

乱流噴流の近傍場における不安定性について

早川道雄*

On Natural Instability in the Near Region of Initially Turbulent Free Jets

Michio HAYAKAWA

Hokkaido University

ABSTRACT

Frequency-centered activity has been observed in the near region of initially turbulent circular jets. The dominant frequency determined from frequency spectra of velocity fluctuation scales better with local momentum thickness than with jet diameter, suggesting that the shear layer type of instability is responsible for the quasi periodicity. This is basically consistent with the notion of Petersen & Samet, that natural instabilities in circular jets scale with local shear-layer thickness, and the jet diameter is merely a subsidiary parameter. However the present result shows that the dominant frequency nondimensionalized with the local mean flow properties significantly varies with the ratio of local momentum thickness to jet diameter. Discussion is mainly made in the context of instability in shear flow turbulence.

Key Words: turbulent jet, instability, preferred mode, initial condition

1. はじめに

初期条件が層流境界層である自由噴流のポテンシャルコア領域には、せん断層型 (shear layer mode), 噴流型 (jet column mode) と呼ばれる二つの特徴的な不安定モードが存在し、前者は出口境界層厚さ、後者はノズル径によってそれぞれ規定されることは、広く認められてきた実験事実と云ってよい^{1,2)}。しかし、近年アリゾナ大学のグループ^{3,4)}は「噴流型モード」も基本的には局所のせん断層厚さで決まるものであり、せん断層型の不安定に帰着されると主張している。

本報告は、長い助走部を通して十分に発達した円管乱流が静止流体中に吹き出すときの噴流 (これを以下、「乱流円管噴流」と記す)、および出口境界層がノズル径に比べて無視できない程度に厚い乱流境界層であるときの噴流を対象にして、その近傍場で観測された準周期的速度変動を、乱流場における不安定性の問題という視点から見たものである。これらの噴流はいずれも初期条件が壁乱流であるか

ら、上述の二つの不安定性のうち層流不安定に起因する「せん断層型モード」は存在しない。

2. 乱流円管噴流の結果

2.1 装置の概略

実験には、内径 $D=40$ mm, 長さ約 7.6 m の円管噴流装置を用いた。測定は全て出口中心流速 (U_e) を 8 m/s 以上、レイノルズ数 $Re=U_e D/\nu > 2 \times 10^4$, で行ったので、噴流出口における流れの状態は標準的な円管乱流になっている。流れ中に円管の長さで決まる気柱共鳴周波数 (約 22 Hz), またはその高調波成分が卓越して現れる可能性がある。しかし、出口断面における速度変動のスペクトル中には、これらに相当する周波数やその他の周波数に明かなピークは認められなかった。

この噴流装置には、スピーカ膜面の振動を利用した人工攪乱発生器が設置されており、噴流出口部に設けた軸対称スリットから任意の周波数と振幅をもつ周期的攪乱を流れに与えることができる。

2.2 噴流型モードに相当する卓越周波数

乱流円管噴流にはポテンシャルコアが無く、中心軸付近

* 北海道大学工学部

でも平均速度勾配による半径方向への運動量の輸送があるために、中心流速(U_0)は管出口直後から緩やかに減少し始める。しかし、乱流変動の大きな高せん断層部分が広がって、噴流中心まで及ぶのは軸方向位置 $x/D=4\sim 5$ であって、この位置までは比較的乱れの弱い、ポテンシャルコアと類似の、コア部と云うべき領域が存在する⁵⁾。そして、 $x/D=3\sim 4$ における中心軸上の軸方向速度変動(u)のスペクトル中には、通常の噴流のポテンシャルコア終端付近で観測されるように、明瞭な盛り上がりが見られる⁶⁾。

このスペクトルの盛り上がりの中心周波数(f_p)は出口流速(U_e)の増加とともに単調に増加する。 f_p を U_e と D で無次元化し、レイノルズ数に対してプロットしたのが図1である。同図には、低レイノルズ数領域で測定されたLai⁷⁾の結果、および筆者ら⁶⁾が以前に $D=77\text{ mm}$ の円管を用いて得た結果も記入してある。レイノルズ数とともに僅かに増加する傾向は見られるが、いずれの測定においても $f_p D/U_e$ の値は $0.3\sim 0.4$ である。この卓越ストロハル数はポテンシャルコアのある噴流の $x/D=4$ 付近で得られている値 $0.25\sim 0.5$ ⁸⁾の範囲内にあり、通常の噴流における「噴流型モード」に対応していると考えられる。

2.3 高せん断層内で観測される卓越周波数

上述の準周期的速度変動は $x/D=3$ 付近から忽然と現れるわけではない。高せん断層外縁における u 変動を上流側へ遡って調べた結果、ポテンシャルコアのある噴流のときとは異なり、本噴流の場合には周期的変動が乱流変動中に埋没して、その存在を判別し難いことが分かった。そこで、一般にこの種の周期性を観測するのにより適している、半径方向速度変動 v に着目した⁹⁾。その結果、高せん断層内部における v 変動スペクトルには顕著な盛り上がり認められた。その中心周波数は半径位置 r に少なからず依存するが、ここではスペクトルの盛り上がりが見られ、且つその周波数がほぼ極大値になる位置 $(r-R)/x=-0.05$

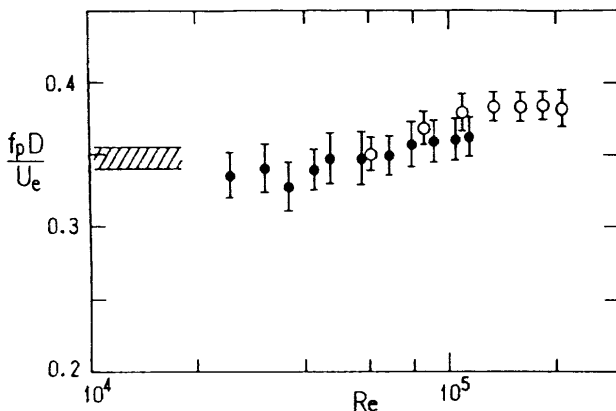


図1 噴流中心軸上の u 変動の卓越周波数 f_p . 測定位置： $x/D=3$, ●：本実験($L/D=190$), ○：Hayakawaら⁶⁾($L/D=96$), 斜線：Lai⁷⁾($L/D=576$). L は円管の長さ

($R=D/2$)に沿って測定した値を採用した。

図2がこのようなして求めた卓越周波数 f_n の流れ方向変化である。 $x/D=3$ に記入した斜線部は前述の噴流中心軸上 u 変動から得られた卓越周波数 f_p である。 $f_n D/U_e$ の値は x/D の増加とともに単調に減少し、 $x/D=3$ において $f_p D/U_e$ の値とほぼ一致している。このことから、 f_n と f_p は本来同質のものであり、前項に示した「噴流型モード」に対応すると考えられる卓越ストロハル数(図1)が本噴流に固有の代表的周期性を表しているのではないことが分かる。

この点を更に検討するために、通常の安定実験と類似の測定を行った。即ち、振幅の定まった、種々の周波数の人工攪乱を流れに与え、 v 変動成分の流れ方向の増減衰特性を調べた。測定条件は次のとおりである。

$$Re = 3.6 \times 10^4 \quad (U_e = 13.5 \text{ m/s}),$$

$$\text{初期攪乱の振幅 (rms 値)} = 0.025 U_e,$$

$$\text{攪乱の周波数 (} f_e \text{)} = 80 \text{ Hz} \sim 328 \text{ Hz},$$

$$\text{測定半径位置 : } (r-R)/x = -0.025.$$

本測定範囲内では、全ての攪乱は流れ方向に一旦増幅したのち、単調に減衰した。

図3に各攪乱の増幅減衰曲線から求めた等振幅線図を示す。図中の太破線は図2に示した卓越周波数(f_n)の値($Re = 3.4 \times 10^4$)を結んだ線である。 $f_e D/U_e = 0.6\sim 0.7$ の攪乱が最も増幅し、 $x/D=0.75$ 付近で最大になることが分かる。更に注目される点は各 x 位置で振幅が極大になる f_e の値が f_n とほぼ一致していることである。このことは、自然な流れの状態を観測された準周期的速度変動がせん断層型不安定と密接に関係していることを示している。

3. 厚い乱流境界層を初期条件とする噴流

Petersen & Samet⁴⁾は初期条件が薄い層流境界層である円形噴流の測定と線形安定性解析を行い、軸対称混合層が乱流化したのちに現れる周期的変動の特性が平均速度分布に基づく安定計算結果とよく符合することを示した。そ

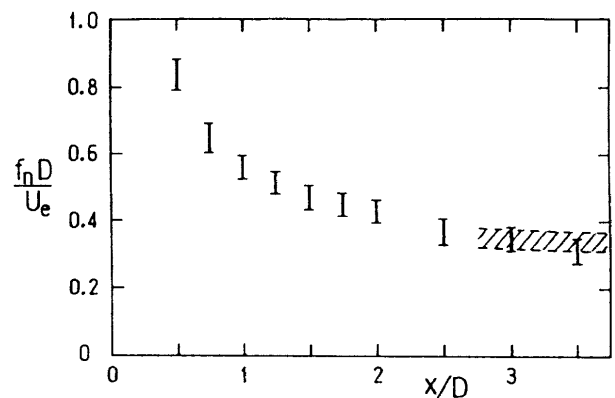


図2 高せん断層内の v 変動の卓越周波数 f_n . 斜線部は図1の f_p . $Re=3.4, 6.9, 10.4 (\times 10^4)$

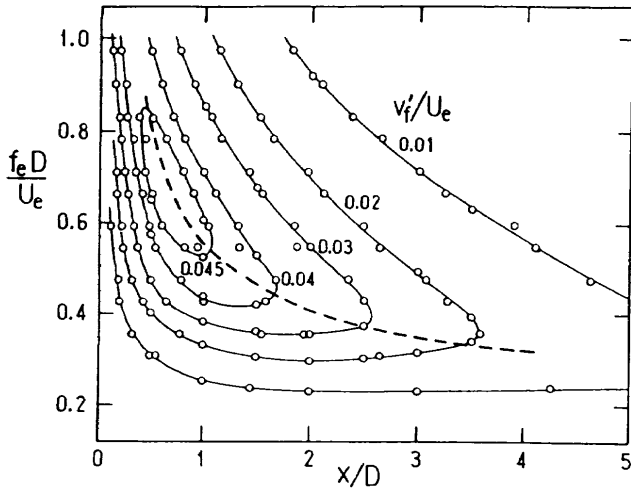


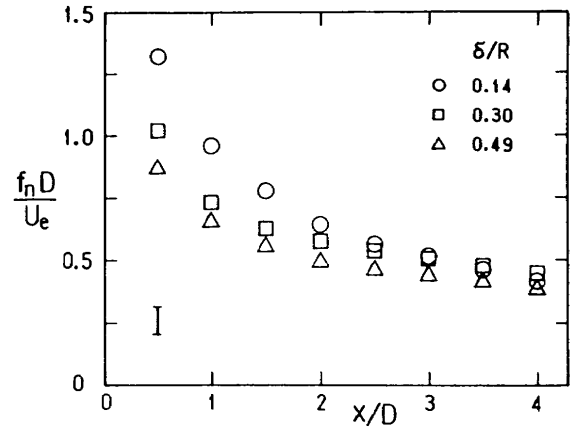
図3 人工攪乱の等振幅線図。太い破線は図2の f_n 。
 $Re = 3.6 \times 10^4$

して、ノズル径で規定されると云われてきた「噴流型モード」は存在せず、これは平均流特性で決まるせん断層型不安定によるもので、ノズル径は副次的なパラメータに過ぎないと結論している。前節に示した結果も彼らの主張を支持しているように見える。この点をより直接的に検証するためには、卓越周波数に及ぼす局所せん断層厚さの影響とノズル径の影響とを分離した測定を行えば良いと考えられる。

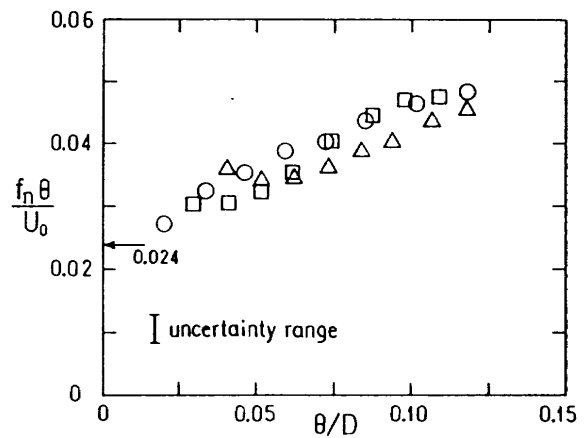
そこで、既設の自由噴流装置のノズル内壁にサンドペーパーを貼るとともに、ノズル端に適当な長さの延長管（内径50mm）を接続し、管の長さを変えることによって、噴流出口に厚さの異なる乱流境界層を実現した。使用した3種類の延長管に対し、出口境界層厚さ δ はそれぞれ0.14R, 0.30R, 0.49R（R：管半径）であった。これらの条件下で、前節と同様に、高せん断層内部の v 変動のスペクトルから卓越周波数（ f_n ）を求めた。

図4(a), (b)は f_n をそれぞれ管径D、および局所運動量厚さ θ を用いて無次元化したものである（ここで、 θ は一つの子午面内で二次元的に測られた平均速度分布から求まる値である）。両図を比較して明らかなように、初期境界層厚さの違いによる f_n の流れ方向変化は、平均速度分布に関連する量、 θ と U_0 、に基づく無次元化によって、より良く表されている。この結果は前述のPetersen & Samet⁴¹の主張と合致している。

しかし、彼らの示唆するところとは異なり、 $f_n D / U_e$ は θ / D に対してかなり大きく変化している。 θ / D は高せん断層部の円周方向への曲率の度合いを表していると考えられることから、図4(b)の結果はこの曲率の増加とともに卓越ストロハル数が増加すると解釈することができる。事実、初期境界層厚さが最も薄い場合（ $\delta / R = 0.14$ ）のデータを二次元流れに対応する $\theta / D = 0$ まで外挿すると、図中に記入し



(a) 噴流出口径に基づくストロハル数



(b) 局所運動量厚さに基づくストロハル数

図4 卓越周波数に及ぼす初期境界層厚さの影響（ $Re = 1.0 \times 10^5$ ）

である平面乱流混合層における値0.024^{10, 11)}にほぼ一致する。

なお、初期境界層が厚くなるにつれて、 θ / D の小さい範囲の値が直線的な変化からずれてくるのは、乱流境界層の影響がある程度下流まで残り、速度分布の形がせん断層型とは異なるためであると思われる。

4. おわりに

出口条件が乱流管内流および厚い乱流境界層である円形噴流の近傍場に現れる準周期的速度変動を実験的に調べた。その卓越周波数は噴流出口径よりも局所運動量厚さによってほぼ尺度化されることが分かった。この結果は、噴流中の卓越モードが平均速度分布の安定特性で決まる「せん断層型の不安定」に因るとするアリゾナ大学グループの主張に沿うものである。

線型安定理論をせん断乱流に適用することには批判的見方もあるが¹²⁾、その一方で、秩序構造の挙動が線型安定理論の結果と良く符号することは混合層や伴流の場合にも報告されている^{3, 13, 14)}。しかし、非線型性が重要な役割を界た

すと考えられる、長さと速度スケールの大きな変動の振舞いが、なぜ無限小振幅攪乱の仮定に基づく安定理論解析によって予知し得るかという問題は残されている。無限小振幅を仮定せず、レイノルズ応力の寄与を取り入れた非線型安定解析¹⁵⁾がより現実的なアプローチではあるが、上述の疑問に対して何らかの合理的説明があって良いように思われる。

5. 謝 辞

本報告について、種々ご議論頂いた小橋安次郎先生、並びに有益なコメントを頂いた研究会の方々に謝意を表します。

引 用 文 献

- 1) Ho, C.M. and P. Huerre: *Ann. Rev. Fluid Mech.* **16** (1984) 365
- 2) Drubka, R.E., P. Reisenthel and H.M. Nagib: *Phys. Fluids A1* (1989) 1723
- 3) Wygnanski, I. and R.A. Petersen: *AIAA J.* **25** (1987) 201
- 4) Petersen, R.A. and M.M. Samet: *J. Fluid Mech.* **194** (1988) 153
- 5) 竹澤 聡, 早川道雄, 飯田誠一: 日本機械学会論文集 **54-502** (1989) 1372
- 6) Hayakawa, M., S. Iida and S. Takezawa: *Phys. Fluids* **28** (1985) 3703
- 7) Lai, J.C.S.: *Proc. 10th Australasian Fluid Mech. Confr.* (1989) 13
- 8) Gutmark, E. and C.M. Ho: *Phys. Fluids* **26** (1983) 2932
- 9) Marasli, B., F.H. Champagne and I. Wygnanski: *Phys. Fluids A3* (1991) 665
- 10) Browand, F.K. and T.R. Troutt: *J. Fluid Mech.* **158** (1985) 489
- 11) Hussain, A.K.M.F. and K.B.M.Q. Zaman: *J. Fluid Mech.* **159** (1985) 85
- 12) Hussain, A.K.M.F.: *J. Fluid Mech.* **173** (1986) 302
- 13) Gaster, M., E. Kit and I. Wygnanski: *J. Fluid Mech.* **150** (1985) 23
- 14) Cimbala, J.M., H.M. Nagib and A. Roshko: *J. Fluid Mech.* **190** (1988) 265
- 15) Liu, J.T.C.: *Ann. Rev. Fluid Mech.* **21** (1989) 285