大規模 LES 計算における船用プロペラ周りの流場に対する格子解像度および Reynolds 数影響の検討

正会員 藤 澤 竹 春* 坪 倉 誠**,**
正会員 田 中 寿 夫*

Influence of Grid Resolution and Reynolds Number on Flow around Ship Propeller in Large Scale LES Simulation

by Takeharu Fujisawa, *Member* Makoto Tsubokura
Hisao Tanaka, *Member*

Summary

Numerical methods based on CFD (Computational Fluid Dynamics) are rapidly expanding their application range, especially with recent remarkable developments in computer performance. Currently, the RANS (Reynolds average Navier-Stokes equation) model, which is a time-averaged model of turbulent flow, is generally used for ship performance estimation. The estimation accuracy of a turbulence model using numerical methods can be improved by adjusting the model with more accurate and detailed flow field data. However, it is still difficult to obtain detailed flow field data through experiments on actual ships and scale models. In a LES (Large Eddy Simulation) model, which is used to spatially filter turbulent flow, if the grid resolution (filter size) is fine, the limitations imposed by the model itself are reduced. LES simulations performed with a sufficiently grid resolution are known to achieve the same estimation accuracy as DNS (Direct Numerical Simulation) but with a lower computational load.

Based on these considerations, as the first attempt at practical estimation of ship performance by numerical calculation considering turbulence, large-scale LES simulations were carried out using “K computer” for a marine propeller in open water. In this paper, the authors show how the grid resolution affects the estimation of propeller performance and flow around the propeller, and the influence of the Reynolds number on the calculation results.

1. 結 言

CFD(Computational Fluid Dynamics)に基づく数値計算手法は、近年の計算機性能の著しい発達に伴い、急速にその適用範囲が広がっている。現在、船舶流体性能分野の CFD では、RANS(Reynolds Averaged Navier-Stokes equation)モデルと呼ばれる乱流場を時間的に平均化するモデルが利用されている。乱流場をモデル化する手法では、モデルの調整により推定精度を向上させることは可能だが、そのためには比較対象となる正確で詳細な流場情報が必要となる。しかし、実船・模型にかかわらず実験的に詳細な流場を得ることは今なお困難である。

乱流場をモデル化することなく直接的に解く DNS(Direct Numerical Simulation)では、理論上は正確な流場の推定が可能であるが、流場中の流れ構造をすべて解像する必要から、計算負荷が非常に高く、現時点では実用的な問題に適用できない。流場を空間的にフィルタリングしてモデル化する LES (Large Eddy Simulation) では、格子解像度(フィルターサイズ)を細かくするほどモデル化の影響が小さくなり、解像度が流場に含まれる微小な渦構造までも十分に解像できる場合には DNS より小さい計算負荷で DNS と同等の推定精度を得ることができる^{1,2)}。

LES による推定計算は、船舶分野においても 1990 年ころから利用が検討されているが、計算機性能の制限などから、日夏ら³⁾による LEBU 周りの計算、あるいは山田ら⁴⁾による 2 次元翼後端付近の計算など、狭い領域での適用に限られていた。現在では大規模計算資源を利用することで複雑な形状に対する大規模 LES 計算が可能となっており、船体やプロペラなどを対象として船舶分野においても用いられ始めている。

例えば Nishikawa⁵⁾はスーパーコンピュータ「京」⁶⁾を用いて船体周りに 44 億格子、プロペラ周りに 1.6 億格子規模で自航状態の計算を実施している。また、Mahesh ら⁷⁾は 1.3 億格子規模でプロペラの Crash Back 条件での計算を、Kumar ら⁸⁾は 1.8 億格子規模で逆 POT 状態の計算を、Balaras ら⁹⁾

* ジャパンマリンユナイテッド株式会社 技術研究所
** 神戸大学大学院 システム情報学研究科
*** 理化学研究所 計算科学研究機構

は 47 億格子規模で上流側に NACA 翼を配置したプロペラの計算を、それぞれ行っている。これらの計算の中で、Nishikawa⁵⁾の研究では船体表面で発達した乱流がプロペラに流入することで間欠的に翼面上に乱れた流れが発生する様子を捉えているが、Reynolds 数の低い条件でありプロペラ翼表面の流れはほぼ層流状態にあり、通常のプロペラ単独試験での翼表面の流れとは異なっていると考えられる。また、Mahesh ら⁷⁾の研究では Forward および Crash Back 条件でのプロペラ周辺での流れの違いを論じており、Kumar ら⁸⁾および Balaras ら⁹⁾の研究ではプロペラ後方の流れについて解析しているが翼表面については検討していない。以上のように、これまでの研究では翼面で乱流化している流れについて詳細は論じられてこなかった。

以上から、船舶の性能推定のための乱流現象を考慮した数値計算の実用化の第一段階として、本研究では比較的単純な条件であるプロペラ単独状態を対象としてスーパーコンピュータ「京」⁶⁾を用いた LES による大規模計算を行い、これまで実験的に計測されたことがなく、大規模 LES 計算による研究でも詳細を論じられてこなかったプロペラ翼表面の乱流について検討した。

著者らは前報¹⁰⁾において RANS を用いた CFD では捉えられないプロペラ翼面上の微細な渦構造を大規模 LES 計算により捉えられることを示した。本論文では、まず 64 億格子規模までの解像度の異なる格子での計算から格子解像度が性能や流れに与える影響について示し、次いで Reynolds 数の変化が流れに与える影響について示す。

2. 計算方法・計算格子および計算条件

2.1 基礎方程式

本研究では、大規模 LES 計算を複数の格子解像度、および作動条件で実施している。非圧縮流れの基礎方程式は次の連続の式と Navier - Stokes 方程式である。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (2)$$

ここで u_i は速度ベクトルの第 i 成分、 p は圧力、 t は時刻、 ρ は密度、 ν は動粘性係数である。

LES に対する基礎方程式は式(1), (2)に空間フィルタ操作を施すことで以下のように得られる。

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_i} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \frac{\partial \langle u_i \rangle \langle u_j \rangle}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} - \tau_{ij} \right) \quad (4)$$

ここで、 $\langle \rangle$ は空間平均、 τ_{ij} は Sub Grid Scale (SGS) 応力を表す。

フィルターサイズに格子幅を用いる場合には、格子解像度を高めることでモデル化の影響は小さくなり、ある程度以上の解像度で DNS と近い推定精度が得られる。沢田ら²⁾は平板乱流の LES 計算において、摩擦速度と動粘性係数による

無次元距離(本論文では d^+ で表記する)を用いて、主流方向の解像度が $24d^+$ 、スパン方向の解像度が $3.5d^+$ の場合に DNS と同等の結果が得られたとしている。

2.2 計算方法

解析ソルバにはオープンソースソフトウェア FFR (Front Flow/Red¹¹⁾)を「京」用にチューニングしたものを用いた。FFR は有限体積法をベースとして LES による大規模流場解析を目的として開発されたソルバである。

本研究では、SGS 応力項のモデル化に Dynamic Smagorinsky モデル¹²⁾を採用し、収束性の向上および計算負荷低減のため疑似圧縮条件¹³⁾を導入した。対流項の離散化は 2 次中心差分を基本として、数値振動を抑制するために 1 次風上差分を 2% の割合で混合するとともに格子のゆがみが大きい領域付近に対し 1 次風上の割合を 5% まで増加させた。

時間発展の解法としては Euler 陰解法を、行列解法としては ICCG 法を、それぞれ採用して各時間ステップで 1 億、8 億格子では 200 回、64 億格子で 400 回繰り返し計算した。時間刻みは Courant 数が最大でも 1 以下となるように設定した。なお、基礎方程式は静止系で与え、プロペラの回転は ALE 法 (Arbitrary Lagrangian - Eulerian Method)¹⁴⁾を用い、格子全体を剛体回転させている。

2.3 計算格子

計算領域の概要を Fig. 1 に示す。計算領域はプロペラの回転軸を中心とする円筒形であり、プロペラ直径 D を基準としてプロペラ前方を $4D$ 、後方を $10D$ 、半径を $6D$ とした。格子要素の形状はプロペラ近傍では四面体、遠方では六面体とし、三角形の面と四角形の面の接続には四角錐格子を用いた。プロペラ表面は翼の前縁 (Leading Edge) および後縁 (Tailing Edge) に沿った領域を Edge 部とし、それ以外を Blade 部として分割した。Boss との接続部には曲面上のフェアリングを付加してあり、格子設定上は Boss 部に含める。また、表面の境界層を解像するために物体表面には三角柱格子を用いていたプリズム層を形成している。計算格子の作成には格子生成ソフト Pointwise V17 を使用した。格子生成作業の簡単のため、最初に格子数が約 1 億個の格子を作成し、格子を細分化する Refine 処理を行うことで、8 億、64 億格子の計算格子を作成した。Refine 処理では計算格子を各方向に 2 等分するようにしており、Fig. 2 (a),(b) に示すように六面体および三角柱は 8 個の相似形に分割している。ただし、Fig. 2 (c),(d) に示すように四面体および四角錐は相似形のみで分割することができず、相似でない形状も生成される。この時生成される相似でない形状は元の形状よりも格子のスキューネスが大きくなるが多いため、Refine 時に形状を調整した。

Table.1 に主要な箇所での格子幅およびプリズム層の設定を示す。Refine 後の成長率を表示していないが、これは

Fig. 1 Calculation Region.

Fig. 2. Typical Cell Refinement

Refine 処理ではプリズム層の高さ方向についても等分割しており、分割後の成長率を定義できないためである。

表面近傍の渦構造に対する解像度という意味では無次元距離 Δ^+ 基準で見ることが重要となるため、各条件について翼表面の接線方向および法線方向第一層の格子幅を Δ^+ 単位でも示す。単位 Δ^+ は以下の式で定義される。

$$\text{unit } \Delta^+ = \frac{\nu}{u_\tau} \quad (5)$$

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \quad (6)$$

$$\tau = C_f \cdot \frac{1}{2} \rho U^2 \quad (7)$$

ここで u_τ は摩擦速度、 τ は摩擦応力、 C_f は摩擦応力係数で

Table. 1 Grid Resolutions
(a) Dimensional Resolution in mm

Number of cells		0.1B	0.8B	6.4B
Location				
Outer Boundary		47.00	23.50	11.25
Propeller Edge		0.057	0.029	0.015
Propeller Blade		0.400	0.200	0.100
Propeller Boss		1.450	0.725	0.363
Prism Layer	First Height	0.0025	0.0013	0.0006
	Growth Rate	1.10	-	-
	Number	30	60	120

(Propeller Diameter is 240mm)

(b) Non-dimensional Tangential Resolution to Blade in Δ^+

Number of cells[Billion cells]	0.1	0.8	6.4
$Re_D [10^6]$			
0.3	-	31	-
0.6	-	58	-
1.1	201	101	50
1.4	-	125	-
2.0	-	173	-

(c) Non-dimensional Nominal Resolution to Blade in Δ^+

Number of cells[Billion cells]	0.1	0.8	6.4
$Re_D [10^6]$			
0.3	-	0.20	-
0.6	-	0.36	-
1.1	1.26	0.63	0.31
1.4	-	0.78	-
2.0	-	1.08	-

Fig. 3 Model Propeller

ある。 C_f は Table. 3 に示す Re_k を用いて Schöenherr の摩擦抵抗式から推定した。

2.4 計算条件

本研究で用いたのは Fig. 3 に示す標準的な MAU 翼型¹⁵⁾のプロペラである。Table. 2 に主要目を示す。CFD において用いるプロペラ翼の形状データは実験に用いた模型プロペラの 3 次元計測結果から作成しており、計測精度は 0.02mm 程度である。

作動状態は一様流中のプロペラ単独状態とした。実験および計算の条件を Table. 3 に示す。表中で、 Re_D は直径と回転数を基準にした Reynolds 数 ($Re_D = ND^2/\nu$) であり Re_k は 70%

Table. 2 Characteristics of Propeller

	Symbol	Value
Diameter	D	0.240 m
Number of Blades	Z	4
Pitch Ratio	H/D	0.700 (Const.)
Expanded Area Ratio	EAR	0.500
Boss Ratio	Br	0.170
Angle of rake		9.0 degree
Chord Length at 0.7R	$L_{0.7R}$	0.0669 m
Section Type		MAU

Table. 3 Conditions of Experiment and Calculation
(○:conducted, -:not conducted)

Re_D [10^6]	Re_k [10^6]	J	Grid [Billion cells]	unit Δ^+ [μm]	CFD	EXP POT	EXP visualization
0.3	0.19	0.5	0.8	6.36	○	○	○
0.6	0.37	0.5	0.8	3.43	○	○	○
1.1	0.69	0.5	0.1,0.8,6.4	1.99	○	○	○
1.4	0.88	0.5	0.8	1.60	○	○	○
1.8	1.13	0.5	-	1.27	-	○	-
2.0	1.26	0.5	0.8	1.16	○	-	○

半径位置における翼弦長と相対速度を基準にした Reynolds 数($=L_{0.7R}\sqrt{V_A^2+(0.7\pi ND)^2}/\nu$), J はプロペラ前進係数 ($=V_A/ND$) であり, N はプロペラ回転数[rps], V_A は前進速度 [m/s], ν は動粘性係数 [m^2/s] である. 本論文で示す結果はすべて $J=0.5$ のものである.

計算は最初に 1 億格子で $Re_D=1.1\times 10^6$ の計算を行い, 1 億格子の流場を補間したものを初期流場として 8 億格子, $Re_D=1.1\times 10^6$ の計算を実施した. そして, 8 億格子, $Re_D=1.1\times 10^6$ の計算結果を初期流場として, 64 億格子および Reynolds 数を変更した計算を実施している. 対象とするプロペラは 4 翼のものであり, 計算においても先述の 3 次元計測により製作誤差による微妙な形状の違いまで含めて, 4 翼を再現して計算を実施したが, 翼ごとの流れに定性的な違いは見られなかったため 1 翼についてのみ示す.

8 億格子および 64 億格子の CFD 結果は, 直接可視化することができなかったため, すべて Refine 前の 1 億格子にデータを間引いて可視化した. 1 億格子の翼表面における格子幅は約 0.4 mm であり今回の検討で可視化されている渦構造に対し十分細かいため, この粗視化により重要な構造が見落とされることは無いと考えている. また, 平均流場を示す場合, 流場が安定したと思われる時点から 1 億格子では 5 回転, 8 億格子では 3 回転する時間で統計処理を行った. 64 億では平均流場が得られていないため瞬間流場のみ示す.

3. 実験方法

本研究では計算結果と比較するためにプロペラ単独性能試験とプロペラ限界流線観察を実施している. 以下に実験の概要について述べる.

3.1 プロペラ単独試験

プロペラ単独試験はジャパンマリンユナイテッド (株) 技術研究所の船型試験水槽(寸法: 長さ 240m, 幅 18m, 深さ 8m)で行った, 軸深さは $1.5D$ とした. 実験条件は Table. 3 に示した条件のうち $Re_D=2.0\times 10^6$ では計測できなかったため, 代わりに $Re_D=1.8\times 10^6$ として J を変えて計測を行っている.

3.2 限界流線観察試験

限界流線観察はジャパンマリンユナイテッド (株) 技術研究所のキャビテーション水槽 (計測胴寸法: 長さ 2,600mm, 幅 600mm, 高さ 600mm) で行っている. 油膜を塗布した状態でプロペラ表面に流線が形成されるまで作動させてから, 取出して写真を撮影した. キャビテーション水槽での計測では Table. 3 に示した条件で計測を行っている.

以下の実験結果および CFD 結果の可視化では翼表面に直径の 20 (CFD のみ), 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 95 % の円を表示する.

4. 計算結果の検討

4.1 格子解像度と性能推定精度の関係

Fig. 4 に Reynolds 数を変えた実験および大規模 LES 計算から得られた推力係数 $K_T (=Thrust / \rho N^2 D^4)$, トルク係数 $K_Q (=Torque / \rho N^2 D^5)$ を示す. $Re_D=1.1\times 10^6$ については格子を変えた場合の計算を行っているが, ここでは同じ格子での結果を比較するため 8 億格子の結果のみを示している. 計算による K_T, K_Q は両方とも実験に対し過小推定になっているが, 低 Reynolds 数の条件では実験との差が小さくなっていることがわかる.

Fig. 5 に格子解像度と実験結果に対する相対差の相関を示す. 横軸は翼表面における接線方向の格子解像度を Δ^+ 単位で示したものであり, 図の右に行くほど格子が細かく, 解像度が高いことを示している. いずれの場合も J は 0.5 である.

図から大規模 LES 計算で解像度が高いほど実験値に近づいていることがわかる. 解像度と相対差の間の傾向から $10\Delta^+$ 程度の解像度の計算ができれば, 実験値と一致する結果が得られると期待できる. 今回の計算では最も細かい条件でも $30\Delta^+$ の解像度であり, いまだ DNS 相当の推定精度が得られる解像度には至っていないと思われるが, 格子解像度ごとの比較により, 実際の翼面近傍の流場について検討することは可能であると考え, 後述する 8 億格子での Reynolds 数影響についての検討を行った.

また, Fig. 6 に同じ作動条件で格子解像度を変えた場合の推力およびトルクの圧力成分と摩擦応力成分の変化を, 1 億格子の圧力と摩擦応力の合計値に対する比で示す. プロペラ推力・トルクは摩擦応力の割合が小さいこともあり, 解像度による影響は圧力成分の差として現れている.

Fig.7, Fig.8 に翼表面の圧力と摩擦応力の分布を示す。瞬間流場を可視化したものであり、後述する表面近傍の微細な渦による変動が広い範囲で現れている。

Fig.7 の圧力分布では、解像度による差は前縁および後縁付近で大きく、それ以外の部分ではわずかつ全体的に変化している。特に Back 面で全体的に圧力が高くなることで、推力の増大に寄与している。これはプロペラ後縁での解像度が向上することにより、後縁近傍での流体の回り込みが変化し、翼周りの流場の変化が生じたことによるものと思われる。

Fig.8 の摩擦応力分布では、翼中央から後縁側で変化が現れており、解像度が高いほど、摩擦応力が大きくなっている。後述するように渦構造を見ると、解像度が高いほど流れ構造の乱れが強くなっていることから、解像度を上げることで流れの再現性が向上し、実際に生じている乱流に近づくことで摩擦応力が増大しているものと考えられる。

また、前縁側では摩擦応力の値に差はない。これは、Table. 1 に示したように、すべての場合で第一層格子高さが $1 \Delta^+$ 程度以下になっているため、翼面法線方向に十分な格子解像度が得られていることによるものと考えられる。

4.2 格子解像度による表面微細渦への影響

本節では Reynolds 数および前進係数を同一 ($Re_D = 1.1 \times 10^6$, $J = 0.5$) として解像度を変えた場合の、計算による推定流場への影響について検討する。

Fig. 9 に速度勾配テンソルの第二不変量 Q の等値面により翼面近傍での渦構造を可視化した結果を、格子解像度ごとに比較して示す。等値面の値は $Re_D = 1.1 \times 10^6$, $J = 0.5$, 8 億格子の条件において翼面上の渦構造が可視化されるように調整した値 ($Q/N^2 = 8000$) であり、 Q の可視化には以下もこの値を統一して用いる。

前報¹⁰⁾で示したように、前縁付近には渦層が形成され、下流に進むにしたがって、渦層から流れに垂直な横渦、流れに沿う縦渦と変化し、さらに後縁側では渦構造が複雑に絡み合う乱流状態となっている。Fig. 9 で最も解像度の粗い 1 億 (0.1B) 格子でも渦構造の変化する様子は捉えられており、粗い格子でも流場の定性的な変化を検討することは可能であると思われる。

Fig. 9 (a) で後縁側での渦構造は、解像度を上げるほど細かく複雑になっており、プロペラ翼面上の流れを DNS と同等の精度が得られる解像度には、64 億格子以上 (表面接線方向に約 $50 \Delta^+$ 以下) の格子解像度が必要であると考えられる。

Fig. 9 (b) は Fig. 9 (a) に枠で示した部分の拡大である。70% 半径付近で流線に沿う縦渦が形成している箇所を拡大している。縦渦の間隔を見ると、約 $0.005D$ (1.2 mm) で解像度に対してあまり変化していないことから、64 億格子の格子解像度で解像度に対する収束に近くなっていることが伺われる。ただし、上流側を見ると横渦は解像度により変化しており、乱流化する前でも高い解像度が必要とされることが

(a) Overall View of Blade (Upper: Back Side, Lower: Face Side)

0.1 B cells

0.8 B cells

6.4 B cells

(b) Enlarged View of Blade (Left: Back Side, Right: Face Side)

Fig. 9 Vortex Structures and Limiting Stream Lines at Different Grid Resolutions

わかる。

また、縦渦の形成される位置をみると、Back 面では解像度による差が小さく、ほぼ同じ位置で形成されているが、

Face 面では解像度が高いほど前縁側に寄る傾向が見られる。これが時間的な変動であるのか解像度の違いによる効果であるのかは、連続する時間分布を比較することができていないため、検討できていない。

4.3 Reynolds 数が流場に与える影響

Fig. 10 に油膜法で可視化された模型プロペラ翼面上の限界流線と計算によって得られた摩擦応力ベクトルの包絡線として可視化した限界流線を比較して示す。計算結果は 8 億格子の時間平均流場である。限界流線は実験と大規模 LES 結果で同様の傾向を示しており、前縁側と後縁側で回転方向から少し翼先端側に向いた流線となり、その間で先端方向に曲がっている。流線の曲率は Reynolds 数が低いほど大きくなっており、大規模 LES 計算でも実験と同様の傾向が得られている。このことから、翼近傍の流れの定性的な変化を捉えられているものと考えられる。

Fig. 11 (a) に瞬間流場における Q で可視化した翼表面の渦構造を示す。Reynolds 数が高いほど、渦が細くなり、より複雑化していることがわかる。翼の中央付近ではほぼ等間隔に渦が並んでおり、Fig. 11 (b) に示すように $0.7R$ 付近での間隔は $Re_D = 0.3 \times 10^6$ では約 $0.07 \sim 0.12D$ ($1.6 \sim 3$ mm) , $Re_D = 1.1 \times 10^6$ では約 $0.05D$ (1.2 mm) , $Re_D = 2.0 \times 10^6$ では約 $0.04D$ (1 mm) と高 Reynolds 数ほど狭くなっている。一般に渦のサイズは Reynolds 数が高いほど小さくなるものであり、今回のように同じ格子を用いて Reynolds 数を変更した計算を行う場合には

Table. 1 (b) で示したように Reynolds 数が高いほど Δ^+ に対する解像度が低くなる。解像度が低いほど推定される流場と実際の流場との差が大きいと考えられるので、実際の渦の間隔は高 Reynolds 数では上記より狭い間隔になっているものと考えられる。

Fig. 12 に翼表面の圧力分布の比較を、Fig. 13 に翼表面の摩擦応力分布の比較をそれぞれ示す。これらは時間平均流場を可視化している。 $Re_D = 0.3 \times 10^6$ の場合には後縁側に筋状の分布が見られる。この位置は Fig. 11 で示した $Re_D = 0.3 \times 10^6$ の瞬間流場で見られる渦の位置とも対応している。この対応はこれらの渦が時間的にほとんど変動していないことを示しており、低い Reynolds 数では流れが乱流化していないことを示唆しているものと考えられる。 $Re_D = 1.1 \times 10^6, 2.0 \times 10^6$ の場合にはこのような筋状の分布は現れておらず、時間的に変動していることがわかる。

Fig. 14 は平均流場における Fig. 14 (a) に示す位置での翼面法線上の流速分布を比較したものである。図で横軸は Table. 3 に示した Δ^+ で無次元化した壁面からの距離 y^+ であり、縦軸は相対流速 ($U = \sqrt{V_A^2 + (2\pi r N)^2}$) で無次元化した流速である。前縁側の位置では速度が壁面からの距離に比例する層流境界層の速度分布になっているのに対し、後縁側では速度が距離の対数に比例する速度分布となっており、乱流境界

Fig. 10 Limiting Stream Lines at Different Reynolds Numbers

層の特徴が現れている。対数則に従う領域は Reynolds 数が高いほど広くなり、乱流が強く現れていることが確認できる。

Fig. 15 に単位体積当たりの乱流運動エネルギー k ($= 1/2 (u'_i u'_i)$, $'$ は変動成分を表す) の等値面を示す。変動の計算は平均流場を計算したものと同じ時間範囲で行っている。乱流運動エネルギーが増加する位置を示すため、いくつかの等

(a) Overall View of Blade (Upper: Back Side, Lower: Face Side)

(b) Enlarged View of Blade (Left: Back Side, Right: Face Side)

Fig. 11 Vortex Structures and Limiting Stream Lines at Different Reynolds Numbers

Fig. 12 Pressure Distribution at Different Reynolds Numbers

Fig. 13 Shear Stress Distribution at Different Reynolds Numbers

(a) Location

(b) Back Side

(c) Face Side

Fig. 14 Velocity Nominal Distributions at Different Reynolds Numbers

(Upper: Back Side, Lower: Face Side)

Fig. 15 Iso-surfaces of $k / \rho N^2 D^2 = 0.01, 0.02, 0.04, 0.06, 0.08$ at Different Reynolds Numbers

値面を半透明にして重ねて示している。Reynolds 数が高いほど翼面上で乱流運動エネルギーが増大する位置が前縁側に移動しており、このことから Reynolds 数が高いほどより乱流が強く現れていることが確認できる。

5. 結 言

本研究では、プロペラ周りの流れについて、格子解像度あるいは Reynolds 数を変更して Front Flow/Red による大規模 LES 計算を実施し、得られた結果の解析から以下の知見を得た。

- 1) 同条件で表面格子解像度を $50\Delta^+$ から $200\Delta^+$ 程度の範囲で計算した結果から、 K_T, K_Q はより解像度が高いほど実験結果に近い結果が得られた。 $10\Delta^+$ 程度の解像度で実験と一致する結果が得られるものと思われる。
- 2) 解像度が高いほど、翼後端側での表面摩擦応力が大きくなっており、可視化される渦構造が詳細に現れていることから、解像度が高いほど実際の乱流に近づいているものと考えられる。
- 3) 翼中央付近で規則的に並ぶ縦渦の間隔は、解像度が $50\Delta^+$ から $200\Delta^+$ の範囲ではほとんど変化せず、約 $0.05D$ (1.2mm) となる。ただし、その前縁側の乱流化していない領域および後縁側の乱流化している領域では解像度の変化により渦構造が変化しており、プロペラ翼面上の流れを正確に捉えるためには、表面接線方向に約 $50\Delta^+$ 以下の格子解像度が必要であると考えられる。

- 4) Reynolds 数を $Re_D = 0.3 \times 10^6$ から 2.0×10^6 の範囲で変えて計算した結果から、翼中央付近で規則的に並ぶ縦渦の間隔は Reynolds 数が高いほど狭くなり、 $Re_D = 2.0 \times 10^6$ では約 $0.04D$ (1.0mm) となる。
- 5) 計算では $Re_D = 0.3 \times 10^6$ では翼面上の流れが乱流化しないことが明らかとなった。直径の小さいモデルを使用する場合などには $Re_D = 0.3 \times 10^6$ 程度の低い Reynolds 数で実験が行われることがあるが、そのような場合には流れが乱流化しているか層流であるか十分注意する必要がある。
- 6) プロペラ翼表面に形成される微細な渦はレイノルズ数が高いほど複雑化し、壁面垂直方向の速度分布において対数則に従う範囲が広がるなど、乱流の特徴が強く現れる。

謝 辞

大規模計算の実施に協力いただいた株式会社 数値フローデザインの 堀 高太郎 氏に感謝します。

本研究の大規模 LES 計算は「京」産業利用枠 (課題番号: hp150039, 160059, 170069) による計算資源を利用して実施した。

参 考 文 献

- 1) 木田 重雄, 柳瀬 眞一郎: 乱流力学, 朝倉書店, 1999.
- 2) 沢田 龍作: 数値流体力学の工業利用における標準解の整備に関わる研究, HPCI システム利用研究課題利用報告書, hp140117, 2015.
- 3) M.Hinatsu, Y.Kodama, M.Makino: Large Eddy Simulation around a LEBU Drag Reduction Device, Numerical Tank Test Symposium 98, 1998
- 4) 山田 卓慶, 川北 千春: プロペラ翼後流非定常渦の実用的 CFD 解析法の研究, 三菱重工技報 Vol.52 No.4, pp.57-64, 2015
- 5) T.Nishikawa: Application of Fully resolved Large Eddy Simulation to Self-Propulsion Test Condition of Double-Model KVLCC2, 14th International Conference on Computer and IT Applications in the Maritime Industries, pp.191-199, 2015
- 6) <https://www.r-ccs.riken.jp/jp/k/>
- 7) K.Mahesh, P.Kumar, A.Gnanaskandan, Z.Nitzkorski: LES applied to ship research, J.Ship Research, Vol. 59, No. 4, pp.238-245, 2015
- 8) P.Kumar, K.Mahesh: Large eddy simulation of propeller wake instabilities, J.Fluid Mech. Vol.814, pp.361-396, 2017
- 9) E. Balaras, S. Schroeder, A. Posa: Large-Eddy Simulations of Submarine Propellers, J.Ship research Vol.59, pp.227-237, 2015

- 10) 藤澤 竹春,坪倉 誠, 田中 寿夫:大規模 LES 計算による
船用プロペラ周りの流場推定,日本船舶海洋工学会論文
集 第 27 巻,pp.1-8, 2018.
- 11) 畝村 毅, 張 会来:次世代流体解析ソフトウェア
FrontFlow/Red の開発, 生産研究 56 巻, pp40-43, 2004.
- 12) M.Germano, U.Piomelli, P.Moin, W.H.Cabot: A dynamic
subgrid-scale eddy viscosity model, Physics of Fluids A3-7,
pp.1760-1765, 1991.
- 13) A.J.Chorin: A Numerical Method for Solving
Incompressible Viscous Flow Problems, J.Comp.Physics
Vol.2, pp.12-26, 1967.
- 14) R.K.Chan: A Generalized Arbitrary Lagrangian
EulerianMethod for Incompressible Flows with Sharp
Interfaces, J.Comp.Physics Vol.17, pp.311-331, 1975.
- 15) 荻原 誠功, 山崎 正三郎, 芳村 康夫, 足立 宏之:船舶
海洋工学シリーズ⑩ 船舶性能設計,成山堂書店,2013