

回転円盤流における楔状攪乱の挙動

高木正平、伊藤信毅 (航技研)

Characteristic Features of Wedge-Shaped Disturbances Originating from a Point Source in Rotating-Disk Flow

S. TAKAGI and N. ITOH

National Aerospace Laboratory, Chofu, Tokyo 182-8522, JAPAN

ABSTRACT

An experimental investigation in rotating-disk flow in still air was made to separate the crossflow traveling mode from the streamline-curvature mode introducing a point-source disturbance through a hole on the disk. The experimental results show that the definite separation of both modes appears in wedge-shaped region downstream of the point source in accordance with the dispersion relation. It is also shown that the characteristic features of growing disturbances are in good agreement with the linear stability theory making use of the method of complex characteristics. In the last part of this paper, the reason is discussed why the stationary mode of the crossflow instability is prone to dominant appearance on rotating disk and swept wing compared to yawed circular cylinder.

Key Words: 3-D boundary layer, rotating-disk flow, cross-flow instability, streamline-curvature instability

1. はじめに

静止流体中を回転する円盤流は比較的簡単な装置で実現できること、しかも厳密な相似解が知られている等の理由から三次元境界層の不安定性を調べる上でこれまでに多くの研究に用いられてきた。これらの実験的研究成果の共通点は、横流れ不安定に起因して定在型の螺旋渦が遷移過程を支配していることである。しかし、線形安定理論では進行波型の攪乱の方が増幅率は大きいと予測し、実験と理論との対立が続いたままで、この原因を追及した研究は筆者らの知る限りまだない。

近年、回転円盤流で横流れ進行波を検出する試みが幾つかなされているが、複雑な信号処理を経てようやくその存在が示されたもの¹⁾や横流れ不安定より臨界レイノルズ数が低い流線曲率不安定波と十分な分離がなされていない²⁾など、理論と整合して横流れ進行波が確認されたという報告はまだないように思われる。

本研究では、Buck & Takagi³⁾の実験をさらに発展させ点源攪乱の分散性を利用して横流れ不安定波と流線曲率不安定波を分離し、その空間発展から2種類の進行波型攪乱を観察することを試みた。その実験結果と複素特性法を用いた線形安定計算⁴⁾と比較検討した結果について報告する。またこの小論の後半には回転円盤流や後退翼境界層では理論の予測と一致することなく実験では横流れ不安定の定在型モードが何故支配的に成長するかに

ついて、非定常モードが優勢に観察される斜め円柱境界層の場合と比較しながら考察する。

2. 実験装置

用いた円盤は、直径 650mm、厚み 10mm のアルミ製で水平回転される。局所レイノルズ数 Re は回転中心からの距離 r と代表長さ η との比 r/η で定義される、ここに η は $\sqrt{\nu/\Omega}$ であり、 Ω と ν はそれぞれ角速度と空気の動粘性係数である。横流れ不安定の臨界レイノルズ数はおよそ 300 であるから点源攪乱の導入孔は $Re=250$ とした。この場合 $\Omega = 32.04$ (radian)、孔位置は $r=170$ mm である。孔の内径は 0.5mm で、この位置の円盤下面には非定常攪乱励起用のスピーカーが取り付けられている。非定常成分は円盤に張り付け型の熱線プローブを移動させて計測した。スピーカーの励起信号と熱線プローブによる検出信号は回転軸下端に取付けた低雑音型ロータリーコネクターを介して外部接続した。非定常データは小野測器社製の周波数分析器 CF-5210 を用いて処理した。回転円盤流は僅かな空気の揺らぎや実験装置の振動に影響されやすいことからほとんどの実験は静かな夜間に行うとともに、装置の置かれた部屋は無人にして計測は部屋の外で空気の揺らぎが静まるのを待って実施した。

3. 安定計算結果

Re=250 の位置に攪乱を導入し、Re=350 及び Re=450 における空間振幅分布を計算した結果が周波数毎 ($\hat{\omega}=fN$) に図 1 に図示されている。波線は流線曲率(S-C)不安定に、実線は横流れ(C-F)不安定に起因する攪乱である。なお f は周波数[Hz]、 N は円盤回転数[1/s]、 ϕ は点源からの周方向角度[rad]である。また周波数の符号は波数ベクトルと位相の伝播方向が一致する場合を正にとる。予測に従って、2つのモードは互いに伝播方向が異なることから攪乱分布の明らかな分離が実現されることが分かる。流線曲率及び横流れ不安定の臨界レイノルズ数はそれぞれ $Re=68$, $Re=279^9$ であることから、検出位置 $Re=350$ においては流線曲率不安定波が支配的に成長しているが、下流の $Re=450$ においては横流れ不安定波が流線曲率不安定波がほぼ同レベルまで成長していることが解る。さらに下流でも横流れモードは成長を続け、結果的にこのモードが境界層を乱流遷移に導く。このように低乱環境下では流線曲率不安定は臨界レイノルズ数が低いかれども遷移過程で中心的役割を演じることはないが、外乱が小さくない場合には横流れ不安定波の成長を経ることなく流線曲率不安定波から直接乱流遷移することもあり得る⁹。

4. 実験結果

本実験では C-F 進行波の観察に着目している訳であるから、図 1 によると導入攪乱の周波数として $\hat{\omega}=fN=4$ が最も増幅率が高い。しかし円盤回転周波数との混同を避けるためにやや高い周波数 $\omega=4.5$ (23Hz) を選んだ。図 1 (b) に示されているように C-F モードの増幅率は周波数依存性が低いことからこの程度の違いは C-F モード励起に不利とはならないが、S-C モードに対しては増幅率の大幅な低下は免れない。図 2 は $Re=350$ 及び $Re=425$ における振幅と位相分布の測定結果を示す。 $Re=350$ では S-C モードが支配的に成長しているが、 $Re=425$ では逆に C-F モードが卓越し、図 1 の計算結果と定性的に良く一致している。

一方、位相はいずれのモードに対しても周方向に増加傾向にあるが、各モードに対応してその勾配が明らかに異なることが解る。この勾配は攪乱の波面の傾きとその位相速度の関数であるから、これらの諸量を計測するために、振幅及び位相分布を種々の Re で計測して攪乱の等位相線を求めた。その結果を図 3 に示す。それぞれの等位相線は湾曲した Λ 形状しているが、この Λ の頂点は 2 つのモードの境界を示し、その点の円盤中心側が横流れ進行波、外側が流線曲率波で構成されてい

る。またそれぞれのモードの最大振幅位置は 1 点鎖線及び 2 点鎖線で示されている。図 3 から C-F 及び S-C 攪乱の波面は円周接線に対してそれぞれおよそ 20° 、 -8° の傾きをもつことが分かる。この波面勾配と図 2 に示したような一連の位相差計測から、 $375 \leq Re \leq 425$ の領域内の平均特性を求めた。C-F 攪乱の周方向の波数は 31 であり、円盤の局所回転速度のおよそ 0.05 の速度で円盤回転と逆向きに円周接線に対して 20° の方向に伝播していることが分かる。これらの特性は従来から観察される位相速度を持たない螺旋渦の傾き (13°) 及びその波数がほぼ同じであるのは興味深い。一方、S-C 攪乱の波数は 8 ~ 9 で、その波長は C-F 攪乱のそれのおよそ 2 倍である。Ekman 境界層⁷⁾では Type II と命名された進行波の波長と横流れ進行波 (Type I) のそれとの比が 2 倍であることはすでに観察されており、この結果は Type II 不安定は回転円盤流の流線曲率不安定に対応していることを示唆している。また、S-C 攪乱は -8° の波面を保ちながら円盤の局所回転速度のおよそ 0.07 の速度で円盤外周方向に伝播している。これらの特性は複素特性曲線法を用いた線形安定理論と良く一致している。ここには示されていないが、各攪乱の空間成長率の中で C-F モードは線形安定計算結果に対し低めであった。この不一致の原因として縦渦と進行波との非線形干渉が考えられるが、さらに詳細な計測が必要である。

5. 考察

これまでの三次元境界層の遷移に関する実験的研究においては、横流れ不安定に基づく攪乱として局所流の方向に並ぶ縦渦が主に観察され、この定常攪乱に注意が注がれてきた。線形安定理論が予測している最も不安定な時間依存型の攪乱が縦渦の存在なしで単独に実現されたのは、著者らの研究^{8,9)}が最初である。ではどのような機構で縦渦型の定常攪乱と進行波型非定常攪乱が選択されるかについてはまだ合理的な説明がなされていない。

定常攪乱は位相速度を持たない定在波であるからその初期値は横流れ不安定の臨界点近傍の模型表面粗さに依存することは容易に想像される。事実、円柱模型では極めて滑らかな表面にすれば縦渦の出現は阻止された^{8,9)}が、翼模型の場合粗さのレベルを可能な限り低く抑えても縦渦の成長は遅れるだけであった^{10,11)}。この事実は縦渦の成長は単に模型表面粗さだけに依存するのではなく、翼の断面形状すなわち壁面や流線の曲率が攪乱の受

容機構と絡んでいることを示唆している。

一方、非定常攪乱は時間依存型だからその初期値は風洞主流変動や騒音レベルに強く依存することが考えられる。例えばスピーカーから導入した音響攪乱に対しては三次元境界層の受容性は低い¹²⁾が、主流乱れが低い場合は縦渦型攪乱が、逆に主流乱れが大きくなると進行波型攪乱が優勢に成長する¹³⁾。後者は主流乱れの異なる3つの風洞で同一の圧力勾配付き後退平板模型を用いた比較実験から得られたものであるから、模型の表面粗さは一定であることを考慮すると実験結果は予測に反するものではない。しかし著者らも同一の円柱模型を用いて同様な観察結果を得ているが、最大の相違点は低乱風洞においても線形安定理論の予測と何ら矛盾することなく進行波攪乱が遷移過程を支配している点である。このような違いをもたらす原因として前述したように模型の断面形状に着目して考察を加えることにする。

二次元模型が後退するとその圧力勾配の方向が主流のそれと異なるために境界層内の局所流線は曲げられる。この流線曲率が横流れ不安定とは明らかに異なるもう1つの不安定、すなわち流線曲率曲率不安定の原因となっていることは、これまでの航技研における一連の理論的実験的研究^{14,15)}において明らかにされた。さて、図4には斜め円柱の後退角が 50° で円柱の流れ方向のchord長に基づくレイノルズ数が 0.5×10^6 の三次元境界層において、点源攪乱導入角が 0.1 (前縁から 18°)、その攪乱検出点が 0.3 の場合の攪乱の空欄増幅率を周波数に対して図示したものである。無次元周波数 ω が0に対し、正の周波数領域は横流れ不安定攪乱で、また負の周波数領域は流線曲率不安定攪乱で構成されている。ほぼ同様な振幅分布はすでに図1に示した回転円盤流の点源攪乱の場合と極めて類似している。図4の結果によるといずれのモードに対しても境界層の流れ方向の発達を示す非平行性は不安定化に、一方壁面曲率は安定化に作用することが分かる。非平行性と壁面曲率を考慮した場合、周波数が0すなわち縦渦の振幅のN値は1.15であり、最も不安定な非定常モードのN値は2.68である。これを実際の振幅比で表すと1:4.6となる。これに対し壁面曲率を持たない回転円盤流においては図1(b)から振幅比は1:1.6と求められる。ここで重要な点は壁面の曲率は前述のように流れの安定効果があるだけでなく、その効果は周波数に依存することである。この結果から、定常及び非定常モードの初期値が同じであれば後退円柱境界層は回転円盤流や後退平板境界層に比

べて非定常攪乱が成長しやすい流れ場であることが理解できる。それにしても低乱環境下で模型表面の粗さをsubmicronまで磨き上げた後退平板や翼^{10,11)}でも縦渦が何故圧倒的に成長するかについては未決の重要課題である。

6. むすび

回転円盤流において、点源から発達する波の分散特性を利用して横流れ不安定波と流線曲率不安定波を分離し、それらの空間発展から2種類の進行波型の攪乱を観察することができた。またこれらの攪乱特性は複素特性曲線法を用いた線形安定計算との良好な一致が確かめられた。このように理論と実験が一致して横流れ進行波が観察されたのは今回が最初である。また同時に理論で用いた仮定の後退円柱境界層では回転円盤流や後退翼境界層に比べて何故非定常攪乱が支配的に成長するかについて線形安定計算結果を用いて考察を行い、実験的観察と矛盾することなく説明を加えることができた。

進行波型の攪乱からの遷移過程は従来型の縦渦遷移とどのような違いがあるか、今後の興味ある課題である。また定常及び非定常モードの干渉問題もsubmicron程度の粗さが何故縦渦を励起しうるかに絡んで重要課題であるように思われる。

参考文献

- 1) Lingwood, R.J.: *J. Fluid Mech.* **314**(1996), 373-405.
- 2) Corke, C.T. & Knaiiak, K.F.: In *Transition, Turbulence and Combustion*, Springer-Verlag, (1994), edited by Hussaini, M. Y.
- 3) Buck, A.G. & Takagi, S.: *AIAA Paper 98-2299* (1998).
- 4) Itoh, N.: *Trans. of Japan. Soc. Aero. and Space Sci.* **40**, (1997), 280-292.
- 5) 伊藤信毅:第29回流体力学講演会(1997), 61-64.
- 6) Takagi, S. and Itoh, N.: *AIAA Paper 98-0341* (1998).
- 7) Tatro, P.R. and Mollo-Christensen, E.L.: *J. Fluid Mech.* **28**(1967), 531-543.
- 8) Takagi, S. and Itoh, N.: *Fluid Dyn. Res.* **14**, (1994), 167-189.
- 9) Takagi, S. and Itoh, N.: In *Laminar-Turbulent Transition*, Springer-Verlag, (1995), edited by Kobayashi, R.
- 10) Reibert, M. S. et al.: *AIAA Paper 93-0076* (1993).
- 11) Reibert, M. S. et al.: *AIAA Paper 94-2373* (1994).
- 12) Takagi, S. et al.: *Bull. Am. Phys. Soc.* **36**, S.2630.
- 13) Bippes, H., Müller, B. & Wagner, M.: *Phys. Fluids A* **3**, 2371-2377.
- 14) Itoh, N.: *Fluid Dyn. Res.* **14**, (1994), 353-366.
- 15) Takagi, S. and Itoh, N.: *Fluid Dyn. Res.* **22**, (1999), 25-42.

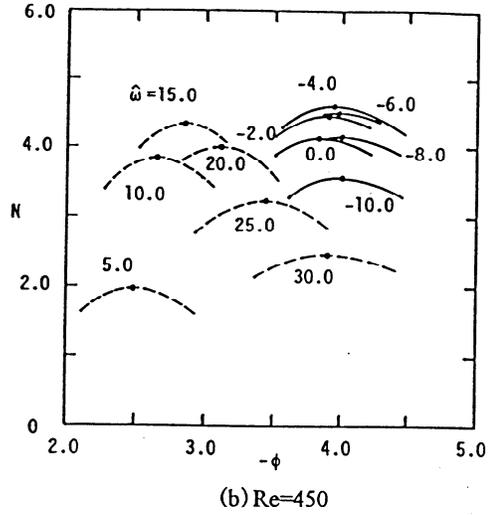
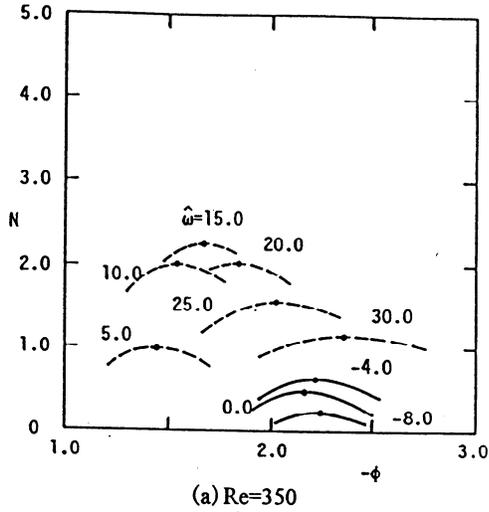


図1. 点源攪乱から発達した $\hat{\omega}$ に対する各攪乱の空間成長分布。入力点 $Re=250$ 、観測点 (a) $Re=350$ 、(b) $Re=450$ 。

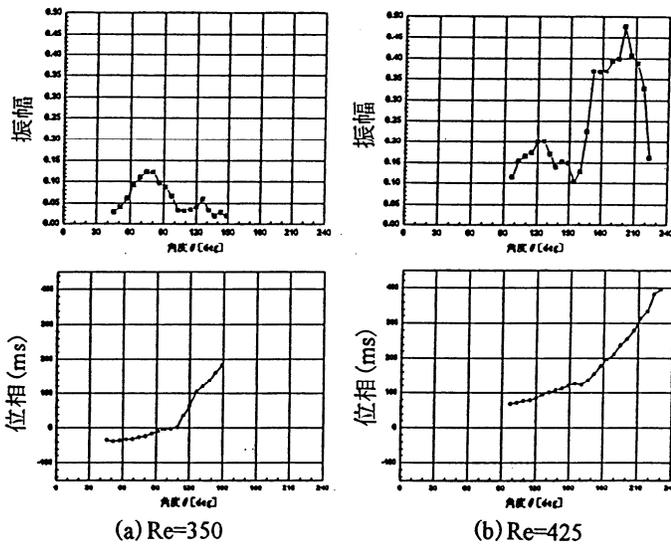


図2. 点源から発達した攪乱の振幅及び位相の周方向変化。入力点 $Re=250$ 、観測点 (a) $Re=350$ 、(b) $Re=425$ 。

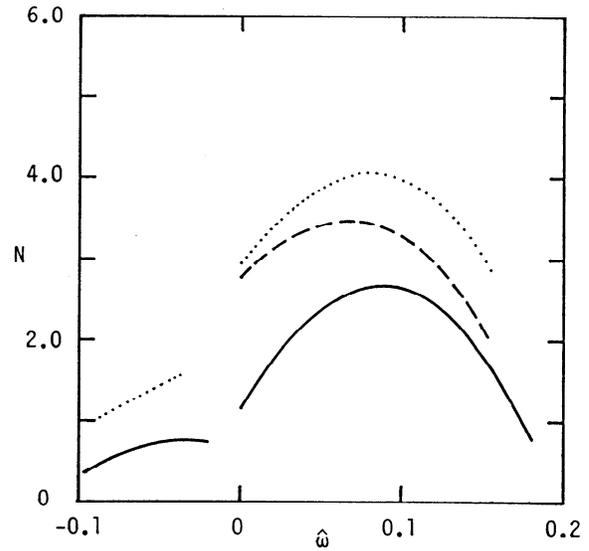


図4. 非平行性及び壁面曲率を考慮した線形安定計算例。斜め円柱の前縁 18° から導入された攪乱の 54° における振幅分布で、レイノルズ数は 0.5×10^6 (実線: 非平行+壁面曲率; 点線: 非平行のみ; 破線: O-S方程式)

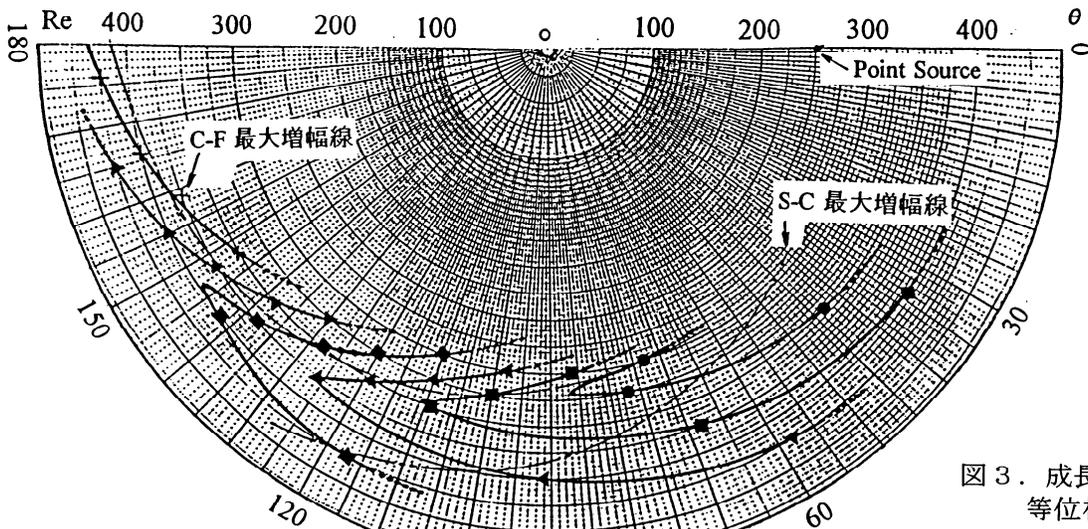


図3. 成長攪乱の等位相線