

# 小口径円柱まわりの波圧分布と後流渦について

岩 垣 雄 一\*・石 田 啓\*\*

## 1. 緒 言

海中構造物, 特に円柱状構造物に作用する波力については, すでに多数の研究が行われているが, 波力の発生機構についての研究は少ない。どのように波が円柱に作用するかを明らかにするためには, まず構造物周辺の波とそれに伴う流れの内部機構を調べるのが重要である。すなわち, 回折波の発生による速度場の変化<sup>1)</sup>, 流体の粘性に基づく境界層の発達と流れの剝離の発生<sup>2)</sup>, さらに剝離に伴う後流渦の生成とその挙動といった流体場の変化特性を把握し, ついでこのように変化した流体場が, 構造物にどのような圧力をおよぼすのかを知ることが必要である。

従来より, 定常流中に設置された円柱周辺の流体の挙動あるいは円柱の受ける流体力は, 主に Reynolds 数  $Re = UD/\nu$  ( $U$ : 流速,  $D$ : 円柱の直径,  $\nu$ : 動粘性係数) に支配されることが判明している。Son<sup>ら</sup><sup>3),4)</sup>によれば, 剝離点は, 低 Reynolds 数領域では, Reynolds 数の増加に伴い, 後方よどみ点 ( $\theta = 180^\circ$ ) から前方よどみ点 ( $\theta = 0^\circ$ ) 方向に移行し,  $Re = 5 \times 10^2$  では  $95^\circ$  程度になること,  $Re = 4 \times 10^3$  から  $10^5$  の範囲では  $80^\circ$  前後になることなどが示されている。また一般に剝離が発生すれば, これに伴って後流渦が生成されるが,  $Re = 10$  から  $40$  の範囲では安定した対称渦が発生し,  $Re = 70$  から  $2.5 \times 10^3$  ではこの渦が流下して Kármán 渦列を形成する<sup>5)</sup>。この時の渦の発生時間間隔は, Reynolds 数により定まる Strohal 数の値<sup>6)</sup>から知ることができる。

ところで, これらの流体の挙動に対応して, 円柱まわりの圧力およびせん断力の分布形状が決まるが, 円柱の受ける流体力は, 低 Reynolds 数領域ではせん断力による抗力が支配的であり, Reynolds 数の増加とともに, 後流渦により円柱背面の圧力低下が増加する結果, これに起因する抗力が支配的となる<sup>7)</sup>。これらの結果は, Reynolds 数の変化に伴う抗力係数の変化として, すでにまとめて図に示されている<sup>8)</sup> ことは言うまでもない。

しかし, 流体場が波動の場合には, 剝離点, 渦の挙動

およびこれらに対応する圧力分布などは現在ほとんどわかっておらず, そのため抗力係数あるいは慣性係数と流体場との対応についても多くの不明確な点が残されたままである。

これらの点を考慮し, 本研究では, まず波により円柱上に発達する層流境界層の剝離について実験を行い, 前報<sup>9)</sup>に示した理論解と比較し, ついで後流渦の発生, 流下などの状況を明らかにしたあと, 円柱まわりの波圧分布形状, 特に動圧の影響と後流渦による圧力低下について実験的に検討する。

## 2. 剝離および後流渦

### (1) 実験装置および方法

実験は, 京都大学工学部土木系地下実験室に設置された幅 50 cm, 高さ 70 cm, 長さ 27 m の実験水槽を用いた。水槽の一端には造波機が設置されており, その前方約 9 m の位置に, 波高計および直径  $D$  が 3 cm のアクリル製円柱を設置した。円柱壁面からは, 水平に白金線を張り, 水素気泡発生装置を用いて, 気泡列を発生させたが, このときの円柱上の剝離状況および後流渦の様相は, 水槽底面 (一部ガラス張り) から写真撮影した。

実験時の水深  $h$  は 40 cm とし, 白金線の鉛直方向の位置すなわち測定点  $z_p$  は静水面下 5 cm とした。剝離に関する実験では, 図-1 に示すように, 円柱の片側だけに白金線を張り, 円柱を  $\theta = 90^\circ$  から  $160^\circ$  の範囲内で  $5^\circ$  ずつ回転させ, 波の峯付近の位相における剝離点を調べた。後流渦に関する実験では, 白金線は円柱の両

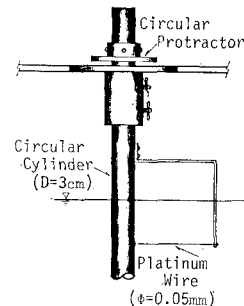


図-1 剝離点測定用円柱

\* 正会員 工博 京都大学工学部教授 土木工学教室

\*\* 正会員 工修 京都大学工学部助手 土木工学教室

側に張り、またカメラにモータードライブを取り付け、約 0.25 sec 間隔で連続写真撮影を行った。

(2) 剝離点に関する実験結果および考察

座標系を 図-2 に示すが、層流境界層の剝離点は、理論的には  $\partial u/\partial r|_{r=R}=0$  を満たす点として求めることができる。ここに  $u$  は境界層内の円柱に沿う方向の水粒子速度、 $R$  は円柱半径、 $r$  は半径方向の座標である。

著者らはすでに、 $u$  の第2近似解  $u_{2na}$  を誘導した<sup>2)</sup>が、これを用いて計算した剝離点の時間変化の一例を 図-3 に示す。ここに  $[K.C.]_m$  は進行波の最大水粒子速度  $U_m$  を用いた場合の Keulegan-Carpenter 数<sup>8)</sup> ( $[K.C.]_m = U_m T/D$ ) であり、 $k$  は波数、 $\varepsilon_2 = \sqrt{\nu T/2\pi}/R$  である。

剝離点は、主流速度の方向および大きさが波の位相  $t/T$  により変化するため、 $t/T$  の増加とともに、峯の位相 ( $0 < t/T < 0.5$ ) では  $\theta = 180^\circ$  の方向から  $\theta = 0^\circ$  の方向へと移動し、谷の位相 ( $0.5 < t/T < 1$ ) ではその逆にな

る。特に  $K.C.$  数が小さい場合には、剝離点は短時間に急変するが、こういった剝離現象は、非定常境界層特有のものであり、境界層内の水粒子速度の位相が主流の位相よりも早く進むことがその発生原因である。一方  $K.C.$  数が大きくなると、剝離点の時間変化はゆるやかになり、定常流の剝離に近づくことがわかる。

表-1 剝離に関する実験ケース

水深  $h=40$  cm, 測定点  $z_p=-5$  cm

実験 Case	周期 $T$ (sec)	波高 $H$ (cm)	$[K.C.]_m$	$Re_m \times 10^{-3}$
I-1	2.0	1.5~1.6	2.5~2.7	1.02~1.09
I-2	2.0	2.4~2.6	4.1~4.4	1.64~1.77
I-3	2.0	3.3~3.4	5.6~5.7	2.25~2.32
I-4	2.0	3.7~3.9	6.2~6.6	2.49~2.63
I-5	2.0	4.9~5.1	8.3~8.6	3.30~3.44
I-6	2.0	5.7~5.8	9.6~9.8	3.84~3.91
I-7	3.0	1.0~1.1	2.5~2.8	0.69~0.76
I-8	3.0	1.8~2.0	4.5~5.0	1.24~1.38
I-9	3.0	2.5~2.7	6.2~6.7	1.73~1.87
I-10	3.0	3.5~3.8	8.7~9.5	2.42~2.63
I-11	3.0	4.5~4.9	11.2~12.2	3.11~3.39

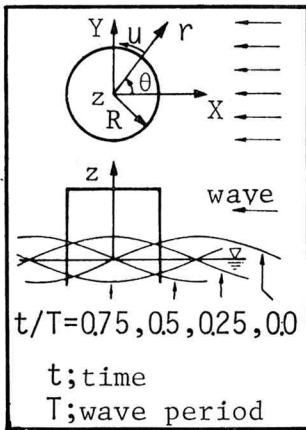


図-2 座標系

表-1 に剝離の実験に用いた波の諸量を示すが、 $Re_m$  は、 $U_m$  を用いた場合の Reynolds 数である。また 図-4 に、実験値と  $\partial u_{2na}/\partial r|_{r=R}=0$  から算出した剝離点の計算値との比較を示す。実験データは、撮影した写真より、白金線の位置がすでに剝離領域内にあるもの、まだ剝離していないもの、および写真-1 に示すような剝離限界となっているものに分類し、それぞれを黒丸、白丸、半黒丸により示した。

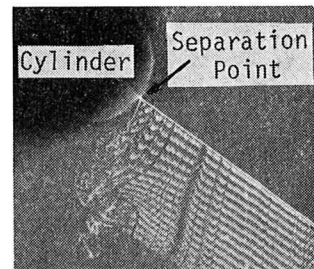


写真-1 剝離点

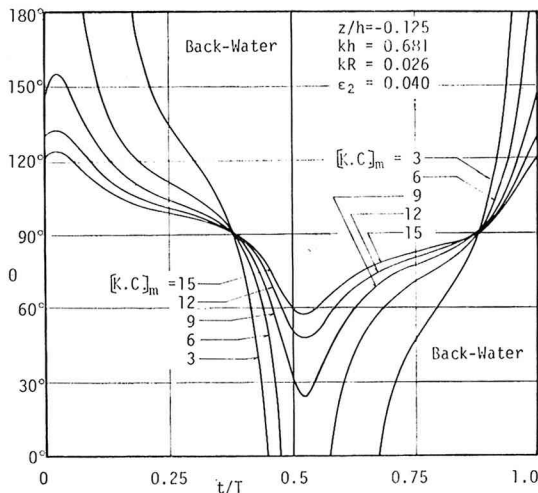


図-3 剝離点の時間変化

(3) 後流渦に関する実験結果および考察

実験に用いた波は周期  $T=1$  sec から 8 sec, 波高  $H=1.5$  cm から 7.5 cm の範囲にあり、動粘性係数は  $\nu=1.141 \times 10^{-2}$  cm<sup>2</sup>/sec である。

後流渦の撮影例として、写真-2 および 写真-3 に、ほぼ対称な渦対および Kármán 渦列に近い非対称な渦の発生状況を示す。写真-2 よりわかるように、まず約半周期前に円柱の前面で発生した渦対が、円柱の左右両側から流下し、ついで円柱背後にほぼ対称な渦対が発生するが、この渦対は主流の反転とともに、円柱前面に向かって流下する。写真-3 では、円柱の左右から交互に渦が発生し、Kármán 渦列に近い様相を呈するが、この

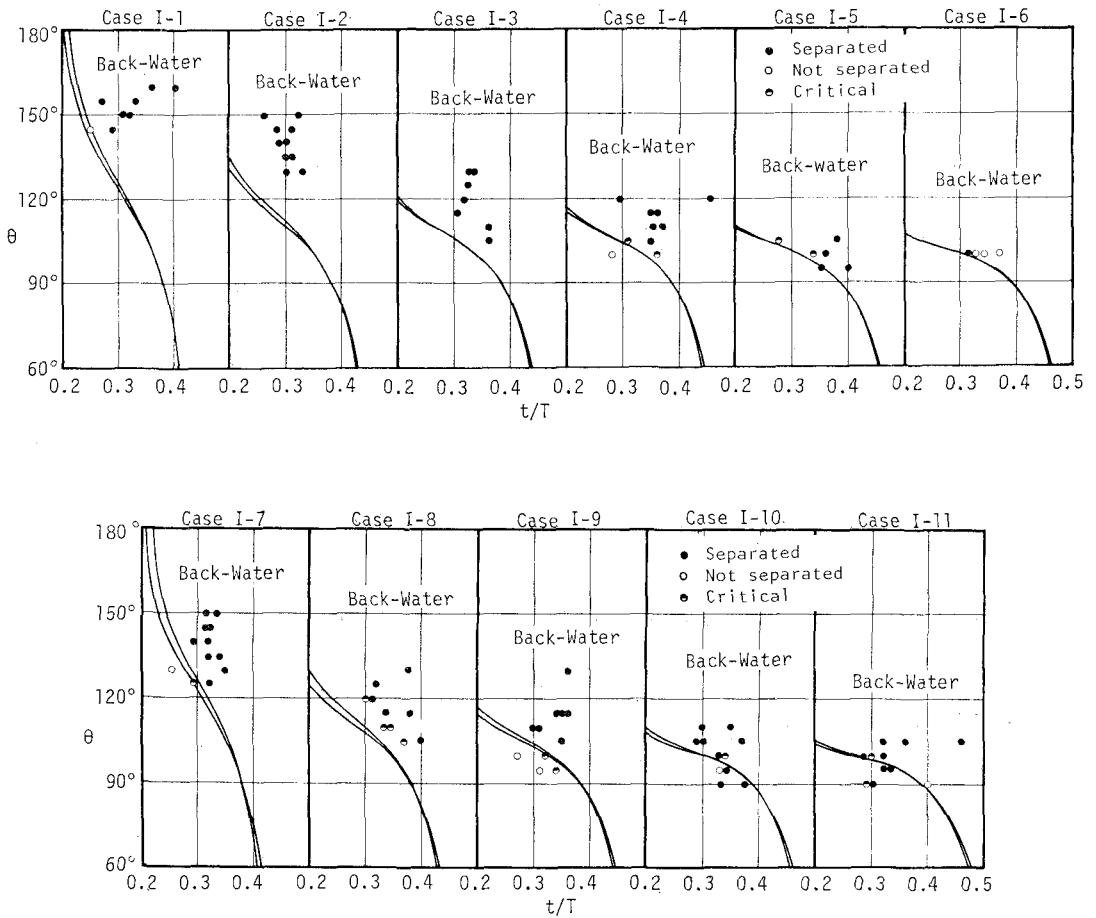


図-4 剝離点

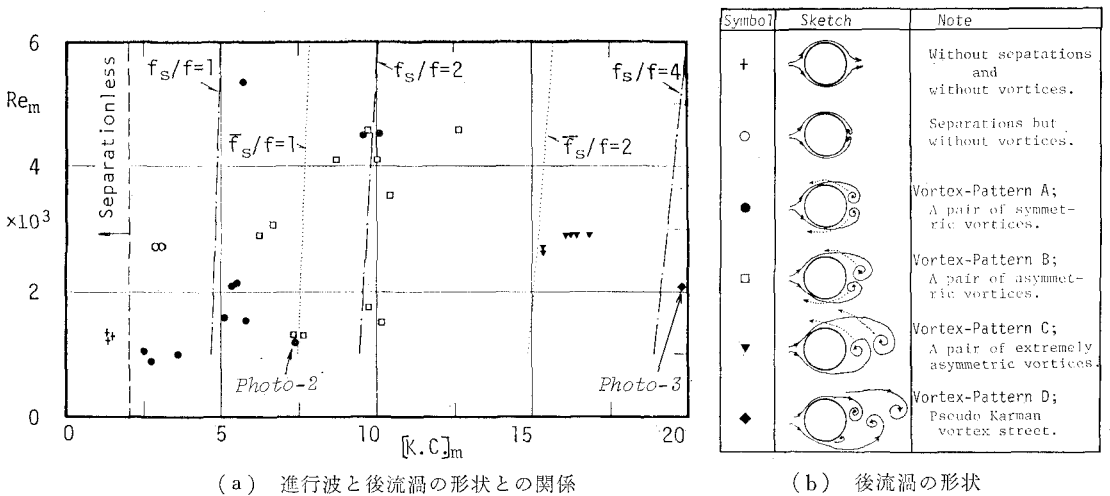


図-5 後流渦

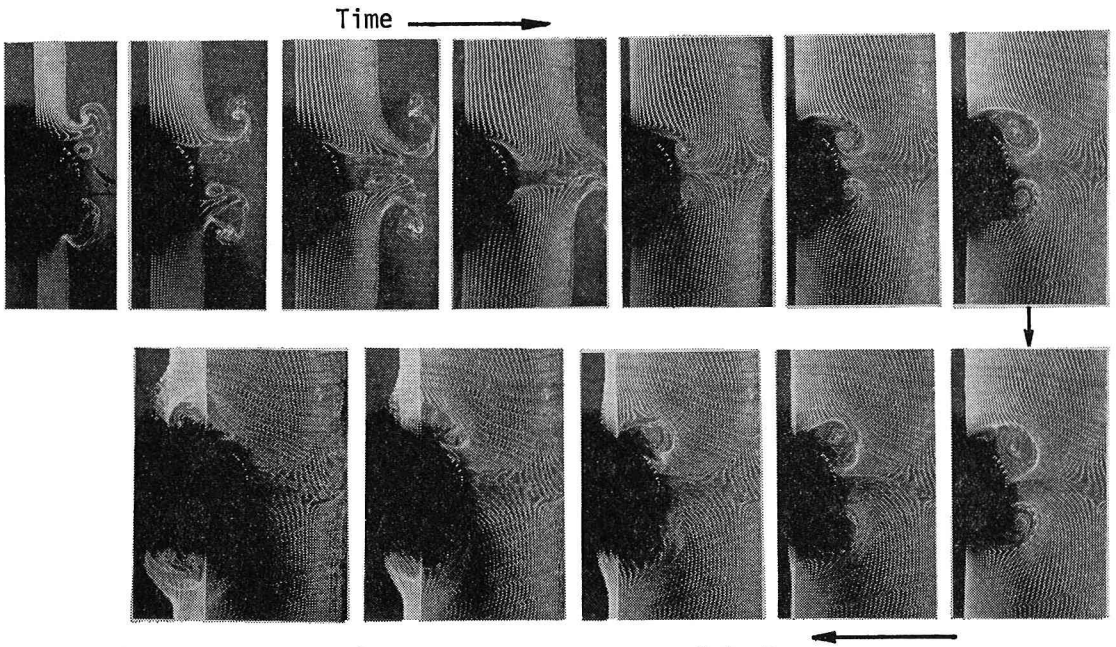


写真-2 対称渦列

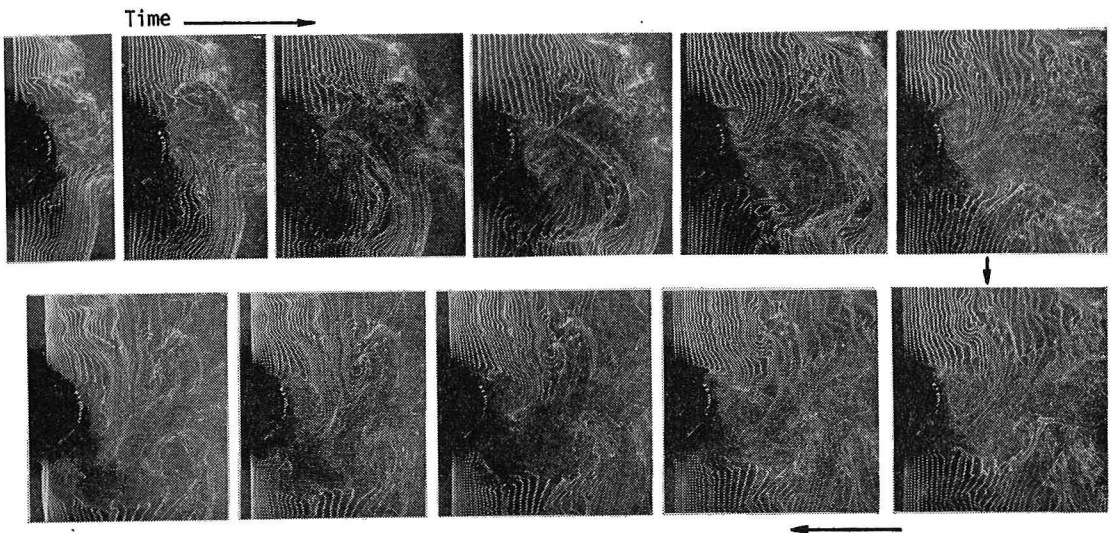


写真-3 非対称渦列 (Kármán 渦列)

ような場合には、円柱前後で発生するいくつかの渦により、流体の場はある程度乱れることがわかる。

図-5 (a) に、進行波の Reynolds 数, K.C. 数と後流渦の形状との関係を示すが、図中の各種の記号は、図-5 (b) に示す通りで、模式化して示した渦の形状を表わす。図-5 (a) より、本実験の範囲内では、K.C. 数が同程度の場合には、 $Re_m$  が大きい方が渦は発生し難い傾向にあるが、全般的には、渦の形状は、主として K.C. 数により変化するといえる。K.C. 数が2以下では、計算でも実験でも交雑は発生しないが、2から7.5程度の

範囲では、対称渦対が発生し、K.C. 数の増加に伴い、そのスケールも大きくなる。さらに K.C. 数が増加すると、渦対は非対称になる。K.C. 数が15以上になると、図-5 (b) の Vortex-Pattern C に示すように、2個の渦のうち一方はある程度流下し、円柱と2個の渦は主流の方向にほぼ一列に並ぶようになり、また主流の反転時には、これらの渦は円柱の左右いずれか片側だけを通して流下する。K.C. 数がさらに大きい場合は、Kármán 渦列に近づく。

このような渦対の変化は、渦の発生発達過程と、そ

の流下特性により決定されるが、前者は剝離点の特性と密接に関係しており、後者は主流の清掃効果および渦列の安定性によるものと考えられる。すなわち 2. (2) で述べたように、K.C. 数が小さい場合の剝離は、定常流の剝離とは異なるものであり、後流渦は発生し難いが、K.C. 数が大きくなると、比較的長時間大きな後流域が存在し、定常流の場合に近い渦対が形成され、また流下し始めると考えられる。ところで、後流渦の流下特性のうち、渦の発生振動数は、定常流の場合には、Reynolds 数により定まる Strohal 数の値から知ることができるが、この結果を波動の場合に適用する<sup>9)</sup>と、渦の発生振動数  $f_s$  と波の振動数  $f$  との比は、

$$f_s/f = (Re/Rem) \cdot S \cdot [K.C.]_m \dots\dots\dots (1)$$

のように表わすことができる。ここに  $S$  は Strohal 数であり、 $S = f_s D/U$  であるが、 $f_s/f$  の値は、1 周期の間に発生する渦の数を示すものと解釈できる。

波動の場合 Reynolds 数は時間とともに変化するが、 $Re$  を  $Rem$  とし、 $Rem$  から  $S$  の値を求めて式 (1) より  $f_s/f = 1, 2, 4$  となる場合の  $Rem$  と  $[K.C.]_m$  との関係を表わしたものを 図-5 (a) に一点鎖線で示し、また  $Rem$  ではなく  $Re = Rem \cdot \sin 2\pi t/T$  として求めた  $f_s/f$  を半周期平均した値 ( $\bar{f}_s/f$ ) が、1 および 2 となる場合を点線で示す。 $\bar{f}_s/f$  が 2 ということは、半周期の間に渦が 1 個発生しかつ流下することを意味するが、波の場合には渦は 2 個同時に発生し始めるため、図中の一点鎖線および点線による渦の数と、実験値とは当然一致しない。しかしながら  $\bar{f}_s/f = 2$  の場合を、発生した 2 個の渦のうちいずれか一方が流下し、次の渦が発生し始める直前に主流の方向が逆転する場合である、と考えるならば、 $\bar{f}_s/f = 2$  の点線と実験による渦の形状 (Vortex-Pattern C) とは、 $[K.C.]_m \approx 15$  において比較的良く一致しているといえる。

なお、ここでは Strohal 数の値は、 $Rem$  に対応する  $S = S(Rem)$  を用いたが、Reynolds 数が半周期の間で変化することを考慮し、 $S = S(Re(t/T))$  として式 (1) の半周期平均をおこなう方法も考えられる。

しかしながら、いずれにしても、Strohal 数と Reynolds 数との関係は、定常流における実験結果から得られたものであり、波動の場合にその結果を適用するためには、さらに検討を加える必要がある。

### 3. 圧力分布<sup>9)</sup>

#### (1) 実験装置および方法

実験に用いた水槽は、幅 1.5 m、高さ 75 cm、長さ 17.5 m で、造波板の前方 9 m の位置に、波高計および波圧側定用円柱を設置した。この円柱は、剝離および後流渦の実験に用いた円柱と全く同じ寸法(直径  $D=3$  cm)

であるが、上部円柱および下部円柱と、 図-6 に示す真ちゅう製円柱の 3 部分から構成されており、全長 85 cm である。

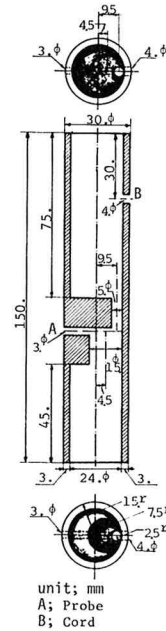


図-6 波圧測定用円柱

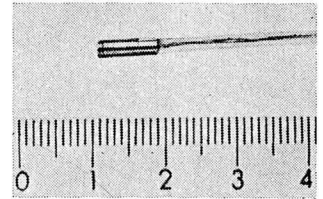


写真-4 超小型圧力センサ

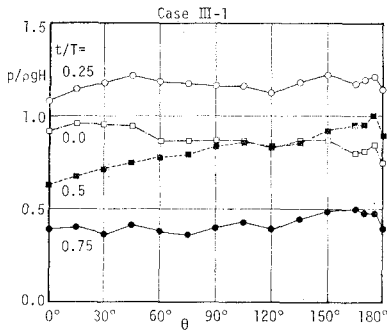
圧力の測定には、写真-4 に示す超小型圧力センサを用いたが、これを 図-6 の A の位置に挿着し、さらに任意角度の圧力を測定するため、円柱は、中心軸のまわりに自由に回転できるように、上部固定台および下部固定台を用いて設置した。圧力センサの較正は、静水中で円柱を断続的に上下させることにより行ったが、その線型性は極めて良好であった。なお実験条件は、2 と全く同様に、水深  $h=40$  cm、圧力の測定点  $z_p=-5$  cm とした。

#### (2) 実験結果および考察

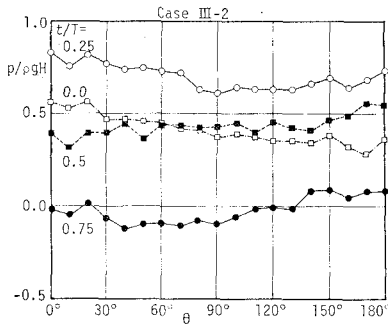
座標系は 図-2 を用いる。実験に用いた波の諸量および  $t/T=0.25$  の位相における剝離点の計算値を表-2 に示す。

表-2 圧力分布測定の実験ケース  
水深  $h=40$  cm, 測定点  $z_p=-5$  cm

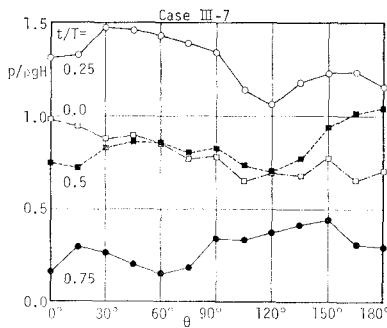
実験 Case	周期 $T$ (sec)	波高 $H$ (cm)	[K.C.] <sub>m</sub>	$Rem \times 10^{-3}$	剝離点の計算値 ( $t/T=0.25$ )
III-1	0.7	3.5	2.6	2.77	147°
III-2	0.7	7.5	5.3	5.80	115°
III-3	1.0	3.8	3.5	2.71	128°
III-4	1.0	8.7	8.0	6.25	106°
III-5	1.5	3.3	4.2	2.21	120°
III-6	1.5	6.5	8.6	4.43	105°
III-7	2.0	3.0	5.1	2.01	115°
III-8	2.0	7.9	13.3	5.30	100°
III-9	2.5	3.0	6.1	1.96	110°
III-10	2.5	6.0	12.5	3.90	100°



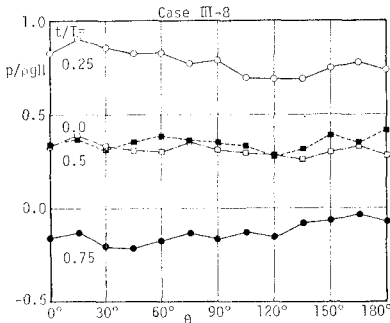
(a) Case III-1



(b) Case III-2



(c) Case III-7



(d) Case III-8

図-7 圧力分布

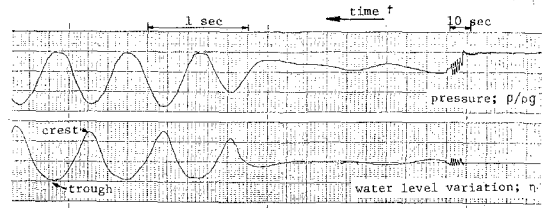
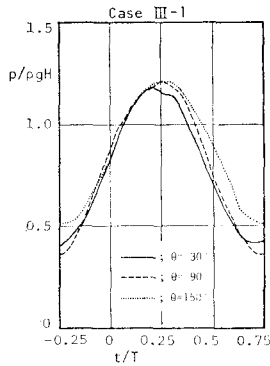


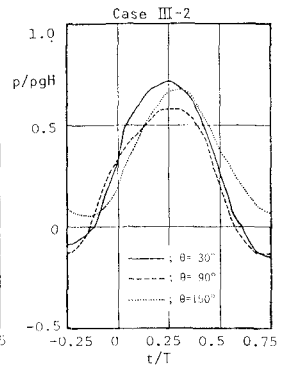
写真-5 圧力の測定記録例

写真-5 に、Case III-2 の  $\theta=0^\circ$  の場合の測定記録例を示すが、これより、静水状態でゼロに調整した圧力  $p/\rho gh$  は、発生初期波の到来とともに振動しながら徐々に増加し、波が安定した後は、ある定まった圧力を基準にしてその上下に振動することがわかる。換言すれば、波動運動下での水面近くの圧力の一周期平均値は、静水圧より大きくなっているが、その理由はよくわからない。ここでは圧力の分布形状のみを検討するに留める。

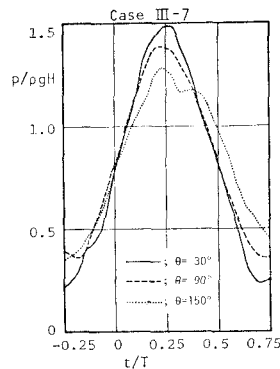
図-7 (a)~(d) に圧力分布、図-8 (a)~(d) に圧力の時間変化の測定例を示す。周期  $T=0.7$  sec の Case III-1 および III-2 を比較すると、波高の大きい Case III-2 では、図-7 (b) の  $t/T=0.25$  および  $0.75$  の位相において、 $\theta=90^\circ$  付近で圧力は低く、この傾向は図-8 (b) の時間変化から一層明白にわかる。この時の流況は、Case



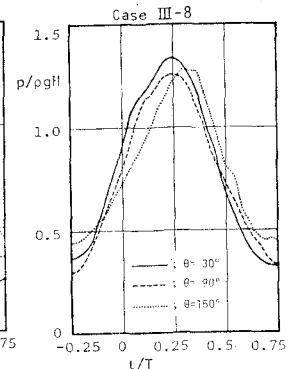
(a) Case III-1



(b) Case III-2



(c) Case III-7



(d) Case III-8

図-8 圧力の時間変化

III-1 では剝離は生じるが、明確な後流渦は発生せず、また Case III-2 では、後流端に極めて小さな渦対が発生する程度であり、したがって Case III-2 の  $t/T=0.25$  での  $\theta=90^\circ\sim 130^\circ$  付近の圧力低下および  $t/T=0.75$  での  $\theta=90^\circ\sim 40^\circ$  付近の圧力低下は、主として速度水頭の増大によるためと考えられる。

次に周期=2.0 sec の Case III-7 および III-8 のうち、波高の小さい Case III-7 では、図-7 (c) の  $t/T=0.25$  および 0.75 の位相において、それぞれ  $\theta=120^\circ$  および  $60^\circ$  で極端に圧力が低く、また 図-8 (c) の  $\theta=150^\circ$  および  $30^\circ$  における圧力の時間波形は、それぞれ  $t/T=0.25$  および  $-0.25$  ( $=0.75$ ) において、多少乱れる。この時の流況は、 $t/T=0.25$  ではある程度のスケールを持った渦対が発生し、また  $t/T=0.5$  においても、渦は消滅することなく、 $\theta=90^\circ\sim 150^\circ$  の範囲内に存在する。したがって上述の圧力低下および圧力の波形の乱れは、渦の発生および渦の移動によるものと考えられる。なお波高の大きい Case III-8 では、速度水頭および後流渦の両者による圧力低下が見うけられる。

次に 図-7 (c) の  $t/T=0.5$  の圧力分布を  $t/T=0.25$  の分布形状と比較すると、 $\theta=90^\circ\sim 180^\circ$  の範囲では、両者は比較的良く似た分布形状になっていることがわかる。これは発生した渦の残留効果によるものであるが、 $t/T=0.25$  および 0.5 の位相はモリソン公式を用いる場合には、それぞれ抗力および慣性力だけが動らく位相であり、また渦が存在する部分では圧力は低くなることから、後流渦が生じると、抗力は増加し、かつ慣性力は減少するといえる。この傾向は Vortex-Pattern C のような後流渦が発生する場合に、特に顕著であろうと想像される。

#### 4. 結 語

波力の発生機構を解明するための一過程として、剝離点、後流渦および波圧分布の特性について、実験を主体とした研究を行ったが、その結果を要約すると、

1) 波による層流境界層の剝離点は、主に波の位相および K.C. 数により変化する。K.C. 数が小さい場合には、剝離点は短時間に急変するという見かけ上の剝離が発生する。しかし K.C. 数が大きくなると、剝離点の位相による変化はゆるやかになり、定常流の場合の剝離に近い性質を持つと考えられる。

2) 剝離点の理論値と実験値とは、K.C. 数が約 8 以下では、比較的良く一致するが、K.C. 数が増大すると、半周期前の後流渦の影響が大きくなり、両者の相違は大きくなる。

3) 後流渦対の形状は、K.C. 数および Reynolds 数に支配されるが、Reynolds 数を一定にすれば、K.C. 数

の増加に伴い、対称渦対、非対称渦対、Kármán 渦列の順に形状が移行する。

4) 本実験の範囲内では、K.C. 数が同程度の場合には、Reynolds 数が大きい方が、渦は発生しにくい傾向にあったが、実験データが少ないこと、および定常流における Reynolds 数と Strohal 数との関係を波動の場合にも適用し得るかどうかについて検討が不十分なことから、Reynolds 数と後流渦との関係については、今後さらに検討する必要がある。

5) 波圧の分布形状は、水位上昇に起因する静的な圧力の他に、動圧および後流渦の影響を受けるが、後流渦の存在する部分の圧力は、定常流の場合と同様に低下し、抗力の発生原因となる。

6) 発生した後流渦は、すぐには消滅せず、1/4 周期後の波圧分布にも影響を与えるため、渦が発生すれば、一般に慣性力は減少するといえる。この傾向は  $[K.C.]_m = 15\sim 18$  において発生する極めて非対称な渦対の場合に、顕著になることが予想される。

最後に、実験に協力して頂いた喜岡 渉君 (研究生) および本山裕二君 (現在神戸製鋼) の両君に厚く謝意を表する次第である。

#### 参 考 文 献

- 1) 岩垣雄一・石田 啓・喜岡 渉: 回折波による円柱周辺の水粒子速度分布について, 第 29 回年次学術講演会講演概要集第 2 部, pp. 4~5, 1974.
- 2) 岩垣雄一・石田 啓: 波動により円柱上に発達する 3 次元層流境界層について, 第 21 回海岸工学講演会論文集, pp. 1~6, 1974.
- 3) Son, Jaime S. and Thomas J. Hanratty: Velocity gradients at the wall for flow around a cylinder at Reynolds numbers from  $5 \times 10^3$  to  $10^5$ , J. Fluid Mech., Vol. 35, Part 2, pp. 353~368, 1969.
- 4) Son, Jaime S. and Thomas J. Hanratty: Numerical solution for the flow around a cylinder at Reynolds numbers of 40,200 and 500, J. Fluid Mech., Vol. 35, Part 2, pp. 369~386, 1969.
- 5) Batchelor, G.K.: An Introduction to Fluid Dynamics, Cambridge University Press, pp. 343~353, 1967.
- 6) たとえば水理公式集, 土木学会編, pp. 43~50, 1971.
- 7) Achenbach, E.: Distribution of local pressure and skin friction around a circular cylinder in cross-flow up to  $Re=5 \times 10^6$ , J. Fluid Mech., Vol. 34, Part 4, pp. 625~639, 1968.
- 8) Keulegan, G.H. and L.H. Carpenter: Forces on cylinders and plates in an oscillating fluid, Jour. Res. Nat. Bur. Stand., Vol. 60, No. 5, pp. 423~440, 1958.
- 9) 岩垣雄一・石田 啓・本山裕二: 小口径円柱まわりの波圧分布, 関西支部年次学術講演概要, pp. II-63-1~II-63-2, 1975.