ロックイン状態の二次元円柱に作用する流体力*

岡本史紀^{*1}, 植松亮介^{*2}, 田桑良彦^{*2}Fluid Force Acting on Two-Dimensional Circular Cylinder
in Lock-in PhenomenonShiki OKAMOTO^{*3}, Ryosuke UEMATSU and Yoshihiko TAGUWA^{*3} Shibaura Institute of Technology, Dept. of Mechanical Engineering,
3-9-14 Shibaura, Minato-ku, Tokyo, 108-8548 Japan

This paper describes the fluid force acting on the two-dimensional oscillating circular cylinder in the locking-in region. The experiment was carried out in an N. P. L. blow-down type wind-tunnel with a working section of 500 mm×500 mm×2 000 mm, and with the Reynolds number of 1.9×10^4 . The cylinder was then forced to oscillate sinusoidally in the lift direction. The power spectrum of the fluctuating velocity in the wake behind a circular cylinder was measured to show the locking-in region in the present experiment. The time-mean pressure distribution and fluctuating pressure distribution on the circular cylinder were measured for the displacement in the vibration. Consequently it was found that the mean drag and fluctuating lift increase and become maximum in the locking-in region, while the base pressure in the rear surface ($\theta=180^\circ$) of the cylinder becomes low and attains minimum.

Key Words: Vortex, Displacement, Pressure Distribution, Fluctuating Pressure, Fluid Force, Circular Cylinder, Forced Vibration

1. 緒 言

流体による振動は従来、カルマン渦による渦励振が一般的によく知られている。それは渦流出に伴って流れに直角方向の振動が誘起され、物体の固有振動数がカルマン渦の流出振動数に近づくと、カルマン渦の流出振動数が物体の固有振動数に引きつけられる、いわゆるロックイン現象を生じる。このロックイン状態では物体の振動振幅が急激に増加し、時には大規模な事故等が誘発される場合もある。このようなカルマン渦による渦励振は流れに直角方向の振動が卓越しているが、今まであまり知られていない円柱状物体から流出する対称渦による流れ方向の振動も最近注目されている⁽¹⁾。したがって渦生成を伴う物体の振動対策のために、ロックイン状態での物体に作用する流体力の研究、とりわけ流体力学的励振力の評価が重要な課題となってきた。しかし円柱状物体に作用する流体力に関する報告も大半は固定支持の場合であり、振動している状態での円柱状物体に作用する流体力については

Bishop-Hassan⁽²⁾ 以外、最近までほとんど報告されていない。

さらにロックイン状態の流れ特性に関しては円柱の場合では永田ら⁽³⁾による渦の流出機構についての報告しか見当たらず、ロックイン状態の領域内外の非定常な流体力に関するものは角柱の場合について Otsuki ら⁽⁴⁾によるロックイン状態の流体力の振幅依存性、平板の場合の Bearman ら⁽⁵⁾による背面圧力の振幅依存性、坂本ら⁽⁶⁾による背面圧力、変動圧力の角柱のアスペクト比による変化についての報告がある程度である。

本研究ではその点に注目して二次元円柱を流れに直角方向に強制振動させ、加振振動数をロックイン状態の領域内外に変化させた場合の加振振動数に対する二次元円柱に作用する流体力について詳細に調べ、ロックイン状態の領域内外の渦励振を誘発する非定常な流体力の定量的評価を明らかにする。

記 号

$$C_D: \text{抗力係数} = (1/2) \int_0^{2\pi} C_P \cos \theta d\theta$$

$$C_D': \text{変動抗力係数} = (1/2) \int_0^{2\pi} C_P' \cos \theta d\theta$$

* 原稿受付 2000年5月16日。

^{*1} 正員, 芝浦工業大学 (〒108-8548 東京都港区芝浦3-9-14)。^{*2} 学生員, 芝浦工業大学大学院 (〒108-8548 東京都港区芝浦3-9-14)。

E-mail: okamoto@sic.shibaura-it.ac.jp

C_L : 変動揚力係数 $= (1/2) \int_0^{2\pi} C_p \sin \theta d\theta$

C_P : 圧力係数 $= (P_s - P_{s\infty}) / ((1/2) \rho U_\infty^2)$

C_p : 変動圧力係数

D : 円柱直径

d : 振動変位

f : 渦流出振動数

n : 加振振動数

p_s : 円柱表面の圧力

$p_{s\infty}$: 主流の静圧

St : ストロークハル数 $= fD/U_\infty$

Sv : 無次元加振振動数 $= nD/U_\infty$

U_∞ : 主流速度

θ : 円柱前方岐点からの角度

2. 実験装置および実験方法

本研究で用いる風洞は、500 mm×500 mm の正方形吹出し口をもつ N. P. L. 式ブローダウン形風洞で、長さ 2 000 mm の測定部を有している。モデルとなる円柱は直径 $D=60$ mm のアルミニウム製のものを用い、前縁より 500 mm 下流に風洞測定部全幅にまたがって取付け、加振装置により流れに直角方向に正弦的に加振する。図 1 はその測定結果を示す。加振装置はモータに接続されたインバータ盤で周波数を可変させることによりさまざまな振動数で円柱を加振することが可能である。供試円柱は表面に 10° おきに $\phi 1.2$ mm の圧力測定孔を設けて、下方より円柱表面の圧力を取り出す。

本研究では円柱表面の時間平均圧力の測定にはスキャニバルブを用い、変動圧力の測定には圧力変換器を使用する。渦流出の有無を調べるため円柱後方の近

(a) $Sv=0.120$

(b) $Sv=0.240$

Fig. 1 Sinusoidal oscillation

傍後流のパワースペクトルの測定では定温度形熱線流速計と FFT アナライザを使用する。

本実験における供試円柱の風洞測定部に対する幾何学的寸法比である閉塞比を求めると、その値は 0.12 であった。その値は円柱が閉塞影響を受ける範囲であるが、岡本ら⁽⁷⁾によれば円柱背面の圧力は低下し、抗力係数は増加する傾向があるが 0.12 程度ならばその影響は比較的小さいものと考えられる。よって本実験では風洞壁の閉塞影響について特に修正は行っていない。

本実験でパラメータとする加振振動数 n はロックイン状態の領域内外の 10~20 Hz すなわち $Sv = nD/U_\infty = 0.120 \sim 0.240$ の間の 15 種類に変化させて、振動振幅 3 mm、レイノルズ数 $Re = 1.9 \times 10^4$ のもとで実験を行った。

3. 実験結果および考察

3.1 ロックイン領域 二次元円柱の近傍後流におけるパワースペクトルを図 2 に示す。パワースペクトルは流出渦の振動数に相当する周波数で鋭いピークをもつことが知られている。図中の A は渦の流出振動数におけるピークを示し、B は円柱の加振振動数におけるピークを示している。したがって固定支持した場合では A のピークしか現れていない。加振振動数 n は $Sv = nD/U_\infty$ によって無次元化する。A, B の両者のピークの間隔は加振振動数を増すにつれ狭まり、 $Sv=0.186$ 付近から両ピークは一致し、いわゆるロックイン状態に入ることが示されている。さらに加振振

Fig. 2 Power spectrum

動数が増すと $Sv=0.216$ 付近から再び A, B 二つのピークは分かれ, $Sv=0.222$ 以上ではっきり二つのピークが現れ, ロックイン状態から離脱したことを示している. 以上の結果よりロックイン領域を図3に示す. なお St はストローハル数を表す. $St=Sv$ の線の上に実験値が重なる領域はロックイン状態であることが示されており, $Sv=0.186\sim0.216$ の範囲でロックイン現象が起こっていることがわかった. またロックイン領域の外側ではロックイン領域直前の $Sv=0.174\sim0.180$ にかけて St は一時的に増加し, またロックイン領域直後の $Sv=0.222\sim0.228$ にかけては一時的に減少する傾向があることがわかった.

さらにストローハル数について静止円柱の場合 ($St=0.202$) との比較を行うと, ロックイン領域に入る直前では St 数は静止円柱の値に比べて一時的に増加し, ロックイン状態では静止円柱の St 数に比べて低い値で入り, その後増加し, ロックイン状態からは静止円柱の St 数に比べ低い値で離脱することが示されている.

Fig. 3 Lock-in region

Fig. 4 Surface pressure distribution

3・2 円柱表面圧力分布, 平均抗力係数 円柱が振動している状態における振動変位に対応した円柱の表面圧力分布を調べる. 振動変位のパラメータは振動変位1周期の 30° 間隔の振動位相角 ωt とする. 図4にロックイン状態前の $Sv=0.156$, ロックイン状態の 0.204 , ロックイン状態から離脱した 0.222 の3種類の振動数による時間平均表面圧力の円周方向分布を示す. 縦軸に圧力係数 C_p をとり, 横軸には円柱前方よどみ点からの角度 θ をとった. ロックイン領域の外側である $Sv=0.156, 0.222$ の場合は表面圧力分布にさほど変化は見られないが, ロックイン領域の内側の $Sv=0.204$ の場合は振動位相角に対して著しい変化が見られた. これらの振動位相角付近では円柱の表面圧力分布は $\theta=0\sim180^\circ, 180\sim360^\circ$ と円柱左右両側面で強い非対称性を示しており, 振動位相角によって円柱の左右両側面に働く揚力が発生していることが明らかである. さらに1周期全体の平均した表面圧力分布を図5に示す. 図5を見ると円柱の前面 ($\theta=0\sim70^\circ, 290\sim360^\circ$) 付近では Sv の値にかかわらず静止円柱 ($Sv=0$) の結果とさほど変化は見られない. しかしその範囲以外の背面付近では Sv の値によって変化が現れる. その背面付近の圧力は最初, 静止円柱の結果に比べて Sv の値が増すにつれて高い値を示し, ロックイン領域に入る $Sv=0.186$ のとき, 最も高い値に達する. その後ロックイン領域では背面の圧力は低下し, ロックイン領域のほぼ中央である $Sv=0.204$ で最低値に達する. その後 Sv の値が増すにつれ再び高い値となり, ロックイン領域から離脱した $Sv=0.222$ では静止円柱より再び高い値を示した. その背面圧力

Fig. 5 Surface pressure distribution

係数および図5の表面圧力より求めた平均抗力係数を図6に示す。図6中の斜線はロックイン領域を示したものである。図6よりロックイン領域に入るとロックイン領域外側に比べ背面圧力係数は低下し、 $Sv=0.204$ 付近で最低値に達し、その後再び高い値へ増加する傾向が見られる。このような傾向は Bearmanら⁽⁵⁾、坂本ら⁽⁶⁾の平板、角柱の場合にも見られた。これは坂本ら⁽⁶⁾が指摘したようにロックイン領域では円柱への加振は規則的な渦生成を促進させるために円柱からはく離せん断層の巻込みを強め、かなり明りような渦列が形成される。そのために背面圧力係数は静止円柱の結果と比べて低下する。

さらに平均抗力係数も背面圧力係数の変化とほぼ対応しており、ロックイン領域に入ると抗力係数は増加し、 $Sv=0.204$ 付近で最も高い値を示し、その後減少する傾向を示している。

Fig. 6 Base pressure coefficient and drag coefficient

Fig. 7 Fluctuating pressure distribution

3.3 円柱表面変動圧力分布、変動抗力揚力係数

位相平均法⁽⁸⁾により求めた振動変位に対応した円柱表面の変動圧力の円周方向分布を図7に示す。図中にはロックイン領域前後として $Sv=0.156, 0.222$ 、ロックイン状態中の $Sv=0.204$ をパラメータとして選り示した。図7を見るとロックイン領域外側の $Sv=0.156, 0.222$ では変化はわずかしき見られないが、ロックイン領域の $Sv=0.204$ では $\theta=80, 280^\circ$ 付近では永田ら⁽³⁾が報告しているように振動位相角によってはく離点が移動し、その結果変動圧力は大きく変化し、その付近では円柱表面に作用する変動圧力の方向は $\omega t=120\sim150^\circ$ 付近で逆転する様子がわかる。また同じ現象は $\omega t=300\sim330^\circ$ 付近でも起こっている。これは変動圧力が振動変位に対して位相差があることを意味している。変動圧力の測定結果から円柱表面に作用する変動抗力係数および変動揚力係数を求めた。図8に円柱表面に作用する変動抗力係数および変動揚力係数の振動位相角に対する変化を示す。まず変動抗力係数はロックイン領域前後およびロックイン領域でもいづれも小さい値を示している。しかし変動揚力係数はロックイン領域の $Sv=0.204$ のとき、正弦波状に大

Fig. 8 Fluctuating drag and lift coefficient

Fig. 9 Fluctuating lift coefficient

大きく変化し、またロックイン領域直後の $Sv=0.222$ でも比較的大きい変化を示している。しかしロックイン領域の直前の $Sv=0.156$ のときは振動位相角に対してほとんど変化はなく零付近の値であった。次に振動位相角に対して変化する変動揚力係数の最大値を用いて、円柱表面に作用する変動揚力係数の無次元加振振動数に対する変化を求めた。それらの結果を図9に示す。図9を見るとロックイン領域に入ると変動揚力係数が急激に増加し、角柱の場合について Otsuki ら⁽⁴⁾ によって報告されているようにロックイン領域の中央付近で最大値に達した。

さらに渦励振による励振機構を調べるためにロックイン領域前、中、後の $Sv=0.156, 0.186, 0.204, 0.222$ における変動揚力係数と振動変位との関係を図10に示す。流弾性振動では田中⁽⁹⁾、岡本ら⁽¹⁰⁾ が報告しているように振動変位が正になると負の変動揚力、振動変位が負になると正の変動揚力となり、復元

力をもっていることを明らかにした。しかし本実験の渦励振ではそれらの結果とは大きく異なったものである。

まず図10(a)のロックイン領域前の $Sv=0.156$ では変動揚力は零付近の値のため、軌跡はほとんど直線にしか見えない。しかし図10(b)のロックイン領域に入った直後の $Sv=0.186$ では変動揚力の軌跡は右回りを描いており、変動揚力は不安定で振動を増大させる方向に作用している。さらに変動揚力は振動変位の行きと帰りでも異なっており、円柱の振動変位に対して位相差をもっている。また図10(c)のロックイン領域中央の $Sv=0.204$ のときは図10(b)と同じく変動揚力の軌跡は右回りを描いており、変動揚力は不安定で振動を増大させる方向に作用している。また変動揚力も円柱の振動変位に対して位相差をもっている。図10(b), (c)を比較すると図10(c)の $Sv=0.204$ の場合の方がふくらみをもった円形の曲線を示しており円柱に供給される励振エネルギーがより大きいことを表している。したがって励振エネルギーはロックイン領域のほぼ中央付近で最大値に達するものと思われる。さらに図10(d)のロックイン領域後の $Sv=0.222$ のときは図10(b), (c)と異なり左回りを描いており、変動揚力は安定で減衰力として円柱表面に振動を制止させる方向に作用する。また図10(b), (c)と同じく変動揚力は円柱の振動変位に対して位相差をもっている。また円形の曲線部分の大きさは図10(c)に比べて小さく、制止エネルギーは図10(c)の励振エネルギーの大きさに比較して小さいことを示している。以上のことより渦励振ではその励振機構が流弾性振動とは異なることが明らかである。

田中⁽¹¹⁾や船川ら⁽¹²⁾は振動変位に対して変動揚力が位相進みの場合には円柱は空力的に不安定な状態に陥り、流体関連振動を誘発し、また位相遅れの場合には空力的に安定な状態にあり、振動を誘発しないことを報告した。図11に位相差の変化を示す。なお図11中では位相の進みを正とした。図11を見ると、ロックイン領域の前半より中央を過ぎたあたりの $Sv \leq 0.206$ の範囲では変動揚力は振動変位に対して位相進みであり、変動揚力は励振力として円柱表面に振動を増大させる方向に作用するものと考えられる。一方、ロックイン領域後半の $Sv > 0.206$ の範囲では位相遅れの傾向であり、変動揚力は反対に減衰力として円柱表面に振動を制止する方向に作用することが明らかである。

Fig. 10 Relation between fluctuating lift and oscillating displacement

Fig. 11 Phase between fluctuating lift and oscillating displacement

4. 結 論

本研究によって得られた結果を要約すれば次のとおりである。

(1) 本実験では $Sv=0.186\sim0.216$ の範囲でロックイン領域に入ることが明らかになった。

(2) ロックイン領域ではその前後と比べて背面圧力は低下し、平均抗力は増加し、特にロックイン領域の中央付近では背面圧力は最低値、平均抗力は最大値に達する。

(3) ロックイン領域では平均圧力、変動圧力とも振動位相角によって大きく変化する。さらに変動揚力係数が急激に増加し、領域の中央付近で最大値に達する。

(4) ロックイン領域の前半より中央を過ぎたあたりでは変動揚力は振動変位に対して位相進みで、変動揚力は励振力として円柱表面に振動を増大させる方向に作用する。さらに後半では変動揚力は振動変位に対して位相遅れで、変動揚力は反対に減衰力として円柱表面に振動を制止する方向に作用することが明らかになった。

文 献

- (1) 日本機械学会, 配管内円柱状構造物の流力振動評価指針

- JSMES012, (1998), 丸善.
- (2) Bishop, R. E. D. and Hassan, A. Y., The Lift and Drag Forces on a Circular Cylinder Oscillating in a Flowing Fluid, *Proc. R. Soc., London Ser. A*, **227**(1964), 51-57.
- (3) 永田拓・林一也・河合正昌, 一様流で正弦振動する円柱まわりの流れ(第1報, 同期現象下の渦の放出機構), 機論, **51**-464, B(1985), 1157-1165.
- (4) Otsuki, Y., Washizu, K., Tomizawa, H. and Ohya, A., A Note on the Aeroelastic Instability of a Prismatic Bar with Square Section, *J. Sound Vib.*, **34**-2(1974), 233-248.
- (5) Bearman, P. W. and Davies, M. E., The Flow About Oscillating Bluff Structures, *Proc. 4th Int. Conf. Wind Effects Build. Struct.*, (1975), 285-295.
- (6) 坂本弘志・羽二生博之・小畑芳弘・沼田一哉, 振動するく形断面柱に作用する流体力特性(流れと直角方向に振動する場合), 機論, **60**-572, B(1994), 1196-1203.
- (7) 岡本哲史・竹内迪雄, 風洞側壁が二次元円柱のまわりの流れおよびその後流に及ぼす影響, 機論, **41**-341(1975), 181-188.
- (8) 阪田一郎・木谷勝・塚田亮, 直列配置2円柱に作用する変動流体力(第1報, 時間平均抗力および変動流体力の強さ), 機論, **51**-461, B(1985), 43-50.
- (9) 田中博喜, 円柱群の流力弾性振動に関する研究(1列円柱群), 機論, **46**-408, B(1980), 1398-1404.
- (10) 岡本史紀・中村友道・東忍・八木基次, 強制振動させた円柱群に作用する流体力(第2報, 3列円柱群), 機論, **64**-628, B(1998), 4001-4009.
- (11) 田中博喜, 円柱群の流力弾性振動に関する研究(多列円柱群), 機論, **46**-404, B(1980), 600-609.
- (12) 船川正哉・石松隆和・公門敬治・枝国公明, 円柱群の流力弾性不安定振動の励振機構, 機論, **51**-471, C(1985), 2997-3002.