

# 軸対称物体後流の不安定モードに関する実験的研究

星野真一, 稲澤歩, 浅井雅人 (首都大)  
小西康郁, 高木正平, 澤田秀夫 (JAXA)

## Experimental study on the instability modes of axisymmetric wake

S. Hoshino\*, A. Inasawa\*, M. Asai\*,  
Y. Konishi\*\*, S. Takagi\*\*, and H. Sawada\*\*

\* Dept. of Aerospace Eng., Tokyo Metropolitan University  
\*\* Japan Aerospace and Exploration Agency (JAXA)

### ABSTRACT

The instability of axisymmetric laminar wake behind a body of revolution whose cross section is a NACA0018 airfoil is studied experimentally under a natural disturbance condition. Magnetic Suspension and Balance Systems (MSBS) are used to support the axisymmetric body in order to avoid undesirable influences of mechanical supports on the disturbance development. A multi-hotwire-sensor probe is used to identify helical instability modes. The experiment is conducted mainly at a Reynolds number based on the maximum diameter  $Re = 1.9 \times 10^4$ . It is found that the wake is convectively unstable despite that the flow is slightly reversed near the trailing edge. Spatially-growing instability waves are found to be helical modes with azimuthal wavenumber of 1 as predicted by the linear stability theory for the axisymmetric wake. The spatial growth rate and amplitude distribution obtained experimentally agree well with those calculated from the linear stability theory.

Key Words: axisymmetric wake, convective instability, absolute instability, helical instability mode

### 1. はじめに

後流の不安定特性は流れの中に置かれた物体形状により変化する。物体が円柱の場合、レイノルズ数が約 46 を超えると後流は自励振動を開始し、後流中にはカルマン渦列が形成される<sup>(1)</sup>。こうした周期流への遷移は円柱後縁近傍における逆流を伴う強い変曲点型速度分布の存在に起因し、そこではある特定の周波数の攪乱が下流へと移流せずに留まって（即ち群速度がゼロ）時間的に増幅するという性質（絶対不安定性）を示し、これが周期流への分岐に導くための必要条件であると考えられている<sup>(2)</sup>。

絶対不安定性による攪乱の成長は軸対称物体後流でも可能であり<sup>(3)</sup>、球後流ではレイノルズ数が約 280 を超えると自励振動を開始する<sup>(4)</sup>。一方、物体形状が細長い流線形の場合、後縁近傍での逆流は弱まり（或いは消滅し）、後流の不安定特性は絶対不安定ではなく移流不安定の性質を示す<sup>(5,6)</sup>。この場合、定常後流の遷移は流れ方向に成長する線形攪乱によりもたらされることになる。では、流線形の細長物体（軸対称）から徐々に径が増加するとき、そのような不安定性の切り替わりがいつ起こるのであろうか。本研究では、この点についての知識を

得るため、断面形状が NACA0018 の軸対称物体後流の自然遷移について実験的に調べた。なお、模型の支持機構が流れに与える影響を排除するため、JAXA 所有の磁力支持天秤装置を用いている。

### 2. 実験装置および方法

実験は、JAXA 所有の磁力支持天秤装置付き回流型低速低乱風洞で行われた。測定部の概略を図 1 に示す。測定部断面形状は、一辺 600mm の正方形であり、主流の乱れ強さは 0.06%以下である。この流れに NACA0018 翼型を翼弦まわりに回転させた軸対称モデルを設置した。モデルの全長は  $c = 200\text{mm}$ 、最大直径は  $D = 36\text{mm}$  である。モデルは、磁力支持天秤装置 (MSBS) により測定部断面中央で保持され、支柱やワイヤなどによる模型支持干渉の影響がない軸対称後流が実現される (図 2)。座標系は流れ方向を  $x$  とするデカルト座標系  $(x, y, z)$  および円筒座標系  $(x, r, \phi)$  を採用し、座標原点はモデル後縁である。速度場の計測は、I 型熱線プローブを用いて行われた。また、後流中の不安定モードを同定するために、I 型熱線プローブ 6 本を対向センサ間距離 20mm、 $\phi$  方向に 60 度間隔で配置した環状多線プローブを製作して  $\phi$

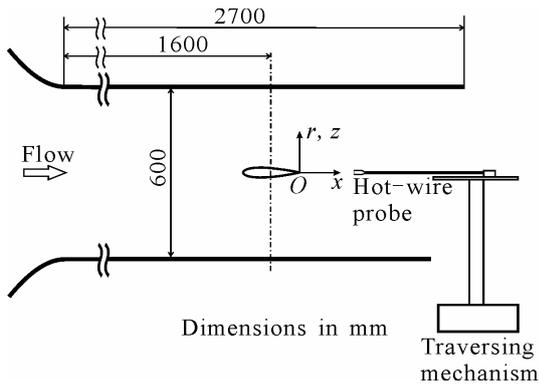


Fig. 1. Experimental setup.

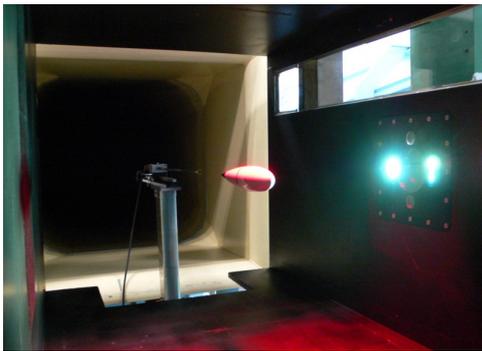


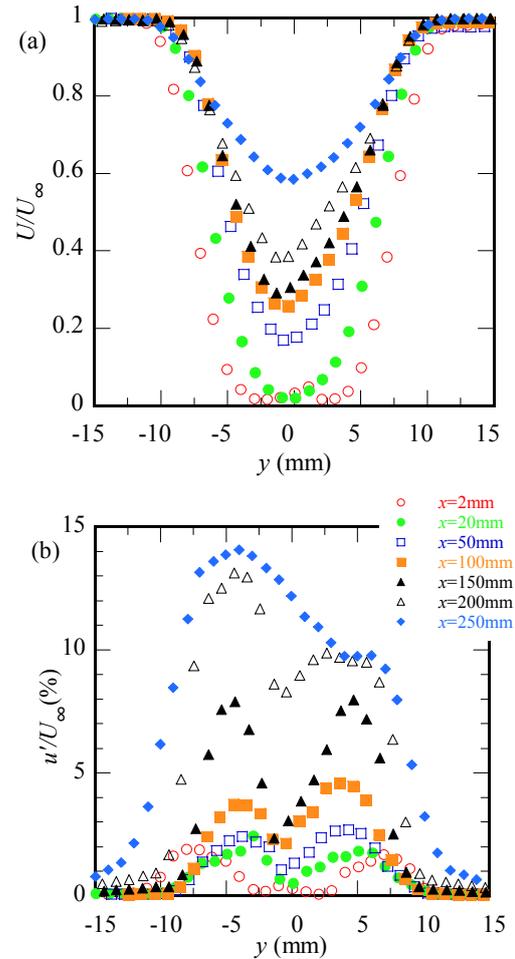
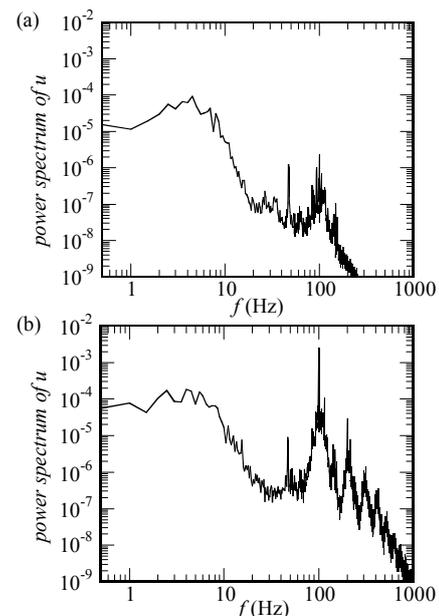
Fig. 2. Axisymmetric model suspended by the MSBS.

方向の同時計測も行った。実験は主に主流速度  $U_\infty=8\text{m/s}$  で行われた。  $D$  に基づくレイノルズ数は  $Re = 1.9 \times 10^4$  である。

### 3. 実験結果と考察

図3(a), (b)は  $x=2, 20, 50, 100, 150, 200\text{mm}$  における後流の平均速度  $U$  と速度変動の実効値  $u'$  の  $y$  方向分布である。後縁直後の  $x=2\text{mm}$  では、  $-3\text{mm} \leq y \leq 3\text{mm}$  の範囲で平均速度分布が反転しており、主流速度の3%程度の強さをもつ逆流域が存在していることがわかる。  $x=20\text{mm}$  では  $y=0\text{mm}$  における逆流が消失していることからこの逆流域の拡がりはせいぜい後縁から20mm程度であり、それより下流では後流中心 ( $y=0$ ) における速度欠損は徐々に回復してゆく。一方、変動の実効値  $u'$  は  $x \leq 150\text{mm}$  において軸対称性が維持され、速度勾配 ( $dU/dy$ ) 最大の位置 (変曲点) で  $u'$  も最大となっているが、最大実効値が主流速度の10%を超える  $x \geq 200\text{mm}$  では軸対称性が崩れ、後流が乱流へと遷移していることがわかる。

図4(a),(b)はそれぞれ、  $(x, y) = (50\text{mm}, 4.3\text{mm})$  および  $(150\text{mm}, 4.7\text{mm})$  における変動のパワースペクトル (周波数分解能  $\Delta f = 0.5\text{Hz}$ ) である。  $x = 50\text{mm}$  において盛り上がりが見られる70-140Hzの周波数成分 (図4a) は、  $x = 150\text{mm}$  になるとエネルギーが10倍程度まで増加し、高調波成分も顕著になる (図4b)。エネルギーが増幅している周波数帯を10Hzごとの成分に分割し (70Hz  $\leq f \leq 80\text{Hz}$  の成分を  $u'_{70-80}$  と表記)、各成分の実効値の流れ方

Fig. 3. The  $y$ -distributions of mean velocity  $U$  in (a) and r.m.s. value of velocity fluctuation  $u'$  in (b).  $U_\infty=8\text{m/s}$ .Fig. 4. Power spectra of streamwise velocity fluctuations at  $U_\infty=8\text{m/s}$ . (a);  $(x, y) = (50\text{mm}, 4.3\text{mm})$ , (b);  $(150\text{mm}, 4.7\text{mm})$ .

向変化を示した図5より、図4で示された増幅周波数帯域内の全てのスペクトル成分は、 $50\text{mm} \leq x \leq 170\text{mm}$ の範囲で指数関数的に空間増幅しており、攪乱の増幅が移流型不安定性によるものであることが理解できる。

軸対称後流での不安定モード（線形安定性理論におけるノーマルモード）は、(1)式のような形をとる。

$$u = \tilde{u}(r) \exp\{in\phi + i(\alpha x - \omega t)\} \quad (1)$$

ここで、 $\alpha$ は流れ方向波数、 $\omega$ は角振動数である。 $n$  ( $=1, 2, \dots$ )は $\phi$ 方向波数であり、 $n=1$ は $\phi$ 方向周期 $2\pi$ のらせんモードに対応する。線形安定性理論<sup>7)</sup>によると、 $n=1$ のらせんモードが増幅することが示されている。そこで、実験的に不安定モードを同定するために、環状多線型熱線プローブによる計測を行った。図6は多線プローブにより得られた速度変動成分のうち $f=109\text{Hz}$  ( $\Delta f=3.2\text{Hz}$ のFFT演算により抽出)の速度変動波形を示したものである。各プローブから得られた速度変動波形は時刻に対してほぼ一定の割合で連続的に位相が遅れており、不安定モードがらせん構造であることがわかる。 $\phi_1=0$ に対する $\phi_k=(k-1)\pi/3$  ( $k=2, \dots, 6$ )の速度変動波形の位相を示した図7より、 $\phi$ 方向に一周する間に、速度変動波の位相が $2\pi$ 変化することから、図5で示された増幅モードは $\phi$ 方向波数が $n=1$ のらせんモードであることがわかる。

次に、軸対称後流（平行流近似、非粘性）に対する線形安定性解析を行い、実験結果との比較を行った。基本流は図3で示した平均速度分布を以下の式で近似して与えた。

$$U/U_\infty = 1 - A \exp(-0.69315(r/a)^m) \quad (2)$$

ここで、 $x=2\text{mm}, 20\text{mm}, 50\text{mm}, 100\text{mm}$ における(2)式の係数はそれぞれ $(A, a, m) = (1.03, 7.3, 4.2), (0.98, 6.2, 3.2), (0.83, 5.6, 2.8), (0.74, 5.3, 2.4)$ である。なお、 $x=2\text{mm}$ においては、 $y=0\text{mm}$ で $-0.03U_\infty$ の逆流を仮定している。 $n=1$ のらせんモードの空間増幅率 $-\alpha_i$ の周波数変化を図8に示す。逆流を伴う $x=2\text{mm}$ では $f=85.5\text{Hz}$ に鋭いピークを持つが、鞍点は存在せず、絶対不安定が生じる直前の状態であることがわかる。すなわち、 $x=2\text{mm}$ における基本流の逆流強さがもう少し増加すれば絶対不安定の性質を示すものと考えられる。ここで、二次元後流の場合、後流中心での最小速度が一様流速度の5%（順流）以下になると絶対不安定が現れるが<sup>8)</sup>、軸対称後流では少しの逆流を伴ってもまだ移流型不安定であることは注記すべきである。空間増幅率の最大値 $-\alpha_{i,\text{max}}$ は $x$ の増加とともに小さくなるが、最大値を与える周波数はいずれの $x$ 位置においても $90-120\text{Hz}$ となっており、図4で示したパワースペクトルの増幅周波数帯域と良く一致している。図5において周波数成分ごとの空間増幅率を $60\text{mm} \leq x \leq$

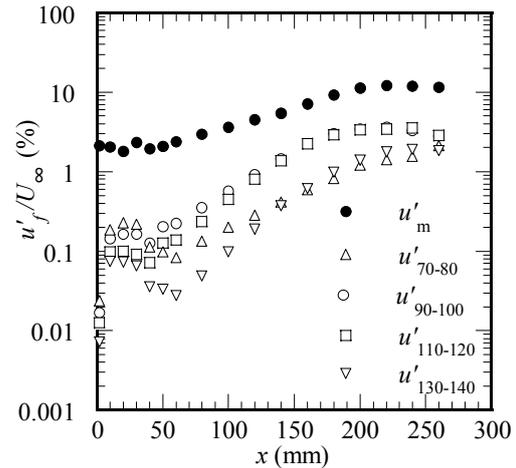


Fig. 5. Streamwise development of disturbances at  $U_\infty = 8 \text{ m/s}$ .

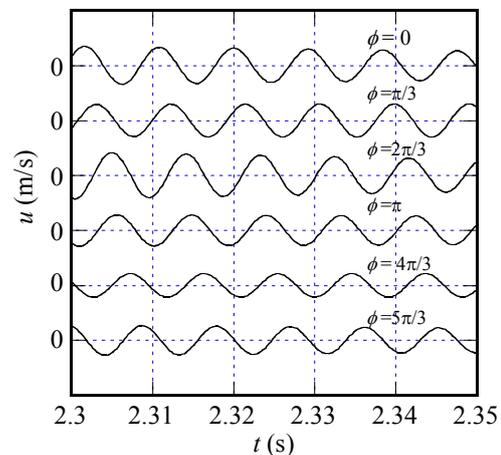


Fig. 6. Waveforms of velocity fluctuations. ( $U_\infty = 8 \text{ m/s}$ ,  $x = 100 \text{ mm}$ ).  $109 \text{ Hz}$ -component is singled out.

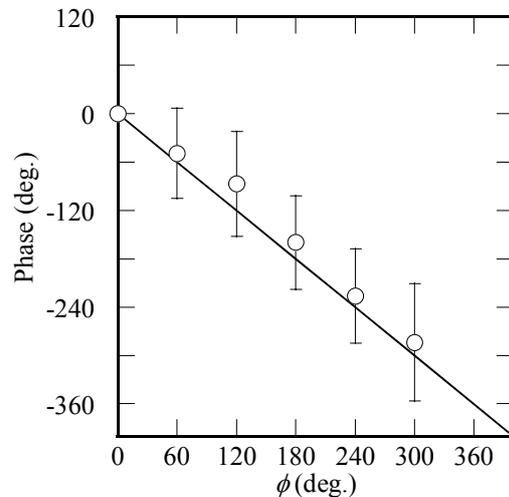


Fig. 7. Azimuthal variation of the phase of disturbance.  $U_\infty = 8 \text{ m/s}$ .

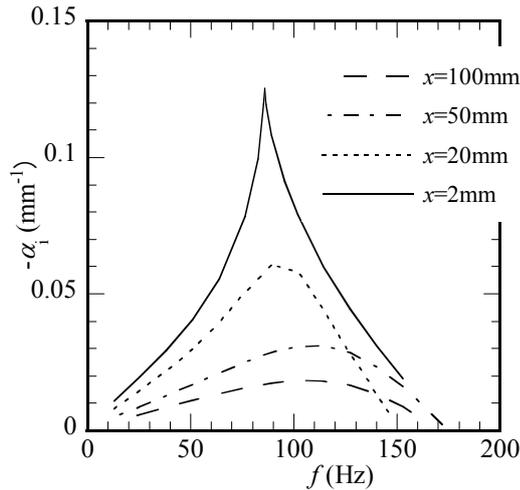


Fig. 8. Spatial growth rate  $-\alpha_1$  calculated from the Rayleigh stability equation.

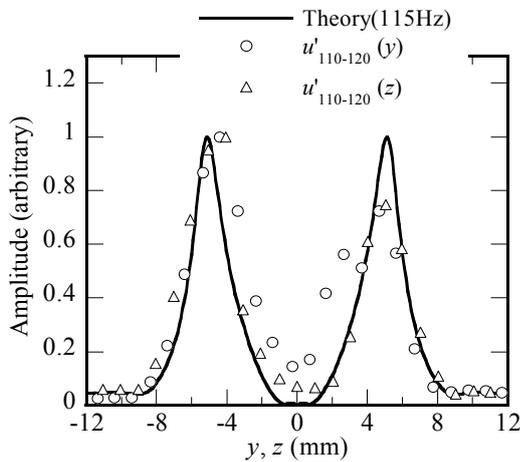


Fig. 9. Amplitude distribution of the most unstable mode at  $x = 50$  mm.

100mmの範囲で求めると、90 - 120Hzの変動の増幅率は  $-\alpha_1 = 0.025 \sim 0.03$  であり、安定性理論と良く一致している。また、 $x = 50$ mmにおける変動（110-120Hz成分を抽出）の振幅分布を比較すると、図9のように、理論と実験結果の一致は良好である。

#### 4. 結言

断面形状が NACA0018 翼型の軸対称物体後流の不安定性を調べた。実験は主にレイノルズ数（直径に基づく） $Re = 1.9 \times 10^4$ で行われた。

後縁直後では一様流速の3%程度の大きさを持つ逆流領域が存在するものの、二次元物体後流のような自励振動（グローバル不安定）は見られなかった。線形安定性解析においても、絶対不安定が生じるまさに臨界状態に近いことが示された。観察された移流型の不安定モードは、線形安定性理論で予測される  $n = 1$  のらせんモードであり、指数関数的に空間増幅する様子が捉えられ、攪乱の空間増幅率および振幅分布も線形安定性解析と良く一致した。

#### 参考文献

- 1) Jackson C.P., *J. Fluid Mech.*, 182 (1987), pp.23-45.
- 2) Huerre P. and Monkewitz P.A., *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 22 (1990), pp. 473-537.
- 3) Natarajan, R. and Acrivos, A., *J. Fluid Mech.* 1993, 254, pp. 323-344.
- 4) Monkewitz, P.A., *J. Fluid Mech.* 1988, 192, pp. 561-575.
- 5) Sato, H. and Okada, O., *J. Fluid Mech.* 1966, 26(2), pp. 237-253.
- 6) Peterson, L.F. and Hama, F.R., *J. Fluid Mech.* 1978, 88(1), pp. 71-96.
- 7) Batchelor, G.K. and Gill, A.E., *J. Fluid Mech.* 1962, 14, pp. 529-551.
- 8) Mattingly, G.E. and Criminale, W.O., *J. Fluid Mech.* 51 (1972), pp. 233-27.