回転球境界層の乱流遷移におけるらせん渦の特性とはく離*

小林 陵 二^{*1}, 新井 隆 景^{*1}
佐久間 弦^{*2}, 高島 正 巳^{*3}Spiral Vortices in Transition Region and Separation
of Boundary Layer on Rotating SphereRyōji KOBAYASHI, Takakage ARAI,
Yuzuru SAKUMA, and Masami TAKASHIMA

This paper is concerned with the laminar-turbulent transition and separation of three-dimensional boundary layers on spheres rotating in external axial flow. The experiment was carried out for three spheres of 150 mm, 200 mm and 250 mm in diameter by means of a hotwire anemometer. The flow pattern of boundary layers on the rotating spheres shifts from the laminar separation to the laminar-turbulent transition accompanying spiral vortices and the turbulent separation at a definite value S of the rotational speed ratio that is related to the Reynolds number Re based on sphere diameter and flow velocity. The traveling angular velocity of the spiral vortices relative to the rotating sphere surface was quantitatively investigated. The angular velocity ratio of the vortices to the rotating sphere had two values, 1.0 and 0.75. The latter means that the spiral vortices moved relative to the rotating sphere surface.

Key Words: Boundary Layer, Turbulence, Rotating Sphere, Separation, Transition, Spiral Vortex, Traveling Velocity

1. 緒 言

一様流中で回転している軸対称体の表面に形成される三次元境界層の乱流遷移の機構を究明し、遷移の条件を予測する方途を確立することを目的として、著者らはこれまで静止流体中の回転円板⁽¹⁾および回転円すい体⁽²⁾ならびに一様流中の回転円すい体⁽³⁾⁽⁴⁾における乱流遷移について、理論・実験の両面から研究を進めてきた。静止流体中で回転する球に沿う境界層の乱流遷移についてはSawatzki⁽⁵⁾および小浜・小林⁽⁶⁾によって遷移領域内のらせん渦が観測され、臨界レイノルズ数、遷移レイノルズ数、らせん渦の数などが熱線流速計ならびに流れの可視化法を用いて明らかにされている。一方、一様流中の回転球に沿う境界層の様相については、はく離点回転の影響により変化することが報告されているが⁽⁷⁾、遷移領域内の詳細についてはまだ調べられていない。

本論文の目的は、回転軸に平行な一様流中で回転する球に沿う境界層において、乱流遷移とはく離の様相

および遷移領域内で発生するらせん渦の特性を実験的に明らかにすることである。

2. 主 な 記 号

Re : 主流レイノルズ数 ($U_{\infty}D/\nu$)

Re_r : 回転レイノルズ数 ($\omega R^2/\nu$)

S : 回転速度比 [$2\omega R/(3U_{\infty})$]

D : 球直径 mm

U_{∞} : 主流速度 m/s

N : 球回転数 rpm

R : 球半径 mm

ω : 球の回転角速度 rad/s

ω' : らせん渦の回転角速度 rad/s

γ : 回転角速度比 (ω'/ω)

θ : 前部よどみ点から測った角度

n : 1円周当たりのらせん渦の数

添 字

l : 層流

s : はく離

t : 乱流

3. 実験装置および測定方法

実験には東北大学高速力学研究所の単路回流形低乱

* 平成元年4月5日 第66期通常総会講演会において講演、原稿受付 昭和63年10月26日。

^{*1} 正員、東北大学工学部 (〒980 仙台市荒巻字青葉)。

^{*2} 日本たばこ(株) (〒254 平塚市黒部丘1-31)。

^{*3} 三菱レイヨン(株) (〒739-32 大竹市御幸町20-1)。

風洞⁽⁸⁾⁽⁹⁾を開放式測定部として使用した。実験中の主流の速度範囲は $U_\infty=0\sim 20$ m/s, 乱れ強さは 0.04 % である。供試球は直径 $D=250$ mm, 200 mm, 150 mm の 3 種類で, いずれもジュラルミン製であり, 表面は十分滑らかに仕上げてある。供試球は風洞測定部中央に取付けられ, V ベルトを介して回転駆動され, 回転数 N は最大 3 500 rpm まで連続的に変化できる。図 1 は座標系と主な記号を示している。主流レイノルズ数 Re , 回転レイノルズ数 Re_r および回転速度比 S を次式で定義する。

$$Re = \frac{DU_\infty}{\nu} \dots\dots\dots (1)$$

$$Re_r = \frac{\omega R^2}{\nu} \dots\dots\dots (2)$$

$$S = \frac{\omega R \sin \theta}{(3/2)U_\infty \sin \theta} = \frac{2}{3} \cdot \frac{\omega R}{U_\infty} \dots\dots\dots (3)$$

ここに, R は球の半径, ω は球の回転角速度, ν は動粘度, θ は前部せき止め点から測った角度である。回転速度比 S は角度 θ 位置における回転周速度 $\omega R \sin \theta$ と境界層外縁速度 $(3/2)U_\infty \sin \theta$ との比であり, 式(3)からわかるように S は θ によらない値となる。境界層の速度場の測定には熱線流速計を用い, 主として球表面からの垂直距離 $z=1.0$ mm の位置で測定したが, 必要に応じて z を変化させた。

4. 実験結果

4.1 境界層の遷移およびはく離の形態 図 2 は回転速度比 S の異なる二つの場合について境界層内の速度変動を熱線流速計で測定した結果であり, 出力はいずれもリニアライザを通した DC 出力である。写真中の下部輝線がゼロ V のラインである。回転がない $S=0$ の場合, 図 2 (a) に示すように, 前部せき止め点からの角度 θ を増加しはく離点に近づくとき出力は不規則な変動を伴いながら零に近づく ($\theta=70^\circ, 80^\circ$), その後出力は間欠的に零を示し ($\theta=84^\circ$), さらに角度を増すと出力はほぼ零になる ($\theta=87^\circ$)。本研究ではその出力が瞬間的に零になる角度を層流はく離点 θ_{ls} と

定義した。図の場合の層流はく離点 θ_{ls} は 83.5° である。 S が小さい場合には上記の $S=0$ と同様の過程を示す。以下このような境界層の挙動を層流はく離形と称する。一方, S が大きい場合には, 静止流体中で回転する球まわりの境界層 (図 3, $S \rightarrow \infty$ に相当) と同様に境界層はらせん渦の発生, 成長, 崩壊を経て乱流に遷移すると予測される。図 2 (b) は, $S=3.6$ の場合における境界層内の速度変動を測定した結果であり, らせん渦の存在を示す周期的な速度変動がみられる ($\theta=85^\circ, 90^\circ, 95^\circ$)。さらに θ が大きくなると周期的な速

図 2 速度変動の出力波形 ($D=250$ mm)

図 3 回転球に沿う境界層の遷移⁽¹⁰⁾

図 1 座標系と主な記号

図 4 速度変動の周波数スペクトル

度変動は規則性を失い、境界層は乱流に遷移する($\theta = 105^\circ$)。図4は図2(b)の速度変動の周波数スペクトルを示したものであり、周波数スペクトルにらせん渦の発生を示すピークが初めて現れる点を臨界点 θ_c 、そのピークが消滅しスペクトルが乱流のそれに一致する点を遷移点 θ_t と定義した。乱流境界層になった後、さらに θ を増して図2(b)の $\theta = 115^\circ$ になると速度変動に低周波の大きな変動が現れ、それに対応する図4の周波数スペクトルにも低周波成分の増大が示される。この変動は乱流はく離の発生によるものと考えられる。よってその低周波変動が現れ始める点を乱流はく離点 θ_{ls} と定義する。以下このように乱流に遷移したのちはく離する場合を乱流はく離形と称することにする。

4・2 層流はく離から乱流はく離への移行 図5は回転数 $N=1500$ rpm一定で主流速度 U_∞ が変化した場合の境界層の乱流遷移とはく離の様相を示している。主流速度が零から増加すると $U_\infty=6$ m/sから7 m/sの間で境界層の挙動は乱流はく離形から層流はく離形に移行する。例えば $U_\infty=6$ m/sのとき、それより小さい U_∞ の場合と比較してらせん渦の周期性が弱まり $U_\infty=7.0$ m/sを超えてもその周期性はなお残存するが $U_\infty=7.0$ m/sにおいて初めて層流はく離の発生が確認された。このときの主流速度を移行速度 $\tilde{U}$ と定義する。移行速度以上に主流速度が増加すると層流はく離はよりはっきりと観察できるようになる。このように二つの形のはく離は一方から他方に不連続的に移行するのではなく、ある主流速度範囲で徐々に移行する。図5と同様の測定を回転数および球の直径を変えて行った。その結果は、定性的に図5と同様である。

図6は、はく離点 θ_{ls} および θ_{ts} が回転速度比 S によって変化する関係を示している。図中の実線はLuthander-Rydberg⁽⁷⁾が四塩化チタンを用いた可視化法によって求めたはく離点の測定結果を回転速度比 S で整理し直したものである。図より、層流はく離点は回転速度比が増加すると下流側へ移動し、一方、乱流はく離点は回転数が増加すると上流側へ移動する。この傾向は実線で示される従来の測定結果⁽⁷⁾と定性的に一致している。また本実験範囲の主流レイノルズ数においては、乱流はく離点ならびに層流はく離点は主流レイノルズ数に依存せず、回転速度比 S で整理できることがわかる。ところで、 $S=1.0\sim 1.4$ の範囲における層流はく離点の値と層流はく離形から乱流はく離形へ移行する回転速度比 S の値についてはLuthander-Rydbergの結果と本実験結果とでは定量的に一

致していない。これは、測定方法の違いによるものであろう。図6を詳細にみると主流レイノルズ数が異なると、層流はく離形から乱流はく離形へ移行する回転速度比(これを $\tilde{S}$ とする)はわずかであるが変化している。

図7は、直径が異なる3種の球について主流レイノルズ数 Re を変え、 $\tilde{S}$ を測定した結果を示している。図7において実線の下側の領域が層流はく離形、上側の領域が乱流はく離形に相当する。図より $\tilde{S}$ と Re の関係は球の直径、主流速度、回転数に依存せず、 Re が 2.4×10^4 から 2.6×10^5 まで増加すると $\tilde{S}$ は2.6から1.5まで変化する。すなわち境界層の挙動が乱流はく

図5 主流速度 U_∞ と臨界点 θ_c 、遷移点 θ_t 、乱流はく離点 θ_{ls} 、層流はく離点 θ_{ts} との関係

図6 はく離点 θ_{ls} , θ_{ts} と回転速度比 S との関係

図7 主流のレイノルズ数 Re と移行回転速度比 $\tilde{S}$ との関係

離形から層流はく離形へ移行する条件は主流レイノルズ数と回転速度比の関係で表すことができる。

4・3 遷移領域内に発生するらせん渦の特性 次に、乱流遷移を伴う場合について、遷移領域内に発生するらせん渦の特性、特にらせん渦の球表面に対する相対的移動速度とらせん渦の数について検討する。

4・3・1 らせん渦の移動速度 回転円板⁽¹⁾および回転円すい体⁽²⁾⁽⁴⁾の境界層遷移領域内に発生するらせん渦は回転している固体表面に対して相対的に固定していると報告されている。ここでは、回転球においても同様にらせん渦は回転している球表面に相対的に固定されているかどうかを検討し、もし相対的に移動速度をもっているならばその大きさはいくらかであるか測定することを試みた。測定方法は次のとおりである。

らせん渦の発生と成長は同じ円周上の個々の渦について量的に差異があり、それらが熱線プローブの出力波形として個々の渦の特徴を伴って検出されるので、回転する球の円周上の特定の位置が熱線を通すごとに速度変動波形の記録をスタートさせ、それらを重ね合わせる。もしらせん渦が球表面に対して相対的に固定しているならば、波形は同じ位相で重なるはずであり、球表面に対し相対的に移動していれば位相のずれを生じる。図8はその記録の一例である。図8(a)は $D=250$ mm, $N=1500$ rpm, $U_\infty=0$ m/s, $\theta=65^\circ$ の結果で各渦固有の波形が回転ごとに一致していることから、らせん渦は球表面に対して相対的に固定しているといえる。これに対して図8(b)は $D=250$ mm, $N=800$ rpm, $U_\infty=0$ m/s, $\theta=81^\circ$ の場合であり、波形は回転ごとに一致しておらずらせん渦は球表面に対し相対的に固定していないことを示している。らせん渦の移動速度を定量的に明らかにするためにはらせん渦の静止座標系に対する回転角速度 ω' を測定する必要がある。その測定は次の方法によった。すなわち、図9に示すように2本のI形プローブを周方向に間隔 Δl = 20.3 mm 離し、両プローブについて角度 θ と球表面からの垂直距離が等しくなるように固定し、その2本のプローブにより検出された二つの波形の相互相関関数から時間差 Δt を測定する。局所回転半径を $r=R \sin \theta$ とすると ω' は次式で算出される。

$$\omega' = (\Delta l / \Delta t) / r \quad \dots\dots\dots (4)$$

図10は、測定結果の一例として主流速度 $U_\infty=0$ m/s の場合のらせん渦の回転角速度 ω' と球の回転角速度 ω の比 $\omega'/\omega (=r)$ が回転数 N によって変化する関係を球の直径をパラメータとして示している。なお各実験点につき測定は100回行い、図中にはその平均値と標準偏差を示している。また、 $D=250$ mm の球に

おいて、らせん渦の回転角速度 ω' が渦の成長に伴っていかに変化するかを測定したところ、らせん渦の発生から時間差 Δt の測定結果に信頼性のある範囲まで ω' は変化しないことを確認している。図10からわかるように $D=250$ mm の場合、1100 rpm 以下では $\gamma=0.75$ で一定であり、らせん渦は球表面に対し相対的に移動しているが、1300 rpm 以上の回転数では $\gamma=1.0$ となりらせん渦は球表面に対して相対的に固定し

図8 らせん渦の移動速度の検出

図9 らせん渦の回転角速度 ω の測定

図10 回転数 N による γ の変化 (球の直径の影響)

図11 回転数 N による γ 変化 (主流速度の影響)

ていることが見出された。 $D=200\text{ mm}$, 150 mm の球においても定性的には $D=250\text{ mm}$ の場合と同様であるが、 γ が約 0.75 から 1 に変化する回転数 N の値は、球の直径が小さいほど高くなることからわかる。図 11 は $D=250\text{ mm}$ の球において、 N と γ の関係を主流速度

図 12 らせん渦が球表面に対し相対的に固定するかしないかの条件

図 13 回転数 N によるらせん渦の数 n および γ の変化 ($U_\infty=0$)

図 14 速度変動の周波数スペクトル ($D=250\text{ mm}$) (らせん渦の数が急変する回転数)

をパラメータとして測定した結果である。主流速度が変化しても定性的には図 10 と同様である。すなわち、球の回転が低い場合、らせん渦は球表面に対して移動しており、 γ の値は主流速度の大きさに依存せず約 0.75 で一定である。一方、高回転の場合には $\gamma=1.0$ となり、らせん渦は球表面に対して相対的に固定している。また γ が約 0.75 から 1 に変化する回転数は、球の直径が同じなら主流速度が大きいほど高回転になる。

図 12 は、直径の異なる 3 個の球について U_∞ と N を変えて、らせん渦が回転球表面に対し固定するかしないかの条件を測定した結果をまとめたもので、回転レイノルズ数 Re_r と主流レイノルズ数 Re の関係で示している。図中の実線の上側の領域は層流はく離の状態である。また下側の領域では、らせん渦が発生し境界層は乱流に遷移したのち乱流はく離を生じる。図中の破線は、各 Re 数に対し $\gamma=1.0$ となる回転レイノルズ数 Re_r の下限の値を連ねた曲線である。 $D=150\text{ mm}$ で Re の小なる範囲を除いて、この Re_r の下限の値は、球の直径 D によらず主流レイノルズ数 Re の関係として定まる。さらに、境界層が乱流遷移したのち乱流はく離する領域は γ が 0.7, 0.75-1.0, 1.0 の三つ値の領域におおよそ分けられることもわかる。

4.3.2 らせん渦の数 熱線プローブによって検

図 15 回転レイノルズ数 Re_r によるらせん渦の数 n の変化 (主流レイノルズ数 Re の影響)

出される速度変動の周波数スペクトルのらせん渦によって生じるピークの周波数 f_v およびらせん渦の回転角速度 ω' を測定すると、球表面に発生しているらせん渦の数 n は次の式によって求めることができる。

$$n = \frac{2\pi f_v}{\omega'} = \frac{2\pi f_v}{\omega \gamma} \dots\dots\dots (5)$$

らせん渦が球表面に対し相対的に固定している場合は、1回転に要する時間内の速度変動波形の数を測定することによりらせん渦の数が求まる。図13はらせん渦の数 n が回転数 N によって変化する関係を測定した一例を示しており、主流速度 $U_\infty=0$ の場合である。またそのときの回転角速度比 γ の値も併記している。いずれの球の場合も、回転数 N の増加に伴って、らせん渦の数 n は増加し、ある回転数に達すると n の値は約半分に減少し、その後 N の増加とともに再び増加することがわかる。また n の値が急激に減少するときの回転数は、球の直径が小さいほど大である。さらに、いずれの直径 D の場合にも、 n の値が急激に減少する回転数と、 γ が約0.75から1に変化する回転数とが一致している。ところで、らせん渦が球表面に対し相対的に固定している場合、ある回転数に対するらせん渦の数の測定値が複数ある理由は、らせん渦の発生、消滅などによってその数が数個の範囲にわたって非定常に変動しているからである。

らせん渦の数が急激に減少する前後の回転数においては、速度変動の周波数スペクトルは図14に示すように変化する。すなわち、 $\gamma=0.75$ の場合〔図14(a)〕、①の周波数が支配的であるが、球の回転数が増加すると①と②の周波数の強度が同程度となり〔図14(b)〕、その後②の周波数が支配的となり $\gamma=1.0$ となる〔図14(c)〕。図14(b)の場合①と②の周波数の存在確率は同程度と考えられるのでらせん渦の数を特定することは難しい。

図15は、らせん渦の数 n と回転レイノルズ数 Re_r の関係を種々の主流レイノルズ数 Re に対して示したものである。図15(a)は図13の結果を整理したもので $U_\infty=0$ の場合である。らせん渦の数は $\gamma=0.75$ の領域と $\gamma=1$ の領域とに分類でき、それらは球の直径や回転数によらず、回転レイノルズ数 Re_r で整理できる。比較のために Kohama-Kobayashi⁽⁶⁾が $D=250$ mmの球を用いて可視化によって求めたらせん渦の数も併記した。 γ が1の領域、つまりらせん渦が球表面に対し相対的に固定している場合、Kohama-

Kobayashiの結果と本研究の結果との間にはよい一致がみられる。また、図15(a)～(c)を比較すると Re が大きいほど $\gamma=0.75$ から1に変化する前後での渦の数の差は小さくなり、 $Re=3.6\times 10^4$ ないしそれ以上では図15(c)のごとくらせん渦の数は連続的に変化する。

5. 結 言

一様流中で一定角速度で回転する球の表面に沿う境界層の乱流遷移とはく離の条件ならびに遷移領域内に発生するらせん渦の特性について実験的に明らかにした。得られた結果を要約すると次のとおりである。

(1) 境界層の挙動には層流はく離形とらせん渦の発生を伴う乱流はく離形の二つのタイプが存在し、その両者間の移行条件は主流レイノルズ数と回転速度比の関係で表すことができる(図7)。

(2) 遷移領域内で発生するらせん渦は、球表面に対し相対的に固定している場合と移動している場合とがあることを見出した。らせん渦の回転角速度 ω' と球の回転角速度 ω との比 ω'/ω は、らせん渦が球表面に対し相対的に移動している場合は $\omega'/\omega=0.75$ である(図10, 11)。

(3) らせん渦が球表面に対し相対的に固定するかしないかの条件を、主流レイノルズ数 Re と回転レイノルズ数 Re_r の関係によって与えた(図12)。

(4) らせん渦の数 n を主流レイノルズ数 Re と回転レイノルズ数 Re_r の関係として明らかにした(図15)。

文 献

- (1) 小林・ほか2名, *Acta Mech.*, **35**-1/2 (1980), 71; 東北大学高速力学研究所報告, 45-396 (1980), 1.
- (2) Kobayashi, R. and Izumi, H., *J. Fluid Mech.*, **127** (1983), 353.
- (3) Kobayashi, R., ほか2名, *J. Fluid Mech.*, **127** (1983), 341.
- (4) 小林・ほか3名, 機論, **52**-484, B (1986), 3912.
- (5) Sawatzki, O., *Acta Mech.*, **9** (1970), 159.
- (6) Kohama, Y. and Kobayashi, R., *J. Fluid Mech.*, **137** (1983), 153.
- (7) Luthander, S. und Rydberg, A., *Phys. Z.*, **36** (1935), 552.
- (8) 伊藤・ほか13名, 東北大学高速力学研究所報告, 44-395 (1980), 93.
- (9) 伊藤, ほか6名, 東北大学高速力学研究所報告, 54-450 (1985), 67.
- (10) Kohama, Y. and Kobayashi, R., *Rep. Inst. High Speed Mech., Tohoku Univ.*, **47** (1983), 27.
- (11) Kohama, Y., *Acta Mech.*, **50** (1984), 193.

討 論

〔質問〕 中 林 功 一〔名古屋工業大学〕

(1) らせん渦が球表面に対し相対的に固定されるか、されないかは、図 12 の Re と Re_c の関係で与えられるとしているが、球表面に固定していた渦がどのような機構によって移動を開始するとお考えか。固定渦が移動を開始するためには、何らかの必然的な条件とか、原因があると思うのだがいかがお考えか。

(2) 層流はく離形から乱流はく離形へ移る回転速度比の値に、Luthander-Rydberg との相違が見られる。著者らはこの原因は測定法の相違によると述べておられるが、むしろはく離点 θ_{ls} の定義の仕方(測定方法の相違にも依存するが)によって起こっているのではないか。このことに関して図 5 で、乱流はく離から層流はく離へ移行する領域での速度変動にどのような相違が見られるのか。著者による θ_{ls} の定義の根拠は観察結果などとの比較によるのか。

〔回答〕 (1) らせん渦が発生している境界層内

の速度は回転している固体表面からの距離とともに大きく変化するので、そのような流れの場に発生するらせん渦は回転表面に対しある相対速度をもつこともありうると考えられるが、これまで回転円板および回転円すい体について測定された結果ではいずれも回転表面に対し相対的に固定されていた。本実験によって、回転球においては相対速度が存在する場合もあることを見いだしたが、そのメカニズムはまだ明らかでない。らせん渦の構造が変化している可能性がある。それらの解明には、その点に絞った実験のほか、安定性理論による検討も助けになるであろう。

(2) 乱流はく離点 θ_{ls} の検出は熱線プローブのみによっているが、その結果は、図 6 からわかるように、Luthander らによる流れの可視化法の結果と一致しているので、 $\bar{S}$ の相違は別の理由によるものであろう。移行領域における速度変動波形の変化は図 2 の特徴を保って行われる。