

正弦振動流中の平板周りの流れ

Flow Around a Flat Plate Submerged in Sinusoidally Oscillatory Flow

松本達治*, 岡島 厚**

Tatsuji MATSUMOTO and Atsushi OKAJIMA

*正会員 工修 住友ゴム工業株式会社 建設品技術部 (〒651-0072 神戸市中央区脇浜町3丁目6番9号)

**正会員 工博 金沢大学教授 工学部機能機械工学科 (〒920-8667 石川県金沢市小立野2丁目40番20号)

Studies of the forces acting on and the flow patterns around a rigid bluff body submerged in sinusoidally oscillatory flow are fundamental to fluid engineering constructions. Simultaneous measurements of both in-line and transverse forces of a flat plate (a rectangular cylinder section with side ratio of 5) at various angles of attack of $0^\circ \sim 90^\circ$ were made in a relatively wide range of Keulegan-Carpenter number (KC). The force signals were analyzed spectrally to obtain major frequencies. Flow visualization was also employed to confirm the relationship between flow patterns and force coefficients. In this paper we discussed the influence of the angles of attack on the flow patterns and fluid dynamic characteristics of a flat plate in oscillatory flow. We found that, for a flat plate, several classes of flow patterns appear, depending strongly on KC numbers. From the frequency analysis, we examined phase delay angle of oscillatory frequency component of the forces with respect to the oscillatory velocities. Further, drag force coefficients and Strouhal numbers compare well with the results obtained in steady flow.

Key Words : Sinusoidally Oscillatory Flow, Fluid Force, Flow Visualization, Vortex, Flat Plate, Angle of Attack, Major Frequency, Keulegan-Carpenter Number, U-tube Water Tank

1. 結 言

正弦振動する流体中に置かれたブラフボディ周りの流れは、出発流れの際に見られる発達するはく離流れや有限長さの後流領域などの非定常性の強い物体周辺流れを伴い、その流れ特性は複雑に変化する。このような流れの代表的な例は、潮流・波などの流れによる栈橋、橋脚、シートパイル、ケーソンやパイプラインなどの海洋構造物周りの流れに見られるが、それら構造物に働く流体力や流れ場についてはいまだ不明なことが多く、構造物が破損・漂流した例も少なくない。振動流では反転する流れが流体力や渦放出に複雑な影響を及ぼし、先の半周期に発生した渦と次の半周期に発生する渦との干渉過程が振動振幅によりさまざまに変化する。

従って、振動流中に置かれた構造物周りの流れに関しては古くから多くの研究者の興味を引き、とりわけ構造物要素の基本断面形状である円柱周りの流れについては数多くの研究がなされてきた^{1)~10)}。近年、多種多様化したブラフボディ形状を有する巨大海洋構造物の建設が増加するに従い、著者らは、円柱構造物以外にも、従来実験データが少なかった振動流中に置かれた種々な断面辺長比の矩形構造物¹¹⁾や迎え角の付いた正方形構造物¹²⁾に

ついて、広範囲の KC 数(Keulegan - Carpenter number)($=U_m T/D=2\pi a/D$, U_m :速度振幅, T :振動周期, a :振動振幅, D :投影長さ)と β 数($=D^2/\nu T$, ν :動粘度)領域において流体力の測定と流れの可視化を行い、振動方向及び直角方向流体力と流れパターンとの相関を調べた。しかし、振動流中に置かれた迎え角の付いた平板断面の柱状物体に作用する定量的な流体力に関する系統の実験の例はほとんど見られず、特に振動流中における迎え角が流体力や流れパターンに及ぼす影響についての検討はほとんどなされていない。

さらに、一様流中で平板形状のストローハル数や流体力係数の迎え角による変化の実験結果¹³⁾が報告されているが、振動流中に平板が置かれた場合の後流渦や流体力に対する流れの非定常性効果を明らかにすることも重要である。

そこで本研究では高 KC 数領域を含む広い範囲の KC 数領域を対象とし、振動流中に固定された種々な迎え角の平板に作用する振動方向及び直角方向の流体力の同時測定を行い、各流体力係数を導くとともにその周波数解析を行い、各流体力に占める卓越周波数成分を求める。さらに、物体表面からの流れのはく離、後流域における渦の形成・放出の様相を可視化観察し、 KC 数に依存して生

じる特有の流れパターンと流体力との対応について調べ、はく離点や流れに対する物体形状の非対称性およびアフタボデーの影響について検討した。そして各種流体力係数を算出し、抗力係数 C_D やストローハル数 St について一様流中の結果^{1,3)}と比較するとともに、流速変動に対する流体力の振動周波数成分の位相差を調べた。また迎え角が直角方向の変動流体力 C_L に及ぼす影響にも注目し、各種流体力係数に及ぼす流れの非定常性の効果を明らかにした。

2. 実験装置および方法

U字管振動流発生装置は、タンク内の水が固有振動周期で往復運動する原理を利用したもので、本実験では図1(a)に示す寸500mmの正方形断面の測定部を持つU字管装置($T=3.75$ s)を使用した。タンク内の振動水位は、タンクの片側上部に据え付けられた超音波式変位センサによって検出し、パーソナルコンピュータでファン(電動機出力750 W)の駆動を水の往復運動に同期するよう制御することで振動振幅： $a=3$ mm~290 mmの範囲で安定した一様振動流を得ることが出来る。測定部における速度の一様性は最大振幅時で $\pm 0.5\%$ 以内である。そして、測定部中央部に断面辺長 $H=20$ mm、側面辺長 $B=4$ mmの平板($B/H=0.2$)の供試模型を流れ方向に対して図-1(c)のように迎え角 $\alpha=0^\circ \sim 90^\circ$ に固定して実験を行った。なお、測定部における模型の閉塞率は、いずれの迎え角の供試平板についても0.008~0.040で小さく、ブロッケージ効果の補正は施していない。流体力の測定は供試模型を支持

する両端の軸に歪みゲージを取付けて行い、供試模型は左右対称の構造を有するので、図1(b)には供試模型の半分のみを示すが、スパン長さ $L=362$ mmの測定部とそれと断面形状の両側のダミー部から成る。ダミー部は、直径5 mmのステンレス鋼棒に厚さ0.6 mmに加工した小型流体力変換装置を内蔵し、図1(c)に定義する振動方向及び直角方向流体力の同時測定が可能である。半導体ゲージからの出力電圧はブリッジボックスを介して、歪み増幅器により増幅し、FFTアナライザー及びA/D変換ボードに入力する。供試模型の中央測定部に作用する流体力は、サンプリング周波数10 Hzで、50周期以上のデータをA/D変換した。

一方、流れの可視化は、トレーサにポリマ樹脂粉末を用い、約5 mm幅のスリット光を供試模型の鉛直上方より照明し、連続撮影および長時間撮影を行った。連続撮影時刻間隔は通常0.3 sec/こまで、小振幅領域($a < 50$ mm)に対してのみ0.4 sec/ことした。

3. 流体力係数

振動流中の平板に作用する単位スパン長さ当たりの振動方向流体力 F_m と流れに直角方向に作用する流体力 F_L を同時測定して、それぞれ、 $(1/2)\rho U_m^2 D$ 、 $(1/2)\rho U_m^2 W$ (ここで、 ρ は水の密度、 U_m は振動流の最大流速、 D は図-1(c)に示すように流れ方向の投影長さ、 W は流れに垂直方向の投影長さである。)で無次元化して C_F 、 C_L を算出する。さらに C_F 、 C_L のrms値を求めて、それぞれ $(C_F)_{rms}$ 、 $(C_L)_{rms}$ と表示する。

また、抗力 F_d と慣性力 F_i からなる振動方向流体力 F_m については、従来モリソンの式(1)によって次のように表される。

$$F_m = F_d + F_i = \frac{1}{2} C_D \rho D U_m^2 + C_M \rho A_0 \frac{dU}{dt} \quad (1)$$

ここに、 C_D と C_M はそれぞれ、抗力係数と慣性力係数と呼ばれ、 A_0 は、平板の断面辺長 H を直径とする円形断面積とする。一般に、流速が $U = -U_m \cos \theta$ (ここに $\theta = 2\pi t/T$; t : 時刻、 T : 水の振動周期)で表される振動流中で実測された振動方向流体力 F_m から、 C_D 、 C_M 値は次式で算出される¹⁾。

$$C_D = -\frac{3}{4} \int_0^{2\pi} \frac{F_m \cos \theta}{\rho U_m^2 D} d\theta \quad (2)$$

$$C_M = \frac{U_m T D}{2\pi^2 A_0} \int_0^{2\pi} \frac{F_m \sin \theta}{\rho U_m^2 D} d\theta \quad (3)$$

4. 平板に働く振動方向流体力

図-2(a),(b)には、 $(1/2)\rho U_m^2 D$ で無次元化した振動方向流体力 C_F に占めるスペクトルの各周波数振幅成分とし

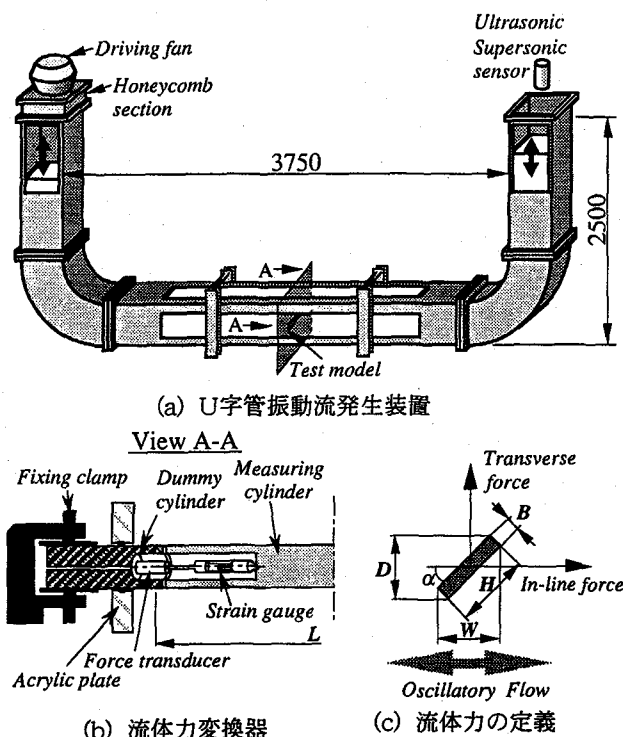


図-1. 実験装置

て $\alpha=45^\circ, 75^\circ$ の場合をそれぞれ示す。 C_F 波形は、図-2の付図(a'),(b')にそれぞれ示す様に、流れの変位変動 a/D (a : 振動変位) に対して一定の位相をもって変化する。

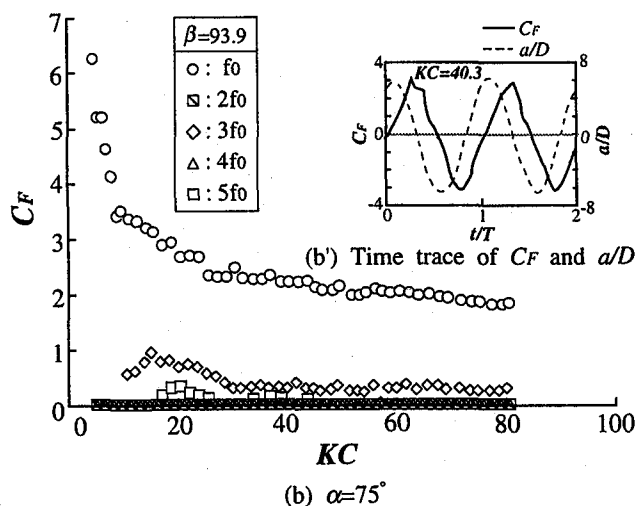
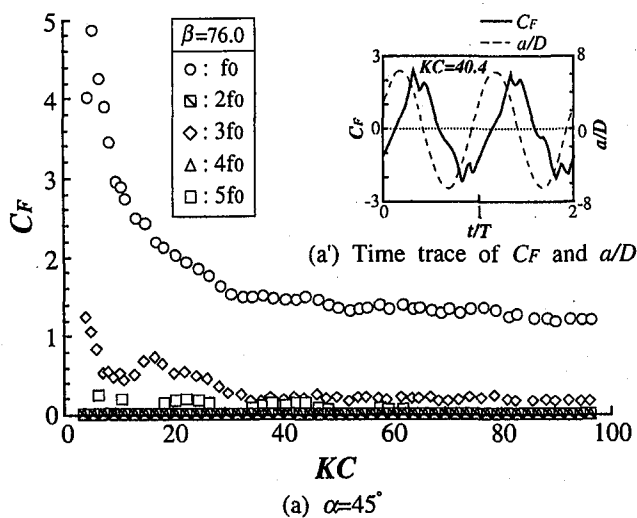


図-2 C_F に占めるスペクトルの各周波数振幅成分

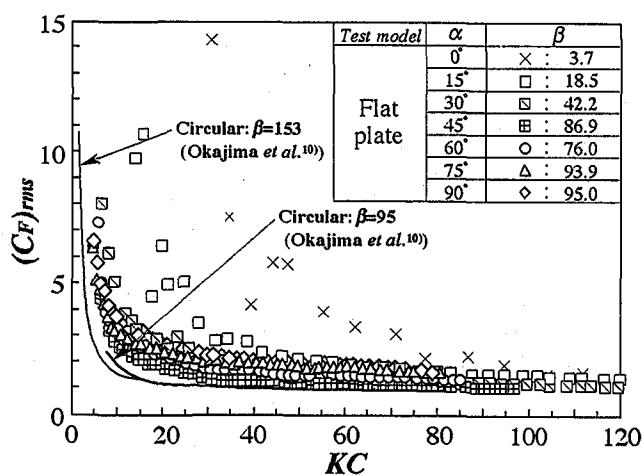


図-3 $(C_F)_{rms}$

また、いずれの迎え角 α においても KC 数全域にわたり2倍周波数以上の高次周波数成分の C_F は小さく、振動流の周波数である振動基本周波数成分 f_0 が極端に卓越している。

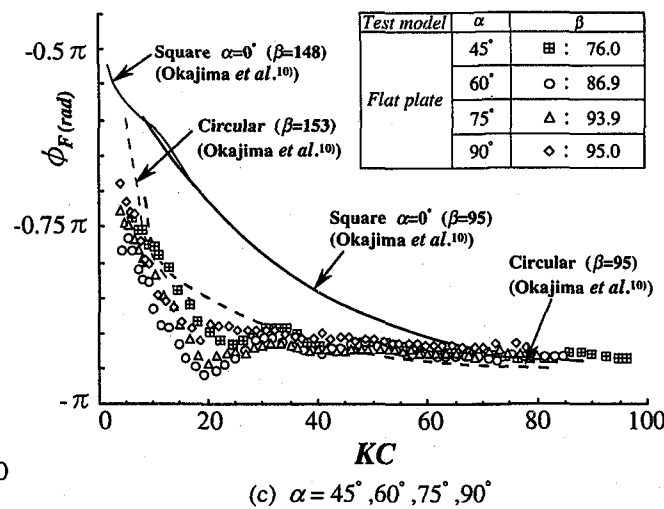
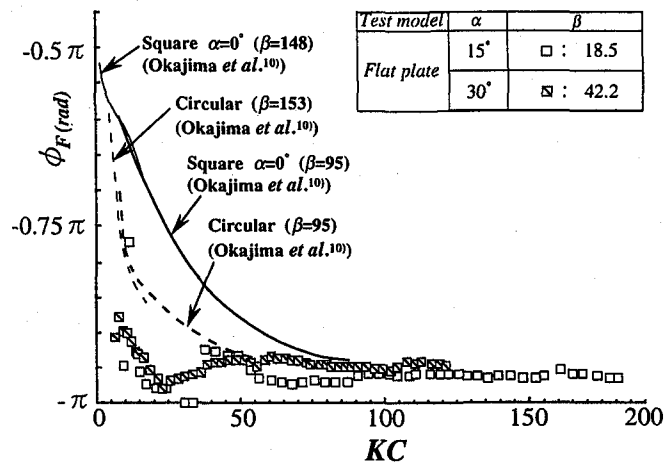
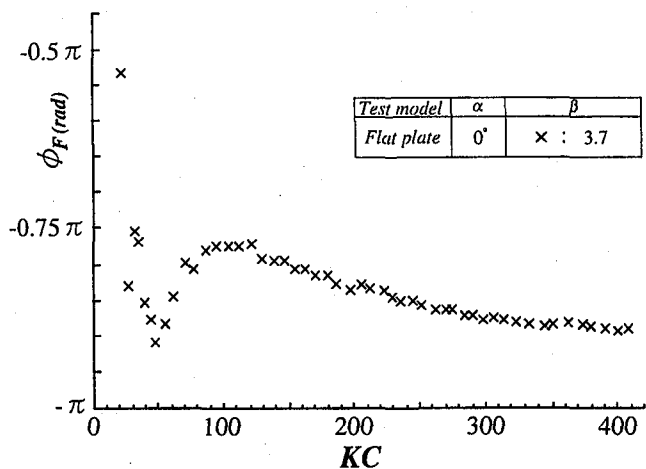


図-4 流速変動に対する F_{in} の f_0 成分の位相差 ϕ_F

図-3には、迎え角 α を変化させた場合の $(C_F)_{rms}$ の実測値をそれぞれ円柱の実験値¹⁰⁾と比較して示す。 $(C_F)_{rms}$ は、異なるいずれの α の場合に対しても実線で示す円柱の結果に定性的に同様な変化を示し、低 KC 数領域で急減し、流れが準定常になる高 KC 数領域では一定の値を示す。また、全 KC 数領域を通じて $\alpha=45^\circ$ が相対的に小さな値を示し、 $\alpha=0^\circ$ が大きな値を示すが α が小さい場合、 D が小さくなるため見掛け上 $(C_F)_{rms}$ の値は大きい。

図-4(a)~(c)には、式(4)により整理して求めた流速変動に対する振動方向流体力 F_m の振動周波数成分 f_0 の位相差 ϕ_F を円柱や正方形柱 $\alpha=0^\circ$ の結果¹⁰⁾と比較して示す。

$$\phi_F = \tan^{-1} \frac{\int_{-\infty}^{\infty} F_m \sin \omega t dt}{\int_{-\infty}^{\infty} F_m \cos \omega t dt} \dots (4)$$

剥離流れや後流領域に渦列を生じることがなく、振動方向流体力が粘性効果に強く依存する $\alpha=0^\circ$ の場合を除いて、 $KC>20$ で ϕ_F の遅れが急激に大きくなり、高 KC 数領域で各迎え角ともに $\phi_F=-0.9\pi$ でほぼ一定の値に収束する。平板の ϕ_F の変化は、正方形柱($\alpha=0^\circ$)よりも円柱の実験結果に定性的に一致するが、これは既にOkajimaら⁽¹⁰⁾による流れの可視化観察に示されるごとく、正方形柱($\alpha=0^\circ$)の場合の小さい KC 数領域では角柱の前・後縁の角からはく離れたせん断層が小さい渦を形成し、大きなはく離域が成長せず、小さな渦が放出される。一方、平板および円柱の場合には、はく離域が大きいため低 KC 数領域においても比較的大きな渦が形成され、渦が成長して放出されるため ϕ_F の遅れが大きくなるものと考えられる。また、低 KC 数領域では流体力に占める慣性力の割合が相対的に大きいことがわかるが、約 90° の位相遅れを示す円柱及び正方形柱($\alpha=0^\circ$)に比べるとその割合は小さい。一方、高 KC 数領域では、抗力が支配的になるが $\phi_F=-\pi$ には至らず、常に一定の慣性力が作用していることがわかる。また、 $\alpha=0^\circ$ で平板の流れ方向振動の場合には振動流の振幅 a/D が平板の長さ $H/D=5$ より若干大きくなる $KC \approx 50$ ($a/D \approx 8$)で極端な遅れを示す。そしてその前後の $KC \approx 30$ および $KC \approx 100$ では $\phi_F=-0.75\pi$ に漸近する。すなわち、 ϕ_F の位相が振動流速 $U=-U_m \cos \theta$ に対して 0.25π 進むことを意味している。これは一様流に微小振幅の正弦変動のある場合、最大せん断応力の位相が外部流れの最大流速に対して 0.25π だけ進むことを示したLighthill⁽¹⁴⁾の理論解析結果と一致することは注目される。そして、本実験で用いた平板($B/H=0.2$)の場合、厚さの影響により高 KC 数領域ではく離れた境界層が発達し、後流渦が形成されるために $KC>100$ では KC 数の増加に伴い次第に減少し、さらに高い KC 数領域の $KC>300$ では $\phi_F \approx -0.9\pi$ で一定値を示すようになる。

5. モリソンの式による C_D と C_M

5.1 一様流中の C_D 値との比較

振動方向流体力 F_m から式(2)より算出した平板の抗力係数 C_D の値を種々な迎え角 α について図-5(a)~(c)に示す。また、図-5には一様流中におけるKnisely⁽¹³⁾の実験

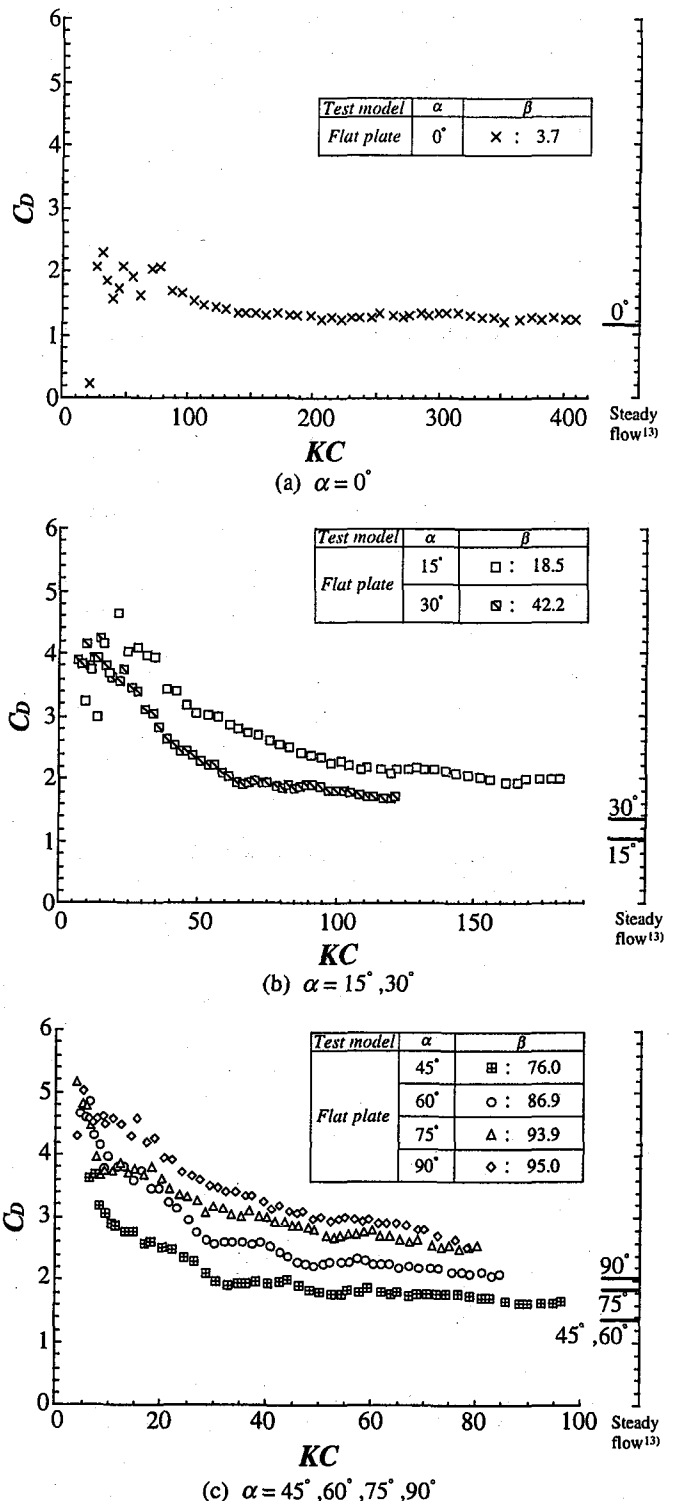


図-5 モリソンの式より算出した抗力係数 C_D

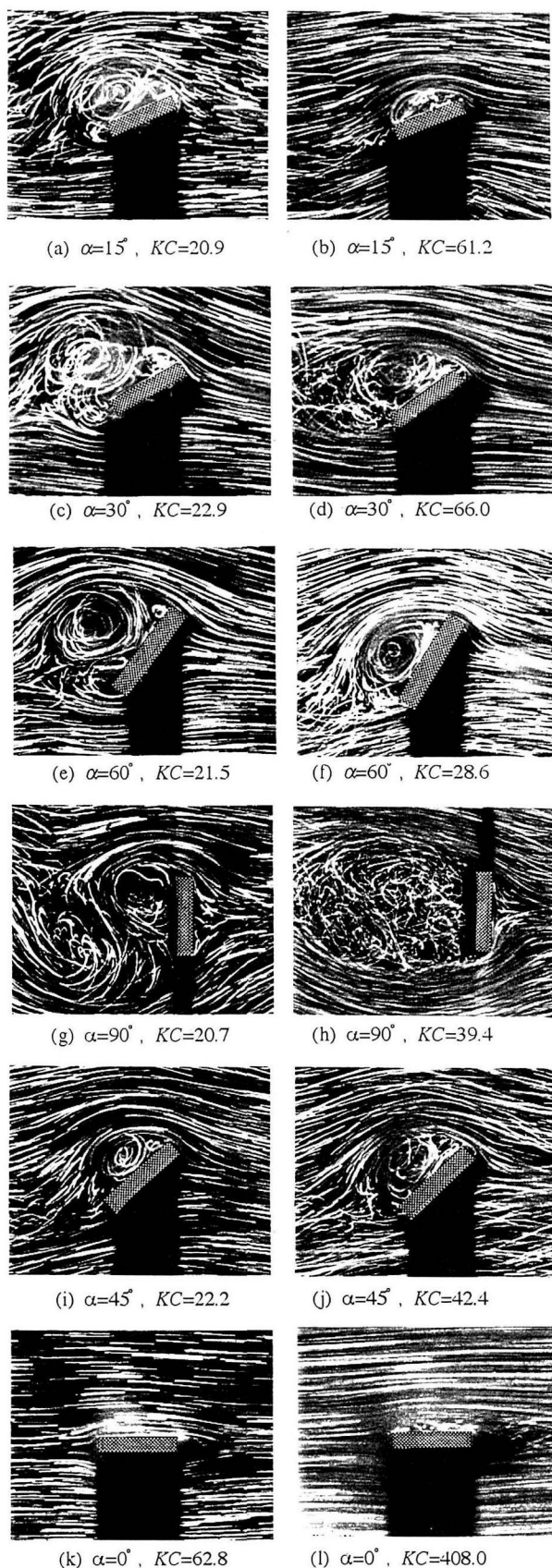


図-6 最大流速時の後流の流れパターン

結果($B/H=0.25$, レイノルズ数 $Re(=UD/\nu, U$:流速, D :平板の流れ方向投影長さ, ν :動粘度) $=8.8 \times 10^3 \sim 7.2 \times 10^4$)も併せて比較のために示す。図から KC 数の増加に伴い各迎え角の C_D 値はいずれも減少し, $\alpha=0^\circ$ の場合には図5(a)に示す $KC>200$ の領域で各図の右端部に示す一様流中における C_D 値とほぼ同じ値となる。一方, $\alpha=15^\circ \sim 90^\circ$ の場合を図-5(b),(c)に示すが, いずれの迎え角の C_D 値においても高 KC 数領域で一様流中の C_D 値に漸近するが, 本測定範囲の KC 数領域では, いまだ一様流中の値には到達しておらず大きな値を示す。 $KC=100 \sim 150$ のようになり大きい KC 数においても比較的大きい離れを伴う平板の C_D 値には振動流のもつ流れの非定常性効果が現れていると云える。

5.2 C_D に与える迎え角 α の影響

モリソンの式の C_D 値と最大流速時における後流パターンの可視化写真とを比較すると, 図-6(a)に示すごとく低 KC 数領域で大きな C_D 値を示す $\alpha=15^\circ$ の場合には, 後流はく離渦が大きく成長し, 図-5(b)の C_D 値が減少する高 KC 数領域では, 図-6(b)に示すように後流はく離渦も小さくなる。 $\alpha=30^\circ, 60^\circ$ および 90° の場合を図-6(c),(d), 図-6(e),(f)および図-6(g),(h)にそれぞれ示すように $\alpha=15^\circ$ の場合と同様, KC 数の増加に伴う C_D 値の減少に対応して後流はく離渦が小さくなる。 $\alpha=45^\circ$ の場合には測定した KC 数全域を通して相対的に小さい C_D 値を示し, 図-6(i)に示すごとく, $KC \approx 20$ の低 KC 数領域では他の迎え角に比べ, 後流はく離渦が小さく, 高 KC 数領域においても図-6(j)に示すように後流の流れパターンに大きな変化は見られない。また, $\alpha=0^\circ$ の場合には, 図-6(k)に示すように, 後流領域には明白なく離渦は形成されず, さらに KC 数が増加しても図-6(l)に示す後流パターンに変化はない。その結果, $\alpha=0^\circ$ の C_D 値は他の迎え角に比べ小さく, KC 数に無関係にほぼ一定値を示す。このように, C_D 値の変化は, 最大流速時の後流の流れパターンの変化に良く対応している。なお, 岡島ら¹¹⁾は, $KC<20$ の低 KC 数領域における矩形柱の C_D 値の KC 数に対する変化を三つのグループ, すなわち KC 数が小さくなるにつれ, C_D 値が次第に増加する「平板形」, ほぼ一定値を保つ「正方形柱形」, また, C_D 値が減少する「円柱形」に分類した。本実験結果においても, 図-5(b)の $\alpha=15^\circ$ の場合は $10 < KC < 20$ の領域で, KC 数の減少に伴いはく離の大きい「平板形」から「正方形柱形」への移行が見られる。また, $\alpha=30^\circ \sim 90^\circ$ の場合には, 本来の「平板形」の変化を呈する。

5.3 C_M の KC 数に対する変化と流れパターン

図-7には, 式(3)により H を直径とした円形断面積 A_0 で無次元化して求めた慣性力係数 C_M を示す。 C_M には α の影響が顕著に現れ, 全 KC 数領域を通じて, α が大きいほ

ど相対的に大きな C_M 値を示す。また、 $\alpha \geq 30^\circ$ では各迎え角ともに $KC \approx 20$ で谷を示し、 α が大きくなるほど明白に現れる。図-8には、谷を示す KC 数領域において、振動流速が零となる時刻、すなわち加速度が最大となる時刻付近で撮影した流れパターンを示す。渦は振動方向

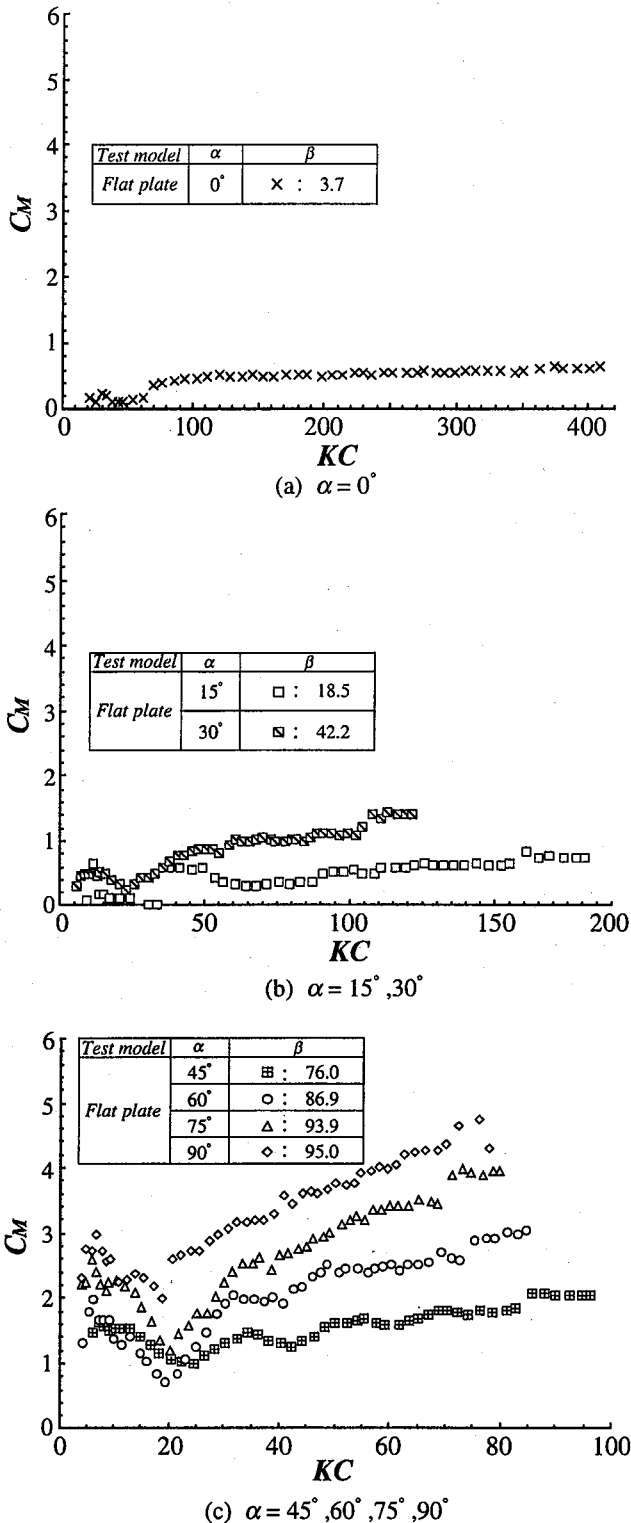


図-7 モリソンの式より算出した慣性力係数 C_M

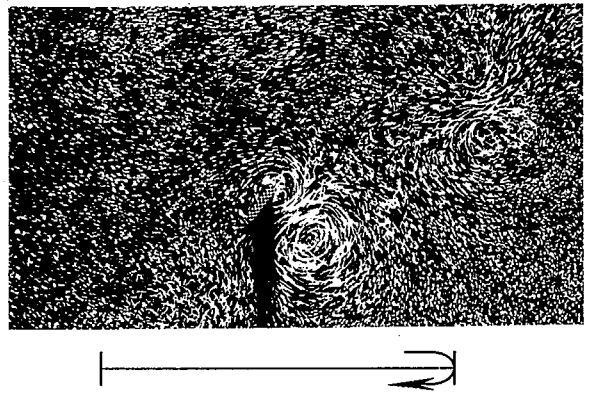


図-8 流速零時の後流の流れパターン ($\alpha=75^\circ$, $KC=17.0$)

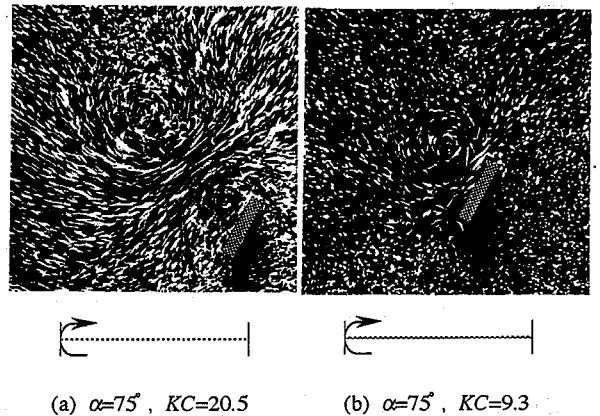


図-9 流速零時における流れパターンの長時間露出撮影

に対して 45° の対角線方向に放出し、半周期毎に物体断面を原点とする点対称の位置に2つの渦ペアが形成され、一般に「ダブルペア」と称される流れパターンが現れることがわかる。また、振動速度がほぼ零の時刻を長時間露出して撮影した結果より、図-9(a)の谷を示す「ダブルペア」の流れパターンに対応する KC 数では、放出された渦を含む遠方領域とは区別して認識できる物体に付着して運動する流体領域は比較的小さい。一方、大きな C_M 値を示す KC 数においては図-9(b)に示すごとく物体近傍で運動している流体領域が大きくなる。このように C_M 値の変化は流速零時の物体近傍流れに良く対応する。

6. 平板に働く直角方向流体力

流れの振動方向に直角な方向の流体力を $(1/2)\rho U_m^2 W$ で無次元化した C_L のrms値 $(C_L)_{rms}$ を図-10に示す。 $(C_L)_{rms}$ 値は $\alpha=15^\circ \sim 75^\circ$ の異なる迎え角 α に対して同じ傾向で変化する。各迎え角の $(C_L)_{rms}$ 値ともに、低 KC 数領域において大きな $(C_L)_{rms}$ 値を示すが、 KC 数の増加に伴い減少し、高 KC 数領域の $KC > 50$ ではほぼ一定の値を示し、迎え角による顕著な影響は現れない。また、低 KC 数領域

において、はく離点が移動する円柱¹⁰⁾の場合は、半周期ごとに現れる流れに対して直交する方向へ渦が放出する振動流特有の流れパターンの出現に対応して $(C_L)_{rms}$ 値に明白なピーク及び谷を示したが、平板の場合には、振動流に

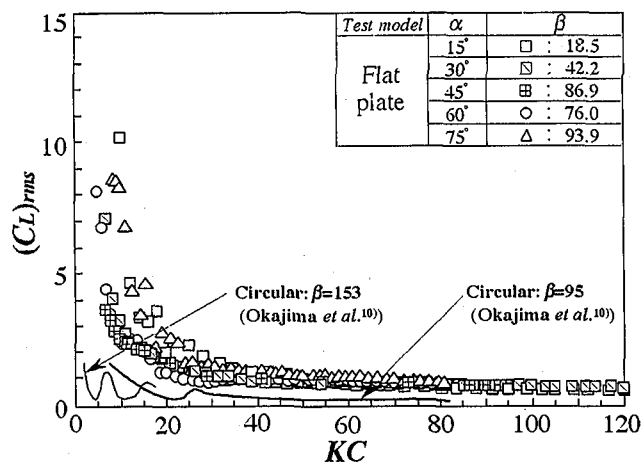
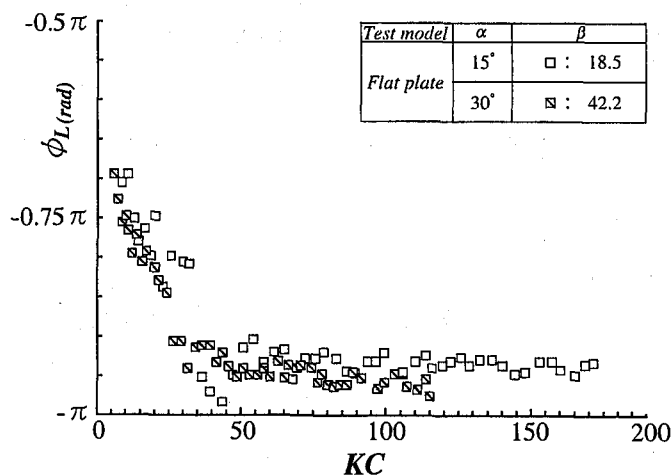
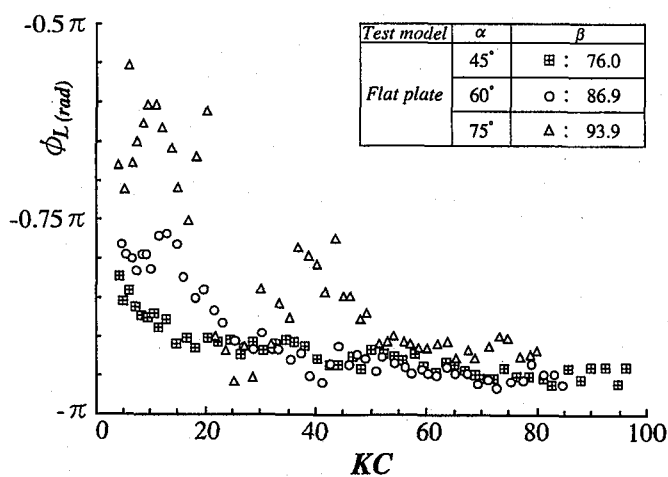


図-10 $(C_L)_{rms}$



(a) $\alpha = 15^\circ, 30^\circ$

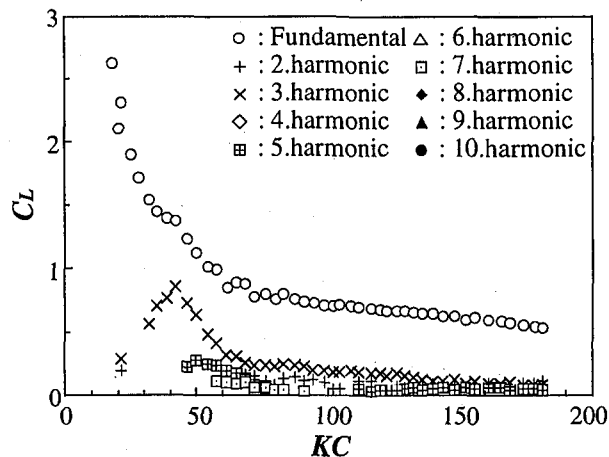


(b) $\alpha = 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$

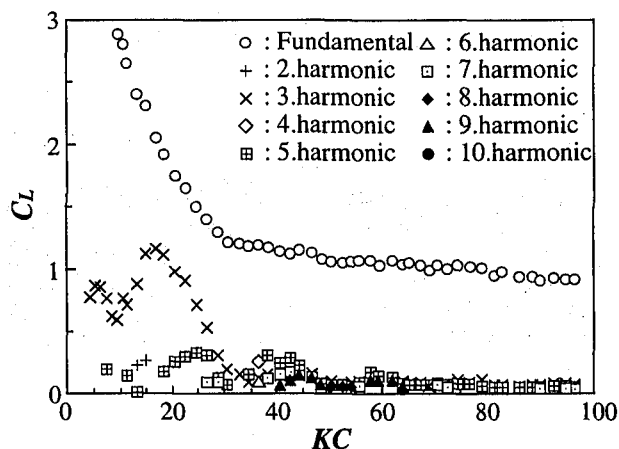
図-11 流速変動に対する F_L の f_0 成分の位相差 ϕ_L

対応して非対称渦が形成されるため $(C_L)_{rms}$ 値に大きな変化を生じないものと推定される。円柱の $(C_L)_{rms}$ 値に比べて各迎え角ともに相対的に大きな値を示す。

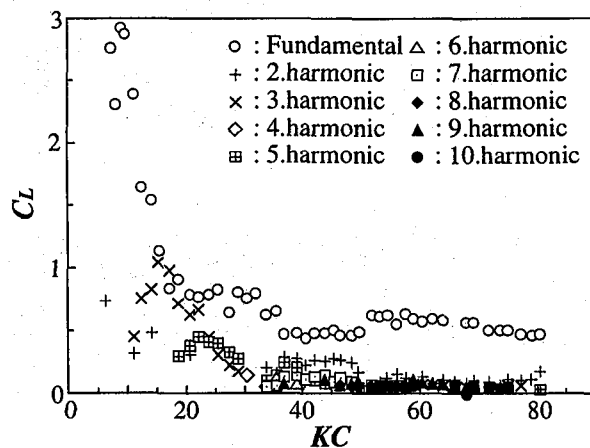
図-11(a),(b)には、流速変動に対する直角方向流体力 F_L の f_0 成分の位相差 ϕ_L を示す。 α が小さい $\alpha=15^\circ, 30^\circ$ の図-11(a)に示すように、低 KC 数領域では KC 数の増加とともに直線的に ϕ_L の遅れが大きくなるが $KC>50$ の領域では ϕ_L



(a) $\alpha=15^\circ$



(b) $\alpha=45^\circ$



(c) $\alpha=75^\circ$

図-12 C_L に占める各周波数成分のスペクトル強さ

$L \approx -0.95\pi$ でほぼ一定の値を示す。図-11(b)には α が大きい $\alpha=45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ の場合を示すが低 KC 数領域では α が小さいほど ϕ_L の遅れが大きい。また、 $\alpha=60^\circ, 75^\circ$ の場合は進みと遅れを交互に示しながら次第に漸減する。 $KC>50$ の領域では α が小さい場合と同様に $\phi_L \approx -0.95\pi$ でほぼ一定の値を示す。

図-12(a)~(c)に C_L のFFT周波数解析による振動周波数の整数倍の各周波数成分のスペクトルの強さの例として $\alpha=15^\circ, 45^\circ, 75^\circ$ の場合をそれぞれ示す。各迎え角ともに KC 数全体を通じて基本周波数成分 f_0 が最も卓越する。

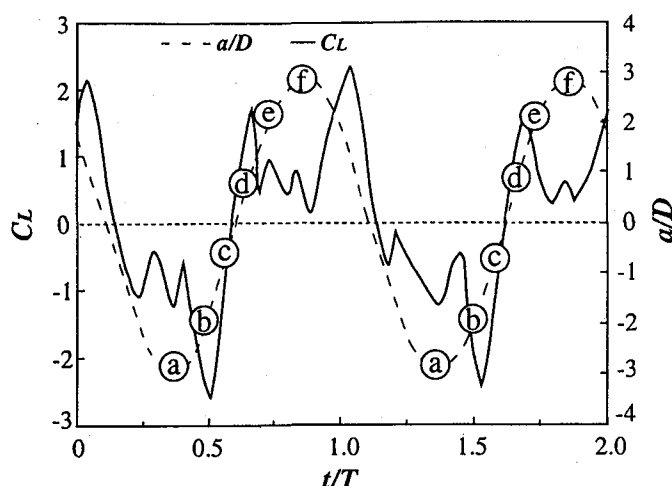


図-13 直角方向流体力波形 ($\alpha=75^\circ, KC=17.0$)

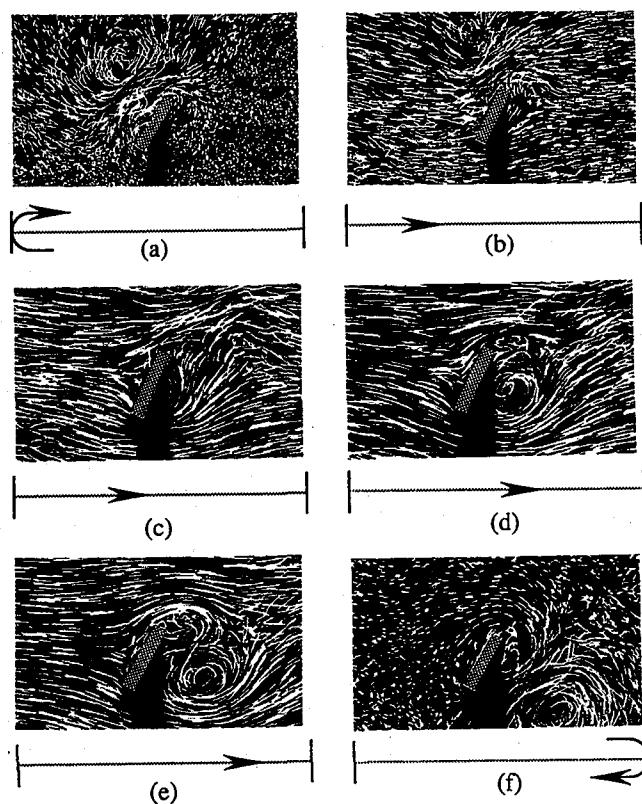


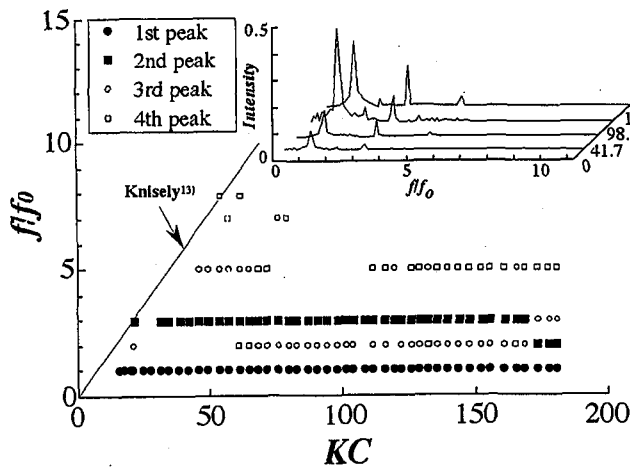
図-14 流れパターンの時間履歴 ($\alpha=75^\circ, KC=17.0$)

る。また、低 KC 数領域で3倍周波数成分が卓越し、ピークが現れる。 $\alpha=30^\circ \sim 75^\circ$ の場合、この3倍周波数成分の卓越に対応して流れパターンは「ダブルペア」の流れパターンが現れる。さらに図-11(b)に示す $\alpha=75^\circ$ の場合、 ϕ_L の遅れる KC 数領域に対応して、図-12(c)に示すように C_L に占める3倍周波数成分および5倍周波数成分が卓越することがわかる。

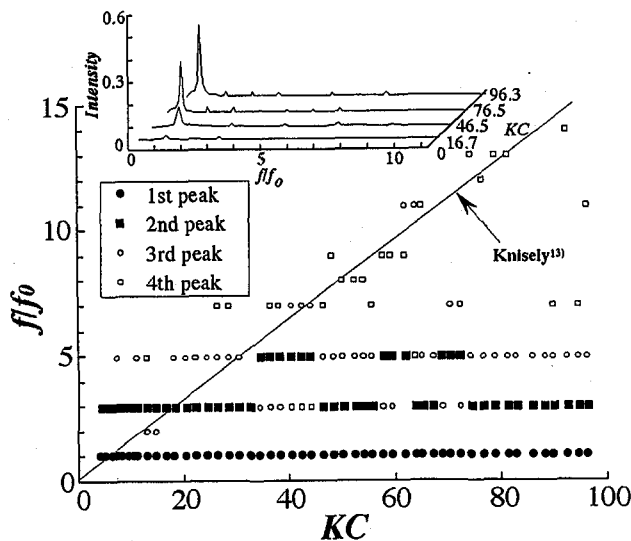
図-13に $\alpha=75^\circ$ の場合の「ダブルペア」領域の直角方向流体力波形を示す。図-13中の記号は、半周期間を撮影した図-14のおおのの連続写真の(a)~(f)に対応しており、振動変位 a/D の正の傾きが、左から右方向への流れに相当する。この場合、円柱の場合¹⁰⁾と同様に前の半周期に放出された図-14(a)の平板の左上部に存在する渦が次の半周期の図-14(b)に示されるように残存したまま図-14(c)において新たに平板の上側から放出した渦とともに振動方向に流される。図-14(d)で下側からの渦が成長し、図-14(e)及び半周期の終わりの図-14(f)では、下側の渦が放出され、再び上側からの渦が成長し、その結果として左上方の遠方領域と物体近傍に2組の渦のペアが現れる。このような半周期間の3つの渦の成長・放出の繰り返しにより3倍周波数成分が卓越する周期的な流体力変動が生ずる。

7. 直角方向流体力の変動周波数と一様流中のストローハル数との比較

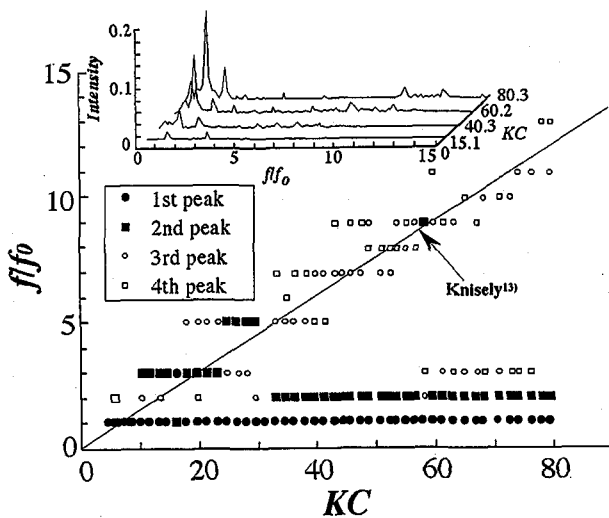
図-15(a)~(c)にそれぞれ $\alpha=15^\circ, 45^\circ, 75^\circ$ の場合の直角方向流体力 F_L の卓越周波数 f と振動基本周波数 f_0 との比 ff_0 を示す。なお、図-15中には一様流中における St 値($=fD/U$)から $U=U_m$ として算出した ff_0 の変化も示す。各周波数成分のフーリエスペクトルの強度分布をそれぞれ図-15の付図に示すが、 F_L のスペクトル分布は、振動周波数 f_0 の整数倍にピークが分布する。 $\alpha=15^\circ$ の場合には、 ff_0 は KC 数全域において、一様流中の St 数値とは異なり、高次周波数成分よりも低次の周波数成分が卓越することがわかる。一方、 $\alpha=45^\circ$ の場合、 KC 数の増加に伴い一様流の St 数の結果の近傍に卓越した周波数成分が分布し、さらに $\alpha=75^\circ$ の場合には3番目及び4番目に卓越する周波数成分が実線で示す一様流の結果に沿って振動流中の渦の卓越周波数 f は KC 数の増加とともに振動周波数 f_0 の整数倍で階段状に分布する。このように迎え角 α が大きくなるにつれ、カルマン渦タイプの交互渦の放出に伴って高次周波数成分が卓越する。しかし、 $\alpha=15^\circ$ のように α が小さい場合には、はく離領域が小さく、特に高 KC 数領域においては準定常的に物体近傍で形成される非対称なはく離パターンに対応して基本周波数 f_0 で変動する大振幅の直角方向流体力が支配的である。一方、 $\alpha=45^\circ, 75^\circ$ の場合の振動流中における後流渦の周波数は、円柱や正方形柱の場合と同様に、高 KC 数領域において、振動流に制御されていることがわかる。



(a) $\alpha=15^\circ$



(b) $\alpha=45^\circ$



(c) $\alpha=75^\circ$

図-15 F_L の卓越周波数 f と振動基本周波数 f_0 との比 f/f_0

8. 結 論

U字管振動流発生装置によって発生した振動流中に種々な迎え角 $\alpha=0^\circ \sim 90^\circ$ の平板を固定して、作用する流体力の測定と流れの可視化を行った。主な結論は以下の通りである。

(1) 振動方向流体力 F_m の位相差 ϕ_F は、 $\alpha=0^\circ$ の場合を除いて正方形柱($\alpha=0^\circ$)の場合よりも円柱の場合に定性的に類似した変化を示し、 $KC>20$ で ϕ_F の遅れが急激に大きくなり、高 KC 数領域において $\phi_F=-0.9\pi$ でほぼ一定の値に収束する。

(2) モリソンの式の C_D 値は、いずれの迎え角ともに KC 数の増加に伴い一様流中の C_D 値に漸近する。また、 C_D 値の変化は最大流速時の後流の流れパターンに、またモリソンの式の C_M 値の変化は流速零時の物体近傍流れパターンの変化に良く対応する。

(3) 直角方向流体力 F_L の位相差 ϕ_L は、低 KC 数領域において α が小さい $\alpha=15^\circ, 30^\circ$ の場合は KC 数の増加とともに直線的に ϕ_L の遅れが大きくなるが、 α が大きい $\alpha=45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ の場合は α が小さいほど ϕ_L の遅れが大きく、特に $\alpha=60^\circ, 75^\circ$ の場合は、進みと遅れを交互に繰り返しながら次第に漸減する。 $KC>50$ の領域ではいずれの α ともに $\phi_L \approx -0.95\pi$ でほぼ一定の値を示す。

(4) $\alpha=30^\circ \sim 75^\circ$ の場合、直角方向流体力における3倍周波数成分の卓越領域で「ダブルベア」の流れパターンが現れる。

(5) 流れの可視化により、物体近傍流れパターンと直角方向流体力の関係を調べ、渦の形成・成長・放出と直角方向流体力の波形変化は良い対応を示した。

(6) 平板の直角方向流体力の卓越周波数は、 α が大きくなるにつれて一様流における St 数変化の直線に沿って振動周波数の整数倍で階段状に分布し、振動流に後流渦は制御されている。

謝辞： 本研究は、金沢大学と住友ゴム工業(株)の共同研究の成果の一部であり、また本実験を遂行するにあたり当時、金沢大学学部に中筋信弥君に協力をいただいた。記して関係各位に感謝の意を表す。

参考文献

- 1) Sarpkaya, T. and Issacson, M. : *Mechanics of wave forces on offshore structures*, Van Nostrand Reinhold Company, pp. 52-149, 1981.
- 2) Sarpkaya, T. : Vortex shedding and resistance in harmonic flow about smooth and rough circular cylinders at high Reynolds numbers, *Tech. Rep. NPS-59SL76021*, Naval Postgraduate School, Monterey, CA, 1976.
- 3) Obasaju, E. D., Bearman, P. W. and Graham J. M.

- R. : A study of forces, circulation and vortex patterns around a circular cylinder in oscillating flow, *J. Fluid Mech.* **196**, pp. 467-494, 1988.
- 4) Williamson, C. H. K. : Sinusoidal flow relative to circular cylinders, *J. Fluid Mech.* **155**, pp. 141-174, 1985.
 - 5) Tatsuno, M. and Bearman, P. W. : A visual study of the flow around an oscillating circular cylinder at low Keulegan-Carpenter numbers and low Stokes numbers, *J. Fluid Mech.* **211**, pp. 157-182, 1990.
 - 6) 石綿良三・大橋秀雄 : 往復振動流中の円柱に作用する流体反力 (第1報 正弦的振動時), 日本機械学会論文集, **50-449**, B, pp. 265-272, 1984.
 - 7) 田才福造 : 円柱の流体力係数 C_M , C_D に関する実験的研究についての一考察, 九州大学応用力学研究所報, **57**, pp. 61-88, 1982.
 - 8) Maull, D. J. and Milliner, M. G. : Sinusoidal flow past a circular cylinder, *Coastal Eng.*, **2**, pp. 149-168, 1978.
 - 9) Sortland, B. : Force measurements in oscillating flow on ship sections and circular cylinders in a U-tube water tank, Marine Technology Centre Trondheim, *Norway Rep. No. UR-86-52*, 1986.
 - 10) Okajima, A., Matsumoto, T. and Kimura, S. : Force measurements and flow visualization of circular and square cylinders in oscillatory flow, *JSME Int. J.*, **41-4**, B, pp. 796-805, 1998.
 - 11) 岡島厚・松本達治・木村繁男 : 振動流中に置かれた種々な断面辺長比の矩形柱周りの流れ特性, 日本機械学会論文集, **65-635**, B, pp. 2243-2250, 1999.
 - 12) 岡島厚・松本達治・木村繁男 : 振動流中に置かれた種々な迎え角の正方形周りの流れ特性, 日本機械学会論文集, **65-640**, B, pp. 3941-3949, 1999.
 - 13) Knisely, C. W. : Strouhal number of rectangular cylinders at incidence ; A review and new data, *J. Fluids Struct.*, **4**, pp. 371-393, 1990.
 - 14) Lighthill, M. J. : The response of laminar skin friction and heat transfer to fluctuations in the stream velocity, *Proc. Roy. Soc. 1*, **224**, pp. 1-23, 1954.

(1999 年 9 月 17 日受付)