ベックツイン舵に働く流体力に関する数値計算 —二次元一様流中—

湯 田 紀 男*

Numerical Calculation on Hydrodynamic Forces Acting on VecTwin Rudder —In 2D Structure of Steady Flow—

Norio YUDA

Abstract

Recent years, We have a great deal of ships that is fitted VecTwin Rudder. VecTwin Rudder is provided by two rudders that can rotate in a 360-degree arc. The Rudder has eleven typical movements, 'Ahead, Hovering, Astern, Turn to Starboard or Port, Astern to Starboard or Port, Rotate to Starboard or Port, and Stern to Starboard or Port'. The movements can be done by keeping propeller rotating ahead. The Rudder is very convenient system for use, but the relation between the movements and a position of a ship's helm has not been known in full. The hydrodynamic forces acting on the rudder are important to be understood in order to navigate VecTwin Ship safely. This paper tried to calculate to find the hydrodynamic forces acting in potential flow or vortex shedding flow.

1. はじめに

近年内航船舶においてベックツイン舵を装備した船舶が増えてきている。ベックツイン舵は、前進方向のみに回転する固定ピッチプロペラの直後に装備され、二枚の舵を所定の舵角に操舵することによって、プロペラ後流の向きを360度にわたって変えることができる。船はその反力で前進、後進、停止、横流れ、及び回頭の操縦運動が可能となり、特に典型的な操縦モードはAhead, Hovering, Astern, Turn to Starboard or Port, Astern to Starboard or Port, Rotate to Starboard or Port, Stern to Starboard or Port の11種類(図1)がある。このような操縦が舵角の操作のみによって可能である。ベックツイン舵は操船者において有用であると思われるが、舵角と操縦モードの関係は必ずしも十分に説明されているわけではない。操船者がベックツイン舵についての理解を深め、より安全に操舵するためには、この舵に働く流体力についても情報が必要である。ベックツイン舵の問題は剥離域が小さい場合においても端板の影響、独特

図1 ベックツイン舵の舵角の組み合わせ

*学生会員 大阪大学大学院 (〒565-0871 大阪府吹田市山田丘2-1)

な翼形状の流れに及ぼす影響及び翼の周りの循環流がお互いに影響しあう相互干渉の問題など複雑に絡み合っていると考えられる。その中でも比較的接近して2つの揚力体が存在するため相互干渉の影響は大きいと考えられる。そこで本研究では、2つの翼の相互干渉を考える。第1段階として2次元問題を取り扱った。剥離域が小さいと考えられる領域において舵間距離や舵角の組み合わせの影響を調べるために、比較的計算手順が簡単な非粘性の境界積分法を用いてベックツイン舵単独の二次元一様流中についての舵流体力の計算を試みた。ただし摩擦および粘性圧力抵抗や剥離を考慮していないので抵抗は生じないが、揚力及び流れ場を見ることによって相互干渉の影響について検討できる部分もあると考えられることから計算を行った。当然大きな剥離域を伴う大迎角のモードについては剥離渦を離散的に放出する方法によって流れ場の表現を若干試みた。計算結果には不十分な点も多いが結果を示し諸兄のご批判を仰ぐ次第である。

2. 数値解析法

2.1 問題の設定と基礎式

本研究で考えている2翼周りの流れの一樣流と舵角の関係を図2に示す。ベックツイン舵は2枚の舵を持つので便宜上、図中下側の舵を1舵、上側の舵を2舵とする。以後論文中この名称を使用する。座標は一樣流の流れる方向を x 、垂直上方を y 、翼弦長を L 、一樣流速 U とする。舵角は時計回りを正とし、1舵の舵角を β_1 、2舵の舵角を β_2 とする。またそれぞれの翼の後縁を原点とし反時計回りに s_1 及び s_2 の表面に沿った座標系をとる。また場合によっては翼周囲の総長さを s_1, s_2 で表す。

剥離域が小さい(再付着する小さな剥離泡がある場合は若干の翼形状の変化なので定性的には対応できると考えられる)高レイノルズ数流れでは厚さが無限小の境界層と伴流以外では非粘性と考えることができる。従ってここでは流れは非粘性、非圧縮、非回転としてポテンシャル流れを取り扱った(ただし物体周りにはクッタ条件を満足する循環が存在する)。この場合速度ポテンシャルを考えることができ、その速度ポテンシャルの満足する基礎方程式は以下のラプラスの式となる。

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} = 0 \quad (1)$$

また境界条件は物体表面を流れが貫かない条件

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0 \quad \text{at body surface} \quad (2)$$

ただし $\partial/\partial n$ は法線方向の微分であり、法線ベクトルはベクトル n 、その成分は (n_x, n_y) で表す。またそれぞれの翼後縁において滑らかに流出するクッタの条件

$$p_u = p_d \quad (3)$$

を満足するように定常状態では循環が発生する。ただし p は圧力であり添え字 u, d はそれぞれ上面、下面を表す。

(3)式の条件については近似的にベルヌイの式より後縁近

傍の接線方向流速の大きさが等しいとして取り扱うことができる。(1)–(3)式を満足する速度ポテンシャルを求めるわけであるがここでは増田ら⁽¹⁾のWIGの研究で用いられた方法と同様の形でポテンシャルを次の形で表した。

$$\begin{aligned} \Phi = & Ux - \frac{1}{2\pi} \int_{s_1} \gamma_1 \tan^{-1} \frac{y-y'}{x-x'} ds_1 + \frac{1}{2\pi} \int_{s_1} \sigma(x', y') \ln \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2} ds_1 \\ & - \frac{1}{2\pi} \int_{s_2} \gamma_2 \tan^{-1} \frac{y-y'}{x-x'} ds_2 + \frac{1}{2\pi} \int_{s_2} \sigma(x', y') \ln \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2} ds_2 \end{aligned} \quad (4)$$

ただし U は一樣流で、 (x, y) は流体中の点の座標、 (x', y') は s_1, s_2 上の座標である。 γ_1, γ_2 はそれぞれの翼周りの循環を表す項で数値計算上の便利のため表面に一樣な循環密度の分布とした。また σ は表面

図2 舵角と一樣流

に分布した吹き出し密度の分布で場所ごとに異なる。

2.2 離散化

実際の計算においては物体表面 s_1, s_2 をそれぞれ M 個の線要素に分割し、計算の便宜上各要素内で吹き出し強さを一定として分布させて、(2), (3)式を満足する(4)式の吹き出し分布およびそれぞれの翼の循環を求めた(ただし2舵の要素番号は $M+1$ から $2M$ である)。

(2)式の離散化は要素の中点(ここでは i 番目の要素)で(2)式を満足させると

$$-Un_{xi} = \sum_{j=1}^{2M} A(i, j) \sigma_j + \gamma_1 \sum_{j=1}^M B(i, j) + \gamma_2 \sum_{j=M+1}^{2M} B(i, j) \quad (5)$$

(for $i = 1, \dots, 2M$)

ただし

$$A(i, j) = u_{oji} n_{xi} + v_{oji} n_{yi}, \quad B(i, j) = u_{yji} n_{xi} + v_{yji} n_{yi} \quad (6)$$

ここに、 u, v はそれぞれ x, y 方向流速であり、添え字 σ, γ はそれぞれ単位強さの吹き出し及び循環の分布による誘導速度を示し、添え字 ji は j 番目のパネルの分布から i 番目のパネル中心に及ぼすことを表している。従って $A(j, i), B(j, i)$ は j 番目のパネルの単位強さの吹き出し及び循環分布による i 番目のパネルへの法線方向速度である。また要素の接線方向単位ベクトルを $S = (s_x, s_y)$ で表し、 s_1, s_2 上でそれぞれ増加する方向に正方向をとる。従ってこれは単純に i 番目と $i+1$ 番目の接点(実際は1翼に $M+1$ 個の接点があるため2翼では $i+1$ と $i+2$ 番目になる。2翼の接点は $M+2$ から $2M+2$ までである。)を結んだベクトルを単位化したものである。これを90度時計回りに回転したものが外向き単位法線 (n_x, n_y) である。 u, v の実際の計算は j 番目の要素の中点に座標を持ち ξ, η 軸が要素と一致する ξ', η' 座標(ξ' の正は単位接線ベクトルと逆とし、 η' の正は外向き法線方向である)に変換して解析的に求めそれを x, y 座標系に変換した。要素の長さを $2a$ とすると、 $u_{\xi'}, u_{\eta'}$ はそれぞれ単位吹き出し及び循環の分布に対して(偏角は0から 2π)

$$\begin{aligned} u_{\xi o} &= \frac{1}{2\pi} (\ln \sqrt{(\xi+a)^2 + \eta^2} - \ln \sqrt{(\xi-a)^2 + \eta^2}) \\ u_{\eta o} &= \frac{1}{2\pi} (\tan^{-1} \frac{\eta}{\xi-a} - \tan^{-1} \frac{\eta}{\xi+a}) \\ u_{\xi \gamma} &= \frac{1}{2\pi} (\tan^{-1} \frac{\eta}{\xi-a} - \tan^{-1} \frac{\eta}{\xi+a}) \\ u_{\eta \gamma} &= -\frac{1}{2\pi} (\ln \sqrt{(\xi+a)^2 + \eta^2} - \ln \sqrt{(\xi-a)^2 + \eta^2}) \end{aligned} \quad (7)$$

となる。ただし ξ, η は ξ', η' 座標で見たときの評点の位置である(ベクトル $(x_i - x_j, y_i - y_j)$ を ξ', η' 座標系で表したもの)。ただし、 $i=j$ の時は $\xi=0, \eta=0$ となるので $u_{\xi o}=0, u_{\eta o}=1/2, u_{\xi \gamma}=-1/2, u_{\eta \gamma}=0$ となる。また渦放出を伴う場合に圧力の計算に必要な速度ポテンシャルを求める部分についても同様の形で解析的に求めている。(3)式の条件についても1, M 及び $M+1, 2M$ 番目の要素中心での接線方向速度の和が0(接線ベクトルの向きが上下で異なるため)として表現できる。1翼だけ例示すれば

$$\begin{aligned} U_{Sx1} + \sum_{j=1}^{2M} C(1, j) \sigma_j + \gamma_1 \sum_{j=1}^M D(1, j) + \gamma_2 \sum_{j=M+1}^{2M} D(1, j) \\ + U_{SxM} + \sum_{j=1}^{2M} C(M, j) \sigma_j + \gamma_1 \sum_{j=1}^M D(M, j) + \gamma_2 \sum_{j=M+1}^{2M} D(M, j) = 0 \end{aligned} \quad (8)$$

となる。ただし C, D は A, B の接線方向版で

$$C(i, j) = u_{oji} s_{xi} + v_{oji} s_{yi}, \quad D(i, j) = u_{yji} s_{xi} + v_{yji} s_{yi} \quad (9)$$

である。(5)(8)及び(8)と同様の2舵に対する式で $2M+2$ 個の方程式ができ、 $2M$ 個の吹き出し密度と2個の循環密度が簡単に解かれる。これで特異点の分布が決まれば各要素上及び流体中の速度 u, v は同様の手

法で簡単に求まり圧力もベルヌイの式で求めることができる。力については表面圧力の積分からも特異点に働く力からも求めることができる。

2.3 放出渦を伴う場合

バックツイン舵のように非常に大きな角度まで舵角をとる場合には必然的に境界層が剥離する。この影響を加味するため放出された渦層も十分に薄くそれ以外の領域では速度ポテンシャルを考えることができるとし、(4)式に剥離渦層によるポテンシャル

$$\sum_{k=1}^4 -\frac{1}{2\pi} \int_{s_{sk}} \gamma(x', y') \tan^{-1} \frac{y-y'}{x-x'} ds_{sk} \quad (10)$$

を付け加えることによって表現した。ただし γ は剥離渦層の密度であり、ここではそれぞれの翼に2つずつ4つの剥離点を考え剥離点から渦層にそって先端から剥離点方向に向かって正となる長さが s_s である。 k は剥離点の番号を表し、1, 3はそれぞれ1, 2舵の後端、2, 4がそれぞれの前縁剥離を表すとする。この場合時間とともに放出された渦層の長さがのびる。また渦層は自由境界であるため運動学的及び動力学的境界条件を満足しなければいけない。(10)式のポテンシャルを時間間隔 Δt ごとに放出される離散放出渦で表し、境界条件は渦がある時刻の流れに乗って Δt の間流れる(その渦自身による誘導速度を除いた速度によって)という条件で近似的に満足させることとした。また急発進から計算を開始する手法をとったため初期値には渦がない条件とした。この方法では定常の剥離がない場合のクッタの条件に変わって渦保存の考え方で物体周りの循環が定まるが、後に示すように粘性を考慮しなければでないが離散渦法(たとえば⁽⁴⁾⁽⁵⁾⁽⁶⁾など)ではよく使われている放出渦の消去等を考慮したため、微少時間の間にその翼から放出された渦強さだけその時間間隔に翼周りに逆向きの循環が増える(ただし定義上同じ向きを正としているので和が0となる)とした。これを1舵について式で示すと

$$s_1(\gamma_1(t+\Delta t) - \gamma_1(t)) + \Gamma_{s1N} + \Gamma_{s3N} = 0 \quad (11)$$

となる。ただし

$$t = N\Delta t, \quad \Gamma_{skN} = \int_{s_{sk}(t)}^{s_{sk}(t+\Delta t)} \gamma(x', y') ds_{sk}$$

であり、 Γ_{skN} は N 時間間隔進んだとき放出される渦層の渦を単独渦に置き換えたものである。このようにすると $N+1$ 時間の流れを解く場合は(4)式右辺に

$$-\sum_{k=1}^4 \sum_{l=1}^N \frac{1}{2\pi} \Gamma_{skl} \tan^{-1} \frac{y-y_{skl}}{x-x_{skl}} \quad (12)$$

が加わり、(5)式右辺に

$$\sum_{k=1}^4 \sum_{l=1}^N \frac{1}{2\pi} \Gamma_{skl} \left(\frac{-(y_i - y_{skl})n_{xi} + (x_i - x_{skl})n_{yi}}{(x_i - x_{skl})^2 + (y_i - y_{skl})^2} \right) \quad (13)$$

が加わった形となる。ここで Γ_{skl} ($l=1, N-1$)は $N-1$ 時間までの情報でわかっておりその位置(x_{skl} , y_{skl})は N 時間の渦位置でのその渦の影響を除いた速度で Δt の時間流されるとして計算できるためわかっている。したがって Γ_{skN} およびその位置を決定すればよい。その強さは

$$\Gamma_{skN} = \frac{1}{2} U_{ss} |U_{ss}| \Delta t \quad (k=2, 4), \quad \Gamma_{s1N} = \frac{1}{2} (U_{sM} + U_{s1}) (U_{sM} - U_{s1}) \Delta t \quad (14)$$

であり、2舵の後端は第2式と同様である。ここで U_s は接線方向速度で $u_{sx} + v_{sy}$ である。したがって第2式右辺最初の括弧内の和で表されている部分が速度差であり、2番目の括弧が後ろ向きで考えれば速度の和で、それに1/2をかけたものが平均速度で渦層の流れる速度である。剥離点2, 4は前縁の点とし滑らかな面からの剥離を考えている。このときの位置は接線方向に流れるとし

$$x_{skN} = x_s \frac{1}{4} U_{ss} s_{xs}, \quad y_{skN} = y_s + \frac{1}{4} U_{ss} s_{ys} \quad (15)$$

後端も同様に流すが、よどみ点が下面の場合は s_{xM} , s_{yM} を用い上面の場合は $-s_{x1}$, $-s_{y1}$ を用い $1/4 \cdot (U_{sM} - U_{s1})$ を乗じて後端からの位置を求めた。これで(5)式に(13)式を加えたものは吹き出しだけが未知数となり解くことができる。ただし先にも述べたように離散渦法では渦核の大きさや渦の消去合体など非粘性理論の枠内以外のことも行う。ここでも同様の手法を用いたのでそれを示す。渦点は誘導速度の大きさが中心からの距離に反比例するため、流れ場にある渦点が互いに接近したり、物体表面に接近すると非現実的な速度が誘導されることになる。そこで、この不都合を回避するために、流体の粘性による渦の拡散効果を考慮して、次に示す旋回速度 v_θ を誘起する粘性渦モデルを用いる。

$$v_\theta = \begin{cases} \frac{1}{2\pi r} \Gamma_{skl}, & (r \geq r_0) \\ \frac{\gamma}{2\pi r_0^2} \Gamma_{skl}, & (r < r_0) \end{cases} \quad (16)$$

$$u = v_\theta \frac{-(y - y_{skl})}{\sqrt{(x - x_{skl})^2 - (y - y_{skl})^2}}, \quad v = v_\theta \frac{x - x_{skl}}{\sqrt{(x - x_{skl})^2 - (y - y_{skl})^2}} \quad (17)$$

ここに、 Γ は渦点の循環、 γ は渦点の中心からの半径、 r_0 は粘性渦のコアである。コアは動粘性係数 ν 、流れ場に渦点が放出されてからの経過時間 t の関数として次式で示す。 $(U$ は一様流、 R_n はレイノルズ数)

$$\frac{r_0}{L} = 2.24 \sqrt{\frac{1}{R_n} \left(\frac{U}{L}\right) t} \quad (18)$$

流れ場中のいくつかの移動渦が渦核半径以内に接近したとき、これらを一個の等価な渦に合体し、位置は重心位置、強さは強さの合計、渦核は面積の合計に等しくなる円の半径とした。また物体表面に著しく接近した移動渦については、各渦核半径以内に物体表面が近づいた場合渦点の循環を0とし渦点を消去する。そのときは物体から逆渦が放出されたものとし、(11)式右辺にその分を加えた。

3. 数値計算

3.1 数値計算法の検証

本研究で作成したプログラムを検証するため、本プログラムで計算可能な問題で他にRANS法及び境界要素法で計算例のあるWIG(地面効果翼)の問題を地面に対する鏡像(図3)を考えて2翼問題の翼間干渉として計算した。なお今後の結果はすべて一様流速 U 、長さ L 、密度 ρ を用いて無次元化されておりそれぞれの力、圧力は、 $1/2 \rho U^2$, $1/2 \rho U^2 L$ で無次元化されている。流れに直角方向の力が揚力でその無次元化が C_L である。図3において地面を x 軸、1舵を2舵の鏡像とし2舵の後端から x 軸までの距離を h とした。図4にNACA0012翼を迎角 $\beta = 6$ [deg]として地面近くでの翼表面の圧力分布及び高度に対する揚力係数への影響についての計算結果を示す。翼上表面の圧力分布は高度によらずほぼ一定である。下面は2つの翼が近づくにつれて上昇していき干渉があることがわかる。この結果は平田⁽²⁾とほぼ同じである。揚力の計算結果は高度が下がるにつれて上昇し、BIEM及

図3 WIGの地面に対する鏡像

図4 高度変化による圧力分布 (上) 及び揚力係数 (下)

図5 圧力等圧線図 ($h/L = \infty$) 図6 圧力等圧線図 ($h/L = 0.05$) 図7 圧力等圧線図 ($h/L = 0.05$,
日本造船学会論文集第174号
2次元PAR-WIG周りの粘性
流計算より引用)

図8 迎角及び高度変化による揚力係数比較

びRANSの計算とほぼ一致する。図5に $h/L = \infty$ における圧力等高線図を、図6に $h/L = 0.05$ における圧力等高線図を示す。 $h/L = 0.05$ では翼下部側の圧力等高線が密になり圧力の高い領域ができていることがわかる。参考のため平田⁽²⁾の結果を図7に示す。後端近傍を除いてほぼ一致している。また、翼上部側での圧力分布には地面(鏡像)からの影響がほとんどみられない。図8にNACA0012翼の地面近くでの迎角 $\beta = 2, 4, 6, 8$ [deg]における揚力係数の計算結果を示す。この図から地面効果は全ての迎角において増加する方向に作用するわけではなく、2 [deg], 4 [deg]という比較的低い迎角においては、揚力は減少している事がわかる。以上の計算結果は、増田ら⁽¹⁾、平田⁽²⁾の計算結果とほぼ一致しており、本プログラムで2翼の揚力の相互干渉は十分計算できるものと思われる。

3.2 剥離域の小さい場合における2つの舵の干渉計算

ここではベックツイン舵のように2つの舵が組み合わさった例について剥離なしの計算をした場合を示す。実際には順圧勾配のプロペラ後流中であり、ここで示す程度の舵角では大きな剥離はないと考えられる。まず単独舵周りの圧力分布を知るために計算した迎角10 [deg]の圧力等高線図を図9に示す。舵角の組み合わせによる舵相互干渉を知る一例として、比較的小さい舵角 $\beta_1 = 10$ [deg]、 $\beta_2 = 15$ [deg]及び $\beta_1 = 15$ [deg]、 $\beta_2 = 10$ [deg]の2状態の舵周り圧力分布、揚力係数について計算を行った。図10、図11に圧力等高線図、図12に揚力係数を比較して示す。図中Distは2つの舵の重心間距離である。これらの計算から2つの翼の合計の揚力係数は共にほぼ等しいが、両舵先端部間隔が後端部間隔より狭い状態では舵間部で負圧が占めている。また、広い状態では2舵の先端部下面から正圧が張り出している。このとき揚力の比較では2つの舵の合計は共に同じであるが、 $\beta_1 = 15$ [deg]の場合よりも $\beta_2 = 15$ [deg]の方が大きな舵角の舵がうけもつ揚力が大きく、2舵の負圧のピークも大きく剥離等が起こりやすくなると考えられる。同じ揚力であるならば、両舵にバランスがとれた力が働くことが望ましく図11の状態(両舵先端部の間隔が後端部間隔より狭い)の方が望ましい舵角の組み合わせであると考えられる。また別の舵角の組み合わ

図9 単独舵圧力等圧線図
(迎角 $\beta = 10[\text{deg}]$, NACA0012)

図10 圧力等圧線図 ($\beta_1 = 10[\text{deg}]$,
 $\beta_2 = 15[\text{deg}]$)

せの関係を調べるため、図13に平行舵角10[deg]の場合と参考として単独舵迎角10[deg]での揚力係数2倍したものを示す。この図より平行舵角は単独舵の2倍よりも低揚力となるが、上翼は下翼の影響で揚力が増加し、下翼は上翼のために減少する事がわかる。また図11の組み合わせでは共に10[deg]の単独舵(非常に離れた状態)とよく似た揚力の分布に $\beta_1 = 15[\text{deg}]$ の舵になっており、分担割合もよくベックツイン舵角の組み合わせの一例における有効性を示せたと考える。次に実際に使用されている舵角の組み合わせである Turn to Port ($\beta_1 = 35[\text{deg}]$, $\beta_2 = 25[\text{deg}]$)について上と同様の計算を行った。図14、図15は圧力等圧線図、図16は揚力係数の図である。この計算例も上の比較的小さい舵角の組み合わせと同様の結果をもたらしており、Turn to Port時の舵角の組み合わせが、揚力の分担から考えると妥当であることの一例が示せたと考える。ただしこの舵角の組み合わせにおいて、実際の流れでは剥離を伴う流れであると考えられな剥離を伴う流場中での検討が必要である。

3.3 剥離している流場

現状では翼が2弦長分進む計算を行っているが、大きな剥離渦を伴うため長時間計算された流体力と比較できるところまでいっていない。また非定常で周期的にもなっているため力の比較は差し控える。流場の可視化を翼型、翼端板影響等はあるが、剥離点が前後端近くに固定されており2次元的な剥離の状態の比

図11 圧力等圧線図 ($\beta_1 = 15[\text{deg}]$,
 $\beta_2 = 10[\text{deg}]$)

図12 揚力係数 ($\beta_1 = 10[\text{deg}]$, $\beta_2 = 15[\text{deg}]$,
 $\beta_1 = 15[\text{deg}]$, $\beta_2 = 10[\text{deg}]$)

図13 揚力係数 (平行舵角10 [deg],
単独舵 $C_L \times 2$)

図14 圧力等圧線図 (Turn to Port)

図15 圧力等圧線図 (Turn to Portと
逆の舵角の組み合わせ)

較は行えるものとして可視化写真と比較した。実験は大阪大学風洞水槽実験室で行われたものであり、風速20m/s、コード長224mmである。図17、図18は、 $\Delta t(U/L) = 0.05$ 、 $\nu/(UL) = 0.00025$ 、 $Dist/L = 1$ での速度ベクトル及び発生渦位置の計算例である。写真1、2はスモークワイヤー法による図17、図18に対応する可視化写真である。これを見ると大きな剥離渦層の挙動はよく似ている。また、実験において上下対称な場合に流れは対称ではなく、かなり大きく非対称に動いていることがうかがえ、離散渦法においてはかなり長時間計算の後の平均値で流体力を考える必要があると考えられる。

図16 揚力係数 ($\beta_1=35[deg]$ 、 $\beta_2=25[deg]$ 、 $\beta_1=25[deg]$ 、 $\beta_2=35[deg]$) 図17 剥離流れ ($\beta_1=20[deg]$ 、
 $\beta_2=-20[deg]$) 図18 剥離流れ ($\beta_1=60[deg]$ 、
 $\beta_2=-60[deg]$)

4. 結 論

1. 2つの揚力を持つ翼の相互干渉を計算する方法を開発した。それを用いてWIGの問題を2翼問題とし解き他の方法と比較して方法の妥当性を検証した。

2. 剥離域の小さい場合において2つの舵の先端部間隔が後端部間隔より狭い状態の舵角の組み合わせは、その逆の舵角の組み合わせと比較すると両舵にほぼバランスがとれた力が働き、ベックツイン舵角の組み合わせとして有効である事の一計算例を示すことが出来た。

写真1 実際の流れ（阪大風洞水槽実験例）

写真2 実際の流れ（阪大風洞水槽実験例）

謝 辞

本研究にあたり助言ご指導を賜った、大阪大学教授 長谷川和彦、神戸商船大学教授 定兼廣行、大阪大学助教授 戸田保幸先生方に深く感謝するとともに、グラフの作成等に協力してくれた大阪大学工学部船舶海洋工学科第5講座の後輩のみなさんに感謝いたします。

参 考 文 献

- (1) 増田聖始・鈴木和夫：WIGの自由表面効果に関する数値解析的研究，日本造船学会論文集第170号。
- (2) 平田信行：2次元PAR-WIGまわりの粘性流計算，日本造船学会論文集第174号。
- (3) 稲室隆二：渦点法による剥離流れの数値シミュレーションながれ7 (1988)104-122。
- (4) 稲室隆二・足立武司：渦放出モデルを用いたはく離を伴う非定常流れの一解法，日本機械学会論文集 (B編) (1986)52巻476号，No.85-0163A。
- (5) 村上光功・姫野洋司：渦放出パネル法による物体表面上の非定常圧力分布の推定，関西造船協会誌 (1995)第223号流れの数値シミュレーション，日本機械学会偏。
- (6) 船体周りの流れと流体力，第3回推進性能研究委員会シンポジウム。

質 疑 応 答

世良 亘(神戸商船大学)：数値計算において各舵角の組み合わせと平行舵との比較検討はなされているのでしょうか。

湯田紀男：現在比較的小さい舵角の一例と平行舵角との比較に止まっており、今後の研究課題の一つとさせていただきます。