生じる周波数は管長に対する固有振動数の二次成分になっているのが特徴的である。これは速度変動の卓越周波数の帯域がリングの場合 $300\sim 500\text{ Hz}$ 程度となるのに対し、これに対応する管長の固有振動数は二次成分に相当するため f_{r2} で引き込みが生ずるためである。

$L=791\text{ mm}$ で SPL の極大位置 (P_0, P_1, P_2) および

図4 周波数の引き込みが生じるパターン

図5 管長の二次の固有振動数に対応した共鳴現象

極小近辺 (B_0, B_1, B_2) での速度変動のスペクトルを図6に示す。ステージライン0に相当する P_0 の SPL の極大は二次成分のみが著しく卓越し、一次成分は観測されない。また、四、六次成分が観測されるが、これは f_{r2} の二、三次の高調波とも見られる。ステージ1に相当する P_1 では二次成分と一次成分とのレベルがほぼ同程度になっており、同時に三、五次成分もレベルは小さいが観測される。さらに、 P_2 では一次成分が二次成分よりも卓越し、高次成分も明りょうに観測される。一方、共鳴が生じていない B_0, B_1, B_2 の卓越周波数を比べると、前2者はリングの場合のステージ1に相当するため、スペクトルはよく似ているが、 B_2 はステージ2に対応するためリングと同様、1/2 調波や高調波が観測される。以上から、管長の変化に対して固有振動数の高次成分と卓越周波数が一致したときに共鳴音が発生するといえる。このとき、 P_0 では固有振動数が卓越周波数と一致する次数のみで卓越した共鳴音が発生し、エッジ距離の増加に伴って多くの次数を含んだ共鳴音が発生しやすくなるといえる。詳細は省くが、 $L=1130\text{ mm}$ の場合、三次成分が卓越した共鳴音の発生を確認⁽³⁾している。以上のように、本来卓越周波数はエッジ距離に対してリングの場合に得られるステージラインに沿って変化する一方、卓越周波数が高

(a) 共鳴時の場合 (P_0, P_1, P_2)

(b) 非共鳴時の場合 (B_0, B_1, B_2)

図6 速度変動のスペクトル

次成分を含めて管の共鳴周波数に近づくと直管の音響インピーダンス特性により $f_p = f_r$ となって、共鳴音が発生すると理解できる。エッジ距離が $l/d > 2.5 \sim 3$ ではかく乱の発達により渦形状が崩壊するため、速度変動の周期性もなくなる。その結果、上述の現象は現れなくなる。

3.2 流れの可視化および速度変動の位相特性

$L=380$ mm, $U_0=9.4$ m/s, $l/d=1.16$ の共鳴時における流れの可視化結果を図 7 に示す。これらは速度変動波形を基にストロボせん光のタイミングを相対的に変化させて撮影した組み写真で、図中右の波形は a, b, c とともに同時計測した結果である。a は音圧波形で、 $1/4$ マイクロフォンに外径 2.5 mm, 内径 1.0 mm × 長さ 50 mm の補助管を取付け、プローブの開口部を $z/l=1$, $r/R=3.57$ の位置において得られたものである。b は速度変動波形を示し、エッジより 1 mm 上流, $r=R$ の位置に熱線プローブを挿入して測定している。c はストロボせん光の同期信号である。音圧、速度変動は同位相で周期的に変化し、これに対応して大きな渦輪が観測できる。渦輪が衝突した瞬間に相当する写真 B では音圧レベル、速度が小さいときに対応し、渦輪が衝突す

る中間期に相当する写真 E では音圧レベル、速度ともに最も大きい値を示すときに対応している。このような周期的な渦の衝突はリングの場合でも観測されており、管長にかかわらず、せん断層中にエッジが存在すると離散的な渦の衝突に伴って流れ場に帰還作用が及び、その結果安定した周期の渦発生が生じるとみなされる。周期的な渦発生とその中に挿入される有限長直管との関係は以下のように考察できる。渦の移流に伴って圧力の異なる流体塊がエッジに交番に衝突するため、エッジには周期的な圧力変動が作用する。この圧力変動はエッジ上流側の噴流や管内を伝ばする。管内へ伝ばする圧力変動は管出口端部に達すると、開口端では管内と管外との音響インピーダンスが異なるために、圧力変動の一部は反射して再び入り口端へ伝ばする。このため管内には圧力変動に基づく定在波が形成されることになり、管入口端における体積流量の周期的な増減がリングの場合に比べて安定したレベルで生じると考えられる。一方、エッジ距離に伴って渦発生周期が変化するが、管長の固有振動数と渦発生周期が一致するとき、管内を伝ばする圧力変動は増幅され共鳴音が発生し、管入口端での体積流量の増減する割合が最大となると推考される。次に、音圧と流速変動は同期していることから、音圧波形を基準として、熱線プローブを移動させて局所の速度変動の相対的な位相差を求めた。図 8 は図 3 の $L=390$ mm の P_0, P_1, P_2 での位相差を $z=0$ での位相を基準に表示している。ノズル出口と直管入口端との全位相差は P_0, P_1, P_2 に対して順次およそ $\pi, 3\pi, 5\pi$ となっており、次式で表せる。

$$\phi = (2m+1)\pi \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここで、 m は共鳴音の発生する順番数であるが、この位相特性はリングの場合とよく対応しており、次のようにも解釈できる。すなわち、ステージ 0 に対応する領域で直管の固有振動数が励起された結果が P_0 、同様にステージ 1 に対応する領域では P_1 などとなって

($Re_0=166$, $l/d=1.16$, $L/d=13.57$, a: 音圧波形, b: 流速変動波形, c: ストロボせん光同期波形)

図 7 流れの可視化結果および音圧、速度変動の周期波形

図 8 速度変動のエッジ距離内の位相特性 (共鳴時)

いる。したがって、どのステージに対応した共鳴音かという観点からすると、 m はステージ番号とも解釈することが可能である。また、共鳴順番数ごとに 2π の位相差が付加されるが、これは可視化結果⁽¹⁾から渦輪がエッジ距離内に新たに1個増えたことに相当している。

3.3 噴流速度が変化した場合の共鳴音特性 $U_0 = 16$ m/s の場合の SPL, 卓越周波数の変化形態を図 9 に示す。ここでの管長はリングの場合の卓越周波数の $0.7 \sim 1$ kHz の範囲に管の固有振動数の一次成分が対応するように選択した。この流速の場合でも卓越周波数の変化形態、共鳴音の発生機構およびその発生位置は前述 3.1 節と同様に説明できる。ただし、速度が増したことにより、共鳴音が発生しうる周波数が高くなり、衝突する速度も増すために SPL は増大している。また、流速が増すと、せん断層はより短いノズル出口からの距離において不安定となり、乱流遷移も早まると考えられ、共鳴音の発生する位置の規則性の観察されるのはより上流側へ限られるようになる。図中 $L = 160$ mm, $l/d = 0.428$ (↓印) などのように新しいステージへ跳躍した周波数が完全に固有振動数に一致せず、それよりもやや高い周波数にとどまり、SPL も急増しないパターンも観測される。以上の点は $U_0 < 26$

図 9 噴流速度 16 m/s におけるエッジ距離に対する音圧レベルおよび卓越周波数の変化

m/s の他の流速条件においても同様に確認している。 $L = 353$ mm, $U_0 = 9.4 \sim 26$ m/s における SPL のエッジ距離に対する変化を図 10 に示す。流速の増大に伴って SPL の極大値は全般的に大きくなる。また、 P_0, P_1 の位置に対しても一つの規則性が見いだされる。この規則性は、管長を一定 (f_r を固定) とした場合、卓越周波数がほぼリングの場合のステージラインに沿って変化することから、図 11 に示す概念図で考察される。流速が増大すると卓越周波数は流速に比例して高い周波数となるので、 f_{r1} に対する引き込みを受けるエッジ距離は $A_0 \rightarrow B_0 \rightarrow C_0, A_1 \rightarrow B_1 \rightarrow C_1$ と大きくなり、共鳴音の発生する位置は下流側に移動する。これは図 10 の $U_0 = 9.4 \sim 12$ m/s の現象とよく対応している。さらに、流速を増すと、卓越周波数と固有振動数の二次成分が対応してくるため、 D_0, D_1 での引き込みが生じ、共鳴音の発生位置は上流側に移動することになり、14 m/s の極大の出現位置と対応してくる。このように管長を固定して流速を増すと卓越周波数に対応する固有振動数の次数は大きくなり、図 10 の A~C 点での音圧スペクトルは図 12 のように変化する。しかし、流速がき

図 10 噴流速度によるエッジ距離と音圧レベルの関係

図 11 共鳴音が発生するエッジ距離に対する噴流速度の影響

らに大きくなると乱流遷移も早まり、流れの非線形性などの理由から、固有振動数の次数との関係がこのまま当てはまるとは限らない。以上のように、直管の共鳴音はリングの場合に示したせん断層の不安定性の持つかく乱(渦)の周期化と配置する直管の固有振動数との相互作用としてとらえられる。

3.4 無次元周波数と共鳴音の予測 以上までに述べたとおり、各管長に対する卓越周波数の変化は共鳴周波数近辺を除くと、基本的にはリングの場合に沿って変化している。そこで、リングの場合を基に考えると、流速一定下で卓越周波数は隣接するステージ間の跳躍が見られのこ歯状の変化形態をとる。ここで観測される周波数は、 $f_p = U_0/\lambda$ の関係で結ばれる。 λ は可視化結果で観測される渦輪の間隔(あるいはかく乱の波長)であり、 U_0 は渦輪の移流速度である。 λ に及ぼす影響因子としては出口端でのせん断層の大きさを特徴づける U_0 および運動量厚さ θ などが考えられ、さらにエッジ距離が影響するので、結局、 $\lambda = \lambda(U_0, \theta, l)$ と表される。特に、出口端特性の影響としては、 $\lambda \propto U_0/(\partial U/\partial y)_{\max}$ となり、 λ は境界層厚さにほぼ比例するから、 $\lambda = A\theta$ とおくことができる。さらに、 λ の l/θ に対する依存性は位相基準から考えると、一定速度、同一ステージにおいては $l/\lambda = m + 1/2$ になるから、 $A \propto l/\theta$ と考えられる。一方、渦の移流速度は $U_0 = (0.5 \sim 0.6)U_0$ と表される⁽⁴⁾⁻⁽⁶⁾。したがって、 m ステージの卓越周波数は c_m を定数として、

$$f_p = \frac{c_m U_0}{\theta \cdot (l/\theta)} \quad (2)$$

と表される。式(2)から次式を得る。

$$St_\theta = \frac{f_p \theta}{U_0} = \frac{c_m}{l/\theta} \quad (3)$$

したがって、 θ を導入して卓越周波数を無次元化すれば、流速が陽的には関係なくなり、 St_θ と l/θ が描けることが予測される。そこで、 θ を用いて直管の場合の各流速、各管長のデータを整理すると図13が得ら

図12 噴流速度の増加に伴う速度変動スペクトルの変化

れる。図中の実線はリングの場合のステージライン(回帰曲線)⁽²⁾を示している。全体的に速度、管長の値に関係なくいずれも回帰曲線近辺の分布が得られる。個別に見ると管長、流速に対応した無次元共鳴周波数 $St_\theta (= f_p \cdot \theta / U_0)$ で生じ、 l/θ の増大に伴って回帰曲線に漸近しながら降下する。やがて不安定性に起因すると考えられる周波数の跳躍が生じ、無次元周波数にも跳躍が起こる。リングの場合には隣接する新しいステージの回帰曲線上に跳躍するが、直管の場合には対応する無次元共鳴周波数に移る場合が多い。引き込みが生じる条件は図13で見ると概略 $St_\theta / |St_\theta - St_0| > 3.5$ である。

図14は各ステージごとに共鳴が発生する限界範囲を表したものである。すなわち、共鳴音が発生している条件であるので、 $f_p = f_r$ と置き、 $f_r = n \cdot c / 2L'$ を St_0 に代入すれば、 $St_\theta = n \cdot \theta / 2ML'$ となり、流速、管長、温度がわかれば n 次に対応する直管の共鳴発生位置の予測ができることになる。一方、共鳴音の音響パワーレベルは図15に示すとおり、概略 U_0^2 に比例している。したがって、 θ, L, U_0, T が与えられると図14と図15の関係を用いて共鳴音の発生位置と概略の音響パワーレベルの予測ができることになる。

4. 結 論

遷移初期段階の軸対称噴流中に有限長直管を同軸に配置した系で生じる自励発振現象について、エッジ距離 ($l/d < 3$)、流速 ($7 < U_0 < 26$ m/s)、管長 ($0.14 < L < 1.13$ m) を変化させて実験を行い以下の結論を得た。

図13 エッジ距離に対する無次元卓越周波数

$$(7.0 < U_0 < 26 \text{ m/s}, 5.71 < L/d < 40.36)$$

図 14 共鳴音の発生領域

(1) 有限長直管を噴流と同心軸に配置させた系でもせん断層内の流速変動において、特定周波数の卓越化が生じる。最も卓越する周波数のエッジ距離に対する変化形態は、基本的には前報⁽²⁾で示した噴流-リング系で得られたステージラインに沿って変化する。この周波数が直管長の固有振動数に近くなると、引き込み作用により自励発振が生じ顕著な共鳴音が発生する。

(2) 上述の引き込み周波数はその固有振動数の一次成分のみでなく、高次成分も含めて卓越周波数に近づくと同様に起こる。流速を増加させると渦放出は高い周波数になるため、管長を一定にして考えると高次数の共鳴音が発生しやすくなる。

(3) これらの現象はリングの場合と同様にエッジの存在に基づく圧力変動の帰還作用により、せん断層中の速度変動の周期化が生じ、併せて流れの中に周期的な渦輪の放出が生じる。その結果、管端には周期的

図 15 速度に対する共鳴音のパワーレベル

な圧力変動が起振力として作用し、共鳴音が励起されると考えられる。さらに、共鳴時の流速変動の位相特性は噴流-リングの場合と良く対応している。

(4) 卓越周波数の変化をノズル出口端での境界層の特性値である運動量厚さを用いて無次元化すると、ステージモードごとにまとめられる。この結果を用いると直管の共鳴発生位置の予測が可能である。共鳴音の音響パワーレベルは、噴流速度のほぼ六乗に比例している。

文 献

- (1) 倉澤・小幡・平田, 日本音響学会誌, 41-11 (昭60), 777.
- (2) 倉澤・小幡・平田・笠木, 機論, 53-488, B (昭62), 1254.
- (3) 小幡・倉澤・平田, 音講論II, 61-10 (昭61), 523.
- (4) Moore, C. J., *J. Fluid Mech.*, 80 (1977), 321.
- (5) Mikasad, R. W., *J. Fluid Mech.*, 56 (1972), 695.
- (6) Laufer, J. and Yen, T., *J. Fluid Mech.*, 134 (1983), 1.

討 論

〔質問〕 中野政身〔山形大学工学部〕

(1) 卓越周波数の跳躍現象、特に引込み現象は、 l の変化に対して履歴現象を示さなかったのか。

(2) 周波数の引込みは、ステージモードに沿った卓越周波数が直管の固有振動数よりも高いときだけ生ずる結果が得られているが、いかなる理由によるものか。

(3) 同一ステージにおいて、 $\lambda = l/(m+1/2)$ の関係が成立するという事は、エッジ距離内に渦輪が $m+1/2$ 個おさまることを意味しており、渦生成には l が大きく関与していると考え。ところが、貴論文で

は θ を導入し、卓越周波数を無次元化、整理しておられるが、この現象では何らかの形で下流エッジ部で発生する圧力波が上流に伝ばし渦生成を支配していると考えられるので、 θ で整理されたことに疑問を持つ。 l を代表寸法とすると $St_l = (f_p \cdot l)/U_0 = (m+1/2)/l \cdot (0.5 \sim 0.6) U_0 \cdot l/U_0 = (m+1/2) \times (0.5 \sim 0.6)$ となり、各ステージモードでほぼ一定値をとると思われるが、いかがか。

(4) 共鳴時にも $\phi = (2m+1)\pi$ の関係が依然成立するという事は、周波数の引込みが生じた時点で、移流速度が急変すると解釈して良いのか。

付図 1

〔回答〕 (1) $U_0=9.4$ m/s の場合に関して, P_0 , P_1 の位置では履歴現象は観測されず, P_2 , P_3 の位置では履歴現象が存在している。本文中の測定結果は直管を上流側から下流方向に移動した場合を示している。

(2) 引き続き検討中であるが, 現在での一つの考えを示す。せん断層の移流速度は, 圧力変動の feed back の影響を受ける (かく乱の成長が促進されるため, ノズルに近い側から平均速度分布に変化が生じはじめる) と考えられる。一方, 直管のインピーダンスは

$z=j\rho c/S \tan kL'$ で与えられ, $z=0$ で共鳴するが $z \neq 0$ でも強い音場が生じ得る。これが feed back されると, 音場の弱い場合に比べて u_0 は小さくなると考えられる。すなわち, 図 3 の d 点近くになると f_p が f_r に近づき, 強い音場が生じ u_0 は小さくなり, $f_p \approx f_r$ へと変化する。 $f_p < f_r$ で引込み現象が見られないのは, 主に λ が大きくなるため発生する音響パワーが小さくなる。その結果, feed back の影響が小さくなるため, u_0 への影響も小さくなり, 音場の弱い場合 (リングに相当) に漸近すると考えられる。

(3) ノズル直管部長さを変えて, ノズル出口端の境界層厚さ θ を変えると, 付図 1 のように f_p は l のみでは定まらず, θ により変化してしまう。同様に流速を変化させた場合でも l のみでは f_p は定まらない。一方, 圧力の帰還作用が小さい場合を考えると, 渦放出周期などにはノズル出口の境界層特性が関与すると考えられるので, ここでは θ を代表長さに選んでいる。ご指摘のとおり St_l はステージごとに幅のある値を持つ。

(4) (2) で述べたとおり, 圧力の feed back の大きさによって, u_0 が変化すると考えられる。