

新型水車の揺動羽の挙動および流体力に関する数値解析

高地 健¹・榎田 真也²・巽 龍太郎³
富澤 洋介⁴・川崎 秀明⁵・石田 啓²

Numerical Study on the Behavior of Yawing Blade and Fluid Force of New Type Waterwheel

Ken TAKACHI¹, Shinya UMEDA², Ryuutarou TATSUMI³,
Yousuke TOMIZAWA⁴, Hideaki KAWASAKI⁵ and Hajime ISHIDA²

Abstract

This paper presents the results of a numerical investigation on the flow field and the fluid force acting on a yawing blade of a new type waterwheel in unidirectional flow. Because the performance of the waterwheel heavily depends on the behavior of the spring-supported blades, we examined the effects of the spring stiffness coefficient and the rotational speed of waterwheel on the torque magnitude. Flow was simulated by solving the unsteady Navier-Stokes equations, in the Arbitrary Lagrangian-Eulerian formulation. Descriptions are given of the interaction between the viscous fluid and the blade. The results indicate that properly controlling of the spring coefficient is important to get a larger net force during one rotation. The net force becomes large when the wheel rotates at a speed of about 0.4 times as fast as the velocity of the main flow. Fairly good agreements have been obtained between the numerical results and the experimental for the relationship between the net force and the rotational speed.

Key Words : water power, waterwheel, yawing blade, fluid force, torque, vortex, ALE

1. 序 論

環境負荷がなく, 再生可能なエネルギー資源の利用技

術の実用化は, 人類の持続可能な開発を可能とする上で
の21世紀の重要課題である。この問題に対して, 太陽光,
風力, 生物エネルギーなど多様な環境保全型エネルギー

¹金沢大学大学院自然科学研究科博士後期過程環境科学専攻: Graduate School of Natural Science and Technology, Kanazawa University, 2-40-20 Kodatsuno, Kanazawa, Ishikawa, Japan, Zip. 920-8667

²金沢大学工学部土木建設工学科: Department of Civil Engineering, Kanazawa University, 2-40-20 Kodatsuno, Kanazawa, Ishikawa, Japan, Zip. 920-8667

³金沢大学大学院自然科学研究科博士前期過程環境基盤工学専攻: Graduate School of Natural Science and Technology, Kanazawa University, 2-40-20 Kodatsuno, Kanazawa, Ishikawa, Japan, Zip. 920-8667

⁴国土技術政策総合研究所: National Institute for Land and Infrastructure Management, 1, Asahi, Tsukuba, Ibaraki, Zip. 305-0804

⁵ダム技術センター: Japan Dam Engineering Center, 2-4-5 Azabu, Minato, Tokyo, Japan, Zip. 106-0041

に関する研究が進められている。日本海域の海象条件を考えると、長い海岸線に作用する波浪の持つエネルギーを有効利用するための技術開発は重要な研究課題の一つである。これに対して、著者らは、波浪および河川流から効率的にエネルギーを抽出するための水車に関する研究を行ってきた^{1), 2)}。これは、防波堤および堰、水門からの流出水やダムからの放流水などの持つ運動エネルギーを有効利用するためのものである。その特色は、流水中に小型の水車システムを単体で設置できるため、大規模な水力発電施設に比べて環境負荷が非常に小さいこと、既存の水利構造物周辺で発生する急流部に設置することで護岸や河床などに作用していた過大な流体力を低減化すること、および圧縮空気製造装置を水車軸に直結させることにより水質環境改善用エアレーションやエアモーター発電などへの利用を図ることにある。

水力エネルギーを抽出するための水車については、流れの性状に応じて様々な形式のものが開発されている。管路流れに対しては、ペルトン水車、クロスフロー水車、ダリウス型水車など多様な水車が開発・使用され、その性能特性や設計方法について豊富な知見が蓄積されている^{3), 4)}。一方、開水路流れにおいては、流しかけ水車が古くから普及しているが⁵⁾、その他の水車形式の開発は十分とは言えない。流しかけ水車は、水深に対して水車の直径が非常に大きく、水路上部の空間を占有する。これは、既存構造物周辺の急流部へ水車を設置する場合に問題となる。また、管路流れに適した水車を開水路流れへ応用するには、水深変化に対応するために新たな導水

設備が必要となるので、技術的および経済的に大きな問題を伴うと予想される。そこで、既存の水利構造施設における開水路流れの特性に適した形式の新たな水車の開発を進めることが重要である。

著者らが考案した「揺動羽型水車」の模型を写真1に示す。その羽は偏心自転軸を持ち、バネ支持されている(図1)。羽は、流水抵抗(流体力)とバネの復元力の釣合う迎角まで揺動回転する。復元バネ強度を適切に調整することにより、揺動羽の迎角は水車の回転とともに図1のように変化する。羽1~羽3の位置にかけて大きな回転力を受け、逆流抵抗が生じる羽4付近では羽は流れに平行になり、反回転力を低減する。本水車は、羽4の位置以外の全周で回転力を得るよう設計したものであるが、その出力性能は揺動羽の挙動に大きく依存する。したがって、本水車の最適設計を行う上で、復元バネの強度および水車の回転数と揺動羽の挙動・流体力との関係を明らかにする必要がある。

そこで、本研究では、1枚の揺動羽に着目して、周辺の流体場、流体力および羽の運動を詳細に数値解析し、揺動羽式水車の性能特性に関する基礎的な知見を得ることを目的とする。解析方法は、移動一般曲線座標系に変換したNavier-Stokes方程式を用いて流体場を、一軸自由回転系として羽の運動を計算し、両者を連成的に解析するものである。本論では、まず、解析方法を説明し、バネ強度および回転数に依存して生じる羽挙動の変化、周辺の渦流れおよび流体力の関連を明らかにする。さらに、水車のトルクおよび出力係数を算出し、バネ強度と回転

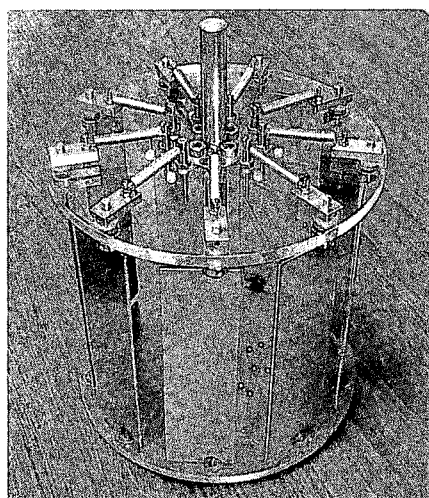


写真1 揺動羽型水車の模型

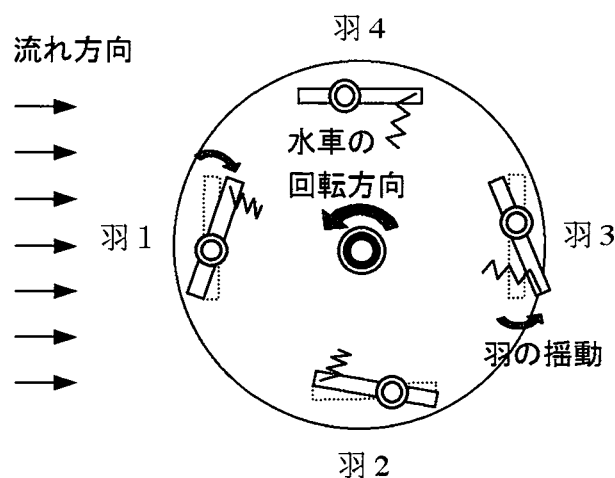


図1 揺動羽型水車の回転原理

数との関係を検討する。

2. 解析方法

2.1 支配方程式

回転運動する揺動羽周辺の流れ場の解析は移動境界問題となる。そこで、流体の運動方程式として、非圧縮性 Navier-Stokes 方程式を Arbitrary Lagrangian-Eulerian (ALE) 法に基づいて記述した次式を用いる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (u - u_s) \frac{\partial u}{\partial x} + (v - v_s) \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + (u - u_s) \frac{\partial v}{\partial x} + (v - v_s) \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (2)$$

ここで、 t は時間、 (x, y) は座標、 (u, v) は流速、 p は圧力、 Re はレイノルズ数を表す。また、 (u_s, v_s) は計算格子点の移動速度である。

さらに、任意形状の境界面を持つ流れ場を精度良く解析するために、基礎方程式を一般曲線座標系に変換し、境界適合格子を用いた解析を行う。物理空間座標 (x, y) から計算空間座標 (ξ, η) へ座標変換した基礎方程式は次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{J} \left[(u - u_s) \frac{\partial y}{\partial \eta} - (v - v_s) \frac{\partial x}{\partial \eta} \right] \frac{\partial u}{\partial \xi} \\ + \frac{1}{J} \left[(v - v_s) \frac{\partial x}{\partial \xi} - (u - u_s) \frac{\partial y}{\partial \xi} \right] \frac{\partial u}{\partial \eta} \end{aligned} \quad (3)$$

$$= -\frac{1}{J} \left(\frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial p}{\partial \xi} - \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial p}{\partial \eta} \right) + \frac{1}{\text{Re}} \bar{\Delta} u$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{J} \left[(u - u_s) \frac{\partial y}{\partial \eta} - (v - v_s) \frac{\partial x}{\partial \eta} \right] \frac{\partial v}{\partial \xi} \\ + \frac{1}{J} \left[(v - v_s) \frac{\partial x}{\partial \xi} - (u - u_s) \frac{\partial y}{\partial \xi} \right] \frac{\partial v}{\partial \eta} \end{aligned} \quad (4)$$

$$= -\frac{1}{J} \left(\frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial p}{\partial \eta} - \frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial p}{\partial \xi} \right) + \frac{1}{\text{Re}} \bar{\Delta} v$$

ここで、 $\bar{\Delta}$ は一般曲線座標系での Laplace 演算子であり、次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \bar{\Delta} \phi = \frac{1}{J^2} \left(\alpha \frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi^2} - 2\beta \frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi \partial \eta} + \gamma \frac{\partial^2 \phi}{\partial \eta^2} \right) \\ + \frac{1}{J^3} \left[\left(\alpha \frac{\partial^2 x}{\partial \xi^2} - 2\beta \frac{\partial^2 x}{\partial \xi \partial \eta} + \gamma \frac{\partial^2 x}{\partial \eta^2} \right) \left(\frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial \phi}{\partial \eta} - \frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right) \right. \\ \left. + \left(\alpha \frac{\partial^2 y}{\partial \xi^2} - 2\beta \frac{\partial^2 y}{\partial \xi \partial \eta} + \gamma \frac{\partial^2 y}{\partial \eta^2} \right) \left(\frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial \phi}{\partial \xi} - \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right) \right] \end{aligned} \quad (5)$$

また、 J, α, β, γ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} J = \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial y}{\partial \eta} - \frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial y}{\partial \xi}, \quad \alpha = \left(\frac{\partial x}{\partial \eta} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \eta} \right)^2, \\ \beta = \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial x}{\partial \eta} + \frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial y}{\partial \eta}, \quad \gamma = \left(\frac{\partial x}{\partial \xi} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \xi} \right)^2 \end{aligned} \quad (6)$$

揺動羽の運動は、水車軸回りの公転および羽軸回りの自転の2つの運動に分けて考える(図1)。公転運動に関しては、水車が定速回転すると仮定し、対応する羽の移動速度を境界条件として与える。一方、自転運動については、羽軸回りに剛体羽が自由回転すると考え、その運動方程式として次式を用いる。

$$\frac{d^2 \phi}{dt^2} + c \frac{d\phi}{dt} + k\phi = \frac{M}{I} \quad (7)$$

ここで、 ϕ は羽の弾性中心(羽の公転軌道の接線方向)からの偏角である(図2)。また、 I は羽の慣性モーメント、 c は減衰係数、 k は弾性係数、 M は流体運動によって発生する羽軸周りのモーメントである。

2.2 計算方法

流れ場の時間発展の計算は MAC 法に従い、次の圧力に関する Poisson 方程式を用いる⁶⁾。

$$\begin{aligned} \bar{\Delta} p = -\frac{1}{J^2} \left[\left(\frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial u}{\partial \xi} - \frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial u}{\partial \eta} \right)^2 \right. \\ \left. + 2 \left(\frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial u}{\partial \eta} - \frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial u}{\partial \xi} \right) \left(\frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial v}{\partial \xi} - \frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial v}{\partial \eta} \right) + \left(\frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial v}{\partial \eta} - \frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial v}{\partial \xi} \right)^2 \right] \\ + \frac{1}{J \delta t} \left(\frac{\partial y}{\partial \eta} \frac{\partial u}{\partial \xi} - \frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial u}{\partial \eta} + \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial v}{\partial \eta} - \frac{\partial x}{\partial \eta} \frac{\partial v}{\partial \xi} \right) \end{aligned} \quad (8)$$

ここで、 δt は時間刻み幅を表す。

基礎方程式(3)、(4)および(8)の差分近似の際には、数値的な安定性を重視して、時間微分に陰的な Euler スキームを用いた。空間微分は、対流項以外はすべて2次精度の中心差分を用い、対流項の差分化に対しては、次式で表される3次精度の風上差分を用いた⁷⁾。

$$\begin{aligned} \left(g \frac{\partial u}{\partial \xi} \right)_{i,j} \equiv g_{i,j} \frac{-u_{i+2,j} + 8(u_{i+1,j} - u_{i-1,j}) + u_{i-2,j}}{12\delta\xi} \\ + |g_{i,j}| \frac{u_{i+2,j} - 4u_{i+1,j} + 6u_{i,j} - 4u_{i-1,j} + u_{i-2,j}}{4\delta\xi} \end{aligned} \quad (9)$$

また、羽運動を表す常微分方程式(7)の解法には、2次精度の台形スキームを適用した。なお、外力モーメント M は、1つ前の時間ステップでの値を用いて陽的に評価し

たものを使用した。

流体場と揺動羽との連成計算の手順は次の通りである。まず、流体解析で得られた圧力と速度から羽表面に作用する圧力分布とせん断力分布を求め、羽軸回りのモーメント M を計算する。次に、式(7)の右辺にその値を代入して、羽の迎え角 ϕ を求める。次の時間ステップでは、羽の迎え角の変化と水車の公転運動に応じて羽を移動させ、その周辺に格子を新たに形成する(図3)。次に、各格子点の移動速度を求め、式(3)および式(4)に代入すると共に、羽表面上の格子移動速度を流体の移動境界条件として与え、流体場の計算を行う。以上の過程を繰り返すことで、流体と羽の非定常な運動を計算することができる。

2.3 解析条件

図2に示すような、一様流中で反時計回りに定速回転する羽周辺の流体場の解析を行う。水車の軸に原点 o をとり、流れ方向に x 軸、直交方向に y 軸とした。羽軸を a 点とし、羽軸は羽長を $1:2$ に分割する位置に固定した。羽の位置は、 x 軸から反時計回りの角度 θ で表す。羽軸の軌道半径 R' は羽長 L' の2倍とする。羽周辺の流れ場は、羽長を代表長さ L' 、一様流速を代表速度 U_0' とすると、次式で示される Reynolds 数および周速比 V_r により特徴づけられる。

$$\text{Re} = \frac{U_0' L'}{\nu}, \quad V_r = \frac{V_r'}{U_0'} \quad (10)$$

ここで、 ν は流体の動粘性係数、 V_r' は羽軸 a での接線方向の回転速度である。なお、水車の角速度 ω_0' は V_r'/R' で表される。ここで、プライムを付けた変数は有次元量を表す。今回は、Reynolds 数を1000とし、 V_r を0.1から0.6の範囲で計算した。また、羽の運動特性を特徴づける式(7)中の各係数は、次のように無次元化した値を用いる。

$$I = \frac{\Gamma}{\rho' L'^4}, \quad c = \frac{c'}{(U_0'/L')\Gamma}, \quad k = \frac{k'}{(U_0'/L')^2 \Gamma} \quad (11)$$

ここで、 ρ' は流体の密度である。以下では、 $I=0.03$ 、 $c=12.6$ と固定し、弾性係数 k を $0.25k_0$ から $2k_0$ ($k_0=9.87$) の範囲で変化させた。また、無次元流体力 F_i およびモーメント M は次式で定義した。

$$F_i = \frac{F_i'}{\rho' L' U_0'^2}, \quad M = \frac{M'}{\rho' L'^2 U_0'^2} \quad (12)$$

解析にあたっては、図3に示すような羽表面に沿った境界適合格子を用い、周方向に124点、半径方向に90点の格子をとった。計算領域の全体長は半径方向に羽長の約60倍とした。また、時間間隔は $\delta t = 4\pi / (10000 \cdot V_r)$ とし、1回転を10000ステップに分割した。

境界条件は次のように設定した。羽表面の移動境界では、速度は滑り無しの条件として、羽上の格子点の移動速度と流速を一致させた。圧力は境界層近似に基づき、羽面法線方向の圧力勾配ゼロの条件を課した。外部境界の流入側では、一様な定常流速を与え、流出側では速度を外挿した。外部境界での圧力は基準値としてゼロを与えた。初期条件は静止流体場とし、最初に羽が1回転する間に一定流速 U_0' まで加速し、その後、9回転分の計算を行った。今回の計算範囲では、計算開始から3回転

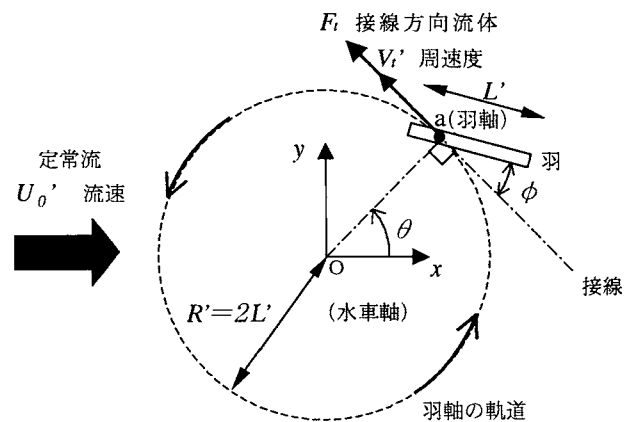


図2 羽の迎角と軸の設定

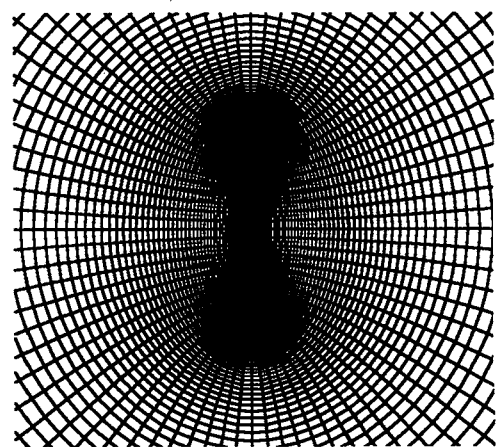


図3 羽付近の格子点の配置

目以降は、羽運動および流体力は周期的に安定することが確認された。

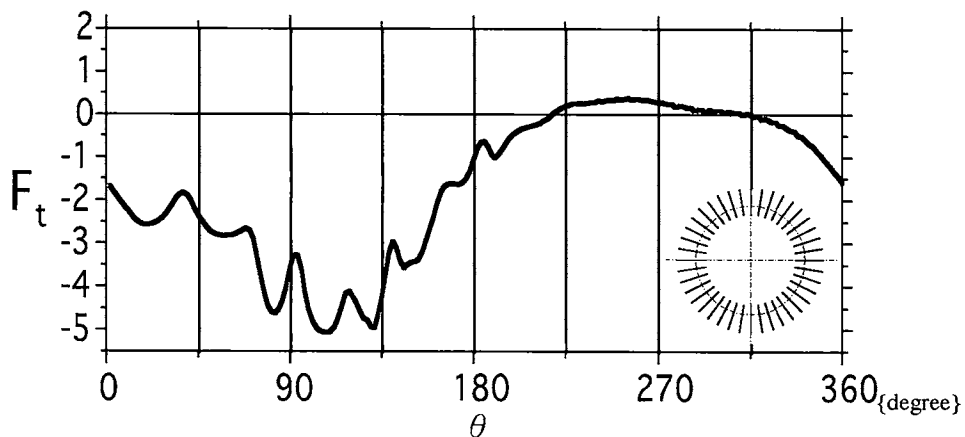
3. 解析結果および考察

3.1 ばね係数に対する羽挙動および流体力の変化

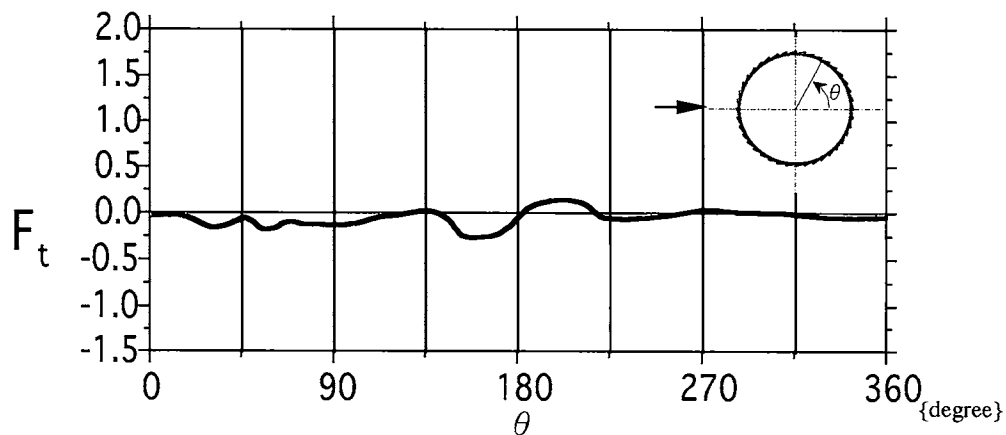
図4は、羽向き $\phi = 90^\circ$ および 0° に固定した羽が周速比 $V_r = 0.5$ で回転する場合の流体力および羽の軌跡を示したものである。流体力 F_t は、一点鎖線で示した羽軸円軌道の接線方向成分（図2参照）の1回転中の変化（羽位置： $\theta = 0^\circ \sim 360^\circ$ ）を表す。水車が回転方向のトルクを受ける場合は $F_t > 0$ 、反回転トルクの場合は $F_t < 0$ となる。 $\theta = 0^\circ \sim 180^\circ$ の間では、流れに向かって羽が移動（逆流状態）し、回転を止める流体力が発生するのに対して、 $\theta = 180^\circ \sim 360^\circ$ の間では、羽は流れを受けるため（順流状態）、回転を促進する流体力を得る。直交羽

の場合（図4(a)）、順流状態での回転方向の流体力に比べて大きな逆回転方向の流体力が逆流状態で発生する。一方、平行羽の場合（図4(b)）、逆流域で生じる反回転流体力を大きく低減することはできるものの、順流域での回転力も減少する。したがって、順流域においては直交羽、逆流域においては平行羽になるように羽向き ϕ を変えることで、回転力を効果的に得ることができると予測される。

次に、羽向き ϕ が変化する揺動羽の運動と流体力を示す。図5は、弾性係数 $k = 0.25k_0$ 、 $0.75k_0$ および $2.0k_0$ の場合の揺動羽の軌跡を示す。図中に羽軸の回転軌道を一点鎖線の円で示した。また、接線方向の流体力 F_t を図6に示す。周速比は全て同じ値 $V_r = 0.5$ である。以下では、復元バネの弾性係数の違いによる羽運動と流体力の変化について考察する。弾性係数に関わらず、 $\theta = 90^\circ$ の時



(a) 直交羽 ($\phi = 90^\circ$)



(b) 平行羽 ($\phi = 0^\circ$)

図4 固定羽に作用する流体力 ($V_r = 0.5$)

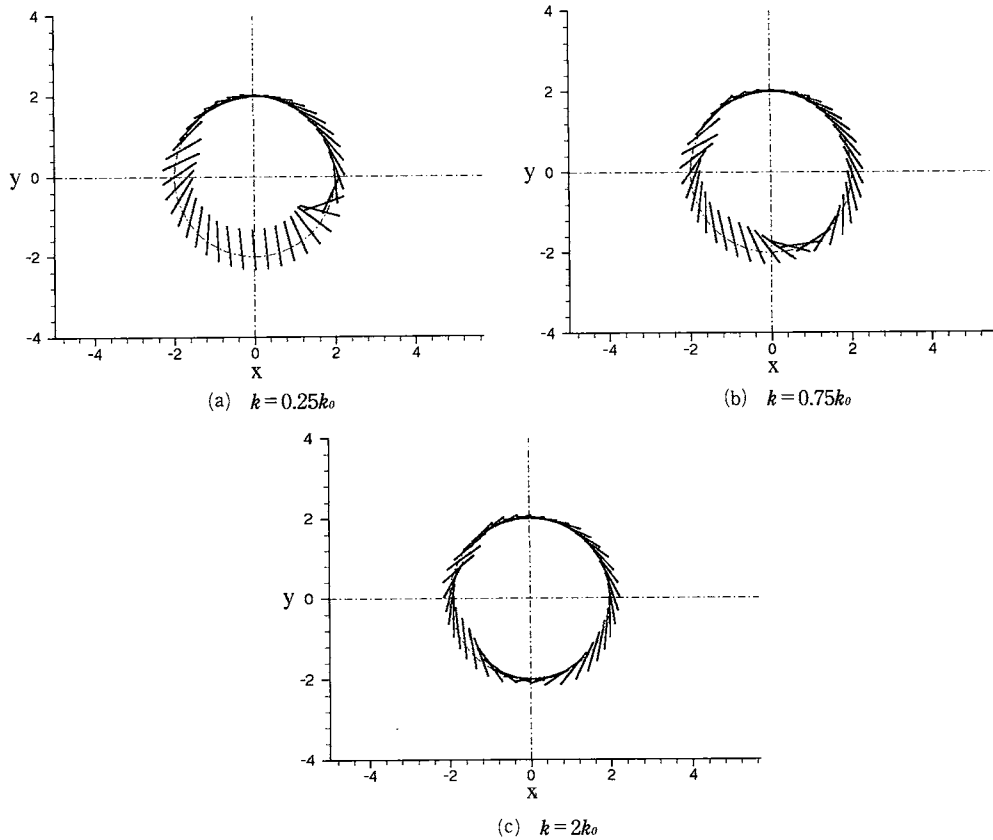


図5 ばね係数の違いによる揺動羽の軌跡の変化 ($V_r=0.5$)

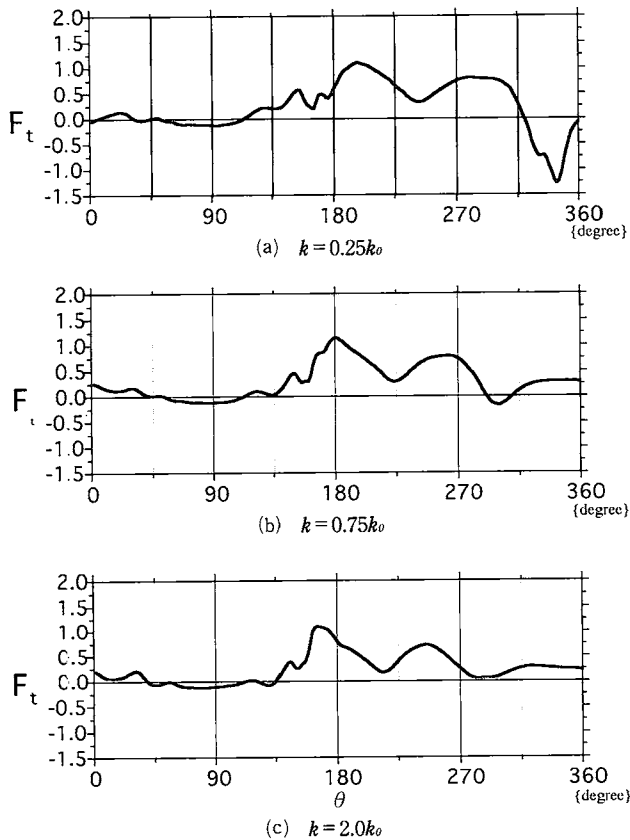


図6 ばね係数の違いによる流体力の変化 ($V_r=0.5$)

の羽向きは流れに平行になるが、 $\theta = 135^\circ \sim 360^\circ$ にかけて、弾性係数の違いが羽の運動に影響を与える。弾性係数は小さい場合（図5(a)）、 $\theta = 270^\circ$ の時の羽向きは流れに対してほぼ直角になることで、大きな流体力 F_t を受ける。その後も $\theta = 270^\circ$ までは羽向きは軌道接線に対して直角に近い角度を維持するので、正の流体力を長時間受けるが、羽向きが大きく変わる $\theta = 340^\circ$ 付近では、逆向きの流体力が発生する。一方、弾性係数が大きい場合（図5(c)）、流体力に対してバネ反力が大きくなるため、羽の揺動は小さくなる。その結果、正の流体力の大きさと発生時間や減少するが、負の流体力の絶対値は減少すると伴にその発生時間は短くなる。よって、1回転を通しての正味の流体力を増やすには、復元バネの弾性係数を適切に設定することが重要である。

3.2 周速比に対する羽挙動および流体力の変化

図7は、復元バネの弾性係数を固定し、回転速度を周速比 $V_r=0.2, 0.4$ および 0.6 と変えた場合の揺動羽の軌跡を示す。対応する羽周辺の圧力分布および流体力 F_t を

図8, 9および10に示す。圧力図では、羽から十分離れた主流域での圧力値を基準値ゼロとし、実線の等圧線で正圧、破線で負圧を表示した。

羽の運動は、逆流域 ($\theta = 0^\circ \sim 180^\circ$) においては、羽向きは羽軸軌道の接線方向に比較的近づいて、順流域 ($\theta = 180^\circ \sim 360^\circ$) においては、流れに対する羽の投影面積が大きくなるよう迎角が変化している (図7)。 $\theta = 90^\circ$ の時、負の接線方向流体力が発生するものの、この時の羽向きは軌道接線にはほぼ平行になるため、その絶対値は非常に小さい値に抑えられている。一方、 $\theta = 180^\circ$ 付近では、大きな流体力が発生し、揺動羽は効果的に回転力を得ていることが良く捉えられている。羽に作用する流体力 F_t の大きさや変動量は周速比によって大きく変化する。

周速比 $V_r = 0.2$ の場合 (図8), $\theta = 0^\circ$ の時、羽は羽軸軌道の接線方向に対して左回りに約45度傾く。その羽の前面には後流渦に伴う低圧、背面には流れがよどむことにより生じる高圧が作用するため、比較的大きな流体力が発生する。しかし、周速比が増加すると、羽向きが接線に平行に近づくと共に、渦が羽から離脱するため、対

応する流体力は減少する。

その後、 $\theta = 90^\circ$ から 135° の間に、流体力は負から正に転じる。その位置は周速比に依らず、 $\theta \approx 120^\circ$ である。一方、正の流体力が得られる θ の範囲は、周速比に反比例する。この間の流体力は大きく変動する。流体力の極大点は、周速比 $V_r = 0.2$ で5つ、 $V_r = 0.4$ で3つ、 $V_r = 0.6$ で1つ存在する。これは、羽背後で発生する渦の個数と対応する。周速比 $V_r = 0.2$ と 0.4 の極値の間隔を実時間に換算するとほぼ同じになり、渦の発生周期は周速比に依らないことが分かった。

$\theta = 135^\circ \sim 270^\circ$ では、羽は羽軸軌道の内側へ押し込まれ、 $\theta = 270^\circ \sim 360^\circ$ では、羽は軌道の外側に張り出すことで、回転方向の流体力を受けている。この特徴は、周速比が小さいほど顕著に現れ、石田ら²⁾の実験観測の結果と良く一致する。 $\theta = 180^\circ \sim 360^\circ$ においては、周速比が小さい程、一様流による羽への相対流速は大きくなる。その結果、羽背後に渦が発達すると共に、バネ反力に対して羽に作用する流体力が増大するため、周速比が小さくなると羽の運動は激しくなる (図7)。1回転間の流体力 F_t の平均値は周速比が小さい程大きくなる。

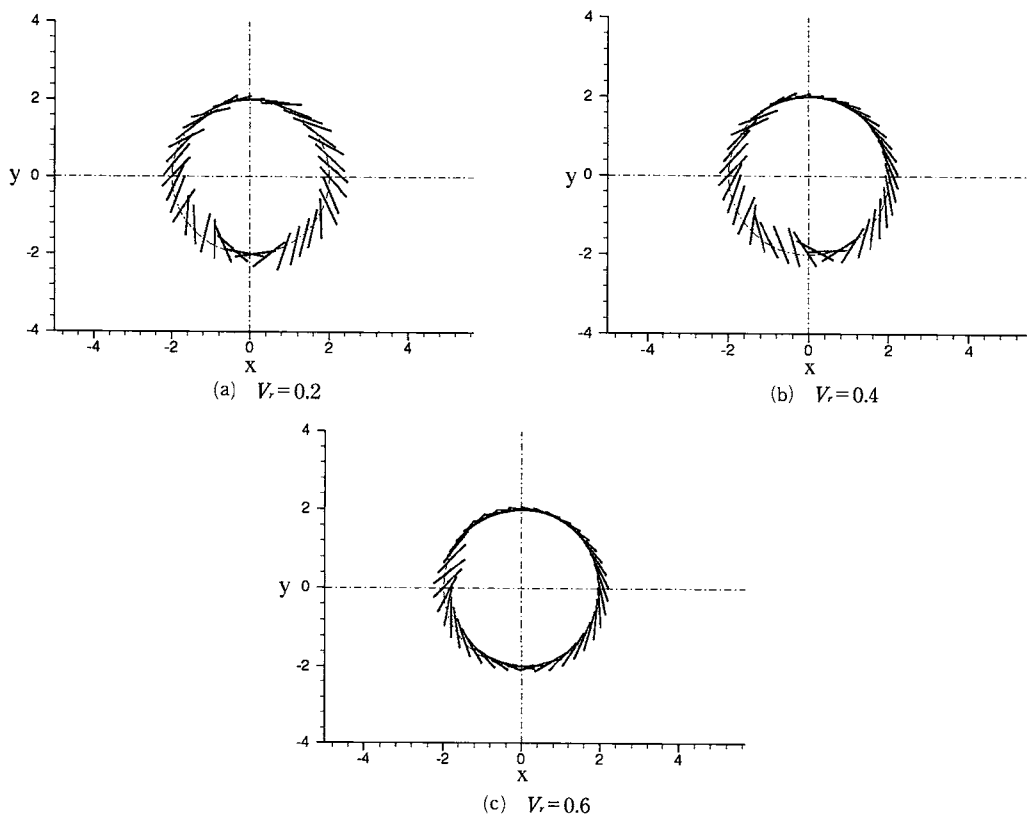
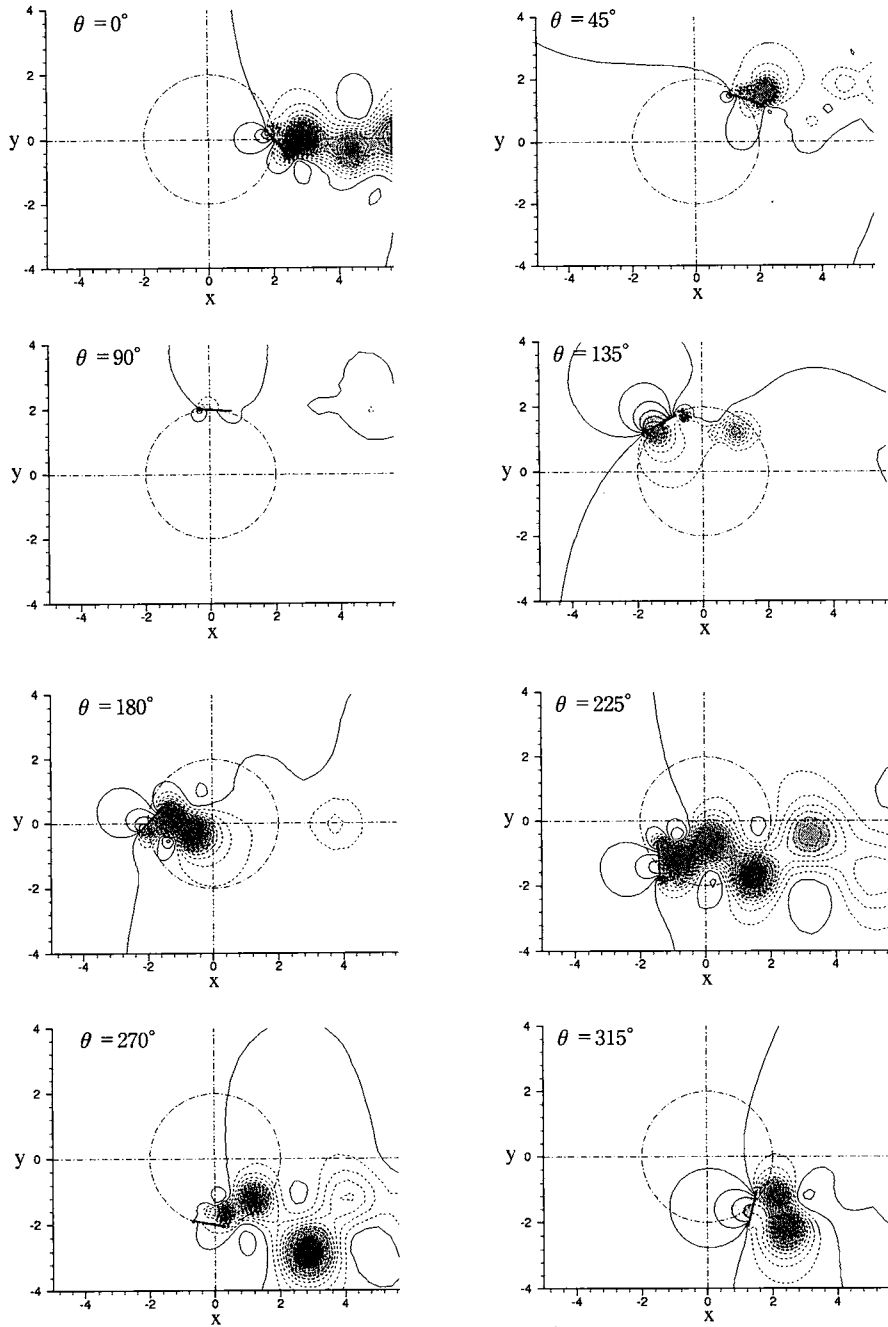
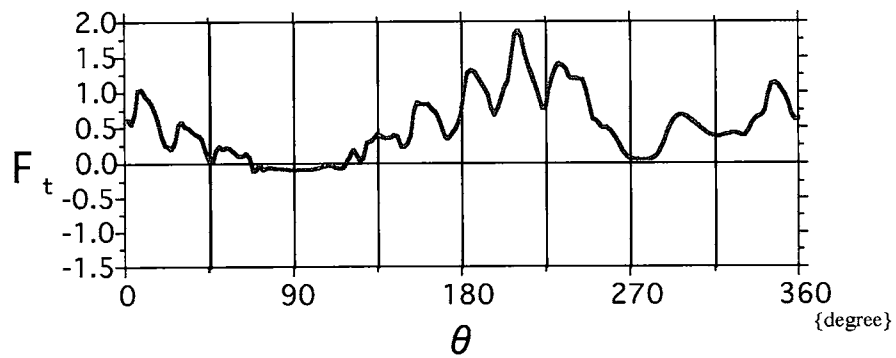


図7 周速比の違いによる揺動羽の軌跡の変化 ($k = k_0$)

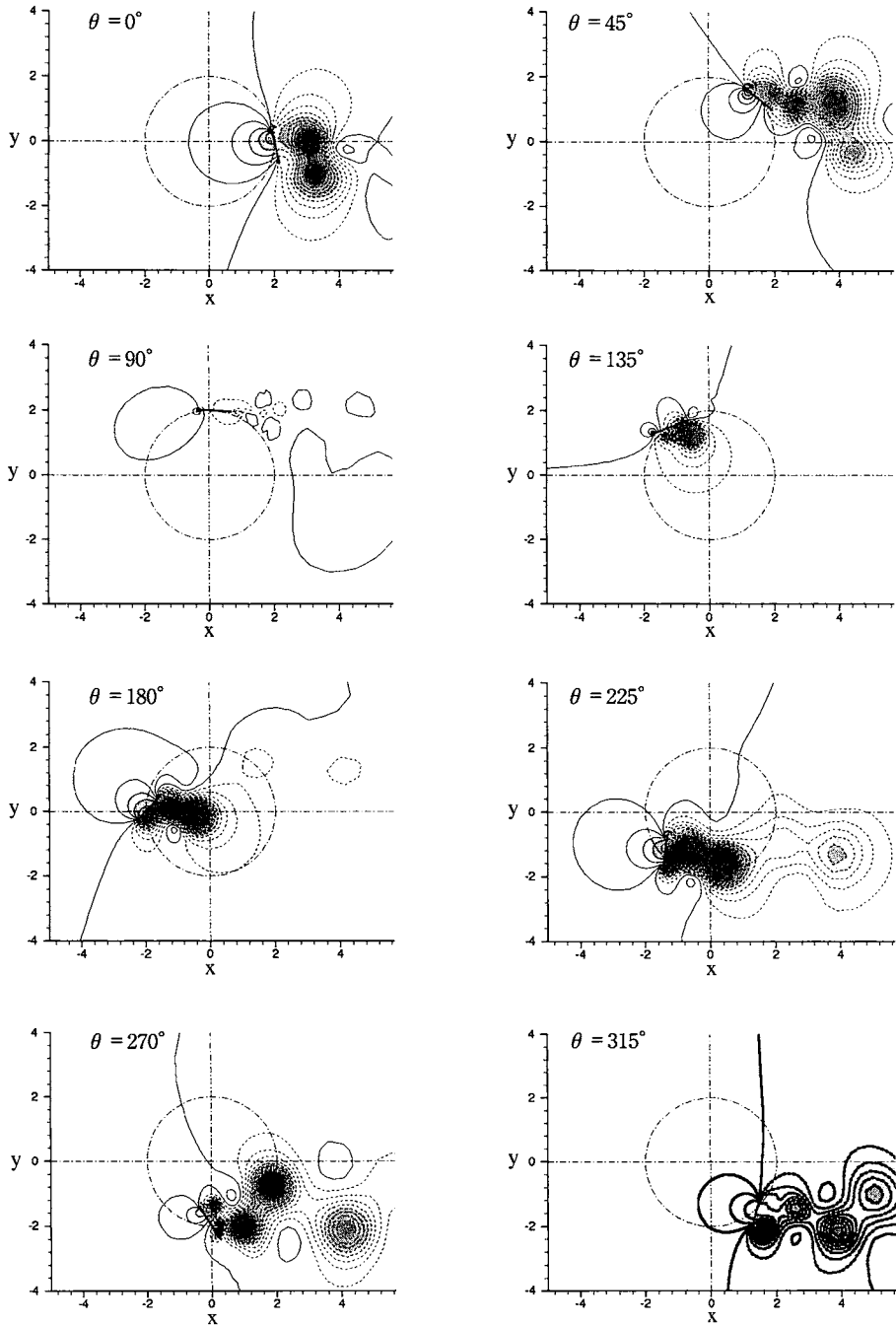


(a) 羽周辺の圧力分布

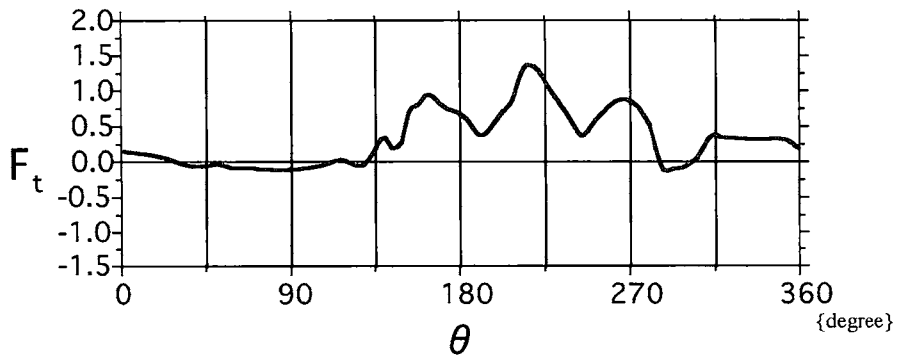


(b) 接線方向流体力

図8 低速回転時の羽周辺の流況および流体力 ($V_r=0.2$, $k=k_o$)

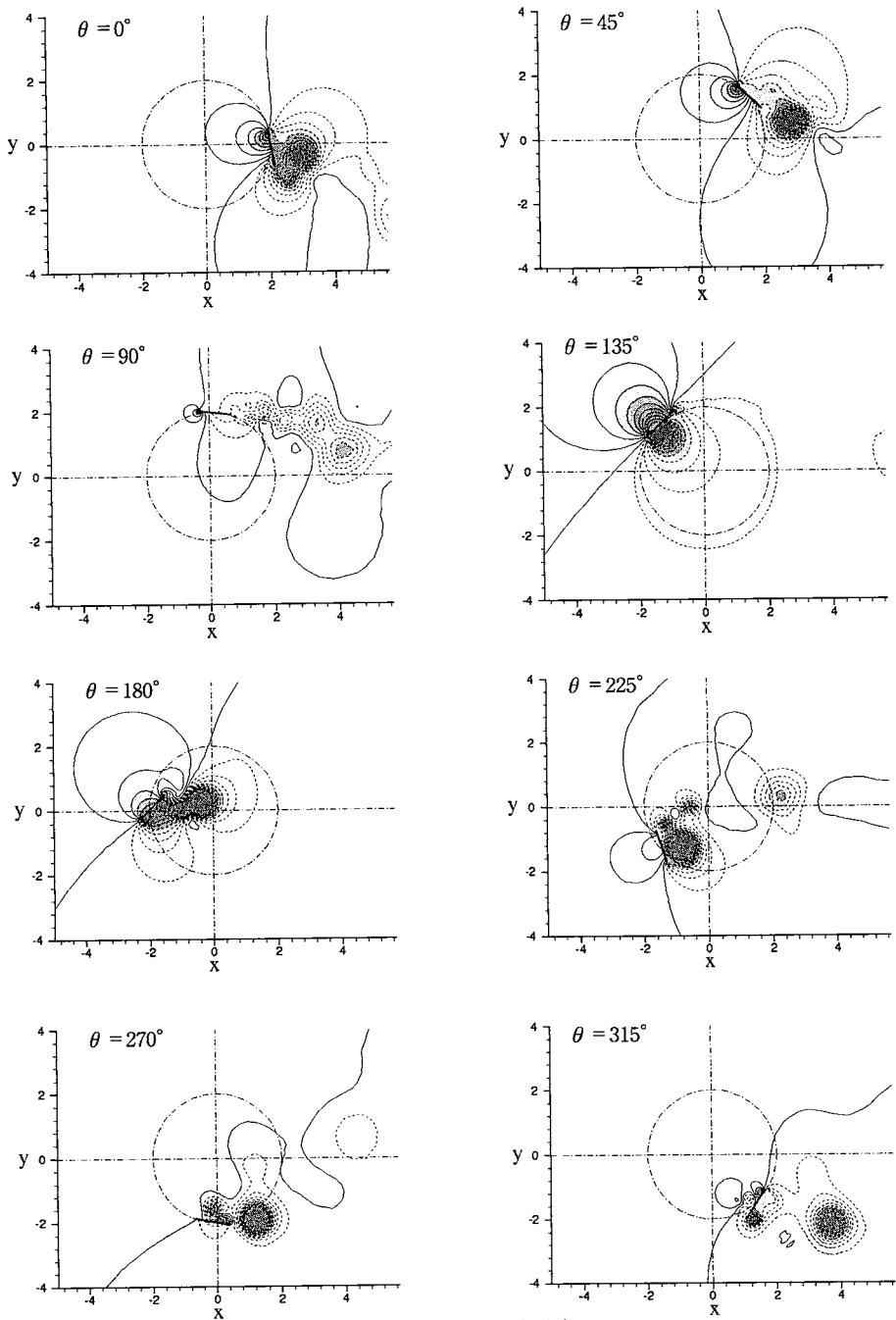


(a) 羽周辺の圧力分布

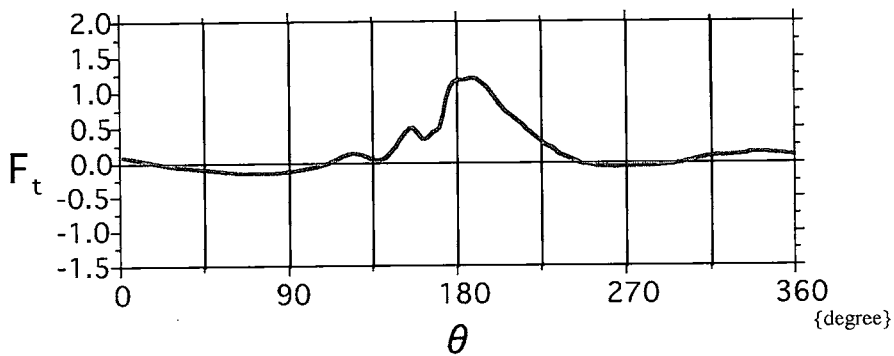


(b) 接線方向流体力

図9 中速回転時の羽周辺の流況および流体力 ($V_r=0.4$, $k=k_0$)



(a) 羽周辺の圧力分布



(b) 接線方向流体力

図10 高速回転時の羽周辺の流況および流体力 ($V_t=0.6$, $k=k_0$)

3.3 トルクおよび出力の算定

本節では、先に得られた揺動羽1枚に作用する流体力によって水車が駆動されると仮定して、水車の基本性能に関する考察を行う。水車の性能に関する代表的な指標として次式で定義されるトルク係数 C_Q およびパワー係数 C_P を算出した。

$$C_Q = \frac{Q}{\frac{1}{2}\rho' U_0'^2 A' R}, \quad C_P = \frac{W}{\frac{1}{2}\rho' U_0'^3 A'} \quad (13)$$

ここで、 Q は水車軸回りのトルク、 W は出力、 A' は水車の投影面積である。 A' は羽軌道の直径 $2R$ を与えた。本解析では、トルク Q および出力 W は次式を用いて求めた。

$$Q = \frac{R}{T} \int_0^T F_t' dt, \quad W = \frac{1}{T} \int_0^T F_t' \cdot V_t' dt \quad (14)$$

ここで、 T は羽が1回転するのに要する時間を表す。式(14)を式(13)に代入して整理すると、各係数は次式で与えられる。

$$C_Q = \frac{1}{2} \bar{F}_t, \quad C_P = \frac{1}{2} \bar{F}_t V_r = V_r C_Q \quad (15)$$

ここで、 \bar{F}_t は、無次元接線方向流体力 F_t の1回転間の平均値である。以下では、各係数値は第3から第10回転までの各周期で得られたデータを平均化した値に基づいて検討する。

図11は、周速比 $V_r=0.5$ の場合の復元バネの弾性係数に対するパワー係数 C_P の変化を示したものである。固定羽の場合、パワー係数は $C_P = -0.0124$ (平行羽, 図4(b)参照), $C_P = -0.41$ (直交羽, 図4(a)参照) と共に負値をとるため、羽の枚数を増やしても水車は回転しない。これに対して、可動羽の場合は正のパワー係数が得られ

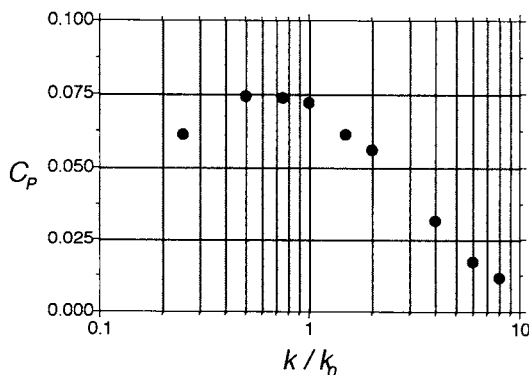


図11 ばね係数に対するパワー係数の変化 (周速比 $V_r=0.5$)

るので、水車は回転できる。弾性係数の違いによる羽挙動の変化に対応して、パワー係数も大きく変化する。弾性係数が $0.5 \sim 0.75k_0$ 周辺でパワー係数は最大となる。弾性係数がそれより小さい場合は $\theta = 340^\circ$ 付近で羽向きが大きく変わる際にトルクが負になるため (図6(a)), 大きい場合は羽向きの変化が十分でないため、パワー係数は低下する。

図12に、弾性係数を $1.0k_0$ の場合の周速比に対するトルク係数の変化を示す。同図には、石田らの実験結果²⁾ および計算結果の近似直線を併記した。計算結果は近似直線付近で多少ばらつくものの、トルク係数は周速比に反比例することが分かる。この特徴は実験結果と同じである。図13は、周速比に対するパワー係数の変化を示す。図中の1点鎖線は、図12のトルクの近似直線から計算されるパワー係数の近似曲線である。周速比 V_r が 0.4 付近でパワー係数 C_P は最大となることが分かる。この特徴も実験結果とほぼ同じであり、本解析により水車の出力特性が良好に再現されていることが分かる。ただし、実験は9枚羽水車を使用したのに対して、本計算では1枚羽の水車を仮定しているため、各係数の値は実験結果に比べて小さい。

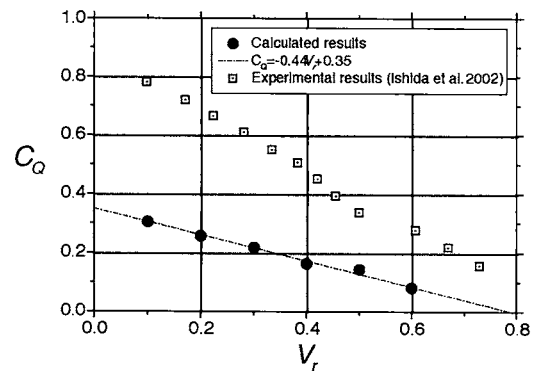


図12 周速比に対するトルク係数の変化 ($k=k_0$)

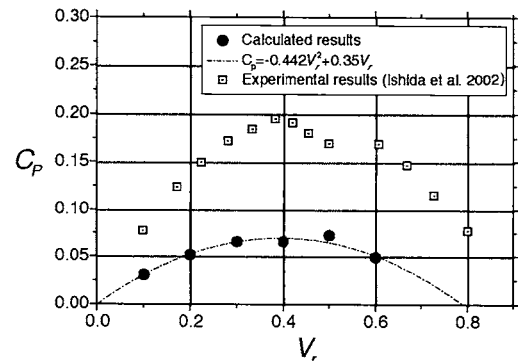


図13 周速比に対するパワー係数の変化 ($k=k_0$)

4. 結 論

一様流中で定速回転する揺動羽式水車に関する、羽と周辺の流体場の連成運動に関する数値解析モデルを構築し、羽周辺の流況、流体力と羽運動との関連について詳細な検討を行った。さらに、その流体力によって駆動される水車の基本性能について考察を加えた。本研究で得られた結果は、次のようにまとめられる。

1. 固定羽と揺動型の可動羽に作用する流体力の変動特性を比較し、揺動羽が逆流域で反回転力を低減し、順流域で高回転力を得られることを確認した。
2. 揺動羽を支持する復元バネの強度の違いが羽運動と流体力に与える影響について検討した。弾性係数が小さい場合、流れに対して羽の迎角は直角に近く、大きな流体力を比較的長時間得ることができるが、 $\theta = 345$ 度付近で羽向きが反転する際に負の流体力が発生する。弾性係数が大きいと、羽の揺動が機能しないため流体力は減少するため、1回転間の平均流体力を増加させるには、弾性係数を適切に調整することが必要である。
3. 回転速度の違いが羽の運動、周辺の渦流れおよび回転方向への流体力の変化に与える影響について検討した。周速比が小さい場合、1回転中に多数の渦が羽背後から発生し、羽向きおよび流体力は激しく変動する。最大流体力は $\theta = 220^\circ$ 付近で発生する。周速比が増加すると、最大流体力は $\theta = 180^\circ$ 付近で発生し、1回転中の流体力変動は小さく、羽向きは安定する。
4. 羽1枚に作用する流体力によって水車が駆動されると仮定し、トルク係数およびパワー係数を算出し、水車の基本性能に関して検討した。復元バネの弾性

係数を調整することで、正のパワー係数を得ることができる。解析によって得られた係数と周速比との関係は、実験結果と全体的に良く一致することが確認され、本解析モデルの定性的な信頼性は検証された。ただし、水車性能を定量的に評価するには、複数枚の羽の運動を解析する必要がある。

謝 辞：最後に、本研究の実行に際し、助力を賜った金沢大学工学部卒業生の板谷城宏君、同大学院修了生の本田将博君、に深甚なる謝意を表する。

参考文献

- 1) 石田 啓・高地 健・大貝秀司, (2000), 波力水車とリニアクラック気筒による海中エアレーション装置の開発, 海洋開発論文集, Vol. 16, pp. 105-110.
- 2) 石田 啓・川崎秀明・高地 健・大貝秀司・榎田真也, (2002), 新型水車による流水エネルギー抽出装置の開発と現地設置, 海岸工学論文集, 第49巻, pp. 711-715.
- 3) 高松康生・古川明德・大熊九州男・下釜康彦, (1984), ダムリウス形横流水車の流体性能に関する研究, 機械学会論文集 (B), 50巻, pp. 2368-2377.
- 4) 福富純一郎・中瀬敬之・山下弘之・蓮井伸二, (1986), クロスフロー水車に関する研究, 機械学会論文集 (B), 52巻, pp. 401-406.
- 5) 後藤真宏・片山秀策・天田高白・佐藤政良, (1998), 矩形断面水路における流し掛け水車の出力特性, 農業土木学会論文集, No. 197, pp. 91-99.
- 6) Harlow, F.H. and Welch, E., (1965), Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface, *The Physics of Fluids*, 8, 12, pp 2182-2189.
- 7) Kawamura, T. and Takami, H., (1986), Computation of high Reynolds number flow around a circular cylinder with surface roughness, *Fluid Dynamics Research*, 1, pp 145-162.