

# 円形噴流の金網への衝突時における自励振動に関する研究

## 第2報 速度変動のスペクトル成分に関する分析

羽田喜昭\*・倉澤英夫\*\*・小幡輝夫\*\*\*・笠木伸英\*\*\*\*

(平成8年9月30日 受理)

### A Study on the Self-Excited Oscillation in a Round Jet Impinging upon a Screen. 2nd Report. An analysis of the spectral components of velocity fluctuation.

Yoshiaki HANEDA, Hideo KURASAWA, Teruo OBATA and Nobuhide KASAGI.

Self-excited oscillation in a round jet has been investigated when a fine screen is placed vertically to the jet axis. The feed back loop is formed by the downstream-convected large vortical structure in the shear layer and by the upstream-propagating sound pressure generated by the impingement of the jet upon the screen. Four modal stages can be confirmed with discrete changes of dominant frequencies. Near the end of the stage the vortical structure becomes unstable, and new spectral components are produced. Thus nonlinear interaction of these components results in production of many of them. It is clear that this nonlinear interaction plays an important role in jumping to the new stage.

## 1. 緒 論

円形噴流中に金網を置くと、そこに一つのフィードバックループが形成され自励振動が発生してくる。流体力学的にはせん断層が周期的に振動し、また音響学的には純音に近い音が噴流の金網への衝突に伴って放射されてくる。構造物の振動問題あるいは装置系から生じる騒音問題との関係から工業的にも重要であり、この現象に関する詳細なデータの集積が望まれる。さらには現象のメカニズム、因果関係をより一層明確にし、自励振動そのものの物理的数式モデルの構築が重要な課題といえる。

以上の観点から、可能な限りこの自励振動に関わる物理的な特性を明らかにすべきである。本研究では第1報<sup>1)</sup>に続いて金網位置による波形、スペクトルの変化に重点を置き、周波数間の干渉、相互作用に焦点を置いて考察した。また考察に際してはできるだけ流動形態と対応させながら検討した。なおここでの考察は速度変動のみに対して行っているが、この理由

\* 長野工業高等専門学校 機械工学科 助教授

\*\* 長野工業高等専門学校 機械工学科 教授

\*\*\* 帝京大学理工学部 助教授

\*\*\*\* 東京大学工学部 教授

は速度、音圧両者の波形、スペクトルは前報で示したとおり相似の関係にあること、音圧には対象以外の音が重畳していることにある。

## 2. 実験装置、方法

用いた実験装置は前報<sup>1)</sup>と同一で図1に示す。これに関する詳細は前報を参考にされ、ここでは簡単に記す。送風機は実験室外に設置した。送風機に吸い込まれた空気は、冷却器、消音器、整流部を経てノズル部に導き、静止大気中に噴出させた。ノズル出口直径は28mmで、噴流中にはメッシュ数20、開孔比0.71のステンレス鋼製の平織り金網を噴流軸に垂直に置いた。実験はノズル出口での速度  $U_0=10.4\text{m/s}$  と一定で、金網を軸方向に移動させた。測定はI型の熱線プローブを用いその出力を流速計につないだ。プローブの挿入位置は、原則としてノズル出口端よりやや下流域の  $\eta=12\text{mm}$ ,  $r/R=1$  に置いた。さらに流速計の出力は記録計、およびデジタルのFFTにつなぎ、波形、スペクトル分析を行った。スペクトル分析での平均化回数は32回である。なお、以後用いた主な記号は図1に示している。

## 3. 実験結果および考察

### 3-1 自励振動の基本特性

噴流せん断層に内在する不安定波は下流に向かって成長し、大きな組織的な構造を持つてくる。可視化結果によるとこれは離散的な渦(渦輪)の形成となり、ある移流速度で金網に衝突する。衝突に伴い音波が発生し、ノズル出口近くでの不安定波を制御し、一つのフィードバックループをつくる。その結果、せん断層は一定周期で振動し、金網からは一定周期を持つ音が発生し自励振動が発生する。

このときのせん断層中での速度変動のスペクトル分布で最大になる成分の周波数を最大卓越周波数と呼び、その変化を図2に示す。

全体にこの歯状の変化を示し、ある程度降

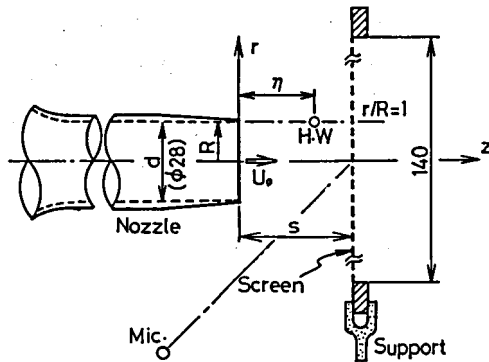


図1 実験装置と代表的記号

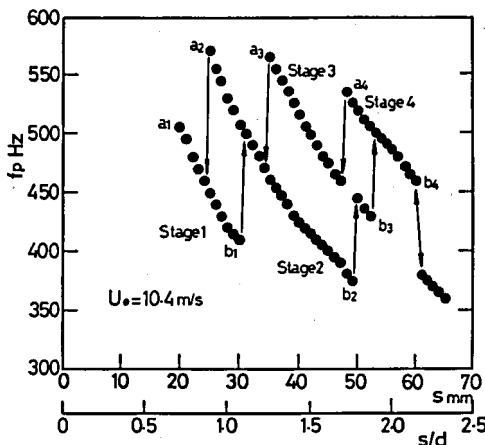


図2 速度変動に対する最大卓越周波数

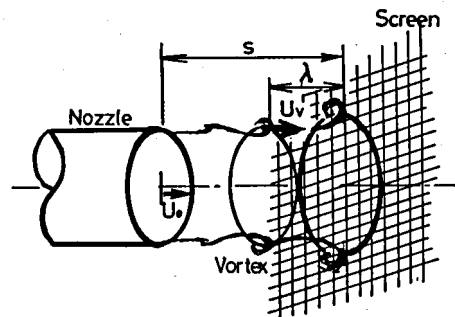


図3 金網に衝突する噴流の流動形態

下すると不連続に跳躍する。この不連続の変化には金網を下流方向へ移動させた場合と、上流方向へ移動させた場合で位置が異なるヒステリシスが存在する。またこの連続した振動形態をステージと呼び、上流よりステージ1, 2, 3, 4とする。

各ステージでの周波数の降下は次のように説明できる。ノズル出口端と金網との間の流れに対する概念は図3のように描かれる。せん断層の不安定波は下流へ移流しながら離散的な渦輪を形成する。この様子は噴流-リング系<sup>23)</sup>での挙動と同一と見なされるので、渦輪間の平均的な波長を $\lambda$ 、ステージ番号を $n$ で示すと、次の式が成立する。

$$\frac{s}{\lambda} = n + \frac{1}{2} \quad (1)$$

すなわちステージ $n$ に存在しうる渦輪は $(n+1/2)$ 個、波長で置き換えると $(n+1/2)$ 波長となる。したがって同一ステージ( $n$ )で $s$ を増大させると、式(1)より $\lambda$ は増大する。一方、渦の発生周波数(ある点を通る周波数) $f_p$ と波長 $\lambda$ は、渦輪の移流速度を $U_v$ とすると次式で関係づけられる。

$$U_v = f_p \cdot \lambda \quad (2)$$

従来の実験結果<sup>23)</sup>から、 $U_v$ は同一ステージで大きな変化がないことが確認されており、ここでも大きく変化しないと推測できる。このことから結局 $s$ を増大させると波長 $\lambda$ が増大し、式(2)より周波数 $f_p$ は低下することになる。逆に $f_p$ の低下は $\lambda$ の増大を意味し、後述するように波長が大きくなりすぎると渦の存在そのものが不安定となる。この結果ノズルと金網の間に渦輪がもう一つ加わりことにより、波長が不連続に短くなり次ステージに移行し、同時に安定した流れにかわる。

### 3-2 半径方向に対する速度の特性

噴流出口端での不安定波(微小かく乱)は下流に向かって最初は線形的に成長し、振幅の増大とともに非線形性が加わってくる。このような成長は噴流外部からのエネルギー供給がないことから、平均流からのエネルギー供給により成り立っている。またせん断層領域そのものは粘性効果により下流方向に向かって拡大されていく。ここでは金網通過前後で速度がどのように変化するかを調べた。

図4に $s=33\text{mm}$ に金網を置き、金網の前後 $\eta=22\text{mm}$ 、 $\eta=36\text{mm}$ での平均速度 $U$ 、乱れ速度 $u$ の $r$ 方向での分布を示し、それぞれの値は $U_0$ で無次元化してある。ノズル出口端で平均速度は管壁で作られた薄い境界層領域を除いた領域で $U/U_0=1$ であるが、 $z$ の増大とともにせん断層の領域が拡大し減速域が内側にまで及び、 $r/R=1$ 近辺で急減している。乱れ速度は平均速度の変化率の最も大きい $r/R=1$ 近辺で最大となり、そこから離れるにつれ減少する。このような特性は一般の噴流特性<sup>4)</sup>に見られるものと一致する。金網が存在すると、その抵

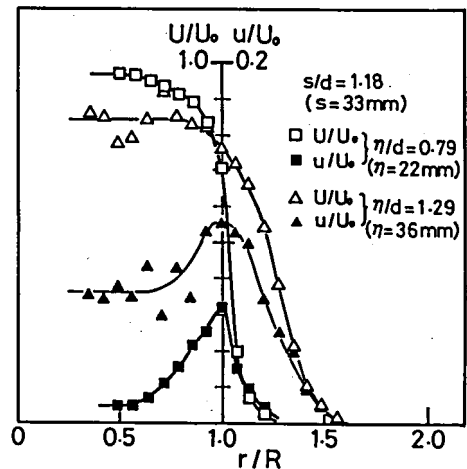


図4 金網衝突前後での平均( $U$ )、乱れ速度分布( $u$ ) (半径方向の変化,  $s=33\text{mm}$ )

抗により金網通過前に噴流は  $r$  方向の外側に曲げられる。このため金網通過後の平均速度は通過前に比較すると  $r > R$  で増大し、せん断層領域は拡大してくる。中心付近では金網通過によるエネルギー損出により速度が低下している。また金網の存在により、乱れ速度は全領域にわたって増大するが、特に中心近辺での増大割合は顕著である。

対応した位置での速度変動のスペクトル分布を図 5(a), (b) に示す。図 5(a) は衝突前、図 5(b) は衝突後を表し、この位置では  $f_p = 475 \text{ Hz}$  の最大卓越周波数を持っている。図 5(a) の衝突前では、噴流軸に近い  $r = 6 \text{ mm}$  でも明瞭に  $f_p$  が観測され、周期的変動の影響がポテンシャルコア領域まで及んでいることがわかる。 $r = R$  に近づくにしたがい変動エネルギーも増大し始め、 $r = 12 \text{ mm}$  から急増している。同時に  $f_p$  の高次成分の数が急激に増える。 $r = R$  近辺で最大になった後、高次成分、変動エネルギーそのものが急激に減少している。図 5(b) は金網通過後で、 $r = 5 \text{ mm}$  の中心軸の近くでも  $f_p$  は存在している。また  $r$  が増大するとやはり、高次成分、変動エネルギーともに増大し、半径 ( $R = 14 \text{ mm}$ ) より少し大きい  $r = 16 \text{ mm}$  で最大になる。これは先に説明したとおり、噴流が金網を通過するとき外側に曲げられるためである。

自励振動が存在しない場合には通常金網通過により流れ全体のランダム化が促進され、ここに示すような周期性は存在しない。これに対し自励振動発生時での金網通過後のせん断層部での周期的な振動、さらに中心近辺に及ぶその振動成分の存在は、自励振動が極めて強く大きな組織的構造を有することがわかる。

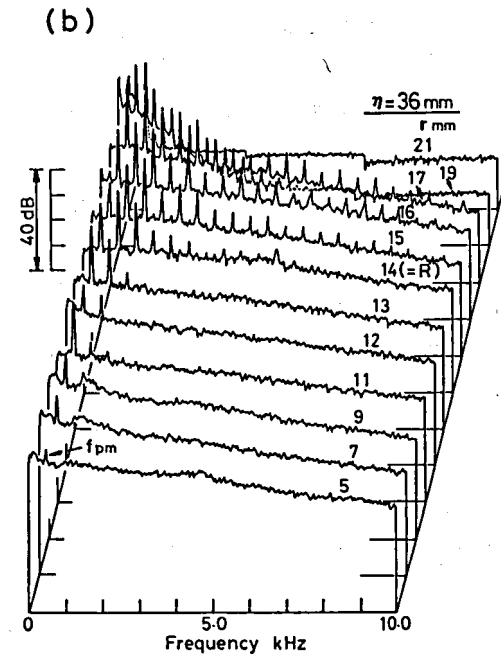
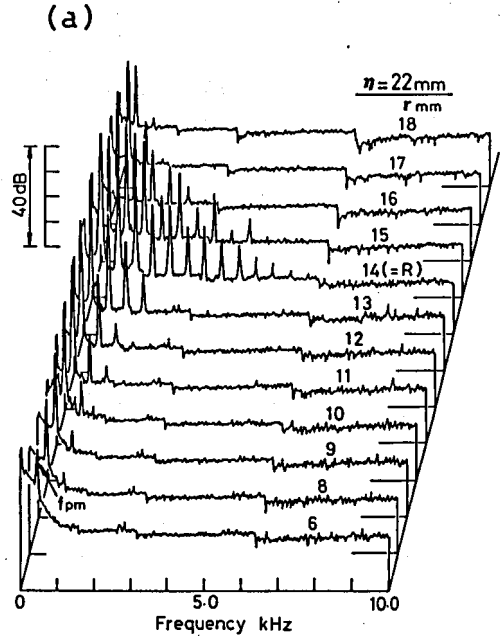


図 5 金網衝突前後でのスペクトル分布 (半径方向の変化,  $s = 33 \text{ mm}$ )



図7に  $s = 44\text{mm}$  から  $s = 52\text{mm}$ , ステージ2からステージ4までの一連の変化を示す。 $s = 44\text{mm}$  になると, 同一ステージの  $s = 32\text{mm}$  と異なり  $f_p$  に対して  $1/2, 3/2$  倍である  $0.5f_p, 1.5f_p$  が成長している。特に  $1.5f_p$  は表1で見ると  $s = 40\text{mm}$  で急激に出現する。  $0.5f_p, 1.5f_p$  の出現に対する1つの解釈として以下の考察ができる。すなわち噴流中での渦の挙動に関して, 従来より渦の合体, 追い抜きなどの現象が報告<sup>6)~8)</sup>されており, ここでも渦輪同士の相互作用などによる図8(a), (b)に示す渦の合体を考える。図8(a)から図8(b)に示すよう

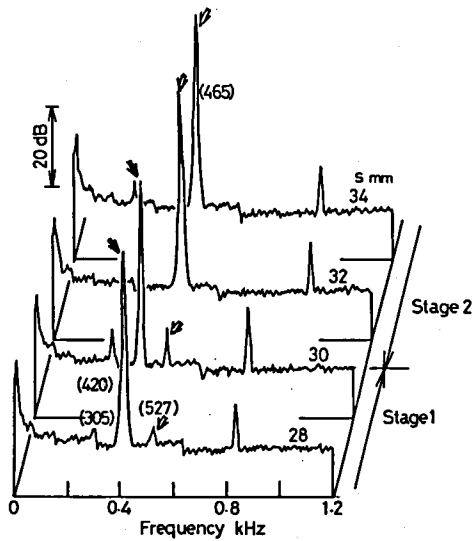


図6 スペクトル分布の変化  
( $s = 28\text{mm} \sim 34\text{mm}$ )

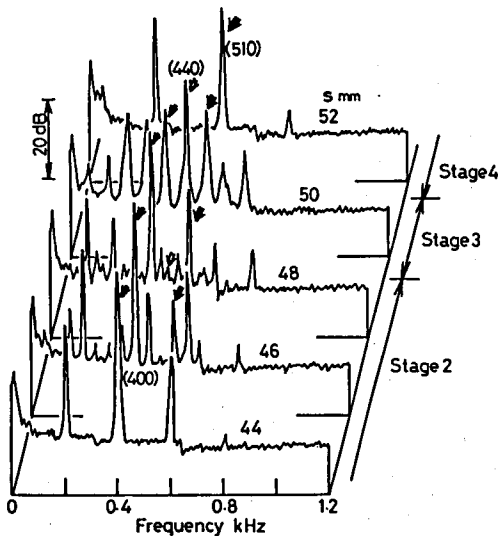


図7 スペクトル分布の変化  
( $s = 44\text{mm} \sim 52\text{mm}$ )

な渦の合体が生じたとすると, 合体後ある点を通る渦の個数は半分に減り周波数は  $f_p$  の半分になる。この現象が確率的にある割合で起こると, 一定エネルギーを持った  $0.5f_p$  成分が出現する。さらに波数間の非線形相互作用により  $f_p$  と  $0.5f_p$  の和が生じ,  $1.5f_p$  成分が出現する。ここで  $s = 40\text{mm}$  から  $s = 44\text{mm}$  までの波形を図9に示す。図には参考に  $s = 33\text{mm}$  の波形も併記した。  $s = 33\text{mm}$  の波形は振幅, 周期とも一定で, スペクトル上でも  $0.5f_p, 1.5f_p$  は殆ど観測されない。  $s = 40\text{mm}$  ではやや振幅に不揃いが生じ, 振幅変調が起こっているのが読み取れる。  $s = 44\text{mm}$  では変調もかなり激しくなり, 1つ置きに振幅が大きくなっており  $0.5f_p$  成分の存在を裏づけ, スペクトルと対応づけられる。

図7において, さらに  $s$  が増大し  $s =$

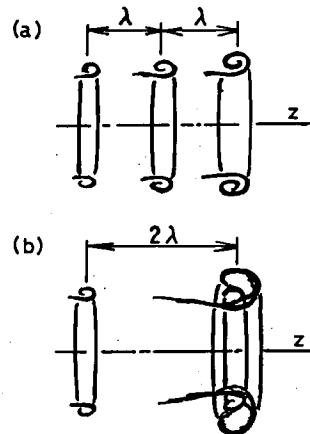


図8 円形噴流での渦輪の合体

46mm になると、急激に多数の卓越成分が現れる。前述のとおり同一ステージでは、ステージ番号  $n$  により、ノズル-金網間に入る渦の個数は式 (1) により規定される。このため同一ステージで  $s$  を増大させると、渦の大きさを示す波長  $\lambda$  は大きくなり、渦そのものが極めて不安定で、そこに違ったモードの運動が生じてくる。事実このような現象は渦輪に関する可視化結果<sup>7)8)</sup>からも見ることができ、それをモデル的に描くと図10に示される。図10(a)は軸対称の渦輪が一定周期を持って発生、移流しており、ステージの初期に対応している。図10(b)は渦輪全体が一定速度で移流していたものが上と下で移流速度が異なり、隣同士で動きが反対になる。図10(c)は渦輪を  $z$  軸の後方から見た場合で、円形でなく円周方向に凹凸を持つ運動が起こり全体に波打っている。図10(b), (c)のようなモードが生じてくるとスペクトル上にも新たにいくつかの卓越成分が生じ、さらにそれら波数間の非線形相互作用<sup>9)~12)</sup>により新たに多くの周波数が生成されてくる。ここで例えば  $s=46\text{mm}$  で次式で示される  $f_v$  を新たな1つのモードと容認すると、

$$f_v = 195 - 149 = 46 \text{ Hz}$$

表1の他の周波数は以下のようにして導出できる。

$$\left. \begin{aligned} 195 + 46 &= 241 \Rightarrow \boxed{244} \\ 390 - 46 &= 334 \Rightarrow \boxed{338} \\ 390 + 46 &= 436 \Rightarrow \boxed{441} \end{aligned} \right\} \text{side band}$$

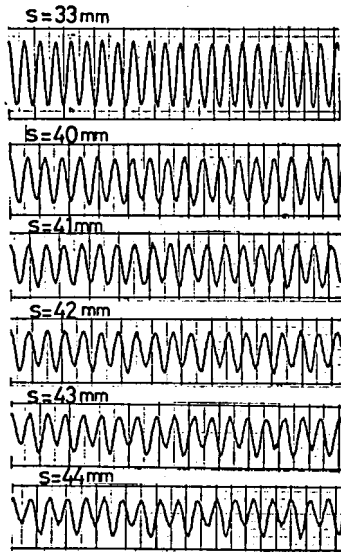


図9 速度変動の波形変化  
( $s = 33\text{mm} \sim 44\text{mm}$ )

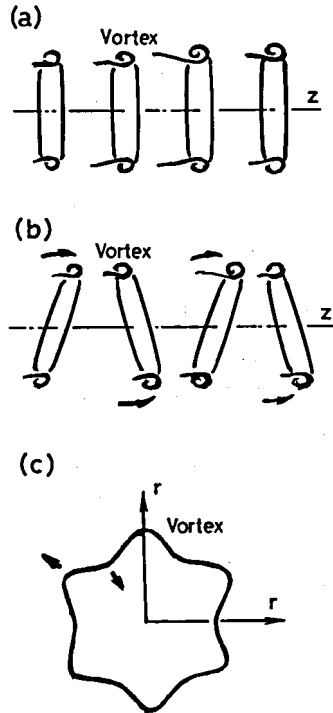


図10 波長の増大による渦輪の不安定モード

$$\left. \begin{aligned} 584 - 46 = 538 &\Rightarrow \boxed{542} \\ 584 + 46 = 630 &\Rightarrow \boxed{638} \end{aligned} \right\} \text{side band}$$

さらに  $s = 48\text{mm}$  では次式の  $f_v$  を新たなモードとする。

$$f_v = 140 / 2 = 70 \text{ Hz}$$

同様に表 1 の他の周波数は以下のように導出される。

$$\left. \begin{aligned} 170 + 70 = 240 &\Rightarrow \boxed{241} \\ 380 - 70 = 310 &\Rightarrow \boxed{314} \\ 380 + 70 = 450 &\Rightarrow \boxed{450} \\ 380 + 140 = 520 &\Rightarrow \boxed{520} \\ 760 - 140 = 620 &\Rightarrow \boxed{622} \end{aligned} \right\} \text{side band}$$

上式の中で、特に  $s = 48\text{mm}$  ですでにステージ 3, 4 に対する周波数 450Hz, 520Hz が存在するのが特徴である。すなわちステージの終わりに近づくと、渦が不安定になりそこに新たな振動モードが重畳し波数間の非線型作用を通じて多くの波数が形成される。このときすでに次ステージの周波数の芽が生まれ、このような準備段階を経て次ステージが生じてくる。

次に  $s = 50\text{mm}$  になると  $s = 48\text{mm}$  には極めて小さかった成分である前述の 450Hz に相当する成分が急増して最大卓越周波数になり、ステージ 3 に跳躍する。跳躍と同時に安定した流動パターンに移るため、 $f_p$  を除いた多くの卓越成分は消滅すると考えられるが、ここではスペクトル分布に見るように同程度の卓越した成分が数多く現れる。これは以下のように考えられる。図 2 で示されるステージ 2 が安定し極めて下流域まで存在したため、 $s = 50\text{mm}$  の跳躍した位置がステージ 3 の終わりに位置してくる。このため流れが再び不安定になったため同様に多くの卓越成分が出現したと考えられる。さらに  $s$  を増加させる、 $s = 48\text{mm}$  での 520Hz に相当する成分が成長し、 $s = 52\text{mm}$  でステージ 4 の安定した流動形態に移行し、卓越成分の数も急減する。

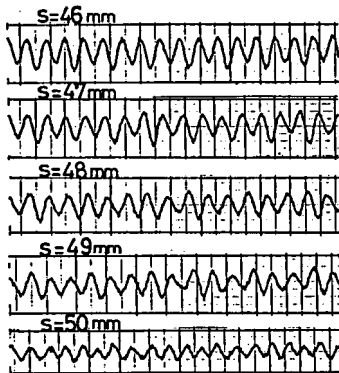


図11 速度変動の波形変化  
( $s = 46\text{mm} \sim 50\text{mm}$ )

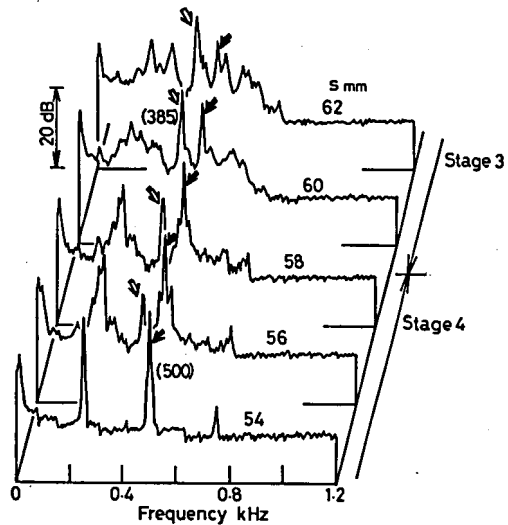


図12 スペクトル分布の変化  
( $s = 54\text{mm} \sim 62\text{mm}$ )



$s = 46\text{mm}$  から  $50\text{mm}$  に対する波形を図11に示す。  $s = 46\text{mm}$  から  $49\text{mm}$  の波形の間では大きな違いは読み取れない。安定した流れの波形から比較すると、振幅さらには位相の変調を見ることができる。  $s = 49\text{mm}$  と  $50\text{mm}$  では明らかに違いがあり周期が小さくなっており、スペクトルの形の急激な変化と対応する。

図12に  $s = 54\text{mm}$  から  $62\text{mm}$  におけるスペクトル分布を示す。  $s = 54\text{mm}$  と  $56\text{mm}$  で比較すると、最大卓越周波数は連続した変化を取るが、次の2点で大きな相違がある。1つは  $f_p$  および  $0.5f_p$  の卓越成分において、  $s = 54\text{mm}$  では極めて急峻であるのに対し  $56\text{mm}$  ではその帯域幅が急激に広がっている。2つめは  $s = 56\text{mm}$  になると  $f_p$ 、  $0.5f_p$  以外にレ

ベルは小さいが卓越する成分の数が急増している。この二つの現象は流れが急激に不安定になり、同時に急激なランダム化の進行を示している。すなわち金網が下流に位置すると、フィードバックも弱くなり、振動モード（渦の運動）が急に不安定になったため各種のモードが出現したと考えられる。さらに帯域幅の急激な増加は、いわゆる流れの乱流化と類似しており、線スペクトルから連続スペクトルの突然の発生を意味している。一般に離散スペクトル間の相互作用では新たな離散スペクトルのみの出現を意味し、ここに示す連続スペクトルの急激な出現はいわゆるカオス的な現象の存在を意味しており、今後さらに詳細な検討が必要である。

$s = 56\text{mm}$  よりさらに下流に金網が位置してくると、卓越成分まわりの帯域幅は広がりかつスペクトル間でのエネルギーのやり取りにより卓越度は平準化し、ランダム化が進行する。さらに  $s$  が増大すると、フィードバックそのものが弱まり自由噴流の特性に徐々に近づいていく。

最後に履歴域でのスペクトル分布の例を図13に示す。この場合は  $s$  が小さくなる方向で、渦輪の波長が短くなっていく。このためある限界を超えると渦輪が急に不安定になり、すでに説明した現象と同様に渦輪に他の振動モードが重畳してくる。対応させると、  $s = 48\text{mm}$  より上流に位置すると急激に多くの卓越成分が出現してくる。下流方向と同様にこれら卓越成分間の相互作用を通じて、新ステージへの跳躍が起こると考えられる。

#### 4. まとめ

円形噴流中に金網を置いたとき発生する自励振動について調べた。特にせん断層に形成される渦構造を背景に、スペクトル分布において最大の卓越成分のみでなくより小さな成分を含めて検討し、次のことが明らかになった。

(1) 自励振動発生時にせん断層で形成される渦構造は、極めて堅固で組織的構造を有し、噴

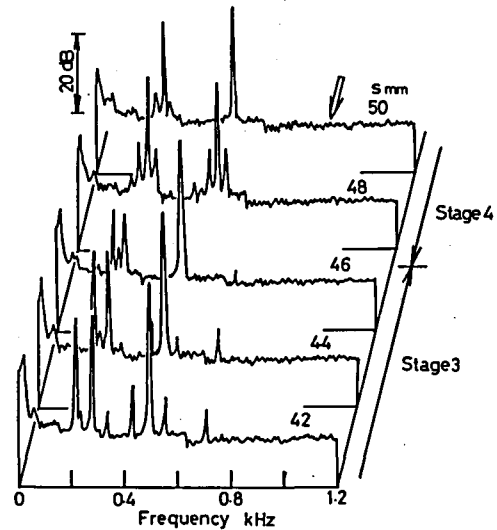


図13 スペクトル分布の変化  
( $s = 50\text{mm} \sim 42\text{mm}$ )

流の中心領域まで影響しかつ金網通過後もその周期性は完全に維持されている。

- (2) 各ステージの終わり近くでは一定間隔で発生している渦輪の波長は長くなり、渦輪が不安定となるため、そこに違った運動が生じ、スペクトル上新たなモードが生じる。これら波数間の非線形相互作用により、さらに多くのスペクトル成分が出現する。
- (3) 新ステージの周波数は、前項に述べた渦輪の不安定にともなう非線形相互作用を通じ、前ステージの終わり近くにすでに新しい芽として存在している。これら準備段階を経てより安定した新ステージへの移行が行われ、この意味ではステージの移行は1つの連続性を有していることになる。
- (4) ステージが進むにつれ卓越成分の数は増える傾向にあり、またそれら卓越成分間のエネルギー差も小さくかつ全体に広帯域になり、徐々に自由噴流の特性に近づく。中でも線スペクトルから広帯域成分を持つ連続スペクトルの突如の出現がみられる。

### 参 考 文 献

- 1) 倉澤英夫, 羽田喜昭, 笠木伸英, 小幡輝夫: 円形噴流の金網への衝突時における自励振動に関する研究 (第1報), 長野高専紀要 第30号 (1996)
- 2) 倉澤英夫, 小幡輝夫, 平田賢, 笠木伸英: 軸対称せん断層の衝突に伴う自励振動現象, 機械学会論文集 (B) 53巻488号(1987)pp.1254~1261
- 3) 小幡輝夫, 倉澤英夫, 羽田喜昭: リングに衝突する軸対称噴流せん断層の自励振動, 機械学会論文集 (B) 61巻583号(1995)pp.890~896
- 4) S.C.Crow and F.H.Champagne: Orderly structure in jet turbulence, J. Fluid Mech. (1971), vol.48, pp.547~591
- 5) C.J.Moore: The role of shear-layer instability waves in jet exhaust noise, J. Fluid Mech. (1977), vol.80, pp.321~367
- 6) 山田日出夫, 望月修, 山辺春男, 松井辰弥: 渦輪列の実験—干渉モードと運動の様子, 流体力学会誌 (ながれ) 第3巻(1984)pp.364~377
- 7) 山田日出夫: 渦輪と渦対の可視化: 流体力学会誌 (ながれ) 第11巻(1992) pp.82~86
- 8) A.Yule: Large-scale structure in the mixing layer of a round jet, J. Fluid Mech. (1978), vol.89, pp.413~432
- 9) R.W.Miksad: Experiments on the nonlinear stages of free-shear-layer transition, J. Fluid Mech. (1972), vol.56, pp.695~719
- 10) R.W.Miksad: Experiments on nonlinear interactions in the transition of a free shear layer, J. Fluid Mech. (1973), vol.59, pp.1~21
- 11) R.W.Miksad, F.L.Jones, E.J.Powers, Y.C.Kim and L.Khadra: Experiments on the role of amplitude and phase modulations during transition to turbulence, J. Fluid Mech. (1982), vol.123, pp.1~20
- 12) Y.C.Kim and E.J.Powers: Digital bispectral analysis and applications to nonlinear wave interactions, IEEE Trans. Plasma Sci. (1979), vol.PS-7, pp.120~131