



大規模LES計算による船用プロペラ周りの流場推定に関する研究

藤澤, 竹春

(Degree)

博士 (工学)

(Date of Degree)

2020-03-25

(Date of Publication)

2021-03-01

(Resource Type)

doctoral thesis

(Report Number)

甲第7789号

(URL)

<https://hdl.handle.net/20.500.14094/D1007789>

※ 当コンテンツは神戸大学の学術成果です。無断複製・不正使用等を禁じます。著作権法で認められている範囲内で、適切にご利用ください。



博士論文

(論文題目)

大規模 LES 計算による船用プロペラ周りの
流場推定に関する研究

令和2年1月

神戸大学大学院システム情報学研究科

(氏名) 藤澤 竹春

目次

第1章 序論	4
1.1 研究の背景	4
1.2 流場を直接推定する手法	5
1.3 本論文の目的と構成	6
第2章 計算方法および実験方法	8
2.1 基礎方程式	8
2.2 解析条件	9
2.3 解析方法	11
2.4 計算格子	13
2.5 実験の方法および実施条件	14
第3章 計算結果の妥当性	33
3.1 流体力の時間変動について	33
3.2 実験と計算結果の比較	34
3.3 RANS 計算と LES 計算で推定された渦構造の比較	35
3.4 まとめ	39
第4章 格子解像度の影響	75
4.1 格子解像度が推力・トルクに与える影響	75
4.2 格子解像度が圧力及び摩擦応力に与える影響	76
4.3 格子解像度が表面近傍の流場に与える影響	77
4.4 まとめ	78
第5章 REYNOLDS 数の影響	87
5.1 REYNOLDS 数が圧力・摩擦応力に与える影響	87
5.2 REYNOLDS 数が表面近傍の流場に与える影響	87
5.3 まとめ	89
第6章 結論	98
謝辞	100
参考文献	101

主な記号

記号	名称	単位	説明・定義式
i	下付添字	-	直交座標の 3 方向成分を表す添字. 本論文では式の片側のみにこれらの添字が繰り返し現れる場合は総和規約を用いる
$\langle \rangle$	三角括弧	-	空間平均操作を表す記号
$\bar{\quad}$	上線	-	時間平均操作を表す記号
'	ダッシュ	-	平均からの変動成分を表す添字
π	パイ	-	円周率
u_i	流速	m/s	速度ベクトルの第 i 成分
t	時間	s	
x_i	位置	m	座標ベクトルの第 i 成分
r	半径位置	m	回転軸からの距離
ρ	密度	kg/m ³	
ν	動粘性係数	m ² /s	
p	圧力	kg/ms ²	
τ	摩擦応力	kg/ms ²	
u_τ	摩擦速度	m/s	$u_\tau = \sqrt{\tau/\rho}$
V	代表流速	m/s	
C_f	摩擦抵抗係数	-	$C_f = \tau/0.5\rho V^2$
Δ^+	壁面単位長	m	$\Delta^+ = \nu/u_\tau$ 壁近傍での距離を無次元化する際に用いる単位長さ
D	プロペラ直径	m	
D_B	ボス直径	m	プロペラ翼根における軸径
$L_{0.7R}$	70%半径位置での翼弦長	m	
H_P	プロペラピッチ	m	
φ_R	プロペラレーキ角	deg	
x_R	プロペラレーキ	m	$x_R = r \tan\left(\varphi_R \frac{\pi}{180}\right)$
φ_P	プロペラピッチ角	rad	$\varphi_P = \tan^{-1}(H_P/2\pi r)$
s_L	前縁突出量	m	
L_C	翼弦長	m	

T_W	翼厚	m	
χ	平均曲率	rad/m	
N	プロペラ回転数	rps	
V_A	前進速度	m/s	
J	前進係数	-	$J = V_A/ND$
Re_D	プロペラ Reynolds 数	-	$Re_D = ND^2/\nu$ 直径 D を代表長さ, 回転速度 ND を代表速度とする Reynolds 数
Re_k	Kempf の Reynolds 数	-	$Re_k = L_{0.7R} \sqrt{V_A^2 + (0.7\pi ND)^2} / \nu$ 70%半径位置での翼弦長 $L_{0.7R}$ を代表長さ, 70%半径位置での相対速度 $\sqrt{V_A^2 + (0.7\pi ND)^2}$ を代表速度とする Reynolds 数
F_x	プロペラ推力	N	プロペラ前進方向に生じる力
M_x	プロペラトルク	N m	プロペラ回転軸に生じるトルク
K_T	プロペラ推力係数	-	$K_T = F_x / \rho N^2 D^4$
K_Q	プロペラトルク係数	-	$K_Q = M_x / \rho N^2 D^5$
η_o	プロペラ単独効率	-	$\eta_o = J K_T / 2\pi K_Q$
P	無次元圧力	-	$P = p / \rho N^2 D^2$
F	無次元摩擦応力	-	$F = \tau / \rho N^2 D^2$
$\frac{\partial u_j}{\partial x_i}$	速度勾配テンソル	1/s	
S_{ij}	ひずみ速度テンソル	1/s	$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$
W_{ij}	渦度テンソル	1/s	$W_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$
Q	速度勾配テンソルの第2不変量	1/s ²	$Q = \frac{1}{2} (W_{ij} W_{ji} - S_{ij} S_{ji})$
h	ヘリシティ密度	m/s ²	$h = u_i \omega_i$
ω_i	渦度	1/s	$\omega_i = \varepsilon_{ijk} \frac{\partial u_k}{\partial x_j}$
ε_{ijk}	エディントンのイプシロン	-	$\varepsilon_{ijk} = \begin{cases} 1 & (i, j, k) \text{が}(1, 2, 3) \text{の偶置換の場合} \\ -1 & (i, j, k) \text{が}(1, 2, 3) \text{の奇置換の場合} \\ 0 & \text{上記以外の場合} \end{cases}$

H	無次元ヘリシティ密度	-	$H = h/N^2D$
k	乱流運動エネルギー密度	kg/ms ²	$k = \frac{1}{2}\rho u'_i u'_i$
K	無次元乱流運動エネルギー密度	-	$K = k/\rho N^2 D^2$
ζ	距離	m	翼表面からの距離
ζ^+	無次元距離	-	$\zeta^+ = \zeta/\Delta^+$
U	無次元流速	-	$U = u/\sqrt{V_A^2 + (2\pi r N)^2}$ プロペラ固定座標での速度を各半径位置における主流速度で無次元化した速度

第1章 序論

1.1 研究の背景

近年、あらゆる産業において低燃費・低環境負荷を求める社会的要求は年々強まっている。国際貿易輸送の大部分を担う大型商船においては船舶推進性能の向上、すなわち ある一定の速度で船舶を前進させるために必要なエンジン出力をより小さくすることが強く要求される。

より高い推進性能を持つ船舶を開発するためには、その性能を正確に把握することが重要である。しかし、大型商船は建造に多大な費用と期間を必要とすることから、建造する前に推進性能を推定する方法が必要となる。また、性能推定手法の検証のためにも実船を実際に運用される作動条件の下で計測し性能を求めることも必要であり、最近 Tsujimoto et al.¹⁾や Orihara et al.²⁾により長期間の計測により風や波などの影響も考慮した船舶の性能推定の検討もされているが、現在においても計測自体が困難である。

実船の計測が難しいことから実用的な性能推定には1/10～1/100程度の縮尺模型を用いた実験が行われている。実験では、造波現象を支配する Froude 数を一致させることは可能だが、粘性現象を支配する Reynolds 数を一致させることは不可能であり、実船より 1/100～1/1000 程度低いものとなる。このため実験結果から実船の性能を推定する際には、Reynolds 数の違いによる性能の違い、いわゆる尺度影響 (Scale Effect)、を考慮して外挿する必要がある。実船は Reynolds 数が $10^8 \sim 10^9$ 程度と非常に高く、流場は十分に乱流状態となっている。これに対し、模型実験の Reynolds 数は $10^5 \sim 10^7$ 程度の遷移域にあり、実船と模型船における流場には違いがある。

船舶は主に船体とプロペラ (スクリュープロペラ) からなる。模型実験では、船体については一般に船長が 5~8 m と大きなものが用いられること、また田古里³⁾の研究などにより Stud による乱流促進手法が確立されていることから、乱流状態にあると考えられる。これに対し模型プロペラは直径 20~30cm 程度と小さいため Reynolds 数が低く乱流促進も難しいことから遷移状態にあると考えられる。例えば Yamasaki⁴⁾は直径 0.95m までの模型プロペラを用いた実験を行い、通常行われる模型実験の Reynolds 数で実施された場合とより高い Reynolds 数で実施された場合とで、プロペラ翼表面上の流線が異なっていることを報告しており、プロペラ模型実験での流場が遷移状態にあることを示している。Hasuike et al.⁵⁾もキャビテーション水槽での実験で模型プロペラ翼表面の流線を観察し、同様のことを報告している。

以上のように模型と実船の流場は異なっており、このため実用上は模型実験の結果から経験的な知見などを用いた外挿による性能推定が行われている。従って実船性能を直接的に推定する手法は未だ確立されていないといえる。しか

し、経験的な方法では従来にない特徴を持つ船体形状やプロペラ・省エネ装置を開発した際に実船の性能を正確に推定できない可能性があり、船舶の推進性能の向上を検討していく上で問題である。以上から実船性能の推定を精度良く行うためには実船周りの流場を直接推定する手法が必要となると考えられる。

1.2 流場を直接推定する手法

船体周りの流場を記述する Navier - Stokes 方程式を解析的に解くことはできないが、数値的な方法で近似解を求めることは可能である。最近の計算機性能および計算手法の著しい進歩に伴って、CFD (Computational Fluid Dynamics) に基づく数値計算手法は船舶性能の推定方法にも適用が広がっている。船舶分野における数値計算では乱流場を時間的に平均化する RANS (Reynolds Averaged Navier - Stokes equation) モデルが広く用いられている。RANS モデルでは乱流場をモデル化しているため、推定精度を改善するには実際の流場と比較・検証しモデル係数の調整などを行う必要があり、比較的計測が容易な模型実験の結果を用いてモデルを調整することが多い。実船の性能推定へ適用するためには、実船の流場についての詳細なデータを得る必要がある。実船流場を計測することは、船体回りの流場についての定性的な知見を得るために重要であり、古くは横尾ら⁶⁾、最近では Inukai et al.⁷⁾ により検討されている。しかし、擾乱影響を完全に除去することはできず、費用や期間の問題から乱流モデルの調整に十分なデータを収集することは難しい。

以上のように実船の詳細な流場を実験的に計測することは困難である。これに対して数値的な手法を考えると、乱流場をモデル化することなく Navier - Stokes 方程式を直接数値的に解く DNS (Direct Numerical Simulation) であればモデル影響のない、正確な流場の再現が可能であると考えられる。ただし、Balakmar⁸⁾ により Reynolds 数 1×10^6 の二次元翼計算なども行われているが、DNS では流場に存在する最小の渦までも解像できる計算格子が必要となり、計算コストが非常に高いため、船舶のような複雑形状周りでの実用的な問題に適用することはできない。他方、流場を空間スケールで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) をある程度以上に細かくすることで、より低い計算負荷で DNS と同等の推定結果を得られることが知られており⁹⁾¹⁰⁾、性能推定手法としては LES が実用的である。十分な解像度を得ようとする場合には格子点数を増大させる必要があり、計算規模が大きくなることから、本研究では高い格子解像度で実施する LES 計算について、大規模 LES 計算と呼ぶこととする。現在、大規模 LES 計算を船舶の性能推定に用いることは非常に困難であるが、計算機性能の急速な発達を考慮すると、将来的には大規模 LES 計算による実船の性能推定を実用的に実施するこ

とが可能となると期待される。

以上のことから実船流場を詳細かつ正確に推定する方法として、大規模 LES 計算による推定手法が有望である。現時点では実船尺度で大規模 LES 計算を実施することは不可能であるが、模型尺度であれば大規模計算資源を利用することで計算が可能である。例えば Nishikawa¹¹⁾ はスーパーコンピューター「京」¹²⁾ を用いて、船体のみを 310 億格子規模の計算を実施して、RANS 計算では推定の難しい伴流分布を精度良く推定できることを確認している。さらに、船体にプロペラを付加した状態では船体周りに 43 億格子、プロペラ周りに 1.6 億格子規模の計算を実施して伴流との干渉によりプロペラ翼面上で間欠的に渦が発生する様子を捉えている。また、Mahesh et al.¹³⁾ は 1.3 億格子規模でプロペラの後進状態での計算を、Kumar et al.¹⁴⁾ は 1.8 億格子規模でプロペラ単独状態の計算を、Balaras et al.¹⁵⁾ は 47 億格子規模で上流側に翼を配置したプロペラの計算をそれぞれ行っている。しかし、模型プロペラ表面近傍での乱流遷移を含む流れの詳細はプロペラの性能推定において重要であり、流場の正確な再現に十分な解像度が具体的にどの程度のものであるか検討するためにも必要なものであるが、実験および計算の困難さからこれまで検討されていなかった。上述の例でも Nishikawa の計算では Reynolds 数が低くプロペラ表面上の流れはほぼ層流状態であり、Mahesh et al., Kumar et al. および Balaras et al. の研究ではプロペラ翼表面について検討されていない。そのため、プロペラ近傍の乱流を含む流場の詳細について明らかにすることが、大規模 LES 計算の実用化において必要である。

1.3 本論文の目的と構成

以上の背景を踏まえ、本研究では 将来における実船スケールにおけるモデル影響のない正確な性能推定を可能とするために、その手法として有望である大規模 LES 計算による性能推定手法の実用化を目指す。その最初期の検討として、国内最大規模のスーパーコンピューター「京」を利用して模型プロペラ単体の大規模 LES 計算を行い、得られた結果について解析を行った。まず大規模 LES 計算結果と実験計測結果を比較することで大規模 LES 計算結果が流場の推定として妥当なものとなっていることを示す。また、RANS 計算結果との比較により、大規模 LES 計算で再現される流場と RANS 計算で再現される流場の違いを示し、大規模 LES 計算が性能推定において有効であることを示す。さらに、解像度を変えた場合の計算を実施し、解像度の違いが推定流場に与える影響を検討し、モデル影響のなくなる十分細かい解像度に至った場合の流場について考察する。加えて、実船 Reynolds 数の計算実施を目指す準備として、模型実験が可能な範囲で Reynolds 数を変えた条件での計算を実施し、結果の比較から大規模 LES 計算により Reynolds 数の違いによる流場の変化を捉えられることを示す。

本研究及び今後展開される研究により、大規模 LES による船舶全体についての性能推定手法が実用化され、計算機性能の発達により実船スケールの計算が現実のものとなれば、実船周りの流場の詳細についての検討が可能となり、より高い推進性能を有する船舶の開発につながると期待される。

本論文の構成を以下に示す。

第 1 章においては本研究の背景及び目的について述べる。

第 2 章では本研究で実施した大規模 LES 計算、比較用に実施した RANS 計算および実験の手法の詳細、ならびに計算及び実験を実施した条件を示す。

第 3 章では計算結果と実験結果との比較から計算によって推定される流場の妥当性を検討する。また、RANS 計算結果と大規模 LES 計算結果の比較により、大規模 LES 計算と RANS 計算で推定される流場の違いについて検討する。

第 4 章では格子解像度が異なる場合のプロペラ性能推定結果やプロペラ表面の微細な渦の比較から、格子解像度がプロペラ性能の推定精度や推定される流場に与える影響について考察する。

第 5 章では Reynolds 数が異なる場合のプロペラ表面の渦や、壁面法線方向の速度分布の検討から、Reynolds 数が流場に与える影響について考察する。

最後に第 6 章で本研究の結論を示す。

第2章 計算方法および実験方法

2.1 基礎方程式

本研究で扱う流場は単相の非圧縮性ニュートン流体であり，基礎方程式は以下に示す連続の式および 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 はある時刻での速度ベクトルの第 i 成分， x_i は座標ベクトルの第 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．添字 i, j は空間の 3 方向成分を表し，本論文で示す式ではこれらの添字について総和規約に従うものとする．本研究では大規模 LES 計算を実施するとともに，比較のために RANS による計算を実施する．以下にそれぞれの基礎方程式を示す．

LES モデルの基礎方程式は式(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， $\langle \rangle$ は空間平均操作， τ_{ij} は対流項を平均化することにより現れる Sub Grid Scale (SGS) 応力を表す．フィルタ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¹⁰⁾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 Δ^+ で表記する)を用いて，主流方向の解像度が $24\Delta^+$ ，スパン方向の解像度が $3.5\Delta^+$ の場合に DNS と同等の結果が得られたとしている．単位 Δ^+ は以下の式で定義される．

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

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

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

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， V は代表流速である．

一方 RANS モデルの基礎方程式は式(1), (2)の u_i, p を時間平均成分と変動成分に分けた上でのアンサンブル平均をとることで以下のように得られる．

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (9)$$

ここで、 $\bar{\quad}$ は時間平均操作、 $'$ は平均からの変動成分であることを示し、 $\overline{u'_i u'_j}$ はレイノルズ応力である。RANS ではすべての渦が時間平均によりモデル化されるため、格子解像度を高めてもモデル化影響が消えることはなく、DNS と同等の計算とはならない。

2.2 解析条件

本研究では対象とするのはプロペラが一定の回転速度で回転しながら一定の前進速度で前進するプロペラ単独状態である。以下に対象とする形状および作動条件について述べる。

2.2.1 解析するプロペラ

本研究では図 2-1 に示す標準的な MAU プロペラ²⁰⁾を対象とした。MAU は Modified AU の略であり、AU は開発を行った尼崎製鉄と運輸研究所の頭文字である。MAU プロペラは設計図表が公開されており広く利用されている。図 2-1 (a) は模型プロペラの写真であり、図 2-1 (b) は正面及び側面の投影図面(数値は 0.1mm 単位で表示されている)、図 2-1 (c) は断面形状の一例(下記の円筒座標で円筒面を展開した図)である。表 2-2 にプロペラの主要目を示す。表中 $L_{0.7R}$ は 70% 半径位置における翼弦長である。プロペラピッチ H_p は各半径断面での幾何迎角を示す値であり、今回用いた模型では各半径において一定である。展開面積比は設計図表で用いられる翼面積を表す指標、ボス直径はプロペラ翼の付け根における軸の直径、レーキ角はプロペラ翼を前後に傾ける角度である。表及び図に示している値は設計値であり、実際の模型形状には後述するばらつきがある。CFD におけ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いる。

MAU プロペラの翼型は図 2-1(c) に一例を示すように平坦な下面を持ち、前縁側で上面側にウォッシュバックを施していることを特徴とする翼型である。系統的に要目を変更した実験が実施され、結果が設計用に図表化され公開されていることから広く用いられている。各翼を区別する場合には図 2-1(a) のようにキー溝から時計回りに Blade-A, B, C, D とする。また翼の表裏のうち、図 2-1(a) で見えている面が図 2-1 (c) で上側の面であり、こちら側を Back 面と呼び、その反対側である、下側の平坦な面を Face 面と呼ぶ。

図 2-2 は平均曲率 χ [rad/m]の表面分布を示している。平均曲率の計算には Rhino 6 を用いている。Rhino は汎用の 3 次元 CAD ソフトであり、3 次元自由曲面の作成に優れている。曲率分布をみると図 2-1(c)に示したように Face 面が平坦であることが確認できる。Back 面側でエッジの内側に沿って曲率の小さい領域が存在しているが、これは設計上意図したものではなくエッジのアールを加工する際に内側の局面との接続部が平坦化されてしまったものと思われる。ただし、図 2-1(a)で分かるようにこの曲率の違いは目視で確認できないほどわずかな差であり、また各翼間でのばらつきも小さい。また、本プロペラは 1980 年代に作成されたものであり、現在においては工作技術の向上によりこのような曲率の乱れはないものと考えられる。

次にプロペラの各翼の形状のばらつきを確認する。プロペラの設計では、各半径位置での 2 次元翼断面形状と設計変数を決定しており、3 次元形状は 2 次元翼断面形状を設計変数を用いて変換することにより作成する。本研究では 3 次元計測結果から、各翼の断面形状と設計変数を逆算し、ばらつきを比較する。設計変数はプロペラピッチ $H_P(r)$ 、プロペラレーキ $x_R(r)$ 、前縁突出量 $s_L(r)$ および翼弦長 $L_C(r)$ 、翼厚 $T_W(r)$ である。プロペラピッチは翼の幾何迎角の大きさを示す指標である。プロペラレーキは翼断面の前後方向の位置を与えるものであり、翼弦長、翼厚は翼断面形状の特徴を示す。前縁突出量と翼弦長から翼の輪郭が決定される。

直交座標 (x, y, z) で計測した 3 次元形状データから、各半径での断面形状を抽出し、以下の式により円筒座標 (r, θ, x) を介して螺旋座標 (r, s, n) に変換し、2 次元翼形状が以下の (a), (b), (c) のように調整することで設計変数を求めた。回転軸と図 2-1 (b) に示すプロペラ設計における基準線 (Generator Line) の交点を原点に設定し、回転軸を x 軸と一致させ、プロペラが前進する方向を x 軸の正側と定義した。

$$\left. \begin{aligned} r &= \sqrt{y^2 + z^2} \\ \theta &= \tan^{-1} \left(\frac{y}{z} \right) \\ x &= x - x_R \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

$$\left. \begin{aligned} r &= r \\ s &= x \sin(\varphi_P) - r\theta \cos(\varphi_P) - s_L \\ n &= -x \cos(\varphi_P) - r\theta \sin(\varphi_P) - s_L \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

$$x_R = r \tan \left(\varphi_R \frac{\pi}{180} \right) \quad (12)$$

$$\varphi_P = \tan^{-1} \left(\frac{H_P}{2\pi r} \right) \quad (13)$$

(a) s_L は s - n 座標で翼断面の s の最小値が 0 となるように調整する。

(b) H_P は s - n 座標で Face 面の平坦部が s 軸と平行になるように調整する。

(c) x_R は s - n 座標で Face 面平坦部が $n = 0$ と重なるように調整する.

翼弦長 L_C および翼厚 T_W は, 上記調整後の断面形状における s および n の最大値と最小値の差として求まる.

図 2-3 に 3 次元計測から得られた各翼の 70%半径位置形状から求めたプロペラピッチ H_P , プロペラレーキ x_R , 前縁突出量 s_L , 翼弦長 L_C , 翼厚 T_W のばらつきを示す. 図 2-3 に示すように翼間のばらつきは小さく, 翼間の性能差は小さいと考えられる. 3 章で述べるが限界流線の観察や計算結果でも翼によって定性的な傾向が異なることは認められなかった.

2.2.2 作動条件の表し方

プロペラ単独状態において作動状態は前進速度 V_A [m/s], 回転数 N [rps] によって定まり, これらを無次元数プロペラ前進係数 J と Reynolds 数で表す. プロペラの Reynolds 数を考えるときに直径と回転数を基準にしたプロペラ Reynolds 数 Re_D と 70%半径位置における翼弦長と相対速度を基準にした Kempf の Reynolds 数 Re_k の両方が用いられているためここでは両方を示す. J, Re_D, Re_k はそれぞれ以下のように定義される.

$$J = \frac{V_A}{ND} \quad (14)$$

$$Re_D = \frac{ND^2}{\nu} \quad (15)$$

$$Re_k = \frac{L_{0.7R} \sqrt{V_A^2 + (0.7\pi ND)^2}}{\nu} \quad (16)$$

ここで ν [m²/s] は動粘性係数である. ここで示した 2 種の Reynolds 数のうち Re_k はプロペラ翼断面を 2 次元翼として考え, その長さと同相対速度を代表値とするものであり, 理論的な解析を行う場合に多く用いられる. 半径位置のうち特に 70%を代表とするのは船用プロペラでは 70%付近で翼弦長が最大となることが多くこの半径で Reynolds 数が最大となることが多いためである. これに対し, Re_D は直径が同じプロペラであれば変数が回転数のみとなり条件設定が容易である. また, プロペラは通常使用される範囲では前進速度よりも回転速度が大きいため前進速度を無視していても実用上問題は少ない. 本論文ではプロペラの Reynolds 数は Re_D で与えている.

2.3 解析方法

2.3.1 大規模 LES 計算の方法

本研究で大規模 LES の計算には, 解析マシンにスーパーコンピューター「京」

を用いており、解析ソルバーにオープンソースソフトウェア FFR (Front Flow/Red)¹⁶⁾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ーである。

有限体積法において、用意した計算格子から計算のためのコントロールボリュームを作成する方法には節点中心法とセル中心法との2つがありFFRは前者を、後述するFLUENTでは後者を採用している。図 2-4に両方法の概略図を示す。図では簡単のため構造格子で示すが、今回用いる計算格子は非構造格子である。図 2-4 (a)に示す節点中心法では、節点の周りにコントロールボリュームを再構築するが、図 2-4 (b)に示すセル中心法では格子要素をそのままコントロールボリュームとして用いる。また図 2-4 (c), (d)に示すように表面に最も近い積分点の高さは節点中心法の場合には格子高さの1/4となり、セル中心法では格子高さの1/2となる。

本研究では、式(4)にあるSGS 応力項のモデル化に Dynamic Smagorinsky モデル¹⁷⁾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¹⁸⁾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次風上差分を基本的に2%の割合で混合し、格子のスキューネスが大きくなる領域付近に対し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)¹⁹⁾を用い、格子全体を剛体回転させている。

また、表 2-4 に示す壁面に接する格子の法線方向の解像度が $2\Delta^+$ 程度より粗い場合には、直接解く場合に計算安定性が悪化するため、壁面摩擦応力を求める際に壁面モデルである Spalding 則²²⁾を用いた。

2.3.2 比較用 RANS 計算

RANS 計算には汎用流体解析ソフトウェアである ANSYS FLUENT 17.0を用いた。離散化は有限体積法に基づいており前述のようにセル中心法でコントロールボリュームを構成している。式(6)で示したレイノルズ応力項のモデル化には低レイノルズ数型 SST $k-\omega$ モデルを用いた。計算は定常計算とし、空間離散化には QUICK スキーム、圧力解法には SIMPLE スキームを採用した。プロペラの回転は格子を固定したまま場を回転させることで与える。即ち、基礎方程式は回転系で解き、回転の効果を外力として与えた。また、回転方向に周期境界条件を用いて1翼分の領域を対象とした。以上の方法は川村ら²¹⁾と同じ手法であり、現在船用プロペラの単独計算を行う方法として一般的なものである。

2.4 計算格子

計算領域の概要を図 2-5 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。

2.4.1 大規模 LES 計算の計算格子

大規模 LES 用の計算格子の作成には Pointwise V17 を使用した。Pointwise は商用の汎用格子生成ソフトであり、特に Front Flow/Red に対応する形式で出力が可能であることから用いた。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、図 2-6 (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、図 2-6 (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ことが多いため、Refine 時に形状を調整した。2.2.1 で述べた差分の 1 次風上の割合を増加させる領域は特にスキューネスが大きくなりやすい四角錐格子を配置する付近である。

格子要素の形状は図 2-7 (a)に示すようにプロペラ近傍では四面体、遠方では六面体とし、三角形の面を持つ四面体と四角形の面を持つ六面体を接続するために四角錐格子を用いる。プロペラ翼表面は翼の前縁(Leading Edge)および後縁(Tailing Edge) に沿った領域を翼縁部とし、それ以外を翼部として分割した。翼とボスとの接続部には曲面上のフェアリングを付加しており、フェアリングは格子設定上ボス部に含める。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たプリズム層を形成している。

本研究では大規模 LES 用に法線方向の格子解像度を重視した格子 (Grid1) と水平方向の格子解像度を重視した格子 (Grid2) の 2 種の計算格子を作成し計算を実施した。表 2-1 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。2.2.1 で示したように FFR では計算上の積分点の高さが格子高さの $1/4$ となることに注意されたい。Refine 後の成長率を表示していないが、これは 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。

2.4.2 RANS 計算の計算格子

RANS 用の計算格子の作成には GAMBIT 2.4.6 及び TGrid 17.0 を組み合わせて用いた。GAMBIT および TGrid は FLUNET 用に開発されていた格子生成ソフトであり、GAMBIT は物体表面および境界面の格子生成に優れ簡単な空間格子生成機能を有し、TGrid は表面格子からの押出によるプリズム格子の生成と空間格子の生成に優れている。これらの特徴から GAMBIT により表面格子および後述するプロペラ後方の三角柱格子を作成し、TGrid にて表面プリズム層および残りの空間格子を作成した。図 2-7 (b) に示すように、プロペラ表面付近以外の格子形状は四面体格子である。プロペラ後方での格子解像度が粗くなりすぎないように調整するため、プロペラ後方の領域を分割したうえで三角柱を挿入しており、三角柱の側面の四角形と四面体の接続のため四角錐を配置している。また、大規模 LES 用格子と同じく物体表面にはプリズム層を形成している。各位置での格子解像度およびプリズム層の設定を表 2-1 に示す。2.4.1 節で示したように FLUENT では計算上の積分点の高さは格子高さの 1/2 である。格子要素数は約 100 万である。

2.5 実験の方法および実施条件

計算結果と比較するために実施したプロペラ単独試験及び限界流線観察の 2 種の実験について述べ、合わせて実験及び計算で実施した条件を示す。

2.5.1 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。実験条件は数値計算を実施した最大 Reynolds 数条件である $Re_D=2.0 \times 10^6$ では計測できなかったため、代わりに $Re_D=1.8 \times 10^6$ の条件を実施した。各 Reynolds 数で J を変えて計測を行っており、値を比較する場合は多項式補間により同一の J での値を求めている。

また、船型試験水槽は開水路であり回転軸の深さを水面から $1.5D$ として実験を実施している。ただし、プロペラ軸深さが十分深く水面からある程度以上離れていれば水面の影響は小さいことが知られており、例えば八代²³⁾ は実験的に軸深さが $0.8D$ 程度より深いときに影響が小さいことを報告している。以上から数値計算では水面を考慮せず単相流としている。

図 2-8 にプロペラ単独試験の結果を示す。 $Re_D=1.1 \times 10^6$ の条件でプロペラ前進係数 J を変えて計測した結果を示しており、縦軸は推力係数 K_T 、トルク係数 K_Q 及び単独効率 η_0 であり、これらはプロペラの性能を表す指標である²⁵⁾。 K_T 、 K_Q 及び η_0 の定義を以下に示す。

$$K_T = \frac{F_x}{\rho N^2 D^4} \quad (17)$$

$$K_Q = \frac{M_x}{\rho N^2 D^5} \quad (18)$$

$$\eta_o = \frac{J K_T}{2\pi K_Q} \quad (19)$$

ここで F_x [N]は前進方向に生じる推進力、 M_x [N m]は回転軸にかかるトルクである。グラフ上での表示上の都合から K_Q の値は10倍して示している。また図 2-9 に $J=0.5$ について Reynolds 数を変えて計測した場合の K_T, K_Q, η_o を示す。

図 2-8 に示すように J が高いほど K_T, K_Q は低下し、 η_o は J が高くなるにしたがって増加し $J=0.6\sim 0.7$ 付近で最大値を取った後に急速に低下する。図 2-9 に示すように Reynolds 数が高いほど K_T, K_Q, η_o ともに増加傾向がみられる。ただし、変化は Reynolds 数が低い側では比較的大きいが高い側では微小である。また K_T, K_Q, η_o ともに J が小さいほど Reynolds 数に対する変化が大きくなっている。

図 2-10 に Reynolds 数に対する平板の摩擦抵抗の変化の典型例²⁶⁾を示す。図で摩擦抵抗係数は Reynolds 数が高いほど下がっているように一般に Reynolds 数が高いほうが粘性による損失が下がるため効率が向上するが、流れが層流から乱流に変化する遷移域では摩擦抵抗係数が増加するなど複雑で予測しがたい状態になる。今回検討した Reynolds 数の範囲は $10^5\sim 10^6$ であり層流域から遷移域にあたる。船舶分野における模型実験はこの遷移影響を避けるためできるだけ高い Reynolds 数で実施することが望まれるが、多くの場合では実験設備等の制約により十分高い Reynolds 数で実施できていない。遷移域における Reynolds 数に対する K_T, K_Q, η_o の変化はプロペラの形状や条件により異なると考えられ、このことが模型実験から実船性能を推定することを難しくしている。

2.5.2 限界流線観察

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。この実験では油膜を塗布した状態のプロペラを任意の条件で作動させ、表面に流線が形成された後取出して写真を撮影する。以下の実験結果および計算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。なお後述する計算結果での限界流線は摩擦応力ベクトルの包絡線として可視化している。

限界流線は典型的には図 2-11（武井ら²⁷⁾）のようになるとされ、その特徴は以下である。

- ・翼面上には層流域と乱流域とがあり、前縁付近には剥離線（Separate Line）が存在する。ただし、剥離線はごく細く明瞭でない。

- 翼の根元側では翼の前縁側が層流域であり，翼の途中で遷移し後端側では乱流域となる．層流域と乱流域では流線は回転方向を向き，遷移付近で流線が半径方向を向くように大きく曲がる．
- 翼端側では前縁から乱流域となっており，前縁に層流域を持つ範囲と前縁から乱流域となる領域の境界を臨界半径（Critical Radius）という．
- 臨界半径は J が増加するほど翼端側に移動し乱流域が縮小する．

図 2-12, 図 2-13 に本研究で実施した実験から得られた限界流線観察の実験結果を示す．上記の特徴を示しており，本研究で用いた模型プロペラは典型的なプロペラ周りの流場になっていると考えられる．また，Reynolds 数や J の違いに対して以下のような特徴もみられている．

- 臨界半径は $J=0.3$ での Back 面の 70%~80%半径付近に現れており Reynolds 数が高いほど翼根側に移動する傾向がみられる．ただし，実験を実施できた Reynolds 数の範囲は広くないため変化は小さい．ほかの条件では臨界半径は現れていない．
- 遷移の位置は Back 面では J が高いほど後端側に移動するが，Face 面では J が高いほど前縁側に移動する．
- 遷移の位置は Reynolds 数によって変化しないが，遷移付近において流線が半径方向を向く度合いは高レイノルズ数程弱く曖昧になる．

また，図 2-14 に $Re_D=1.1 \times 10^6$, $J=0.5$ での各翼の観察結果を示す．Back 面で流線が曲がる位置や，Face 面では臨界半径はほぼ一致しており翼間に明確な差は見られない．後述する計算結果についても翼ごとの結果に差が見られないことから，2.4.1 で示した翼ごとの形状の差異は流れに影響を与えないほどの微小なものであったと判断できる．以上から，本研究においては翼近傍での流場については代表として Blade-A について実験・計算結果を比較し議論することとする．

また，実験では半径位置や翼の区別を表すマーキングには市販の油性ペンを使用しているが，このマークが結果に影響していないことを確認するため，翼の中央付近にマーキングしない場合についても観察を行った．図 2-15 はその結果である．マークの有り無しで観察される流線に差は無く，マーキングは結果に影響していないことが確認できる．

2.5.3 実験及び計算を実施した条件

実験および計算を実施した条件を表 2-3, 表 2-4 に示す．2.2.2 節で述べたように Reynolds 数を Re_D で与えている． Re_D を固定した場合 J により Re_k が異なることになるため，表では $J=0.5$ の Re_k について示している．本研究で実施した範囲では Re_k の差は数%程度と小さく検討に影響を与えることは無いと考えている．

また、参考のため表 2-3 に水温 15°C, $J=0.5$ の場合の前進読度 V_A , 回転数 N も示す。実験の実施の際には水の密度、動粘性係数が温度による変化することを考慮している。

数値計算において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長さ Δ^+ 基準で見ることが重要と考えるため、表 2-4 に計算する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。 C_f は次式に示す Schöenherr の摩擦抵抗式を収束計算することで算出しており、式(19)中の Reynolds 数 Re には表 2-4 に示す Re_k を用いた。また、ここで示す法線方向の解像度は 2.2.1 節で示した壁面に最も近い積分点の高さである。

$$\sqrt{C_f} = \frac{0.242}{\log_{10}(Re C_f)} \quad (20)$$

大規模 LES 計算では計算時間短縮のために、可能な限り他の条件の計算結果を初期流場として流用した。例えば 64 億格子の計算をおこなうばあいには、最初に 1 億格子で一樣流速の初期条件から計算を行い、1 億格子の流場を補間したものを初期流場として 8 億格子の計算を実施し、さらに、8 億格子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。ただし、Grid1-8 億格子については 1 億格子の計算結果を使用した際に発散したため一樣流速の初期条件から計算を行っている。

なお、8 億格子および 64 億格子の計算結果は、データサイズが巨大であったため直接可視化することができず、すべて Refine 前の 1 億格子にデータを間引いて可視化している。

また、LES 計算結果について平均や変動の値を示す場合、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、64 億格子で 0.5 回転する時間で統計処理を行った。ただし、Grid-1 の 64 億格子の場合については瞬間流場しか得られていない。

表 2-1 格子解像度

		LES 用格子						RANS 用格子
		Grid1			Grid2			
位置	格子点数	0.1 B	0.8B	6.4B	0.1B	0.8B	6.4B	0.001B
		外周境界 [mm]	47.00	23.50	11.25	23.50	11.25	5.63
	翼縁部 [mm]	0.057	0.029	0.015	0.029	0.015	0.008	0.480
	翼部 [mm]	0.400	0.200	0.100	0.200	0.100	0.050	1.800
	ボス部 [mm]	1.450	0.725	0.363	0.725	0.363	0.182	3.600
プリ ズム 層	第一層格子 高さ[mm]	0.0100	0.0050	0.0025	0.0400	0.0200	0.0100	0.0040
	成長率	1.10	-	-	1.10	-	-	1.30
	層数	30	60	120	6	12	24	21

表 2-2 模型プロペラ主要目

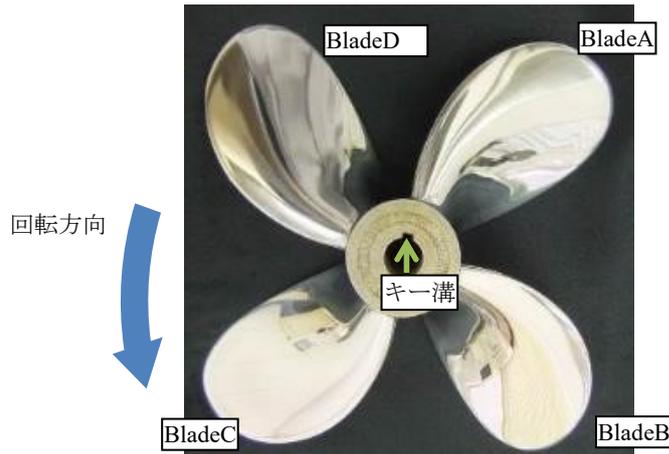
	Symbol	Value
直径	D	0.240 m
翼数	Z	4
プロペラピッチ	H_P	0.168m(Const.)
展開面積比		0.500
ボス直径	D_B	0.0408m
プロペラレーキ角	φ_R	9.0 deg
70%半径位置での翼弦長	$L_{0.7R}$	0.0669 m
断面形状		MAU-Type

表 2-3 実験条件

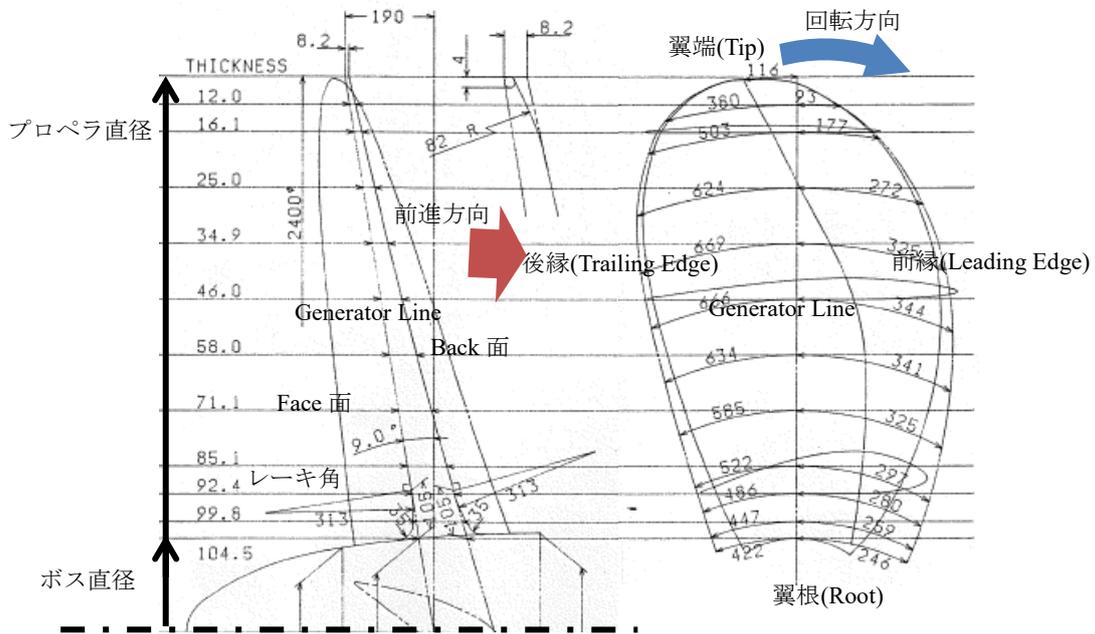
Re_D [10^6]	$Re_k(J=0.5)$ [10^6]	J		$1 \Delta^+$ [mm] ($J=0.5$)	水温 15°C, $J=0.5$ の場合	
		プロペラ 単独試験	限界流線 観察		前進速度 [m/s]	回転数 [rps]
0.3	0.19	0.10~0.90	0.50	0.0064	0.71	5.93
0.6	0.37	0.10~0.90	0.50	0.0034	1.42	11.86
1.1	0.69	0.10~0.90	0.50	0.0020	2.61	21.75
1.4	0.88	0.10~0.90	0.50	0.0016	3.32	27.68
1.8	1.13	0.10~0.90	×	0.0013	4.27	35.59
2.0	1.26	×	0.50	0.0012	4.74	39.54

表 2-4 計算条件

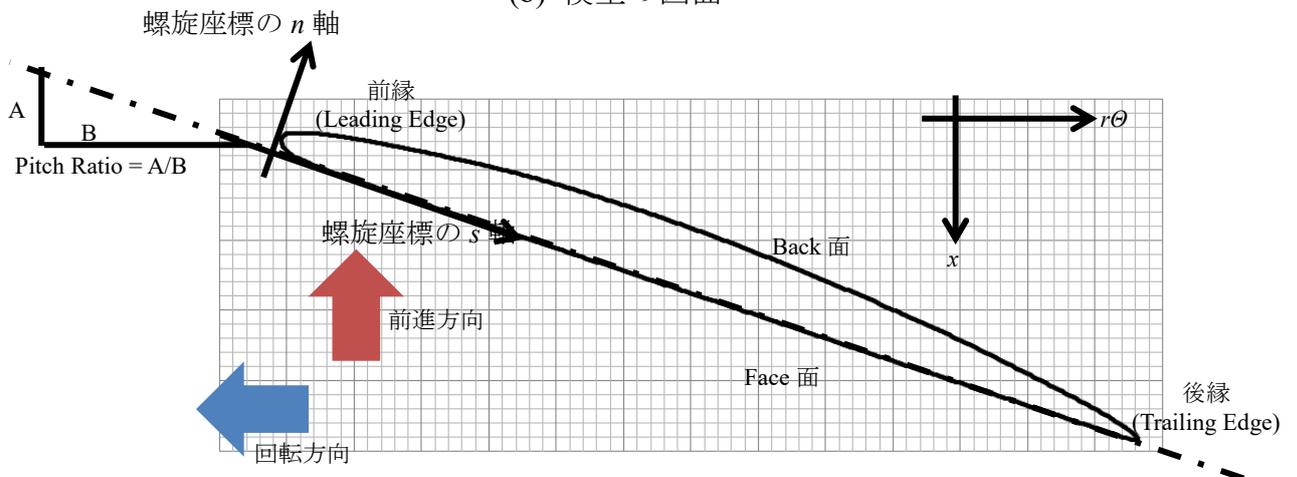
格子	J	Re_D [10^6]	Re_k [10^6]	格子 点数	解像度[Δ^+]		Spalding 則の適用
					接線 方向	法線 方向	
Grid1	0.50	0.30	0.19	0.8 B	31	0.20	×
	0.50	0.60	0.38	0.8 B	58	0.36	×
	0.50	1.10	0.69	0.1 B	201	1.26	×
				0.8 B	100	0.63	×
				6.4 B	50	0.31	×
	0.50	1.40	0.88	0.8 B	125	0.78	×
	0.50	2.00	1.26	0.8 B	173	1.08	×
Grid2	0.50	0.30	0.19	0.8 B	15	0.79	×
	0.50	1.10	0.69	0.1 B	101	5.03	○
				0.8 B	50	2.52	○
				6.4 B	25	1.26	×
	0.50	2.00	1.26	0.8 B	86	4.32	○
	0.30	1.10	0.68	0.1 B	99	4.96	○
				0.8 B	50	2.48	○
0.70	1.10	0.71	0.1 B	102	5.14	○	
			0.8 B	51	2.57	○	
RANS 用格子	0.50	1.10	0.69	0.001 B	900	1.00	×



(a) 写真 (Back 面側)



(b) 模型の図面



(c) MAU 翼型の例 (Blade-A の 70%半径位置の断面形状)

図 2-1. 模型プロペラ の概要

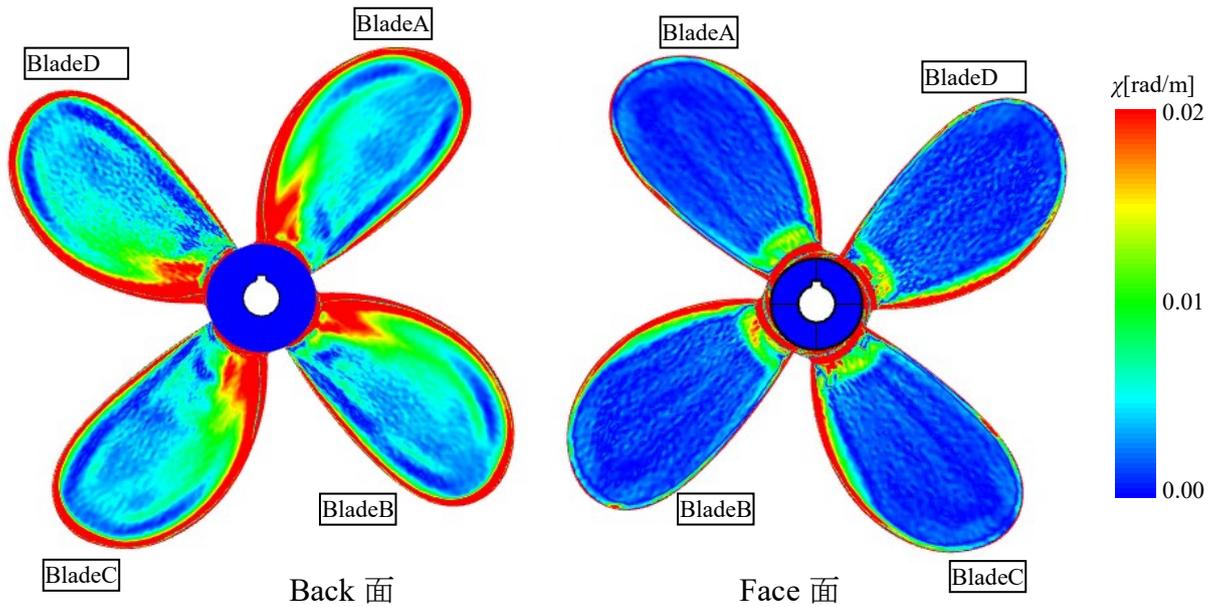
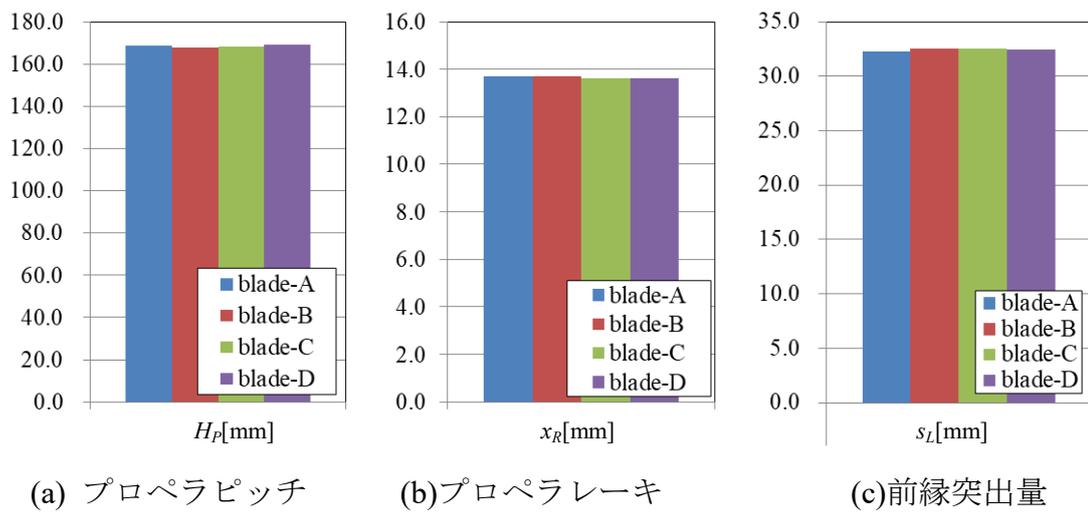


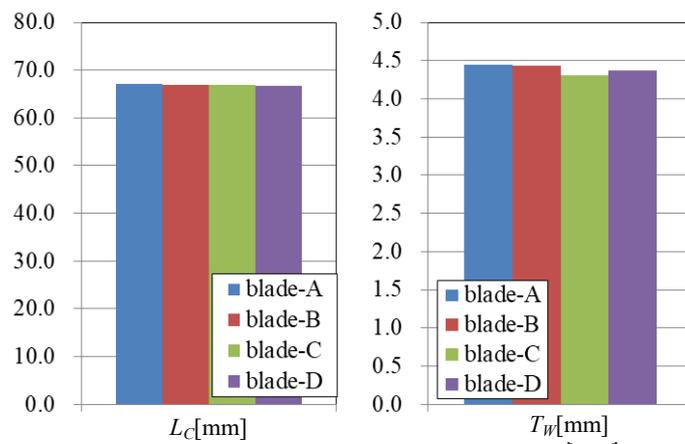
図 2-2. 翼表面の平均曲率分布



(a) プロペラピッチ

(b) プロペラレーキ

(c) 前縁突出量



(d) 翼弦長

(e) 翼厚

図 2-3. 70%半径位置での各翼間の形状のばらつき

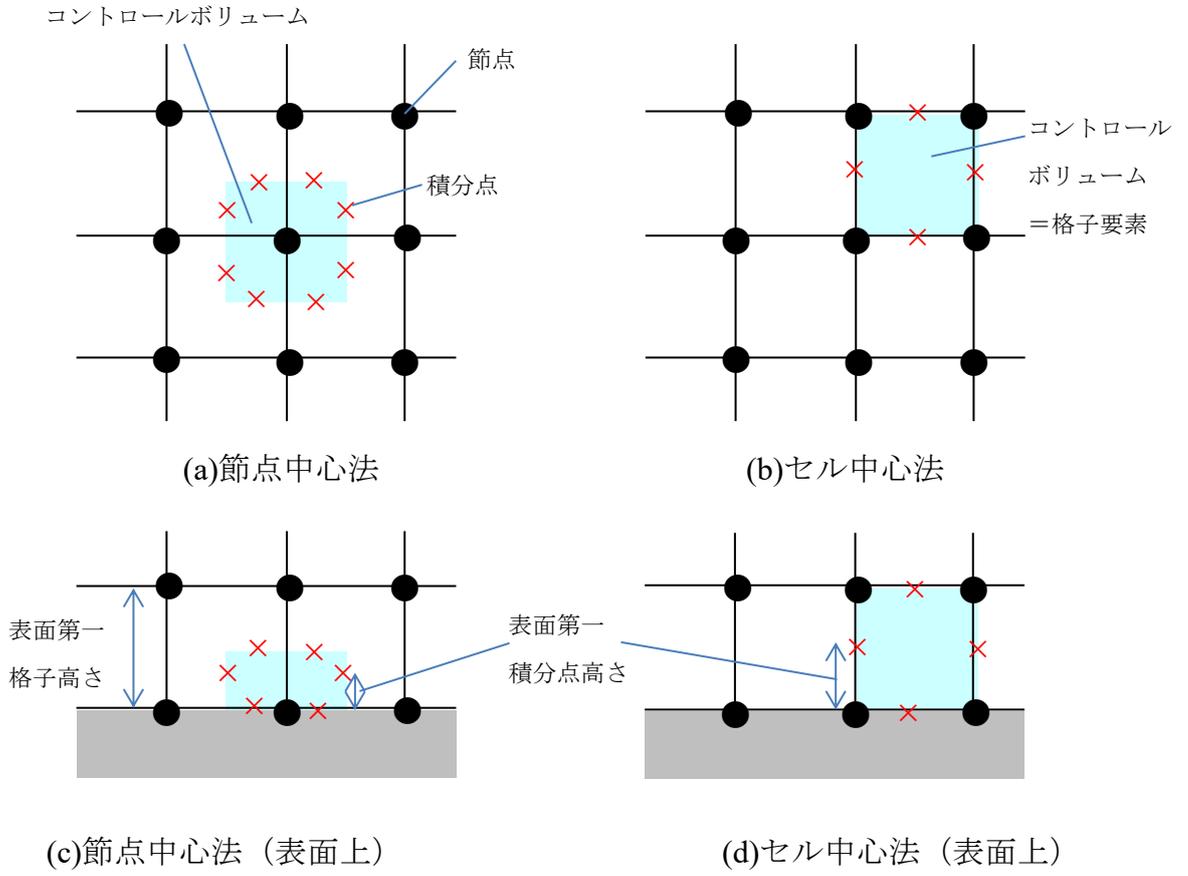
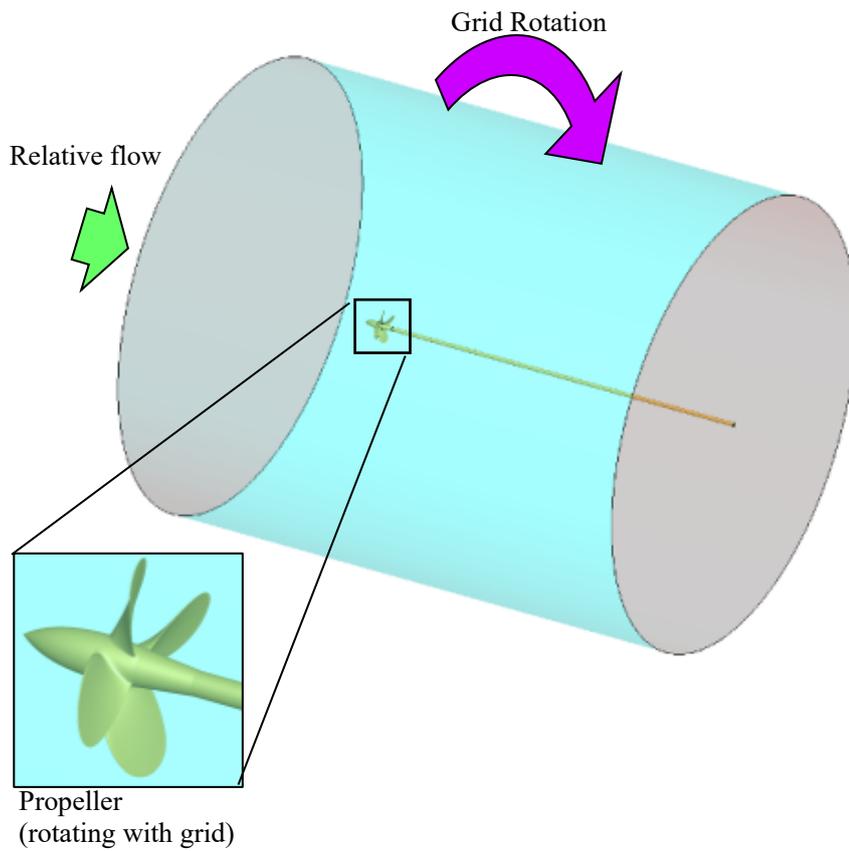
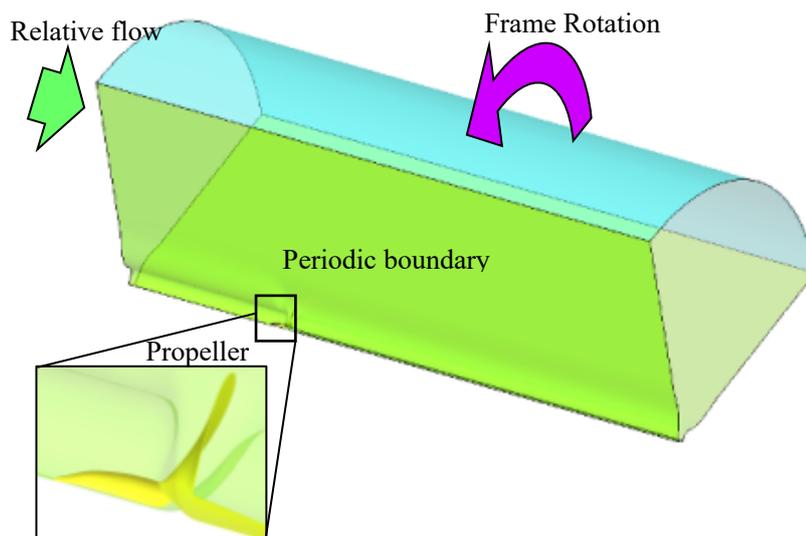


図 2-4 セル中心法と節点中心法

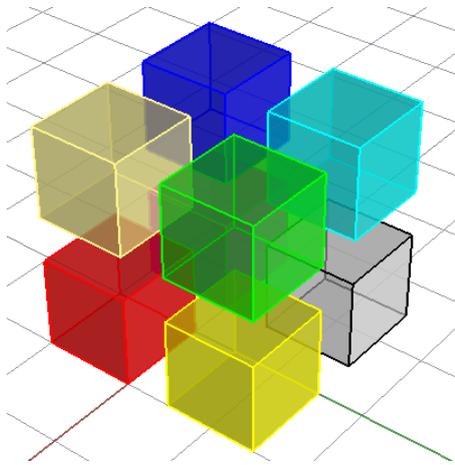


(a) LES 計算用, 全翼計算領域

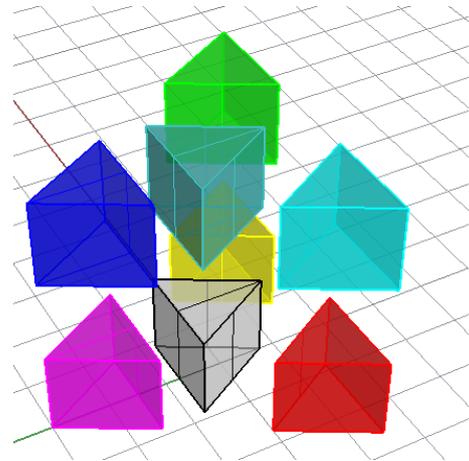


(b) RANS 計算用, 1 翼計算領域

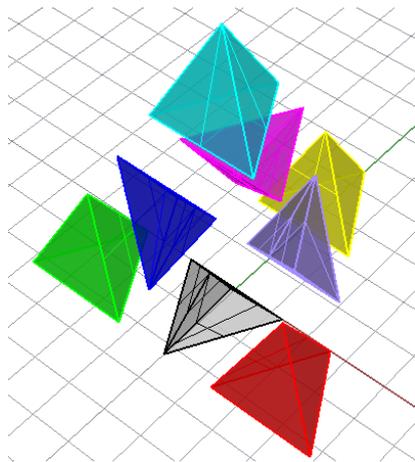
図 2-5. 計算領域の概要



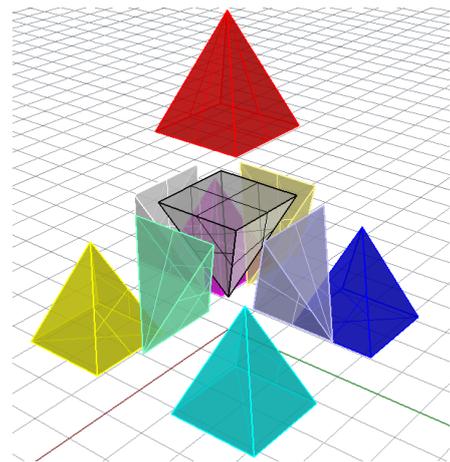
(a) 六面体



(b) 三角柱

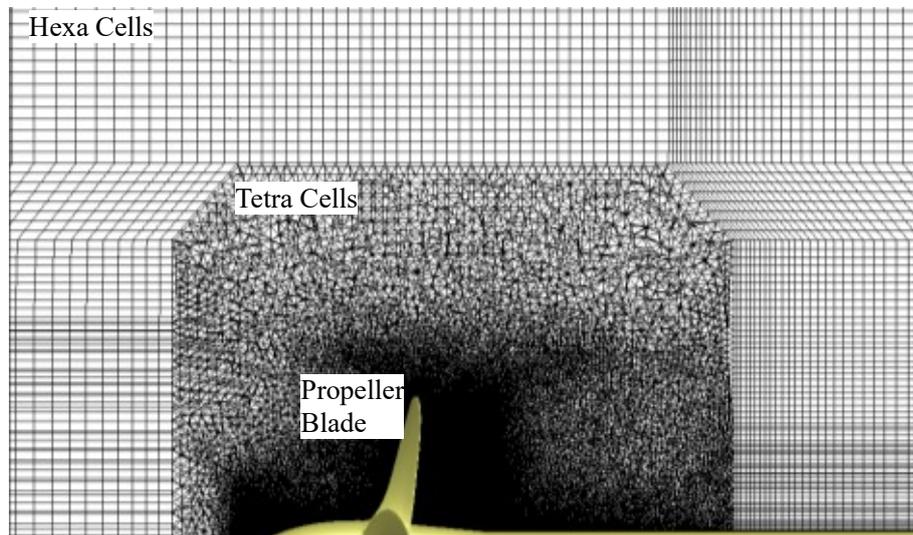


(c) 四面体

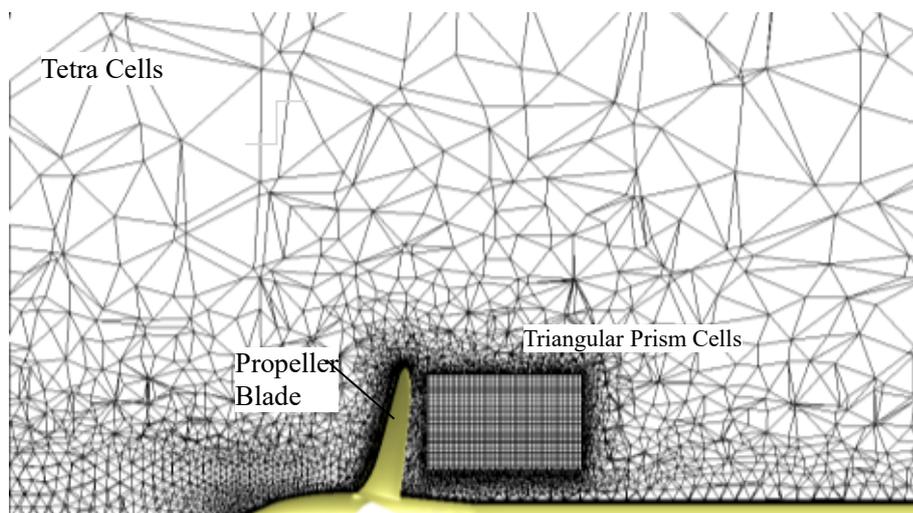


(d) 四角錐

図 2-6. 各格子要素形状の分割例

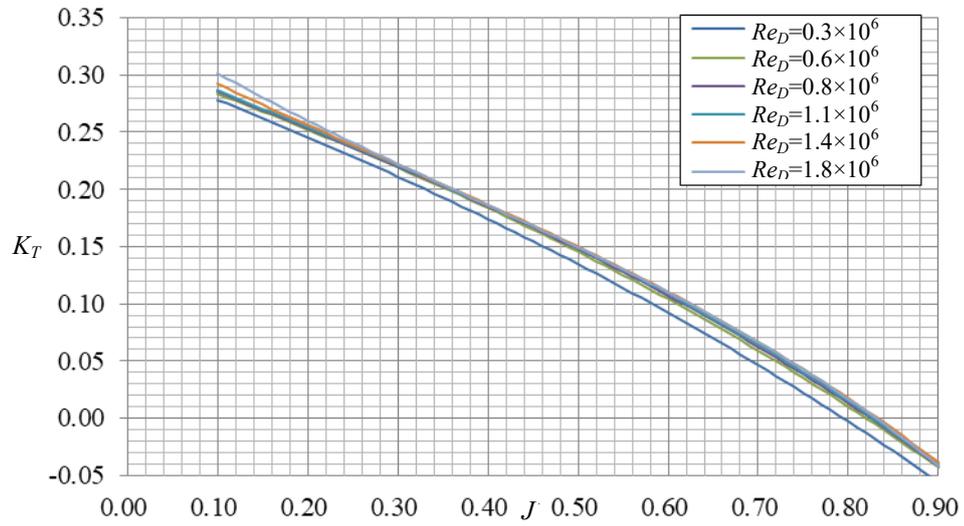
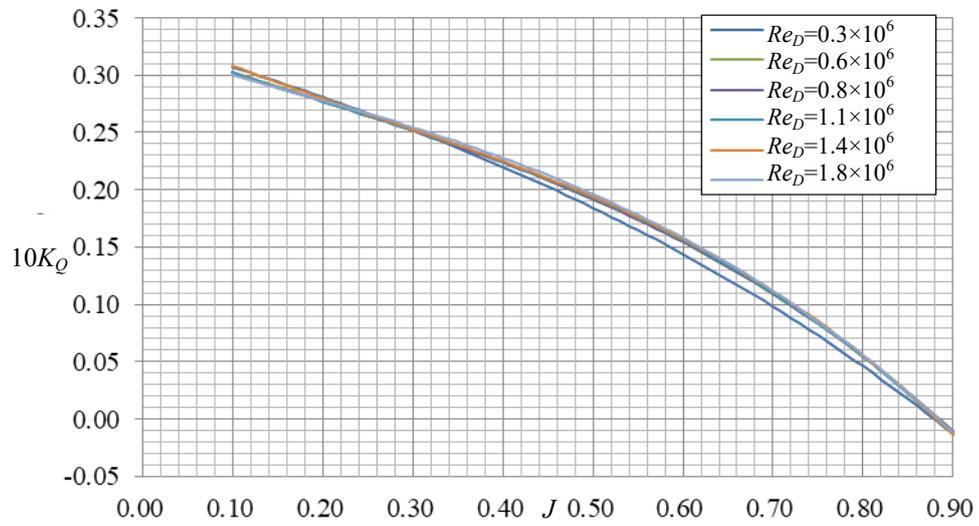
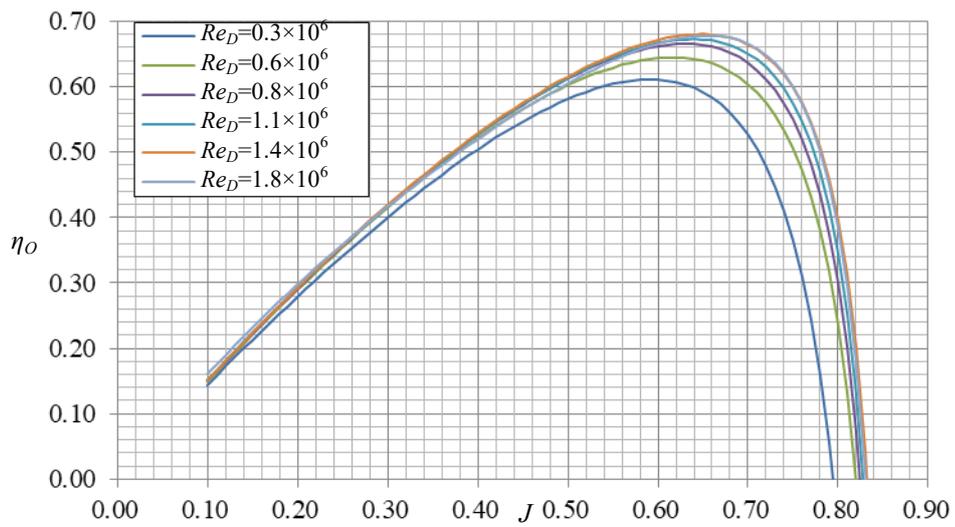


(a) 大規模 LES 計算用格子



(b) RANS 計算用格子

図 2-7. 計算格子の断面

(a) K_T (b) K_Q (c) η_o 図 2-8 プロペラ単独性能試験結果 (J に対する変化)

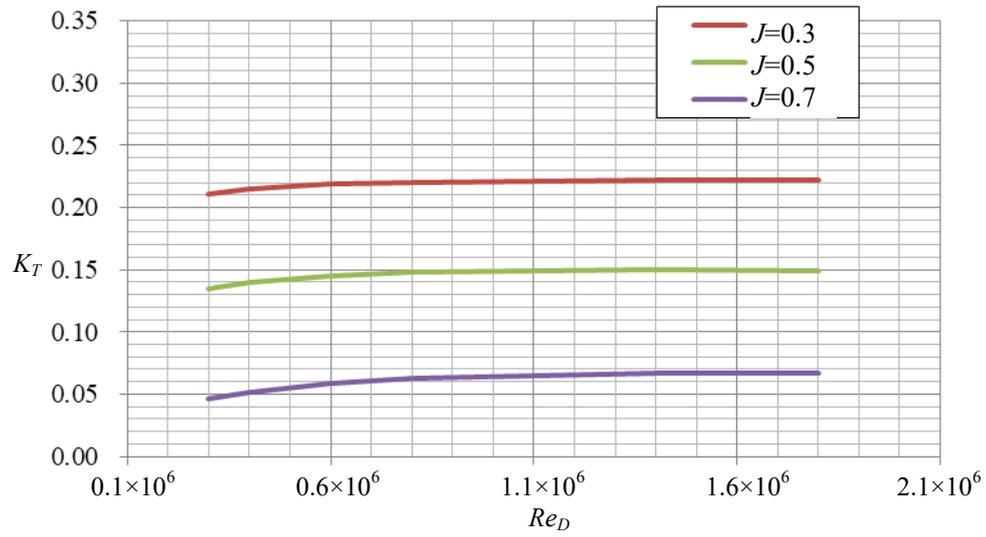
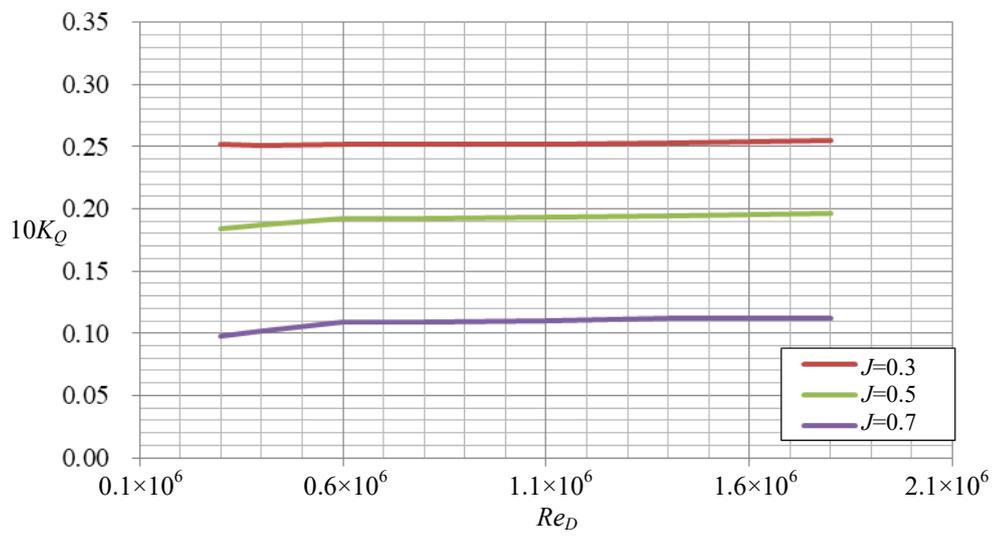
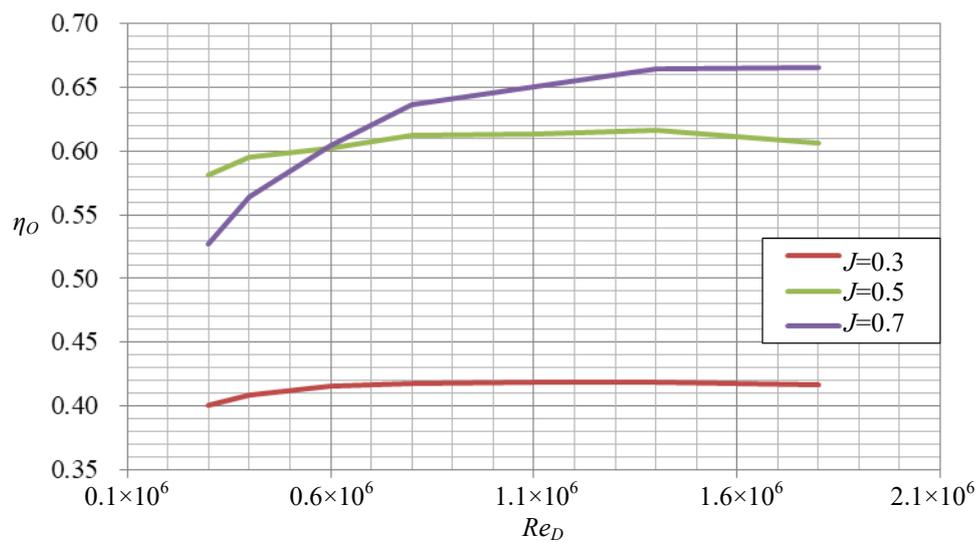
(a) K_T (b) K_Q (c) η_o

図 2-9 プロペラ単独性能試験結果 (Reynolds 数に対する変化)

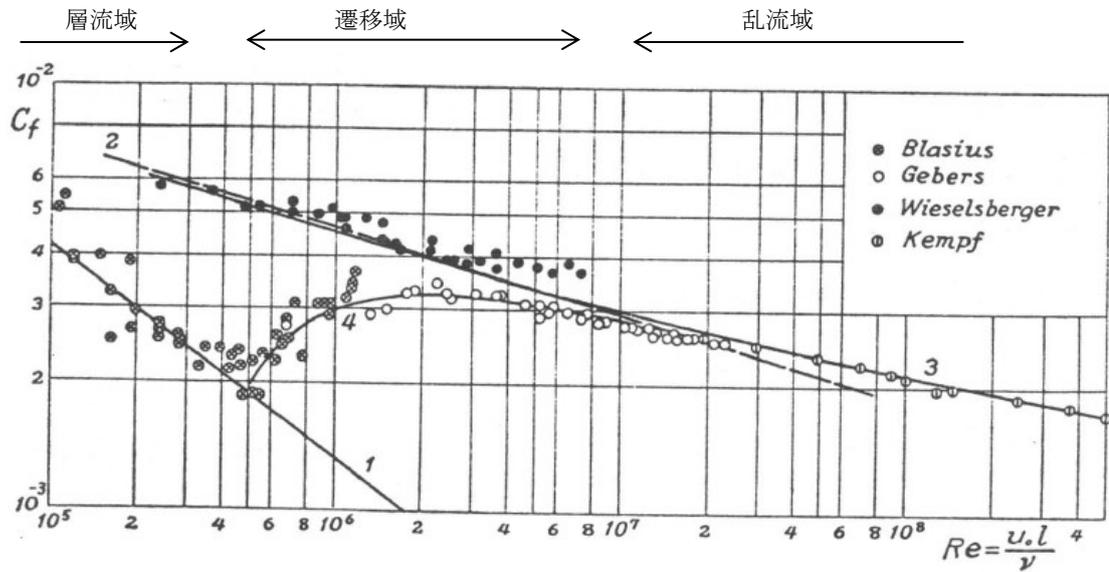
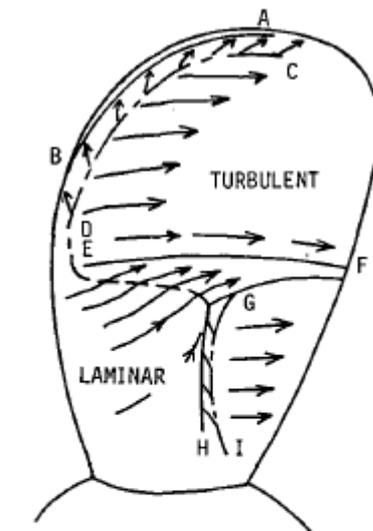


図 2-10 Reynolds 数に対する平板摩擦抵抗係数の変化 (牛木ら²⁶⁾より引用し追記)



- AB, GH : SEPARATION LINE
- ABCD : SEPARATION BUBBLE
(PART-SPAN VORTEX)
- CD, GI : REATTACHMENT LINE
- EG : TRANSITION REGION
- EF : CRITICAL RADIUS

図 2-11. 限界流線の典型 (武井ら²⁷⁾より引用)

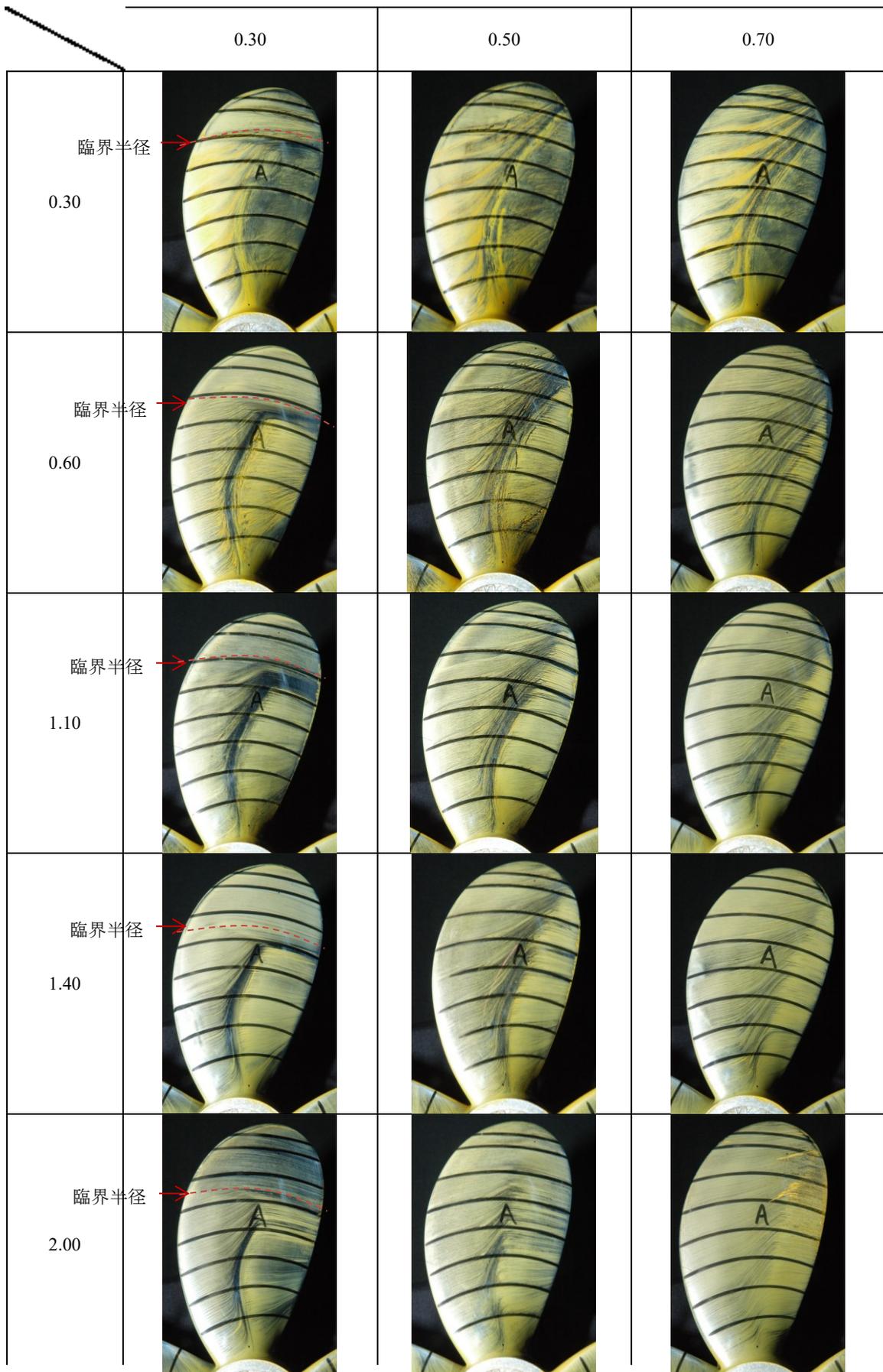


図 2-12. 限界流線 (実験, Back 面, Blade-A)

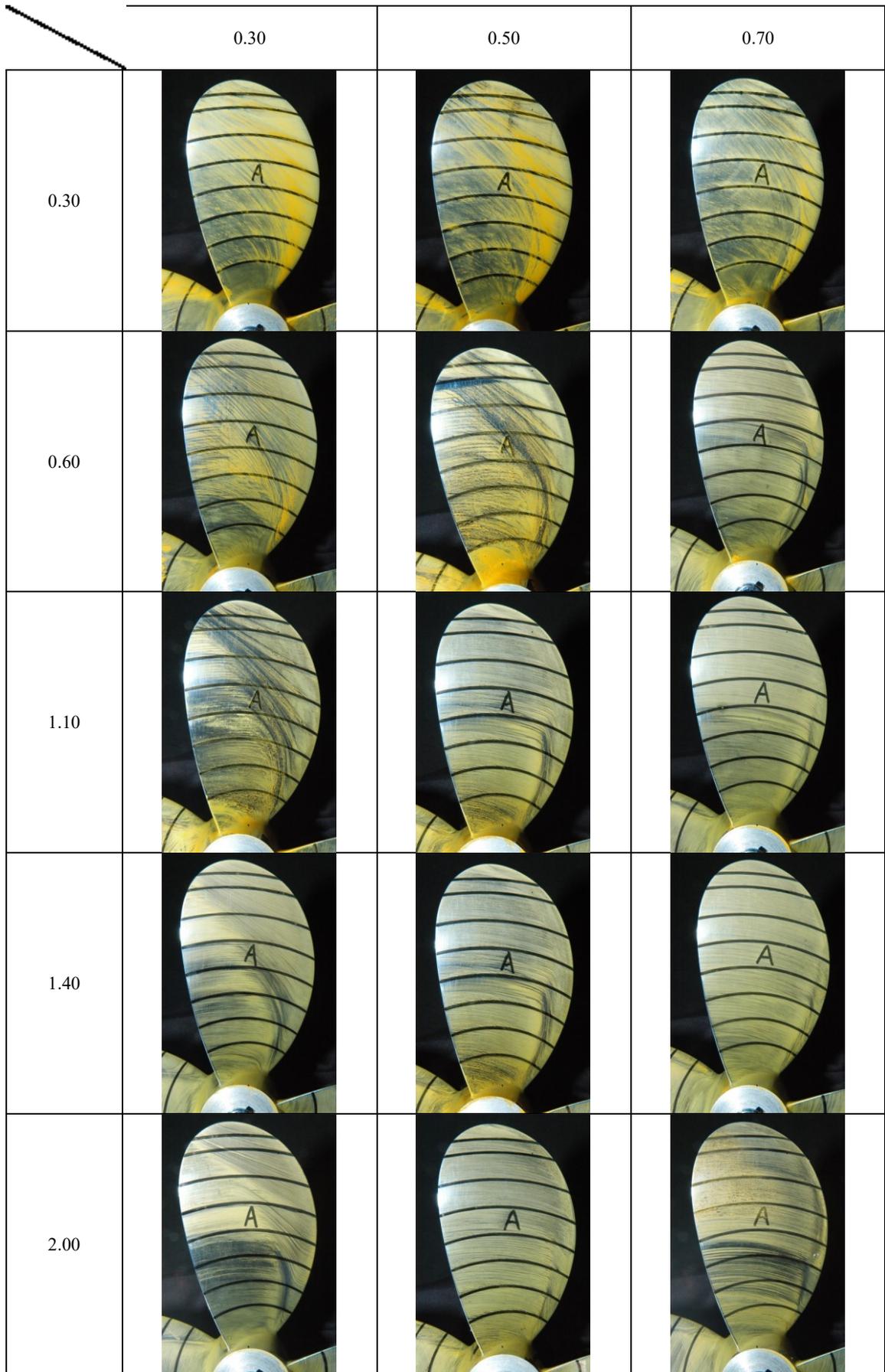


図 2-13. 限界流線 (実験, Face 面, Blade-A)

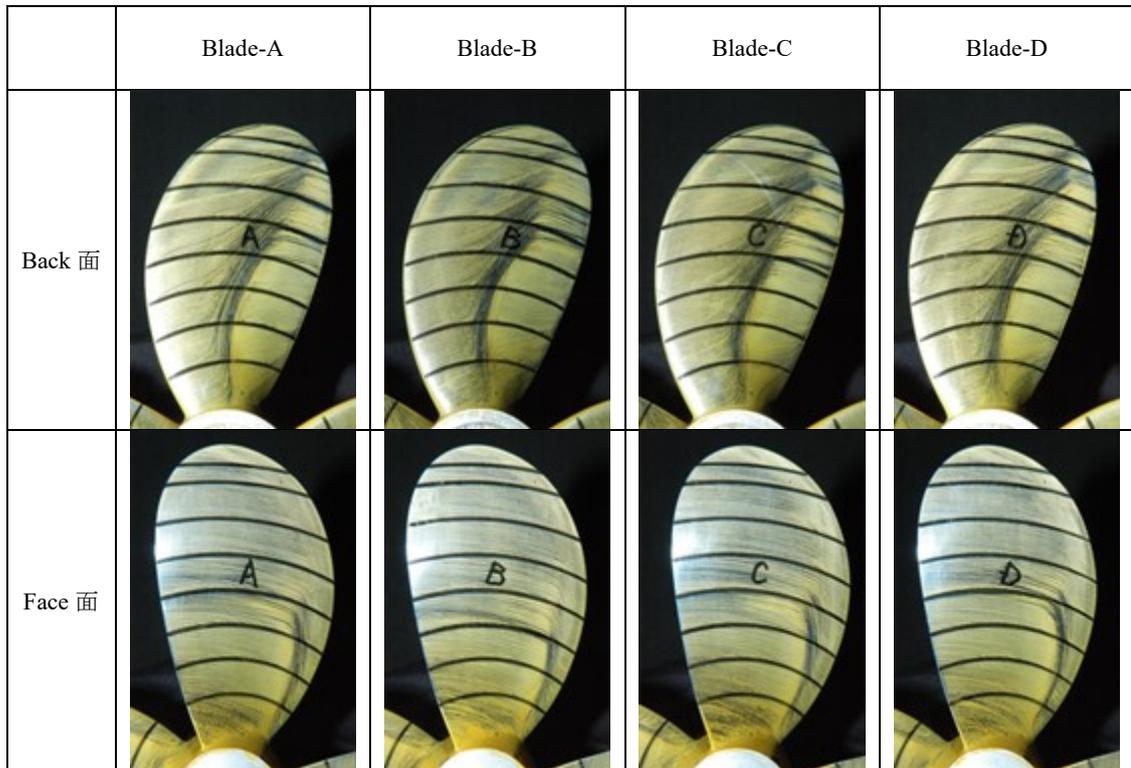


図 2-14. 翼ごとの限界流線の比較 (実験, $Re_D=1.1 \times 10^6$, $J=0.5$)

Blade-A は図 2-12, 図 2-13 で示したものと同一

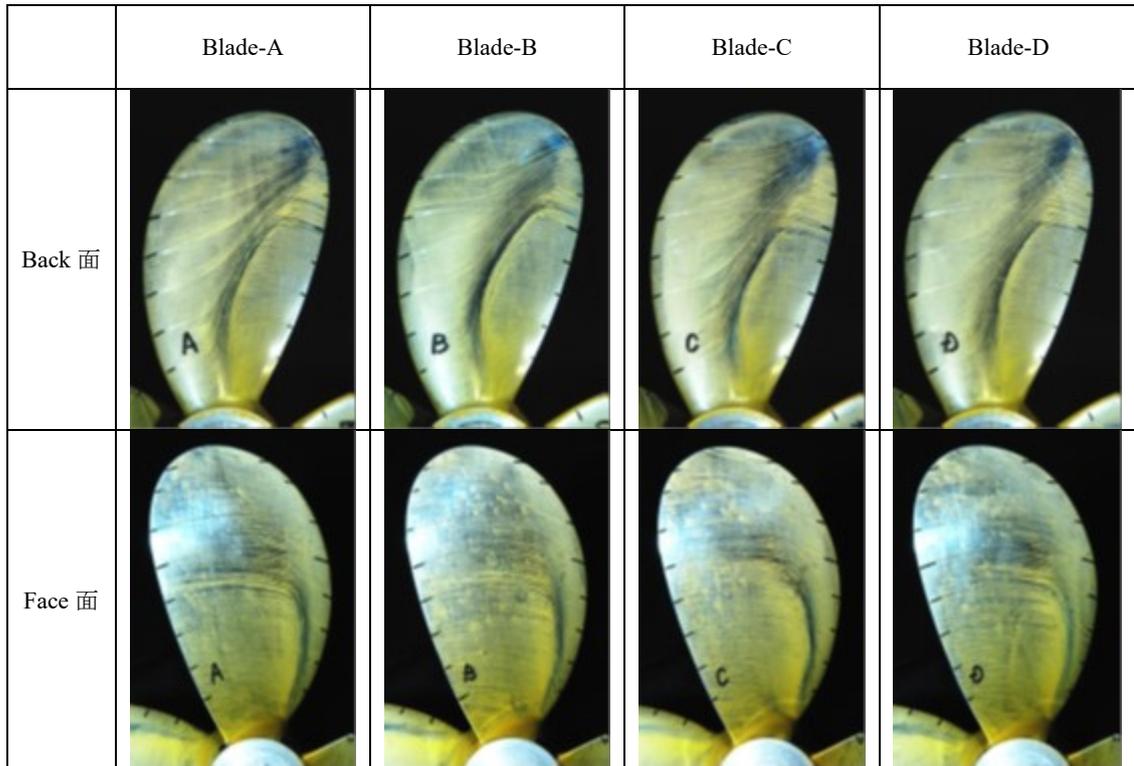


図 2-15. マークが無い場合の限界流線 (実験, $Re_D=1.1 \times 10^6$, $J=0.5$)

第3章 計算結果の妥当性

本章では、大規模 LES 計算による結果が実験計測結果と一致していることを確認し、推定計算として妥当なものとなっていることを示す。加えて、現在一般的な RANS 計算の結果と比較することにより、大規模 LES 計算と RANS 計算により再現される流場の違いおよび、プロペラ性能推定精度について検討する。

図 3-1～図 3-16 に各条件での大規模 LES 計算結果についてプロペラ近傍の可視化を示す。各図は最上段より平均流場における圧力、摩擦応力、限界流線および瞬間流場における渦構造、乱流エネルギーの分布を示している。本論文では可視化に用いる無次元圧力 P と無次元摩擦応力 F は以下の式で定義する。

$$P = \frac{p}{\rho N^2 D^2} \quad (21)$$

$$F = \frac{\tau}{\rho N^2 D^2} \quad (22)$$

渦構造の定義については 3.3.1 節、乱流エネルギーの定義については 3.3.3 節で述べる。Grid1-64 億格子の結果については先述のように瞬間流場しか得られていないため、平均値の代わりに瞬間値があるものについては瞬間値を示し、乱流エネルギーのように瞬間値で代用できないものについては空欄としている。

いずれの場合においても分布には明らかな異常値は無く、問題なく計算できている。以下の節でさらに細かく確認する。

3.1 流体力の時間変動について

本節では計算の時系列を示すことで計算が十分収束していることを示す。

図 3-17 に一様流場を初期条件とした場合について計算開始からプロペラが 10 回転するまでの推力、トルクの時系列を示す。図の横軸はプロペラが 1 回転する時間が 1 となるように無次元化した時間であり次式で定義される。

$$T = t N \quad (23)$$

図から推力、トルクはプロペラが 1.5 回転する時間が経過して以降は細かな変動以外ほぼ一定値となっており収束している。プロペラが 1.5 回転する時間はプロペラの前進速度から見るとプロペラ直径の 0.5 倍 ($J=0.3$)～1.0 倍 ($J=0.7$) 程度移動するだけの短い時間である。しかし、70%半径での翼断面の移動量を考えると翼弦長の約 12 倍移動する時間であり、プロペラ翼近傍の流場はこの時間で十分収束するものと考えられる。また、 J の条件によって収束までの無次元時間はほとんど変わらないこともわかる。

図 3-18 は Grid-1,2 において 8 億格子で Reynolds 数を変更して開始した場合の推力とトルクの時系列を、図 3-19 は Grid-1,2 において 8 億格子の計算結果を初

期流場として 64 億格子の計算を開始した場合の時系列を示す。これらの図では条件を変更して計算を開始した時刻を 0 としている。両方の場合において条件を変更してからプロペラが 0.5 回転するまでの時刻には値がほぼ収束しており、初期条件から計算した場合に比べて短時間で計算が収束している。また、条件により補間直後の変動が異なることが確認できるが、本研究では流体力が安定して以降の流れについてのみ対象とし、開始から安定するまでの過程については扱わない。

さらに、計算の時間刻みが十分かを確認するために時間変動を拡大して確認した。図 3-20, 図 3-21 は無次元時間 $T=1.5 \sim 1.6$ の範囲で拡大したものであり、図 3-20 は格子解像度が異なる場合の、図 3-21 は Reynolds 数条件が異なる場合の比較である。時間変動の周期は概ね無次元時間で 0.005~0.010 程度であり、格子解像度が細かいほど、また Reynolds 数が高いほど短い周期で変動する傾向がある。計算の時間刻みは無次元時間で 0.0002 (1 億格子)~0.00005 (64 億格子) であり、この変動に対し十分に細かいことから計算の時間刻みは十分細かく設定できているものと考えられる。また、流場の平均や変動を計算するための区間を無次元時間で 5.0 (1 億格子), 3.0 (8 億格子), 0.5 (64 億格子) としたが、これらの変動周期に対して十分に長い時間である。

3.2 実験と計算結果の比較

本節では実験との比較を示すことで、大規模 LES 計算が実験と矛盾しない結果を得られていることを示す。

3.2.1 プロペラ流体力の実験との比較

図 3-22 に $Re_D=1.1 \times 10^6$ で J を変更した場合について計算結果を実験結果と比較したもの、図 3-23 に $J=0.5$ で Reynolds 数を変更した場合についての計算結果を実験結果と比較したものを示す。

LES 計算結果は Grid1-1 億格子のトルク係数 K_Q と Grid2-1 億格子の単独効率 η_0 が特に低く推定されているが、それら以外の結果はほぼ一点に重なっており、ある程度以上の解像度を持った大規模 LES 計算が高い推定精度を持つことを確認できる。値の微小な違いについての議論は後の章で行うが、 J の増加に対して K_T, K_Q が減少することや、 η_0 は $J=0.6$ 付近まで増加しその後減少に転じること、および Reynolds 数の増加に対して K_T, K_Q, η_0 がともに僅かに増加する傾向は実験結果と同様であり、実験における傾向を大規模 LES 計算で捉えられている。

3.2.2 限界流線の実験との比較

図 3-24 に Grid1-8 億格子, $Re_D=1.1 \times 10^6$, $J=0.5$ での各翼各翼での限界流線を示す. 図 2-14 に示した実験結果と同様に計算でも翼間に明確な差は見られない. 以後では Blade-A の結果について示す. なお計算結果での限界流線は摩擦応力ベクトルの包絡線として可視化している.

図 3-25, 図 3-26 に Grid2-8 億格子の Reynolds 数, J を変えた計算での限界流線を, 図 3-27 に RANS モデルを用いて J を変えた計算の限界流線を示す. これらを図 2-12, 図 2-13 の実験結果と比較すると LES 計算の限界流線は, 乱流域での流線が半径方向を向く傾向が強いが, 臨界半径や遷移の位置は実験結果と合っており, 2.4.3 で示した限界流線の特徴をよく再現している.

RANS 計算の限界流線はこれらの特徴が現れておらず, 翼面の大半で流線は実験での乱流域のように回転方向を向いており, J の違いに対する流線の変化も小さくなっており, 今回用いた RANS モデルでは表面近傍の流れを捉えられていない.

以上から大規模 LES 計算結果は, 実験と概ね一致しており, 妥当な結果が得られているものと考えられる.

3.3 RANS 計算と LES 計算で推定された渦構造の比較

本節では大規模 LES 計算が RANS で捉えられないプロペラ表面近傍の渦構造を捉えられることを示す. また, 限界流線と渦構造, 乱流エネルギー分布の比較を示すことで, 大規模 LES 計算により翼近傍の流場が再現されていることを示す.

3.3.1 渦構造の抽出について

本論文では渦構造の抽出に速度勾配テンソルの第二不変量 $Q^{24)}$ を用いる. この量は次の式で定義される.

$$Q = \frac{1}{2}(W_{ij}W_{ji} - S_{ij}S_{ji}) \quad (24)$$

ここで W_{ij} は渦度テンソル, S_{ij} はひずみ速度テンソルであり次の式で表される.

$$W_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (25)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (26)$$

式から分かるように Q が大きな値をとる位置ではひずみ速度に対し渦度が大きくなっており, Q の正值の等値面は流場から管状の渦構造を抽出するのによく用いられる.

ただし、等値面を表示する Q の具体的な値を定量的に決定する方法は未だ確立されていないため、最初に渦管を抽出する Q の値について検討を行った。 Q の無次元化については Q の次元 $[1/s^2]$ からプロペラについての代表的な時間であるプロペラが 1 回転する時間 $1/N [s]$ により Q/N^2 とした。この無次元化も次元から単純に定めたものであり十分検証できていないが、本研究での可視化では条件が異なる場合でも渦構造を問題なく抽出できている。

図 3-28 に 8 億格子 (Grid1), $Re_D=1.1 \times 10^6$, $J=0.50$ の条件で Q の値を変えて渦構造を比較した結果を示す。Face 面/Back 面で違いはあるものの Back 面のプロペラ表面の微細な渦が可視化されている $Q/N^2=8000$ の値を採用し、ほかの条件でも統一的に用いることとする。

また、先に 8 億、64 億格子の可視化において格子を粗視化していると述べたがそれが問題ないことの確認として、図 3-29 に Grid1 および Grid2 の 64 億格子から可視化した渦構造と表面格子の幅を比較した図を示す。可視化されている渦構造は粗視化した表面格子幅よりも太くなっており、粗視化した格子に現れない流れ構造があるとは考えにくいことから、可視化による検討において粗視化により重要な情報が失われることは無いと判断した。また、Grid1 では渦のサイズと可視化に用いている格子の幅が近いいため細かいノイズ状の等値面が現れているが、Grid2 で格子が細かくなっているため滑らかな等値面が得られている。

3.3.2 プロペラ表面の渦構造について

図 3-30 に LES 計算と RANS 計算での渦構造の比較を示す。上段 は瞬間流場での可視化であり、中段は LES 計算での時間平均した流場、下段は RANS 計算による時間平均流場での可視化である。

図から LES 計算の瞬間流場では翼面上に多数の細長い渦構造が確認できるが、LES 計算の平均流場ではこれらの微細な渦は現れておらず、これらの渦が非定常なものであることがわかる。これらの渦は流場を時間平均してしまう RANS モデルでは捉えることができず、また回転する翼面上に存在する非常に微細な構造であることから実験的な可視化もなされていないものであり、大規模 LES で初めて検討が可能となるものである。

図 3-30 上段の LES 計算の瞬間流場から渦構造の発達を見ると以下のようになっている。

- ・ 前縁近傍では変動のない層状の渦が形成されている
- ・ 速度分布の不安定性から流線に垂直な横渦が流れ方向に並ぶ Tollmien - Schlichting 波 (T-S 波) が形成され、Back 面側では翼中央付近で Face 面付近では前縁に近い位置で流線に平行な縦渦に変化している。
- ・ Back 面の前縁付近においていったん形成されかけた横渦が消え、平均流場でも三日月上に渦が消えている領域となっている。この部分は図 2-2 に示

した曲率が小さい部分と対応しており、表面の曲率により不安定性が抑えられたものと考えられる。曲率と不安定性の関係を明らかにすることは本論文の目的とはずれるため、これ以上の議論は差し控える。

- ・ 縦渦に変化した後は **Back** 面では管状の渦構造が崩壊して複雑化しているが、**Face** 面では後端まで残っている縦渦も確認でき比較的単純な渦構造となっている。

これらの渦構造の変遷は図 3-31 に示すような平板境界層の発達過程²⁸⁾と同様に横渦から縦渦へと遷移しているが、平板境界層で渦が遷移する過程において見られるくさび形渦²⁸⁾やヘアピン渦と呼ばれる渦構造が存在しない。これを確認するためヘリシティ密度の分布を確認した。ヘリシティ密度は渦による旋回流のねじれの度合いを表す指標であり、速度 u_i と渦度 ω_i の内積として定義される。ヘリシティ密度は流線が右ねじの方向にねじれているときに正になる傾向を持ち、左ねじの方向にねじれていると負になる傾向を持つ。ヘリシティ密度 h およびその無次元値 H の定義を以下に示す。

$$h = u_i \omega_i \quad (27)$$

$$H = \frac{h}{N^2 D} \quad (28)$$

また、渦度 ω_i はエディントンのイプシロン ε_{ijk} を用いて以下のように定義される。

$$\omega_i = \varepsilon_{ijk} \frac{\partial u_k}{\partial x_j} \quad (29)$$

$$\varepsilon_{ijk} = \begin{cases} 1 & (i, j, k) \text{が}(1, 2, 3) \text{の偶置換の場合} \\ -1 & (i, j, k) \text{が}(1, 2, 3) \text{の奇置換の場合} \\ 0 & \text{上記以外の場合} \end{cases} \quad (30)$$

図 3-32 に図 3-30 に示した A-A' の断面におけるプロペラを固定した座標で求めた無次元ヘリシティ密度分布を示す。ヘリシティ密度は **Back** 面側では負値、**Face** 面側では正值になっており渦の回転方向がそれぞれの面で同方向に揃っていることがわかる。横渦からヘアピン渦を介して縦渦が生成される場合、回転方向の異なる渦が作られる。**Face** 面、**Back** 面のそれぞれで縦渦の回転方向が揃っていることはプロペラ翼面上での境界層の発達が通常の平板境界層の発達と異なることを示唆している。片方の回転方向の渦だけが生成される過程にはプロペラの回転により翼近傍の流れに働くコリオリ力が影響していると考えられ、プロペラにおける乱流遷移を検討する上で重要であると思われる。また、図 3-30 で負値をとる渦は紙面に向かって左回りの渦であり、正值の渦は右回りである。このとき **Back** 面、**Face** 面ともに渦の旋回流は翼面に近い側で半径方向を向く。

このことは翼後端側で流線が回転方向にたいし翼先端を向くことと対応している。

また、限界流線と渦構造と比較すると横渦が縦渦に変化する付近で限界流線が半径方向に曲がっており、流線の向きの変化と渦の変化が対応していることがわかり、実験による限界流線の観察から翼面の乱流状態を判断することが間違っていなかったことを確認することができた。

3.3.3 渦構造・限界流線と乱流エネルギーの対応

図 3-33, 図 3-34 に渦構造を、図 3-35, 図 3-36 に乱流運動エネルギー密度の等値面を示す。乱流運動エネルギー密度 k およびその無次元値 K の定義を以下の式に示す。 K の算出には表 2-4 に示した時間範囲のデータを用いた。

$$k = \frac{1}{2} \rho (u'_i u'_i) \quad (31)$$

$$K = \frac{k}{\rho N^2 D^2} \quad (32)$$

値が変化する位置を示すため複数の等値面 ($K=0.01, 0.02, 0.04, 0.06, 0.08$) を半透明にして重ねて示している。図 3-35, 図 3-36 で乱流エネルギーの値が大きい領域は図 3-33, 図 3-34 で渦構造が複雑化している領域と一致している。さらに、図 3-25, 図 3-26 に示した限界流線と比較すると乱流エネルギーの増大する位置は限界流線が半径方向を向いている領域の後端側であり、流線の変化と渦構造の様子及び乱流エネルギーの変化に対応がみられる。また、Back 面では J が小さい場合に翼端側で乱流エネルギー増大する位置が前縁に近づいており、これが臨界半径を形成する要因となっているものと考えられる。

Face 面は $J=0.7$ 以外では Back 面と比べて乱流エネルギーが弱く渦構造も後端まで縦渦構造が維持されておりあまり複雑化していない。3.3.2 で Back 面の曲率が小さい部分で不安定性が抑制されているのと同様に、Face 面では全面で曲率が小さいため乱流も弱くなっているものと考えられる。ただし、 $J=0.7$ では渦構造も複雑化しており乱流エネルギーも高くなっている。 J の違いは翼断面で見ると流入迎角の違いと対応するものであり、 $J=0.7$ では迎角が大きくなることで剥離を起こし、それによって乱流が促進されたと考えられるが詳細な解析を実施できておらずその要因を解明するに至っていない。また、図 3-26 に示した限界流線では $J=0.7$ での流線がほかの条件での流線と大きな差があるとは認められず、Back 面側とは異なっている。このことは乱流状態の違いが限界流線の違いとして現れない場合があること示している。

また、図 3-37 に RANS 計算での乱流運動エネルギー密度の分布を示す。RANS では可視化に乱流エネルギーの値はモデル変数として計算される値を用いている。遷移の位置は Back 面では J が高いほど後端側に移動し、Face 面では J が高

いほど前縁側に移動しており、実験や LES 計算と同様の傾向を捉えられているが、LES 計算の結果と比較して広い範囲で乱流化しており、今回用いた RANS モデルは乱流に遷移しやすい傾向を持っていたことがわかる。これは図 3-27 において限界流線が乱流域の特徴を示していたこととも対応している。

3.4 まとめ

本章では、大規模 LES 計算を実験計測結果および RANS 計算結果と比較することにより、大規模 LES 計算結果の妥当性の確認および大規模 LES 計算によって再現される流場についての検討を行った。以下に本章の結果をまとめる。

- ・大規模 LES 計算における流体力の時間的な変動から、解析している時点での流体力が安定しており流場が収束していると考えられること、および時間刻みが十分細かくなっていることを確認した。
- ・大規模 LES 計算の結果と実験結果の比較から、大規模 LES 計算により推力係数やトルク係数、単独効率の作動条件に対する変化を捉えられることが確認できた。さらに、限界流線についても実験における作動条件の違いによる流線の現れ方の違いを捉えられていることが確認できる。これらのことから、大規模 LES 計算はプロペラの性能推定に有効であると考えられる。
- ・また、RANS 計算結果との比較から、大規模 LES 計算では RANS 計算で捉えられず、実験的にも計測されていなかった翼近傍の微細な渦までを再現することができることを確認した。推力係数などのプロペラ性能推定精度も RANS 計算より良くなっていることから、今後の計算機の発達により計算コストが低減できれば、将来の推定手法として大規模 LES 計算が有望である。
- ・プロペラは水中で高速回転する翼面であり、その近傍の流場計測が非常に困難なため、実験は推力やトルクなどの時間平均値の計測や限界流線のような時間平均された翼表面での流線の観察に限られている。計算で再現された流場の詳細について、その再現性を検証するには実験技術の大幅な進歩もしくは DNS 計算による正確で詳細な流場データの取得が必要と考えられるが、どちらも現時点では非現実的であり、実験・計算の両方面からさらなる検証を積み上げていくことが今後の課題である。
- ・翼表面上の微細な渦構造については、実験や RANS 計算では捉えられないことから、これまで詳細な検討が行われていない。今回観察された限界流線と渦の変化に対応がみられることや、渦の遷移過程が平板とプロペラとで異なる可能性があることなどは、詳細な解析を行うことにより

プロペラ性能改善についての知見が得られるものと考えられる。しかし、大規模 LES 計算では結果の解析も計算負荷が高く実施できていないため、本研究ではこれ以上の議論は差し控える。

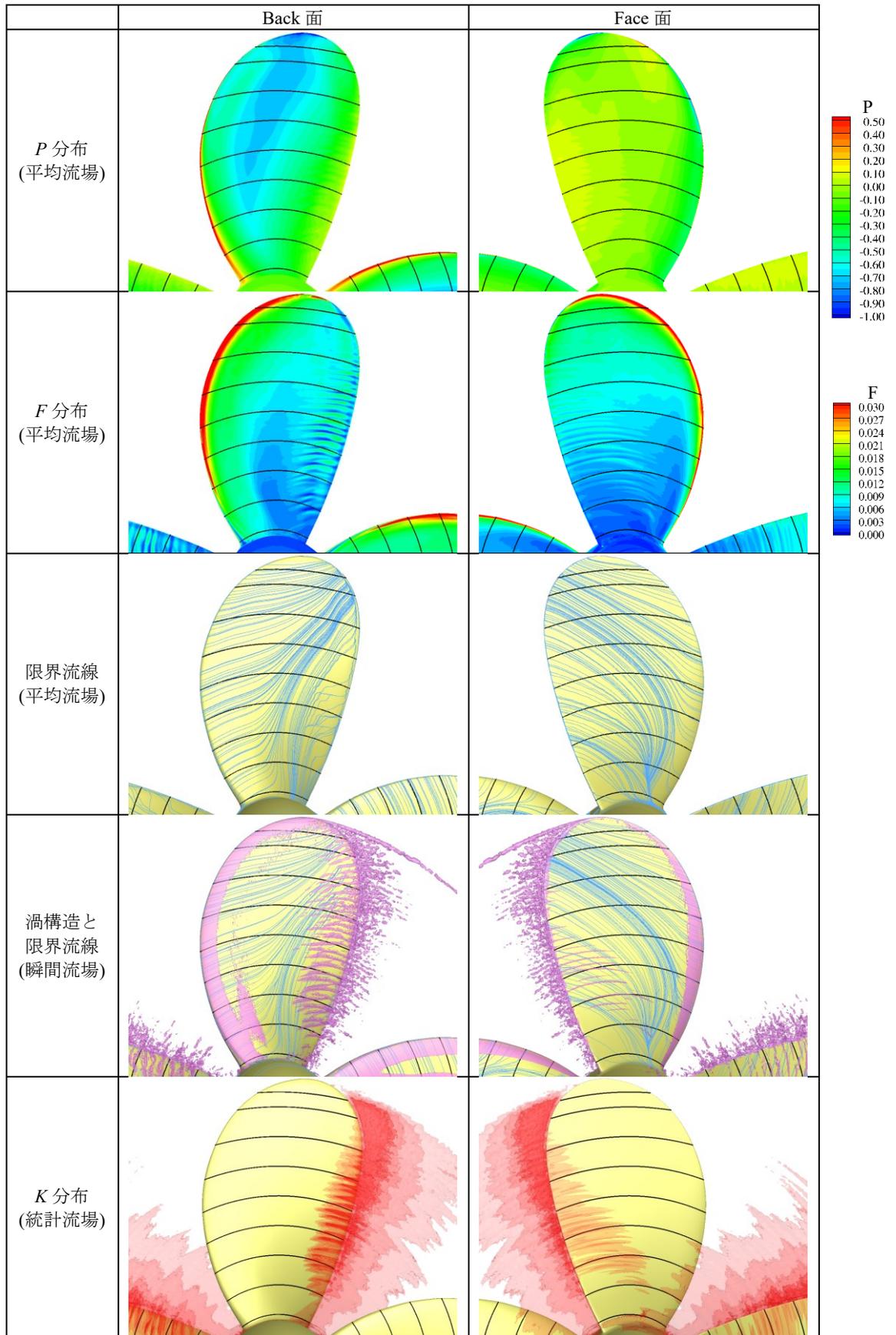


図 3-1. 計算結果 (LES, Gird1-8 億格子, $Re_D=0.3 \times 10^6$, $J=0.5$, Blade A)

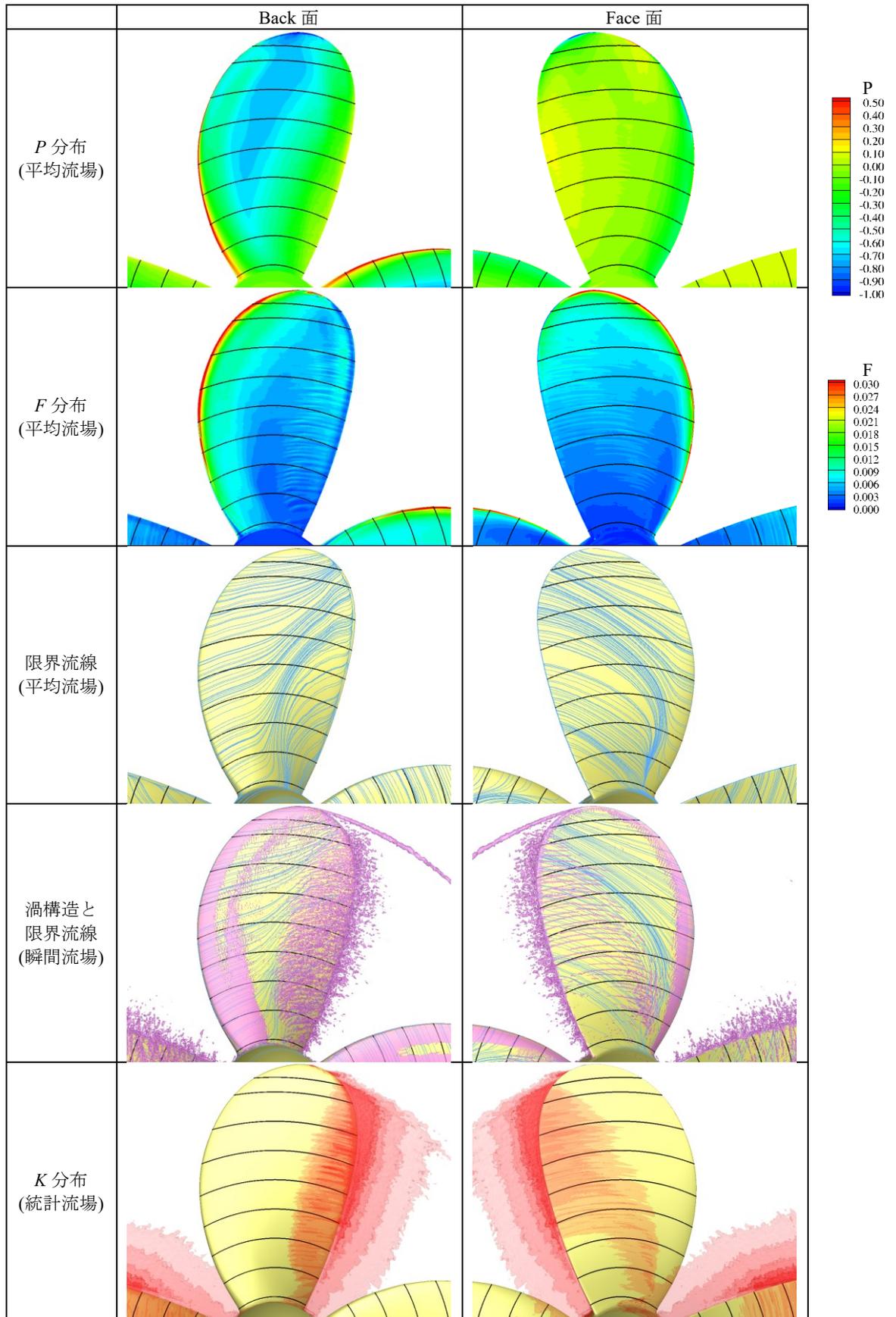


図 3-2. 計算結果 (LES, Gird1-8 億格子, $Re_D=0.6 \times 10^6$, $J=0.5$, Blade A)

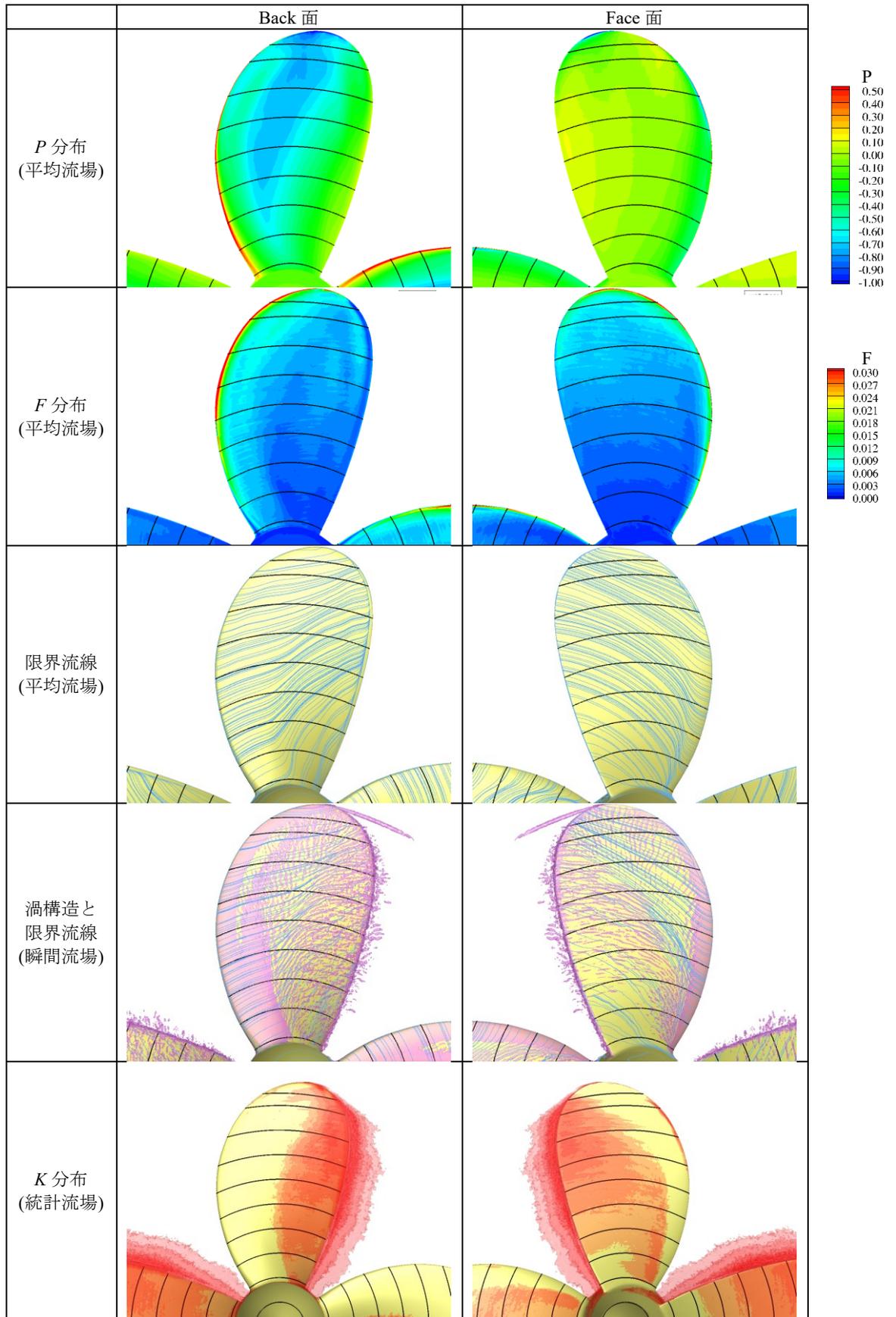


図 3-3. 計算結果 (LES, Gird1-1 億格子, $Re_D=1.1 \times 10^6$, $J=0.5$, Blade A)

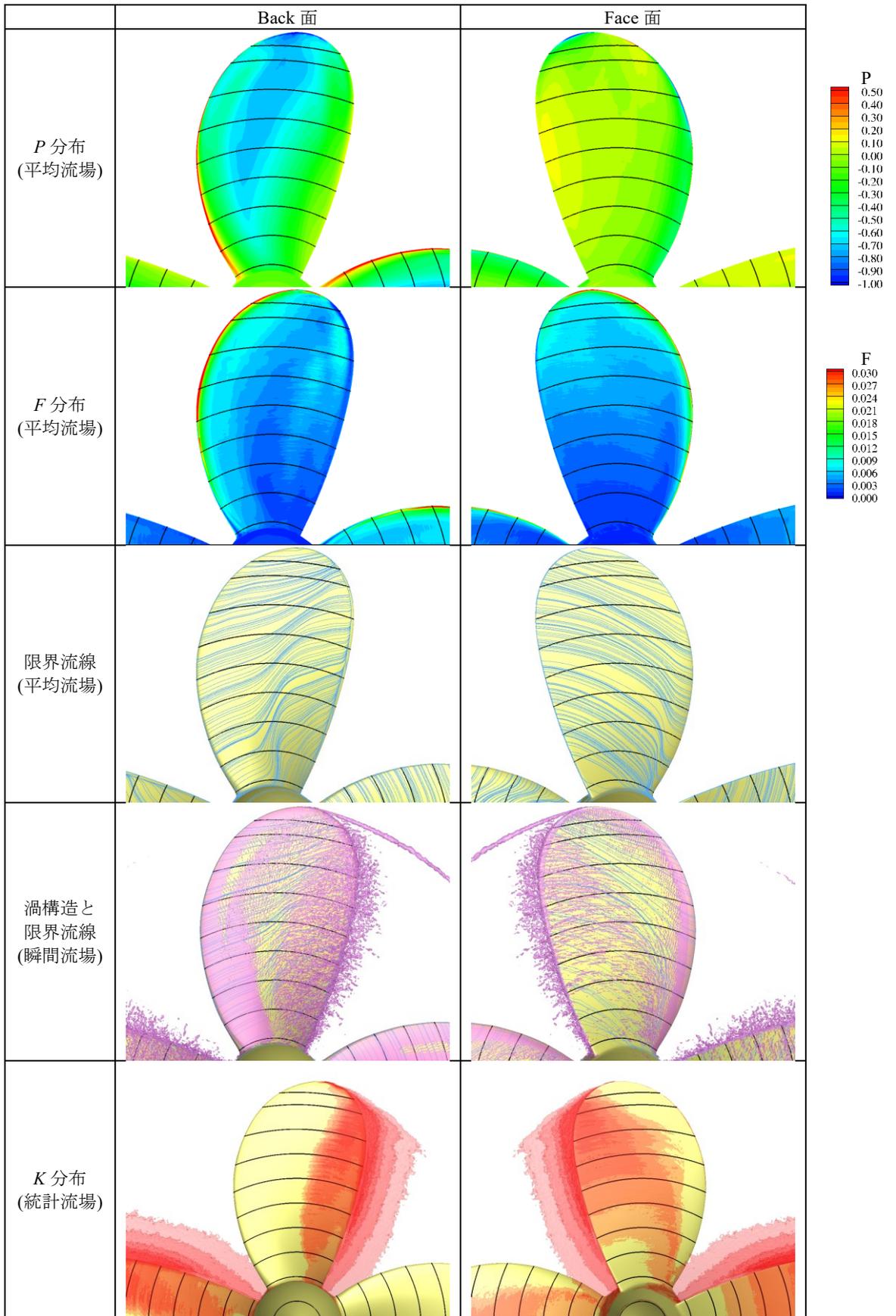


図 3-4. 計算結果 (LES, Gird1-8 億格子, $Re_D=1.1 \times 10^6$, $J=0.5$, Blade A)

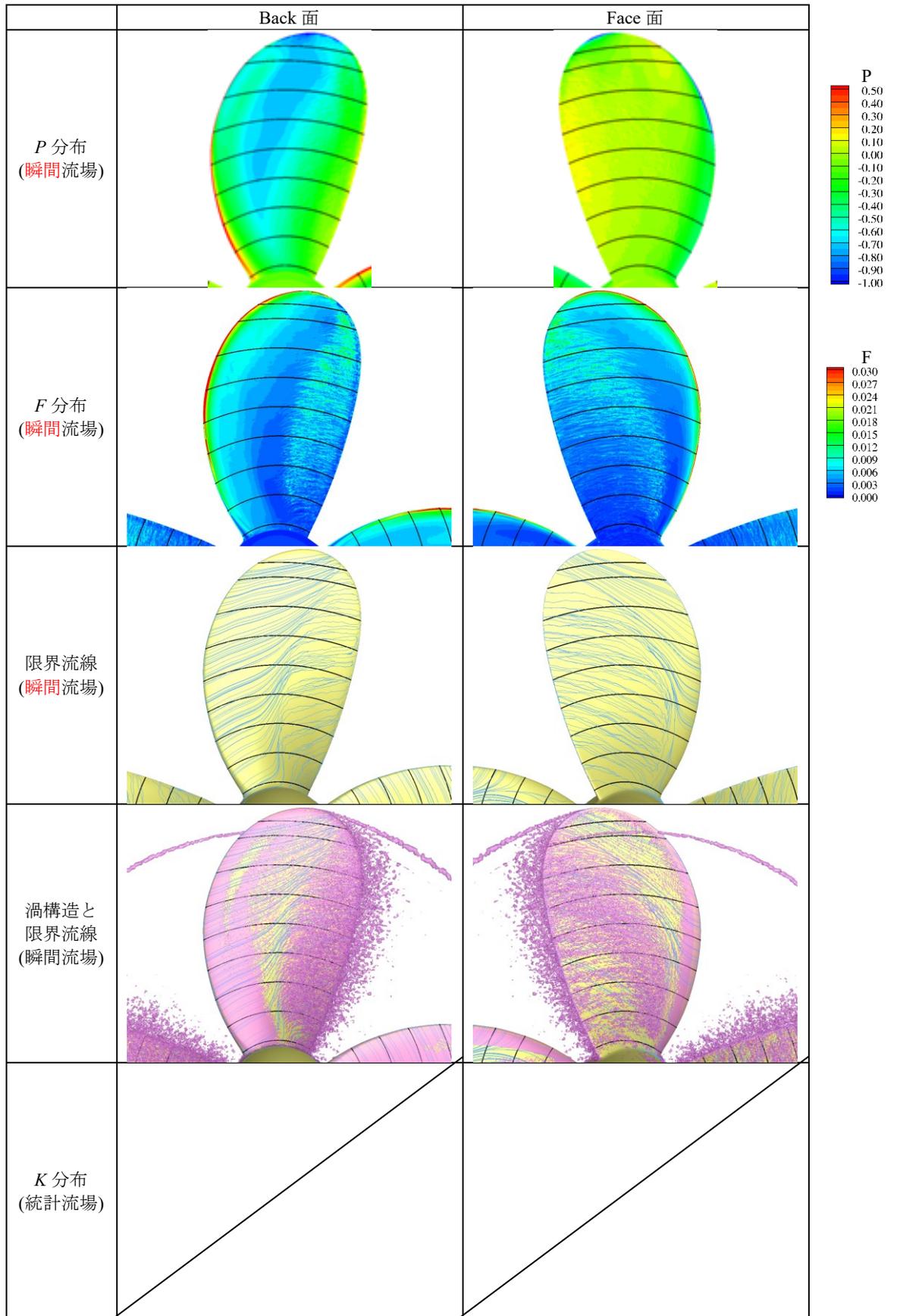


図 3-5. 計算結果 (LES, Gird1-64 億格子, $Re_D=1.1 \times 10^6$, $J=0.5$, Blade A)

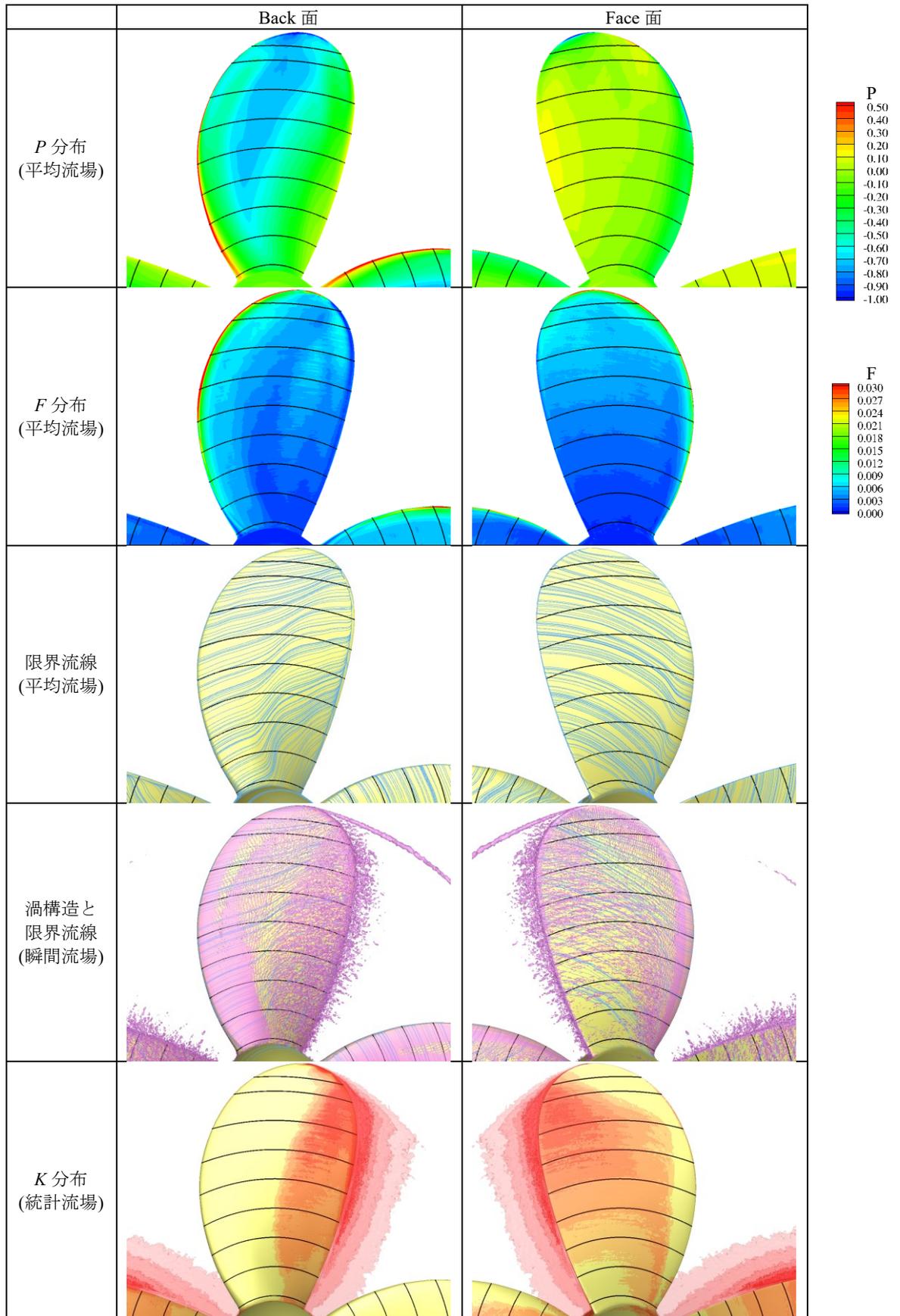


図 3-6. 計算結果 (LES, Gird1-8 億格子, $Re_D=1.4 \times 10^6$, $J=0.5$, Blade A)

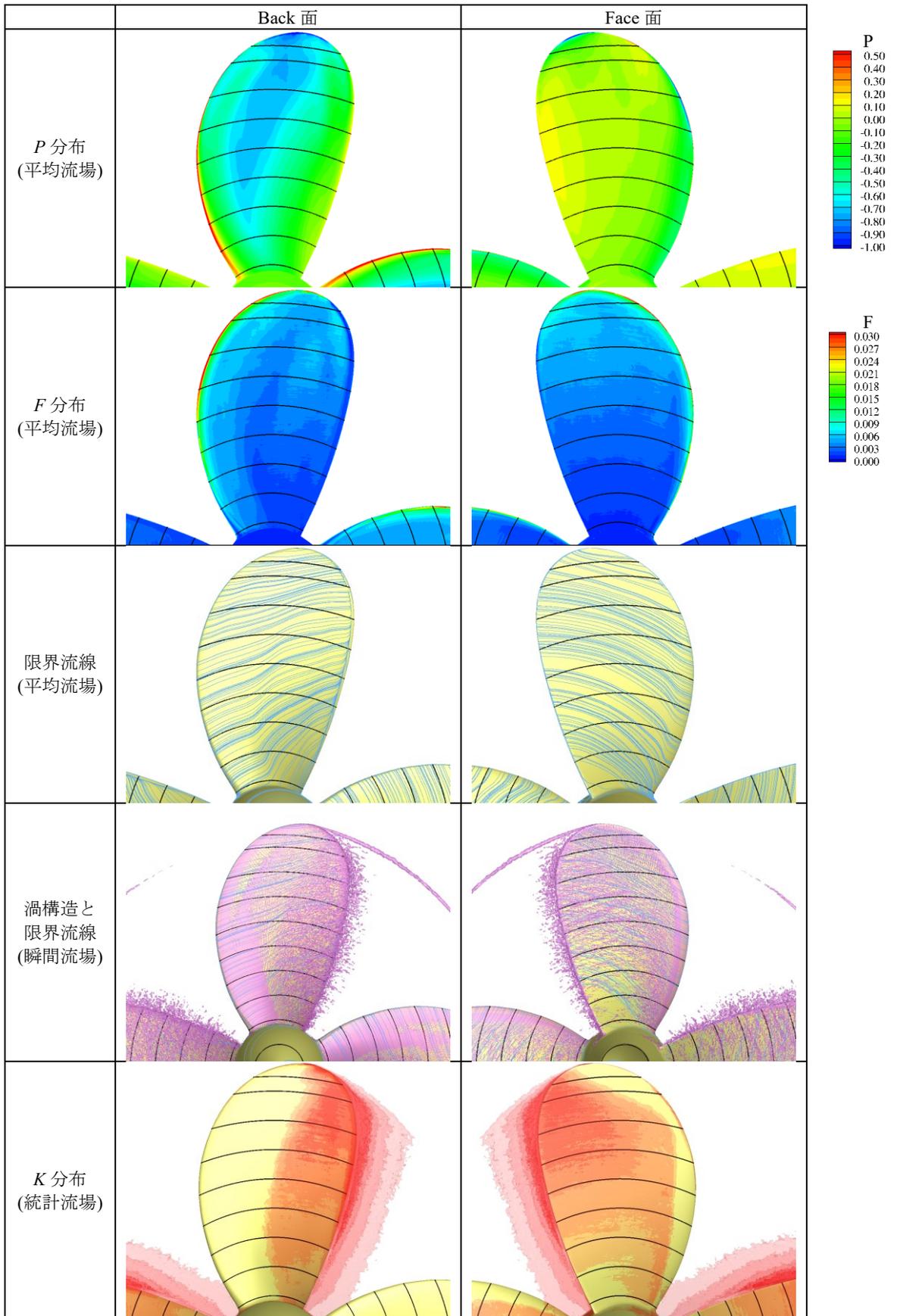


図 3-7. 計算結果 (LES, Gird1-8 億格子, $Re_D=2.0 \times 10^6$, $J=0.5$, Blade A)

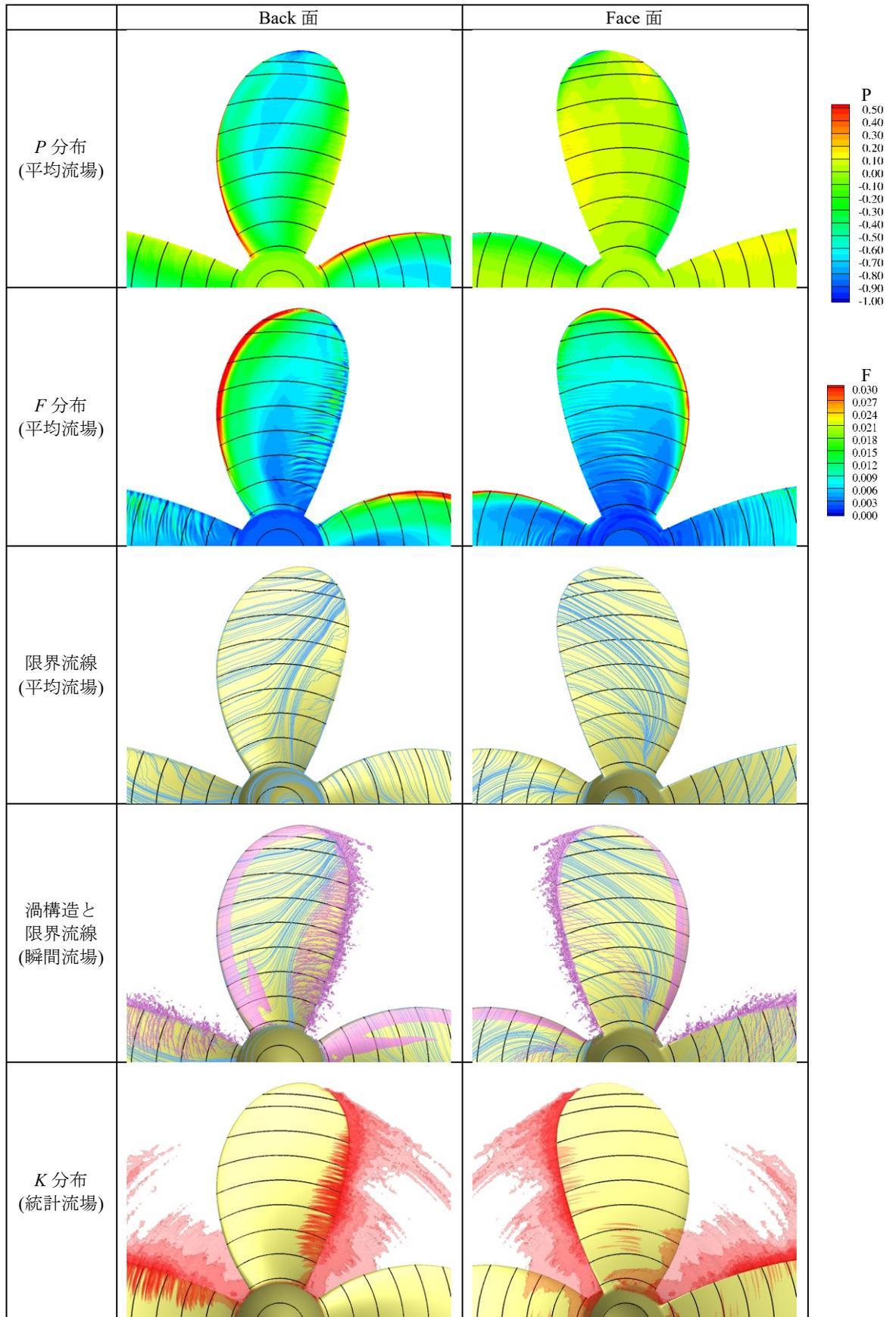


図 3-8. 計算結果 (LES, Gird2-8 億格子, $Re_D=0.3 \times 10^6$, $J=0.5$, Blade A)

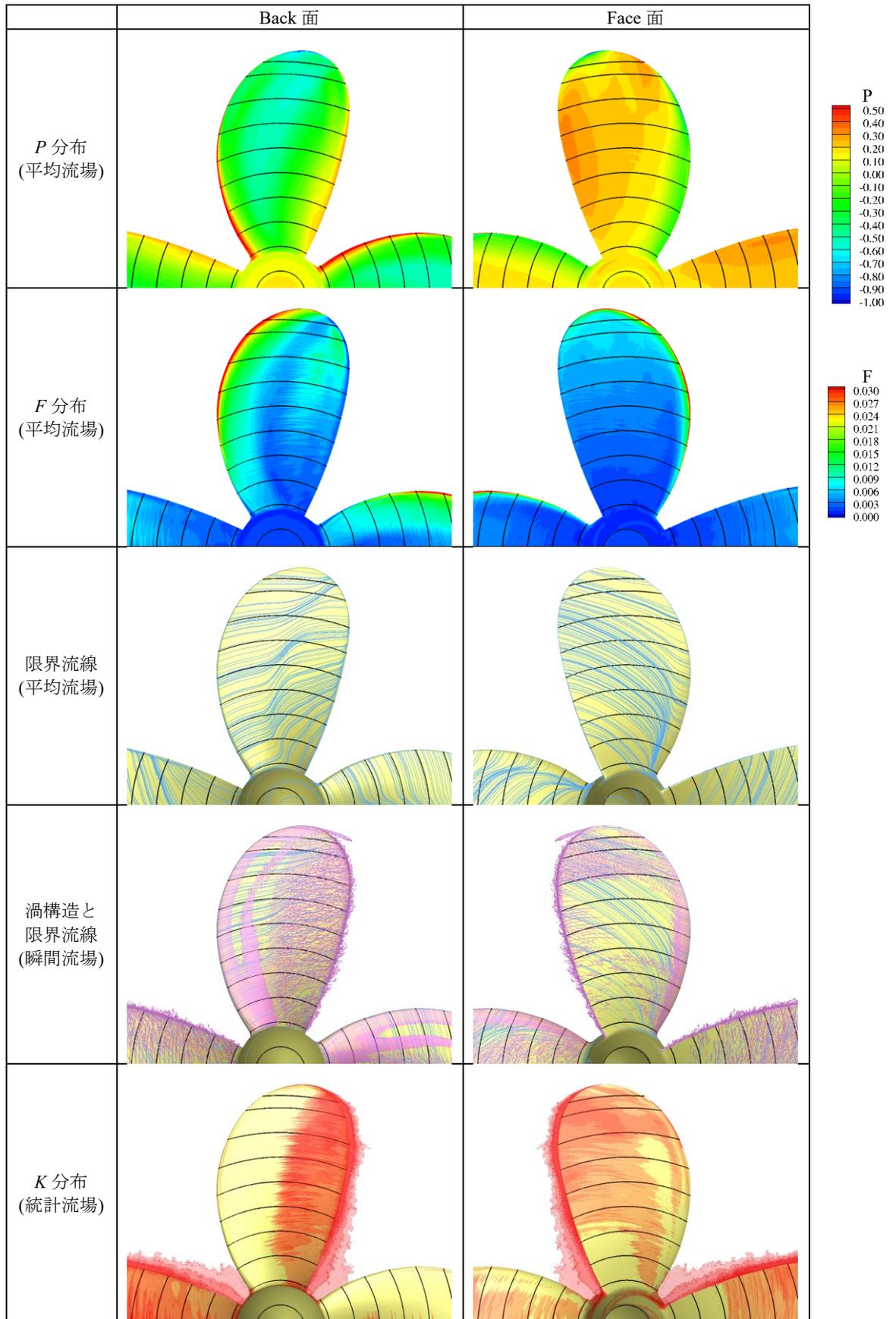


図 3-9. 計算結果 (LES, Gird2-1 億格子, $Re_D=1.1 \times 10^6$, $J=0.5$, Blade A)

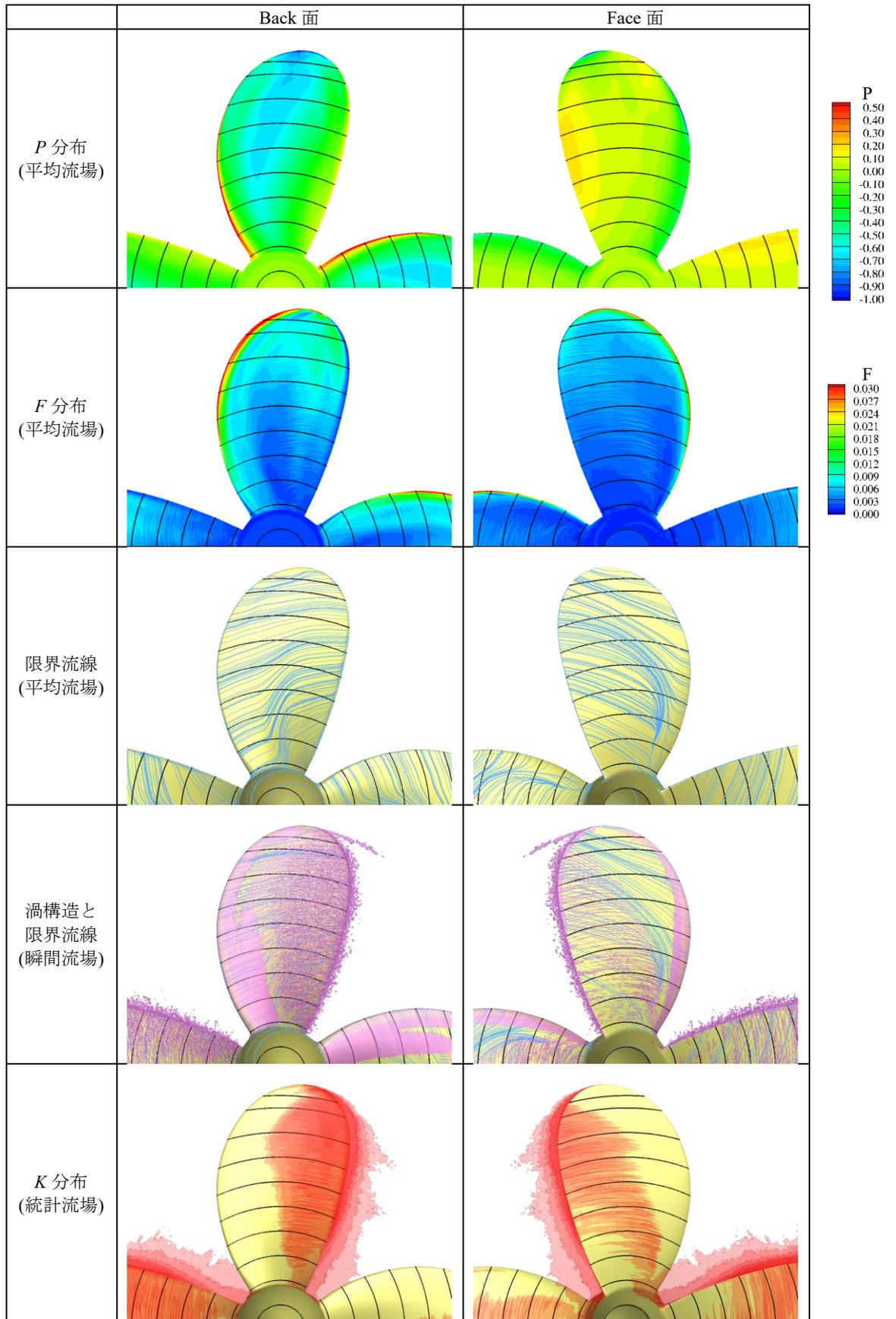


図 3-10. 計算結果 (LES, Gird2-8 億格子, $Re_D=1.1 \times 10^6$, $J=0.5$, Blade A)

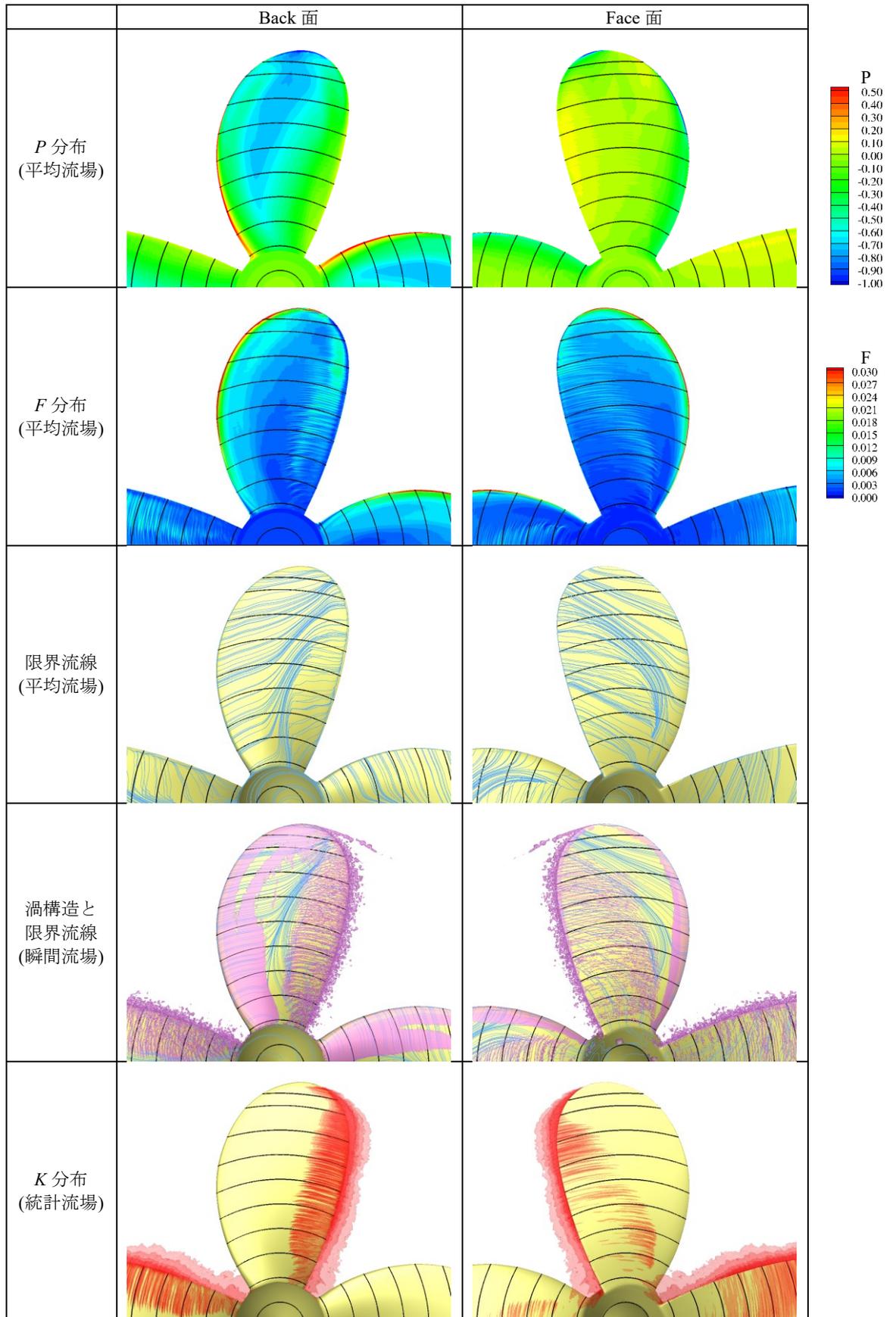


図 3-11. 計算結果 (LES, Gird2-64 億格子, $Re_D=1.1 \times 10^6$, $J=0.5$, Blade A)

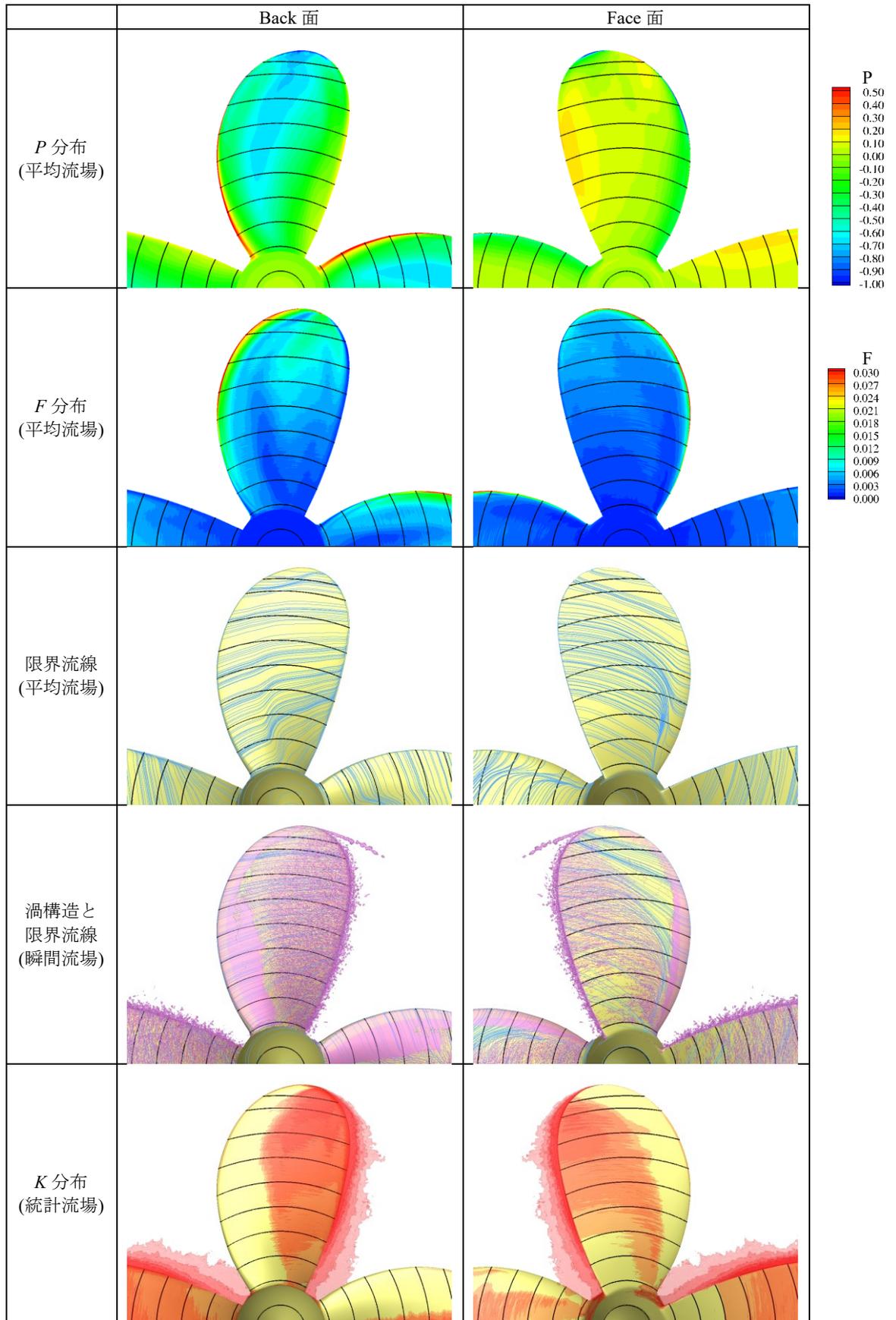


図 3-12. 計算結果 (LES, Gird2-8 億格子, $Re_D=2.0 \times 10^6$, $J=0.5$, Blade A)

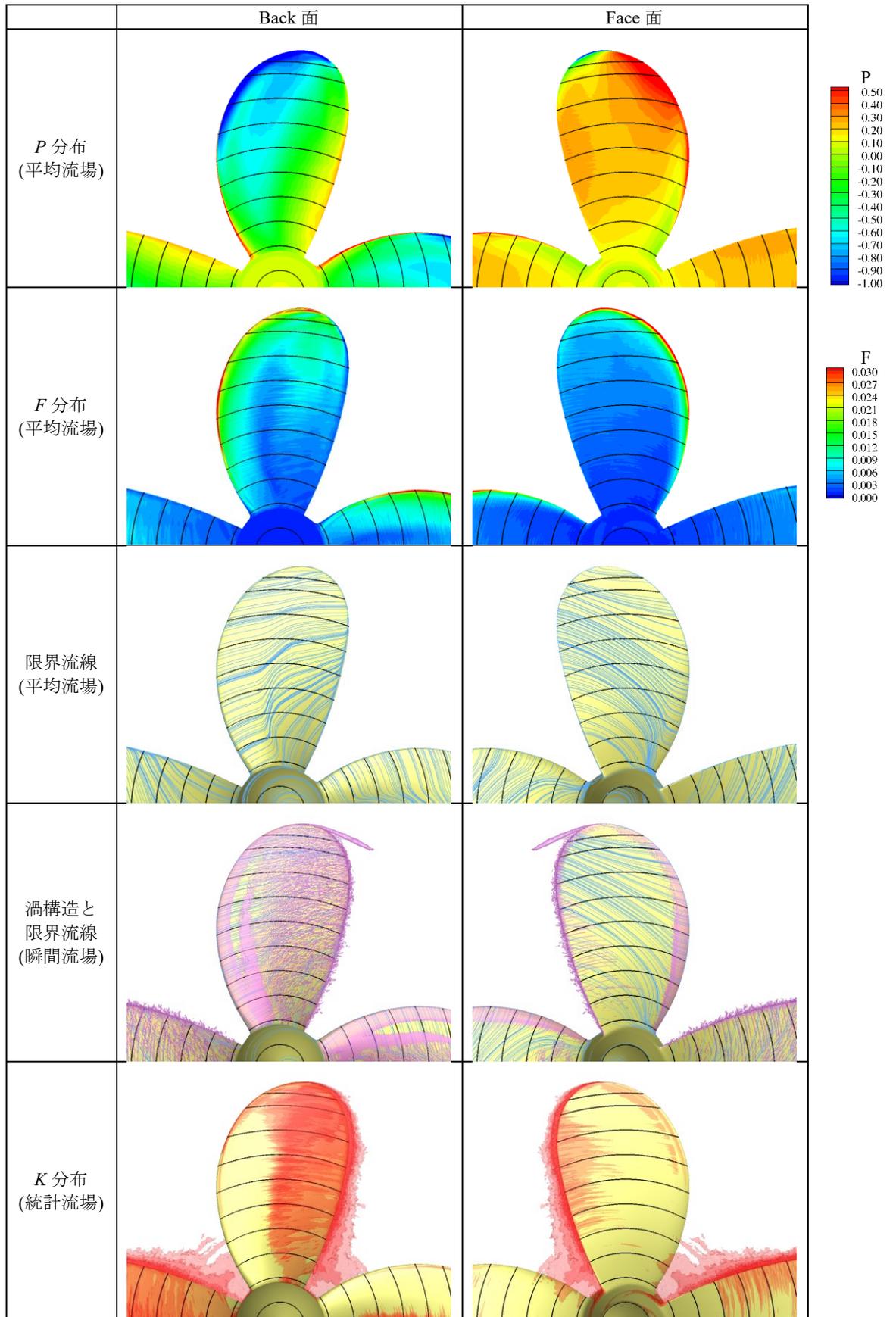


図 3-13. 計算結果 (LES, Gird2-1 億格子, $Re_D=1.1 \times 10^6$, $J=0.3$, Blade A)

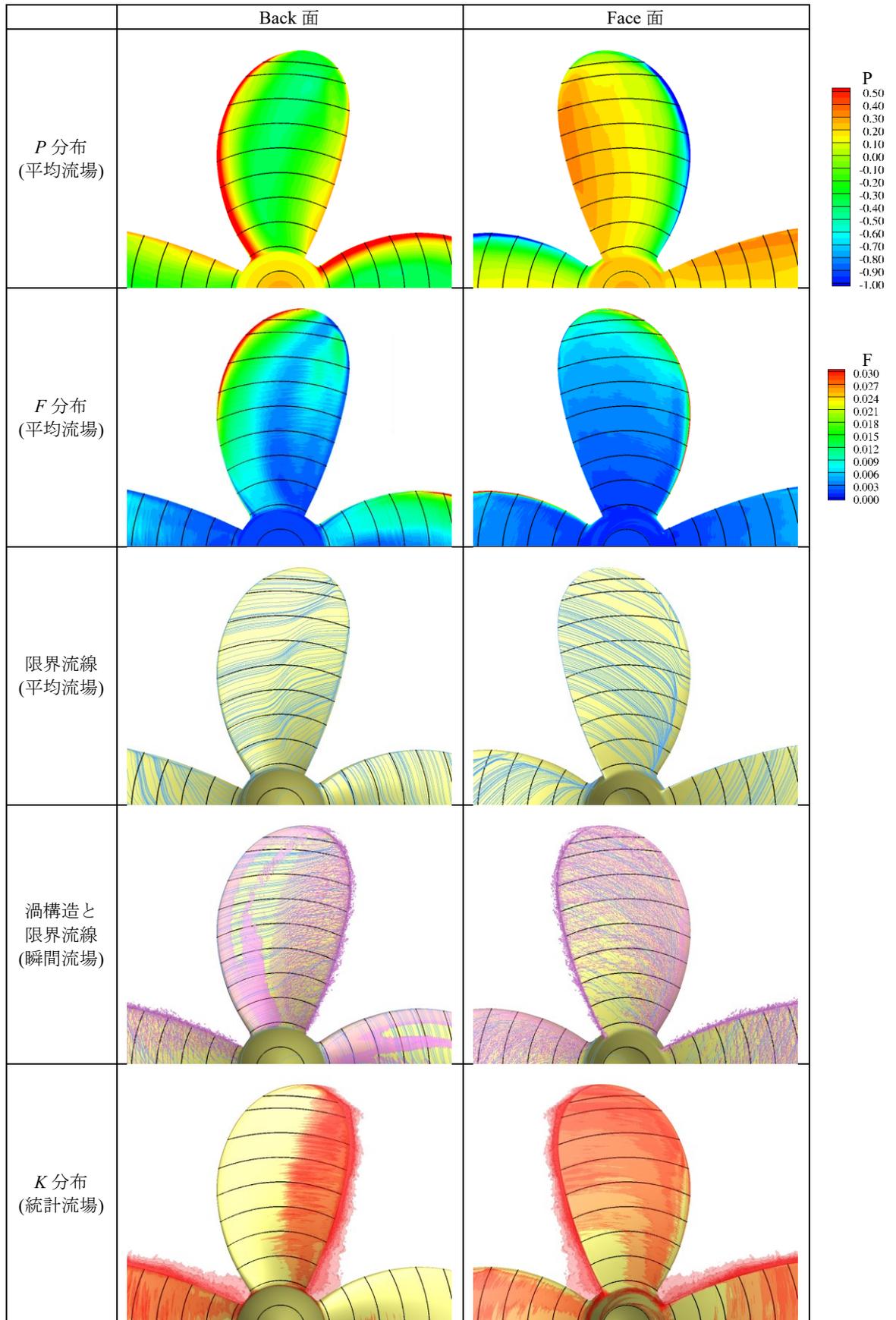


図 3-14. 計算結果 (LES, Gird2-1 億格子, $Re_D=1.1 \times 10^6$, $J=0.7$, Blade A)

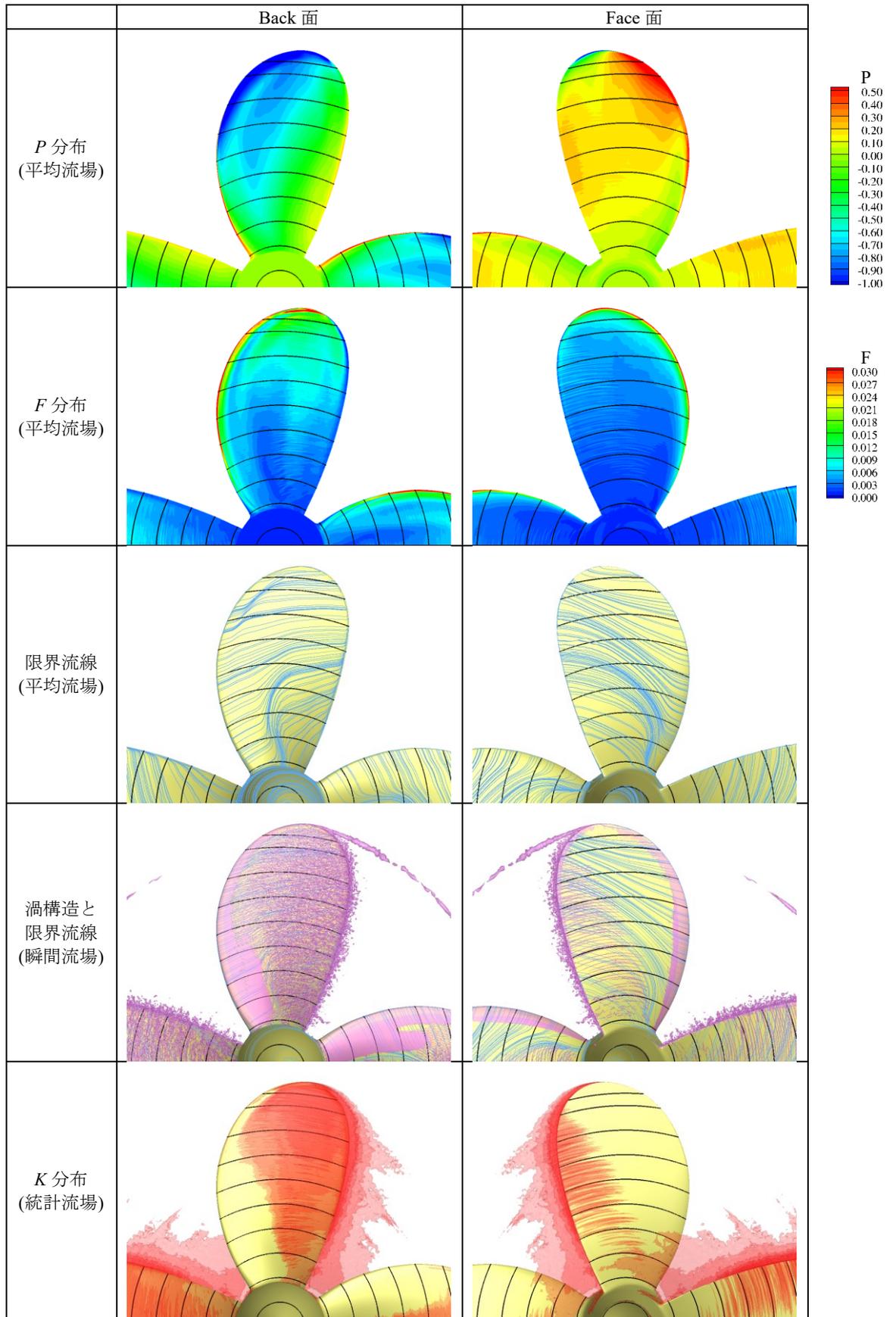


図 3-15. 計算結果 (LES, Gird2-8 億格子, $Re_D=1.1 \times 10^6$, $J=0.3$, Blade A)

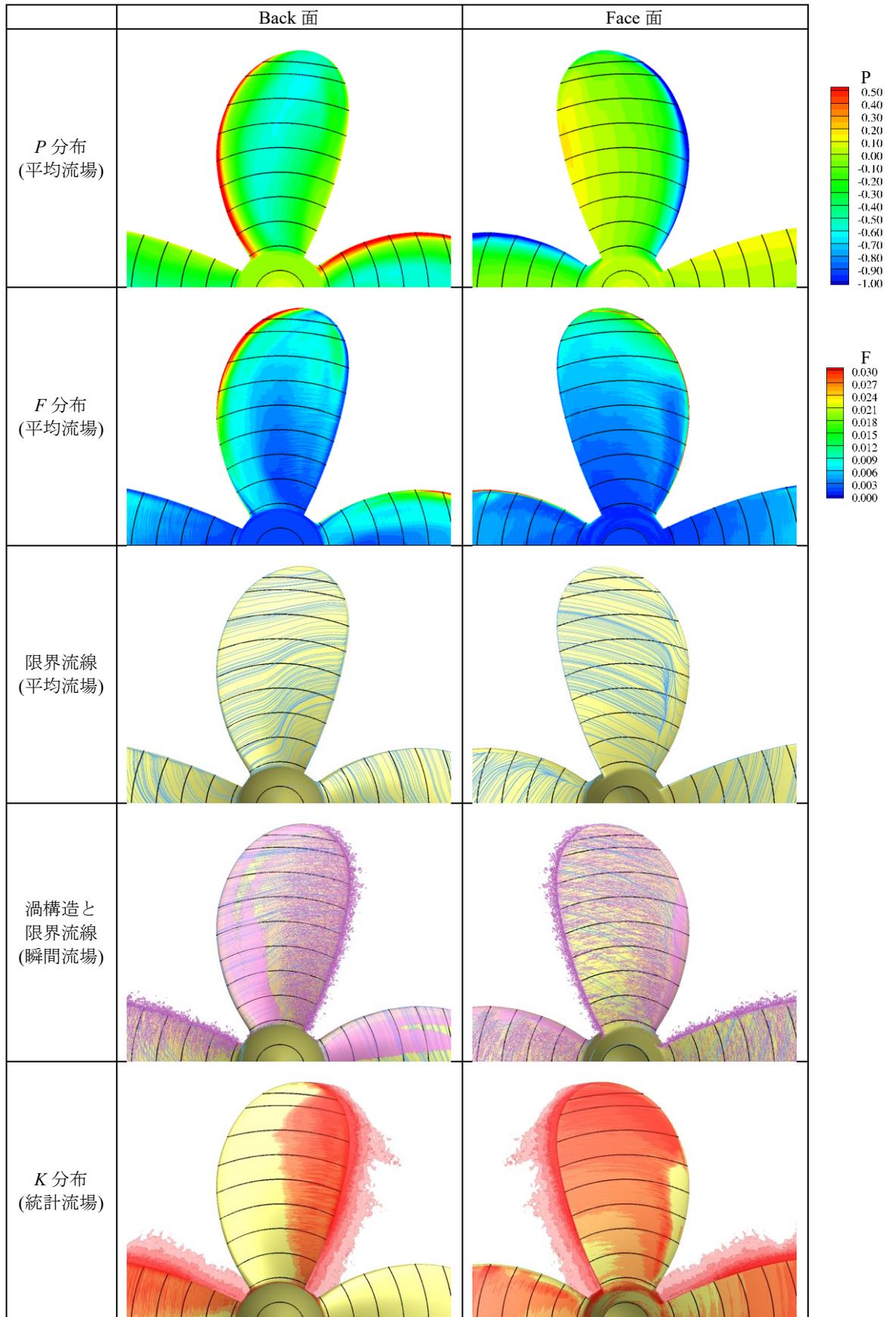


図 3-16. 計算結果 (LES, Gird2-8 億格子, $Re_D=1.1 \times 10^6$, $J=0.7$, Blade A)

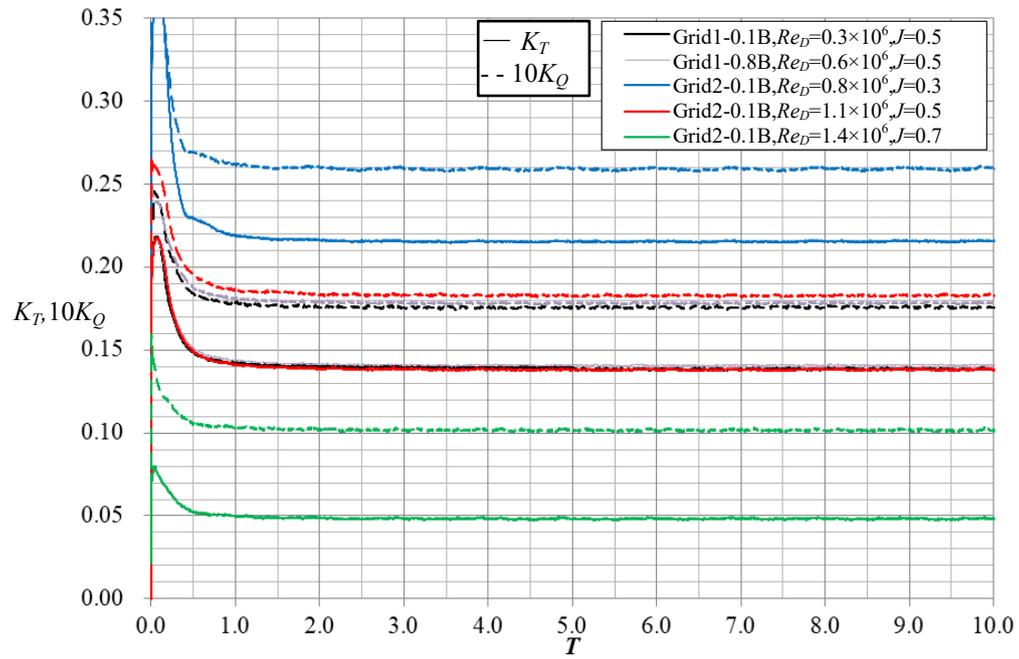


図 3-17. 計算開始からの推力係数,トルク係数の時系列

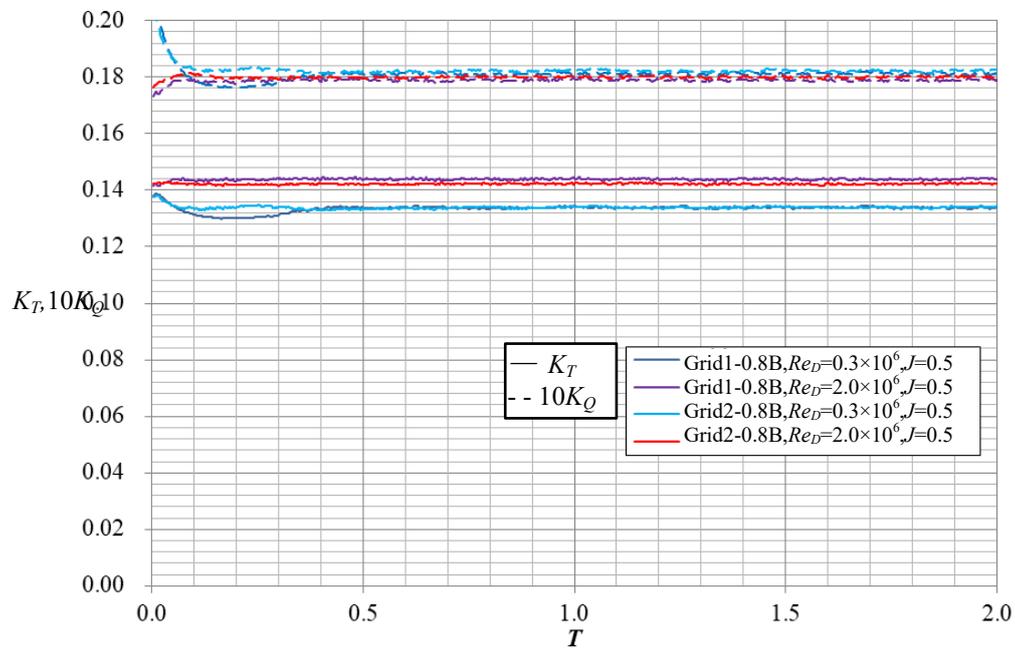


図 3-18. Reynolds 数を変更してからの推力係数,トルク係数の時系列

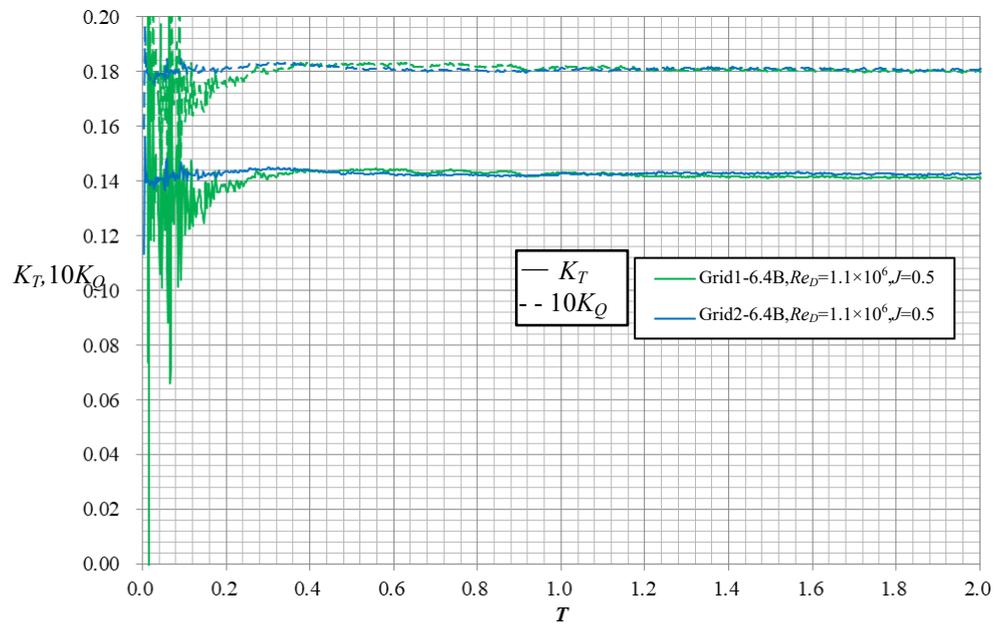
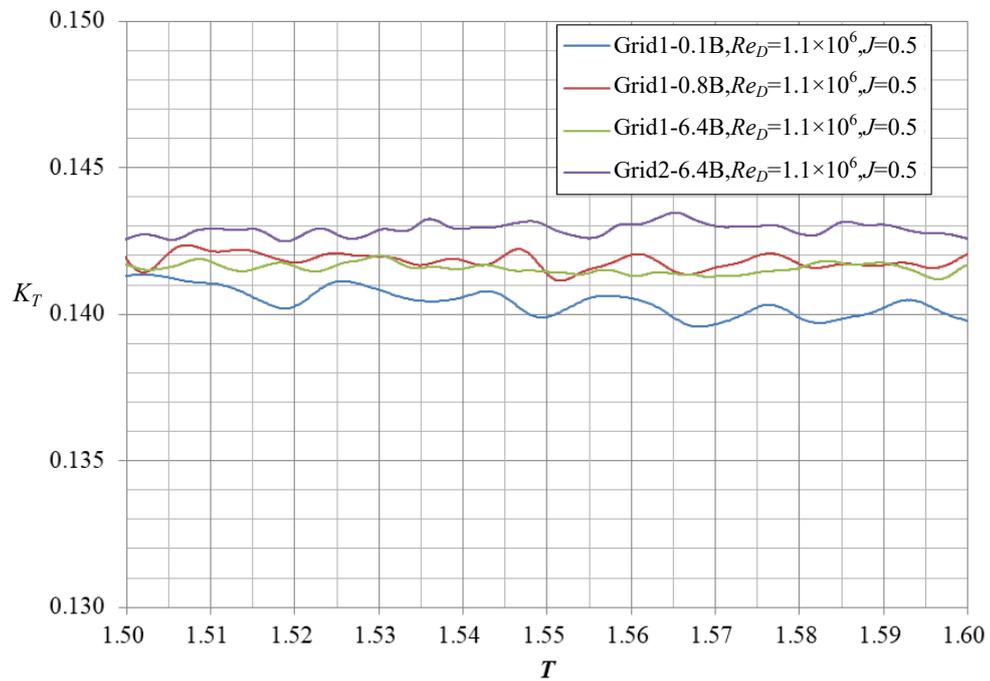
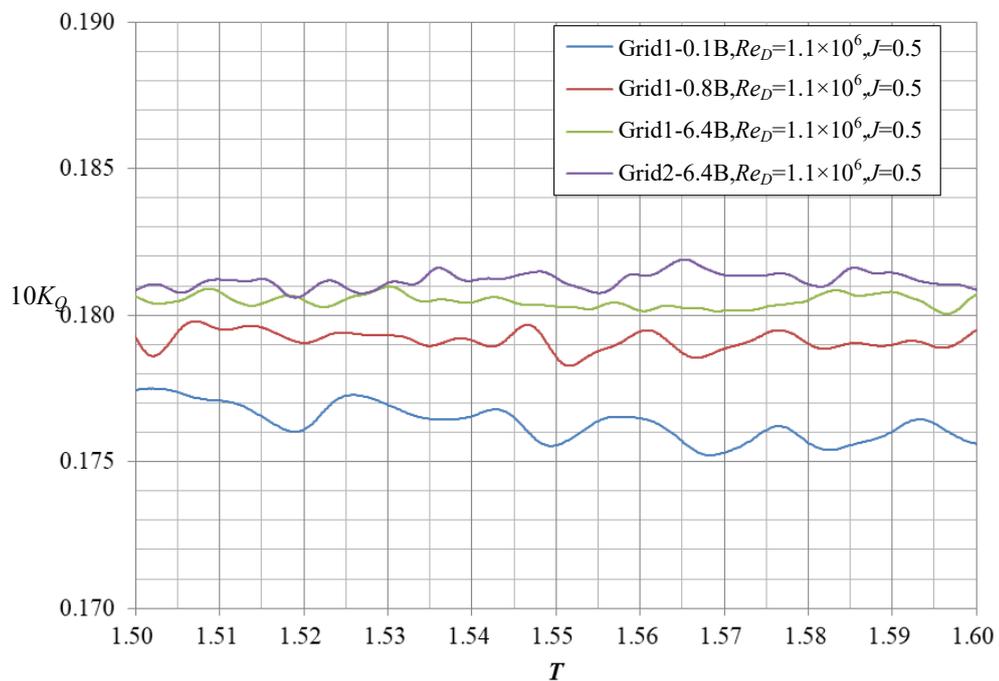


図 3-19. 流場を 8 億格子から 64 億格子に補間してからの
推力係数,トルク係数の時系列

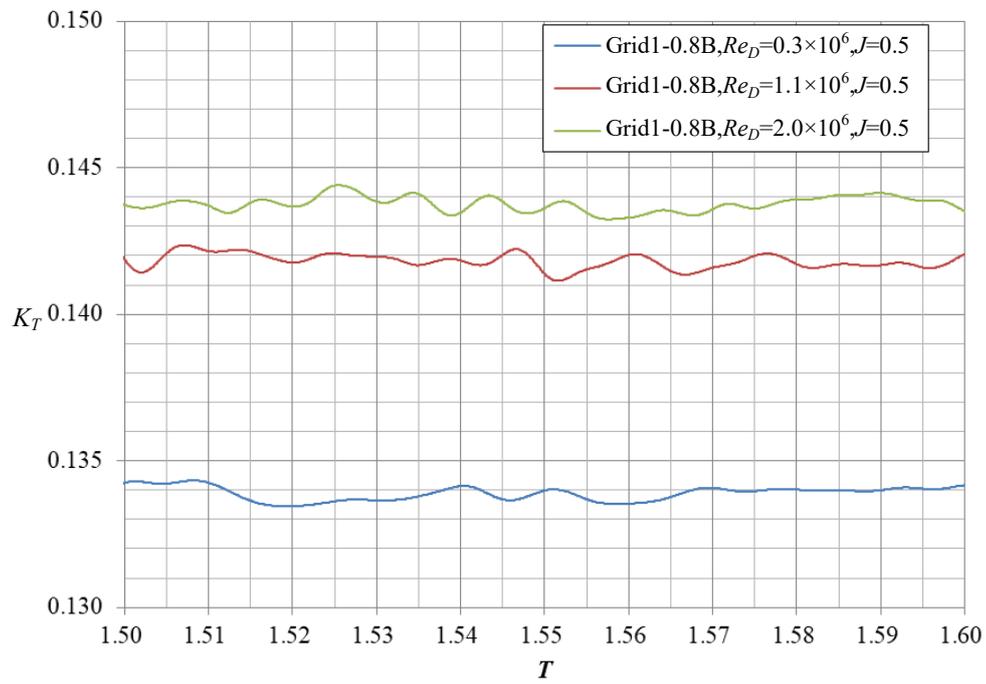


(a) 推力係数

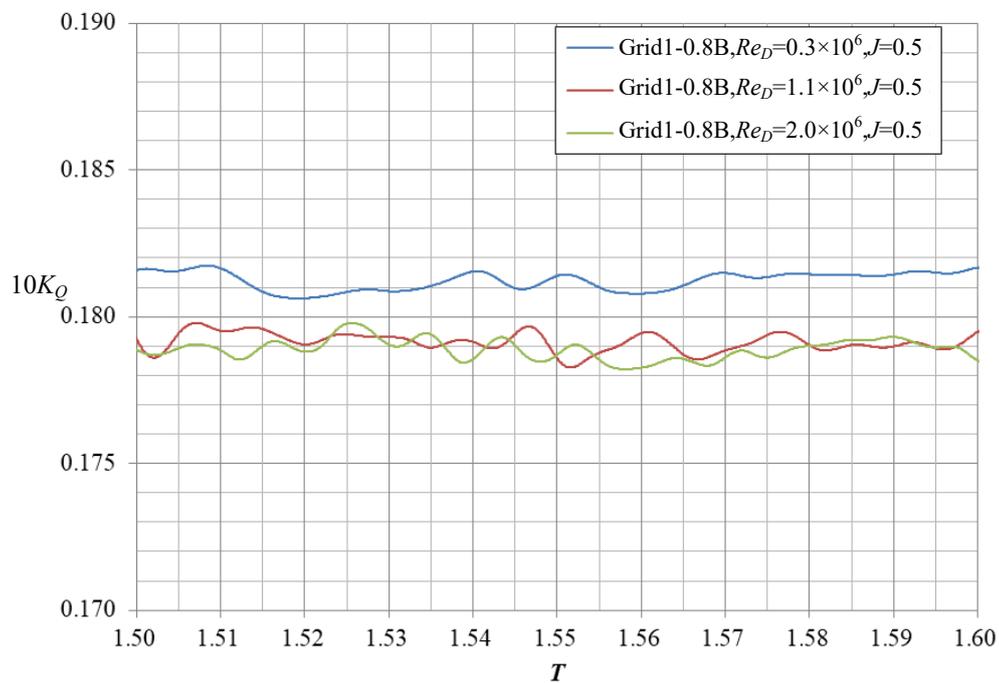


(b) トルク係数

図 3-20. 格子解像度ごとの推力係数,トルク係数の時系列



(a) 推力係数



(b) トルク係数

図 3-21. Reynolds 数ごとの推力係数,トルク係数の時系列

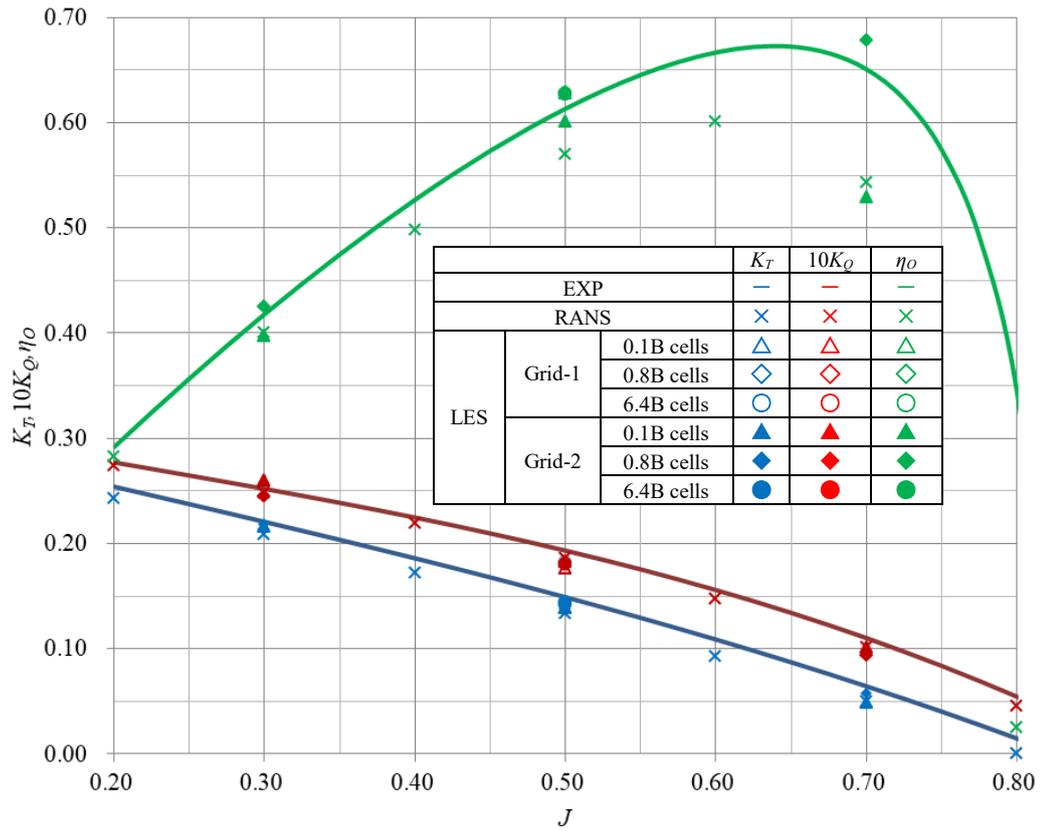


図 3-22. プロペラ単独性能推定結果 (J に対する変化, $Re_D=1.1 \times 10^6$)

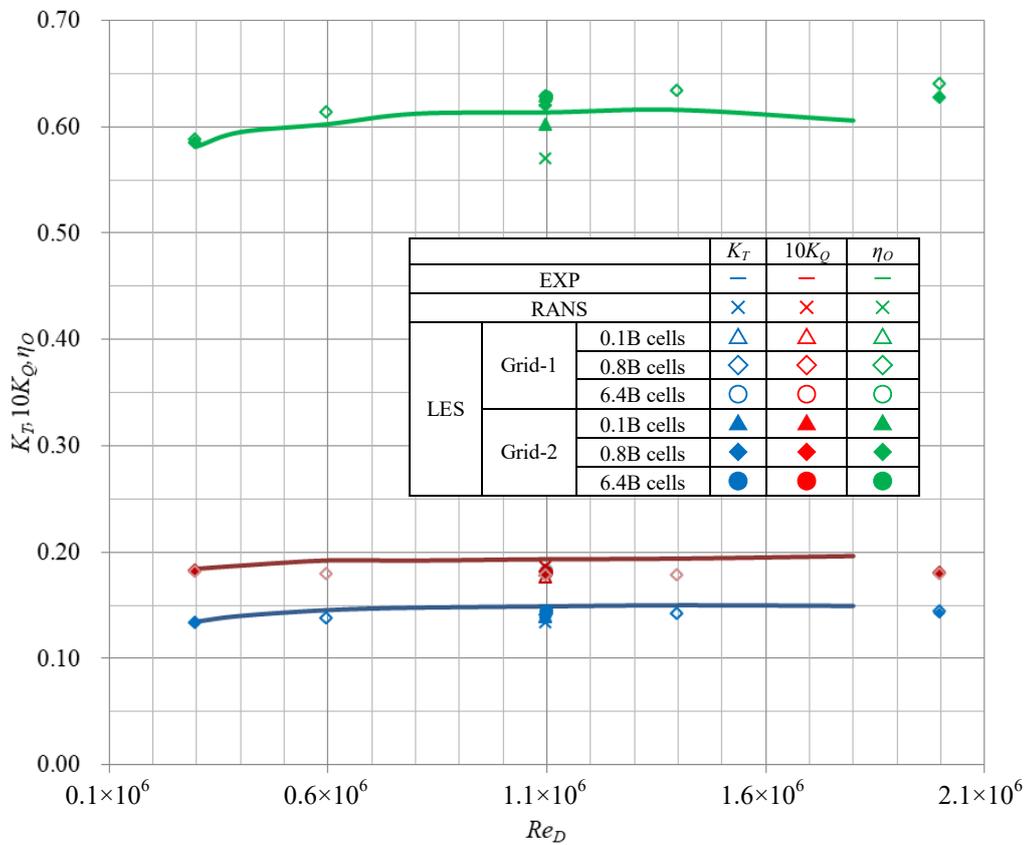


図 3-23 プロペラ単独性能推定結果 (Reynolds 数に対する変化, $J=0.5$)

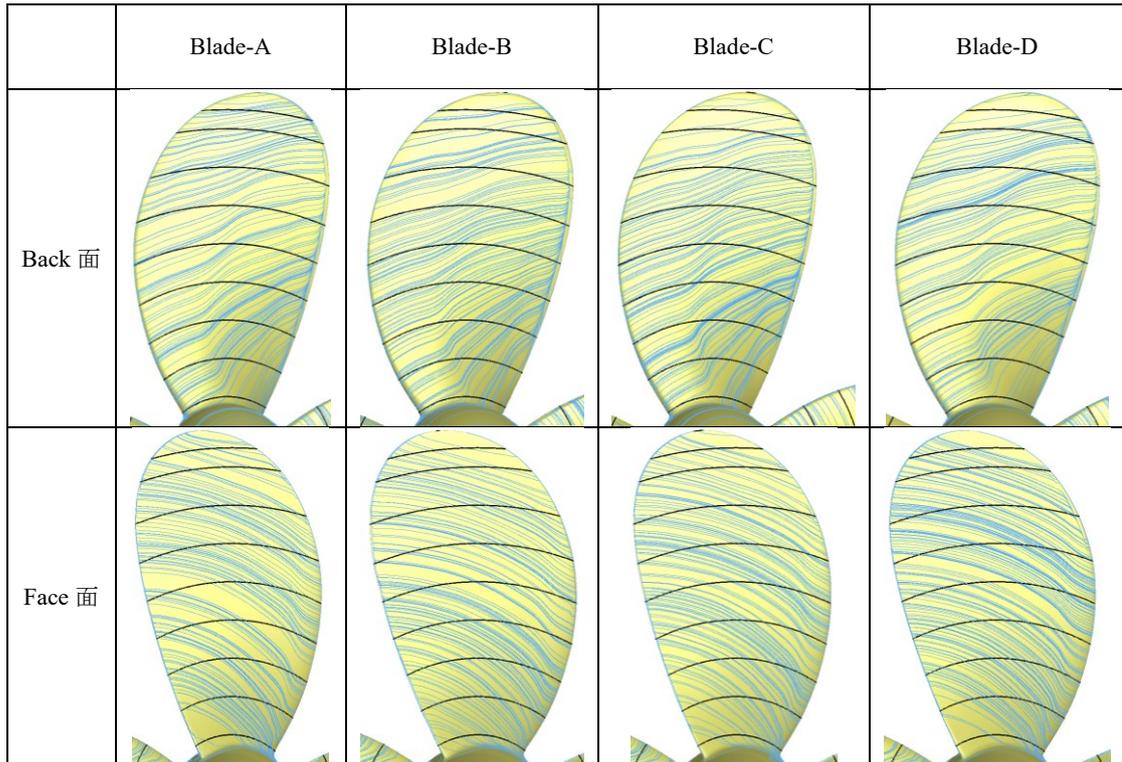


図 3-24. 限界流線 (Grid1-8 億格子, 平均流場, $Re_D=1.1 \times 10^6, J=0.5$)

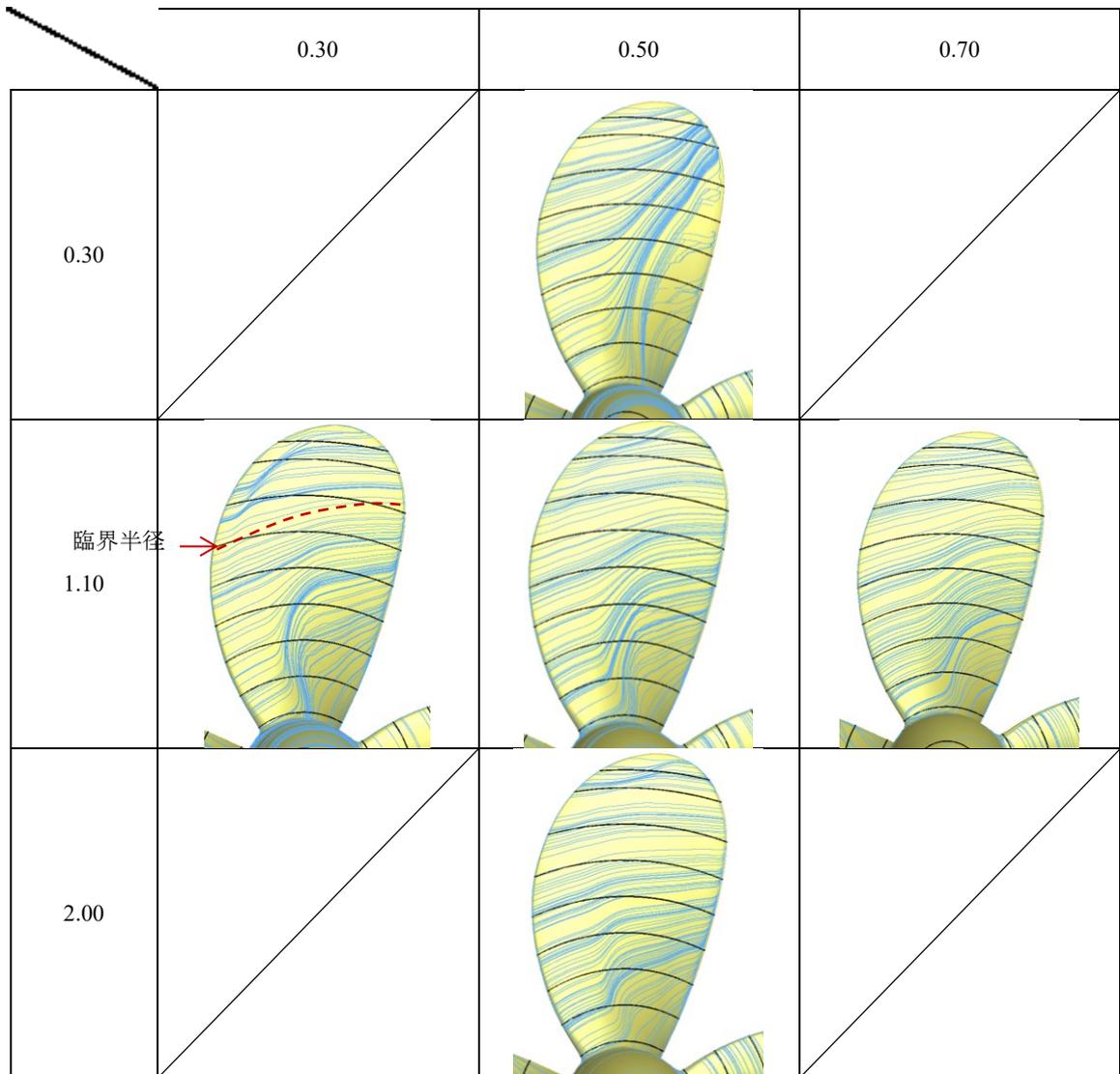


図 3-25. 限界流線の LES 計算結果 (Grid2-8 億格子, Back 面, Blade-A)

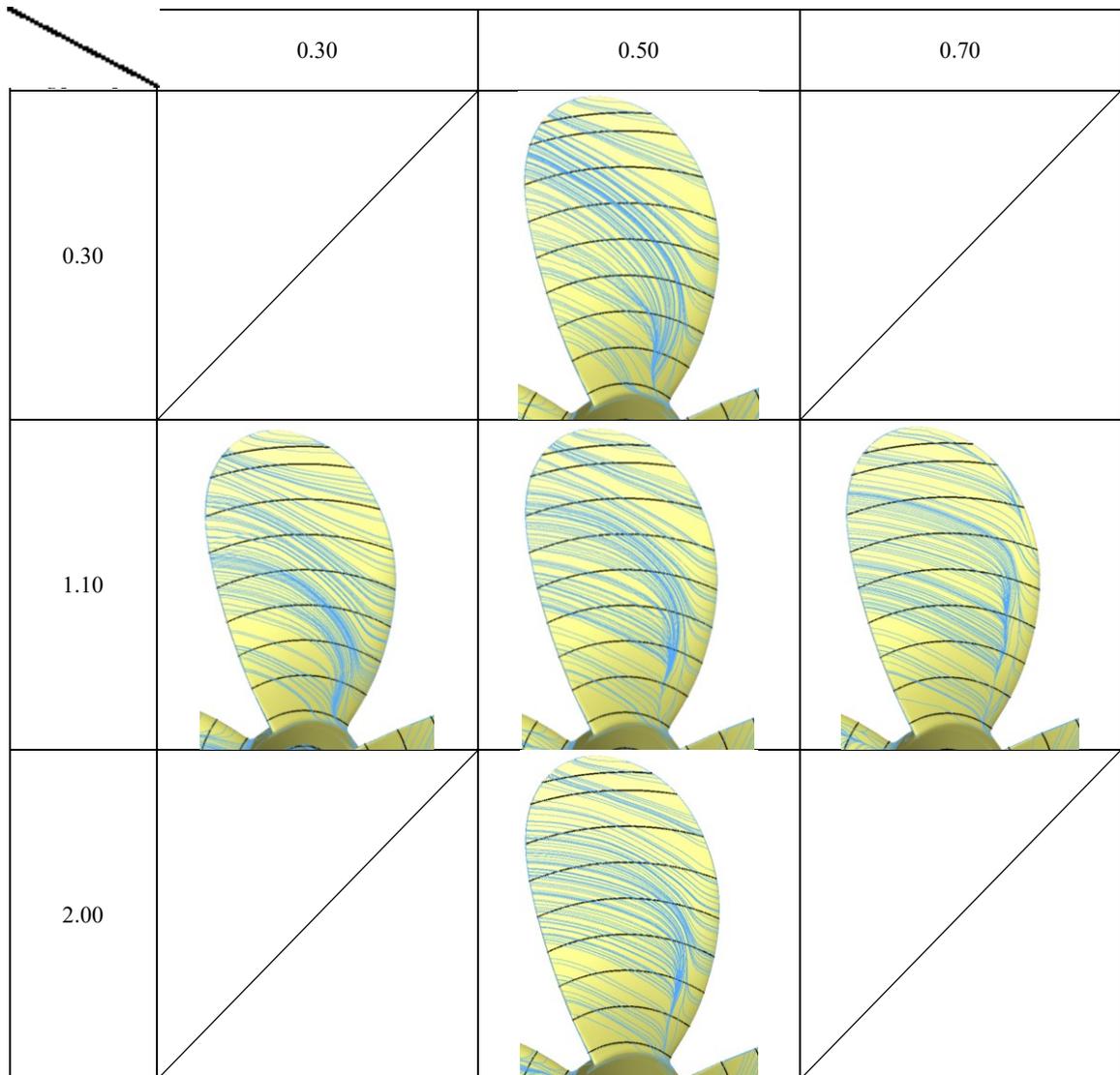


図 3-26. 限界流線の LES 計算結果 (Grid2-8 億格子, Face 面, Blade-A)

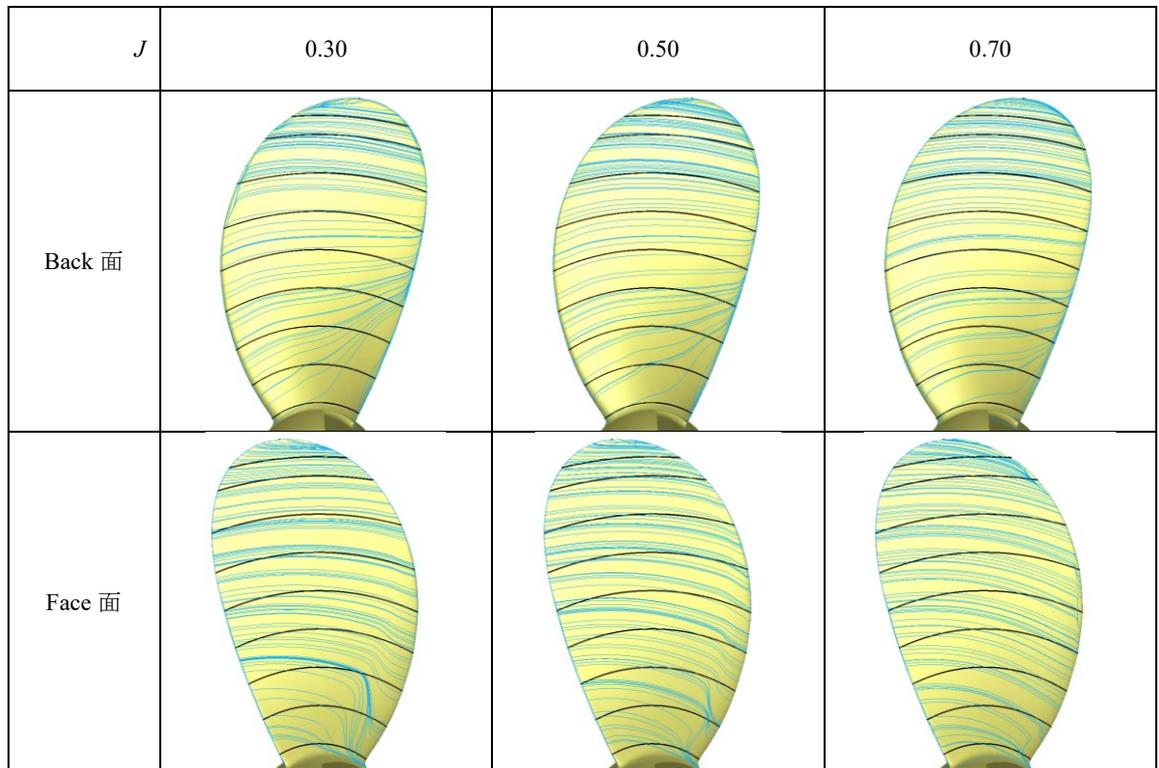


図 3-27. 限界流線の RANS 計算結果 ($Re_D=1.1 \times 10^6$)

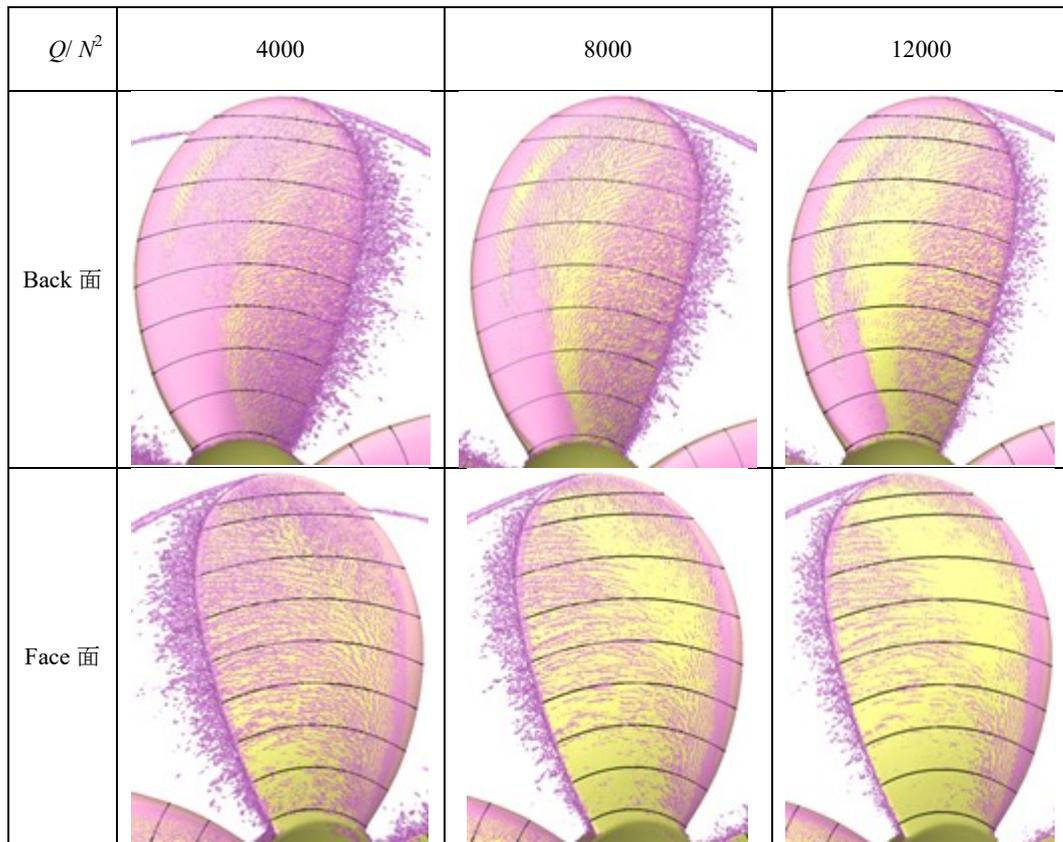
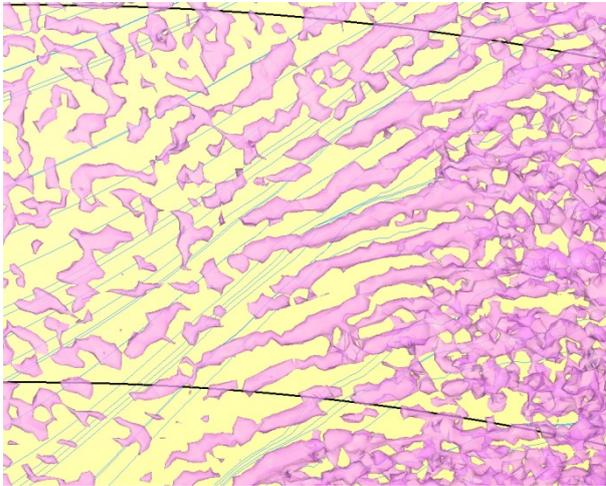
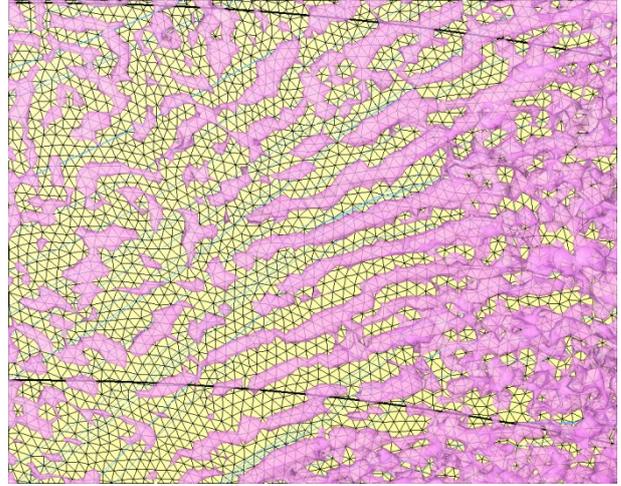


図 3-28. Q 等値面の検討 (Grid1-8 億格子, $Re_D=1.1 \times 10^6$, $J=0.50$, 瞬間値)

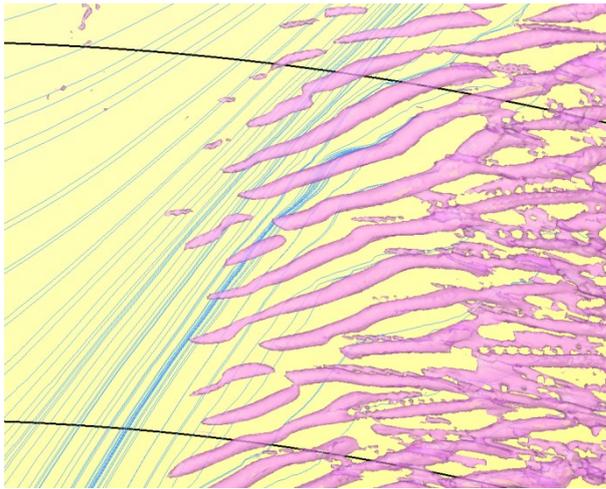


64 億セル計算結果

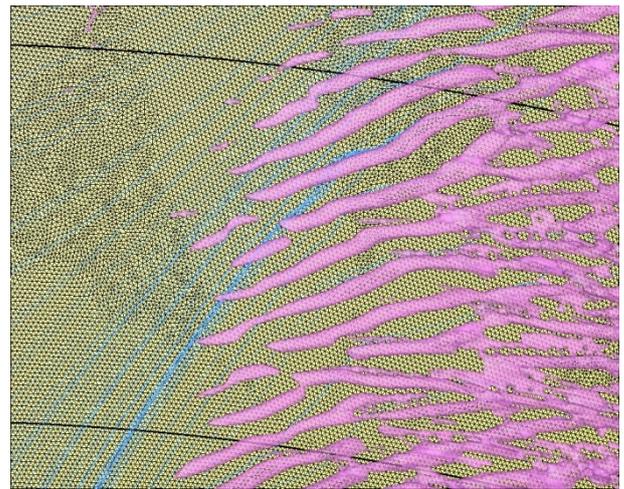


表面格子(粗視化, 1 億セル)を追加

(a) Grid-1 の場合



64 億セル計算結果



表面格子(粗視化, 1 億セル)を追加

(b) Grid-2 の場合

図 3-29. 可視化した渦構造と表面格子の比較

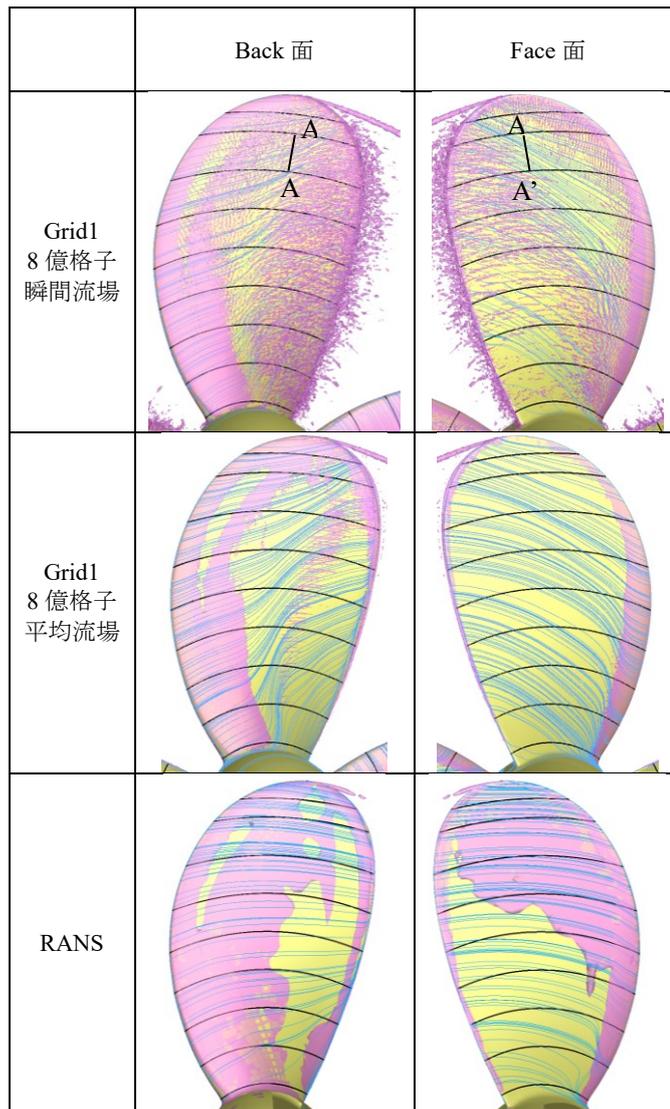


図 3-30. LES 計算 (Grid1-8 億格子) と RANS 計算での渦構造及び限界流線の比較 ($Re_D=1.1 \times 10^6$, $J=0.5$)

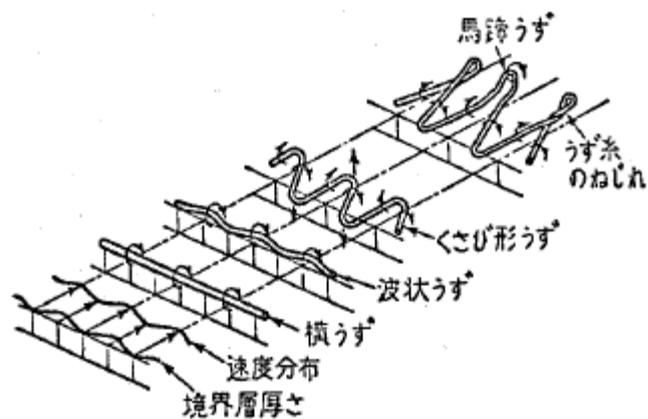


図 3-31. 渦構造の発達例 (小橋²⁸⁾より引用)

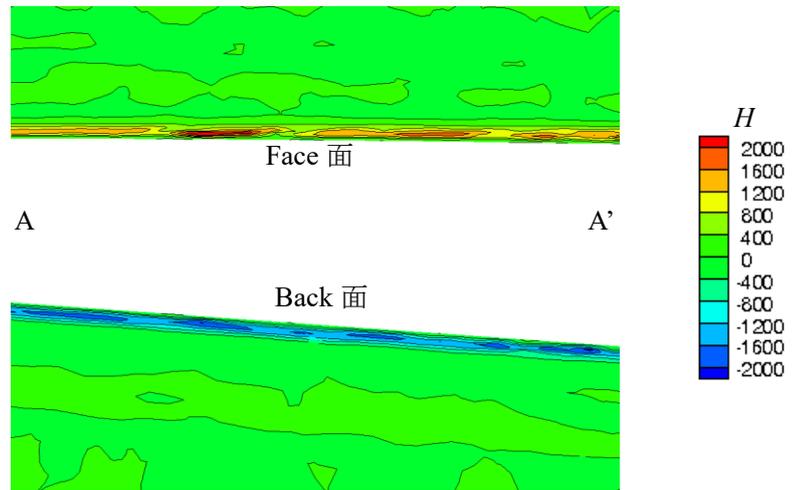


図 3-32. ヘリシティ密度分布 (図 3-30 の A-A'断面)

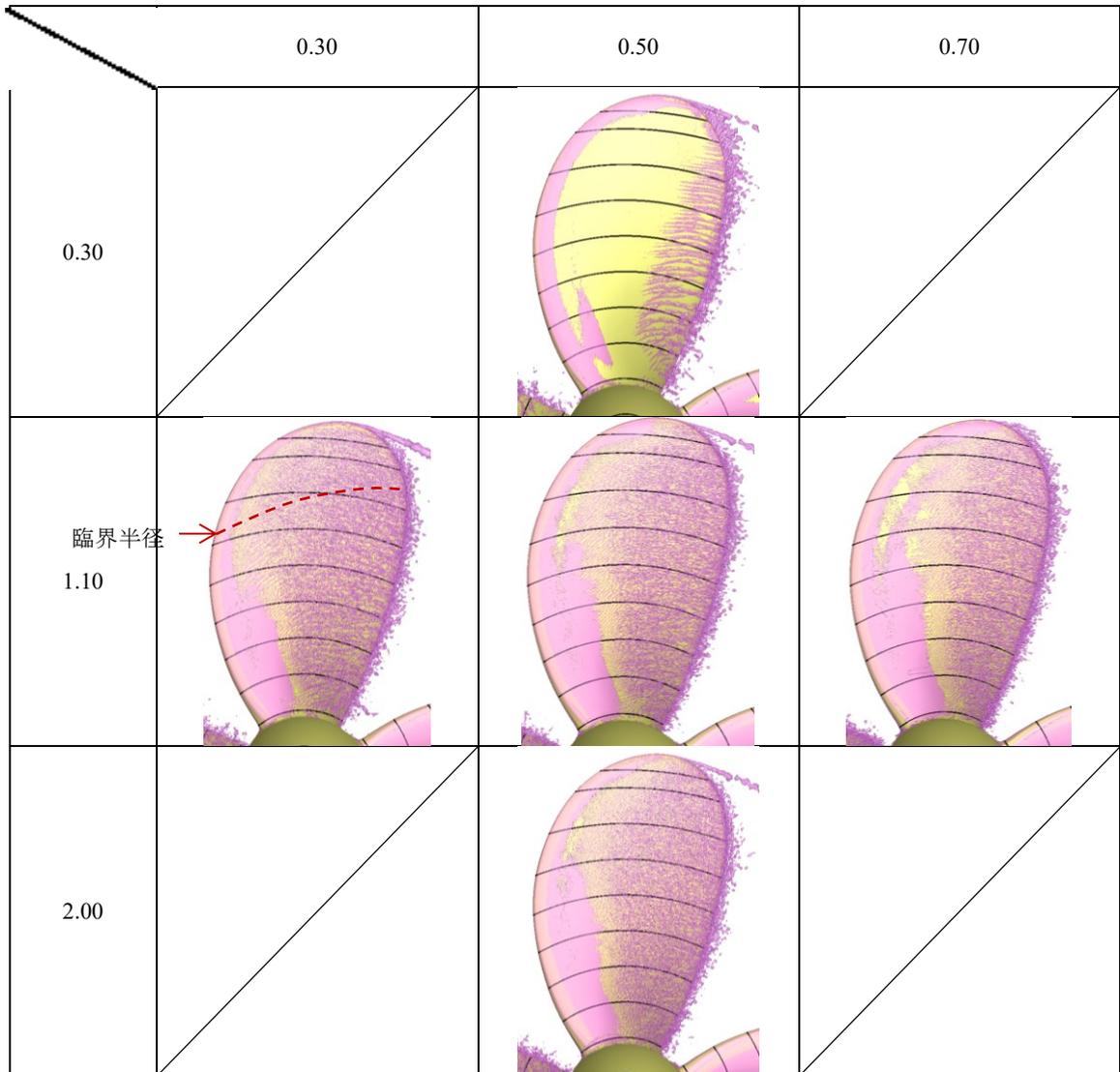


図 3-33. 渦構造の可視化 (Grid2-8 億格子, Back 面, Blade-A)

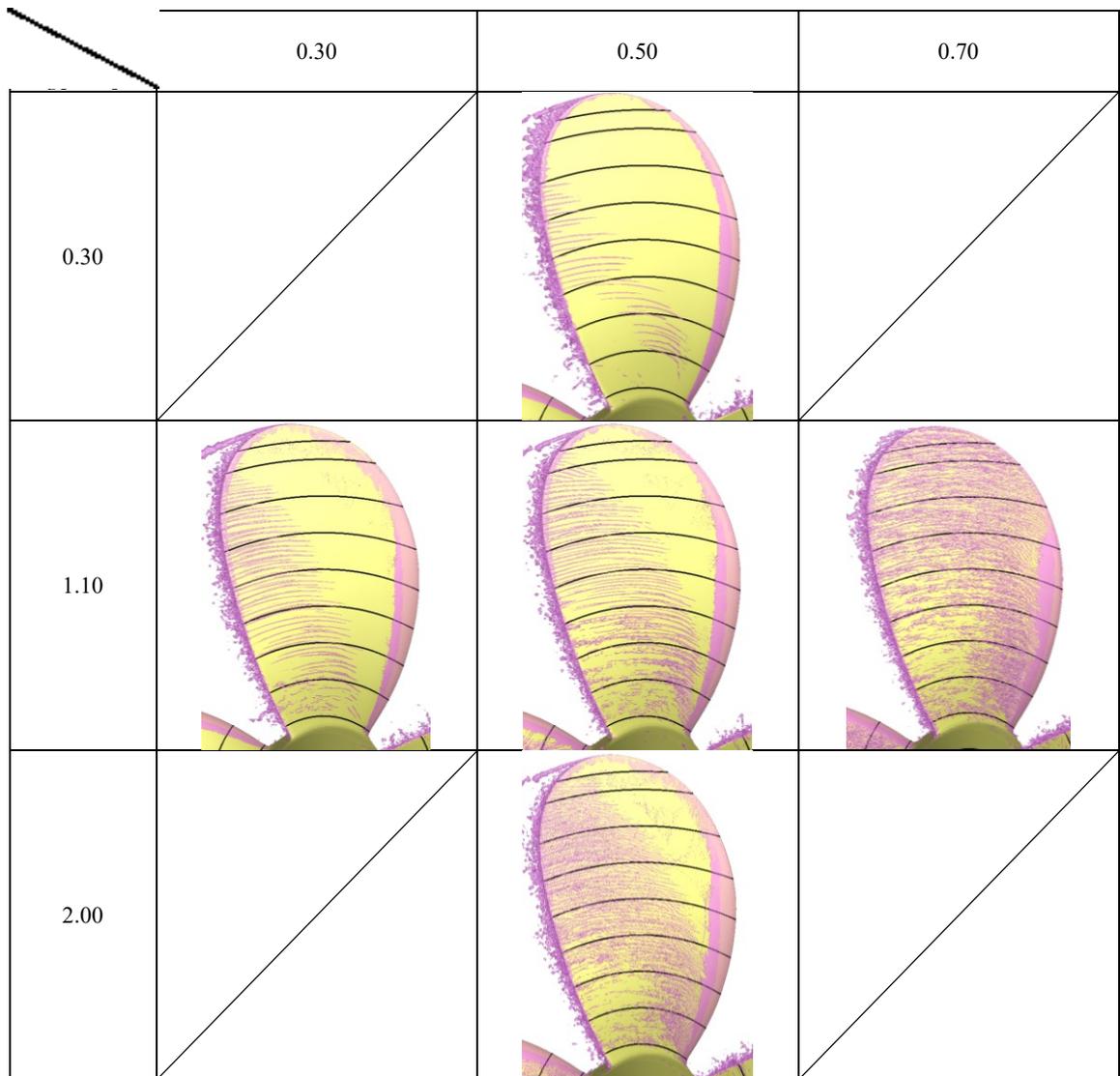


図 3-34. 渦構造の可視化 (Grid2-8 億格子, Face 面, Blade-A)

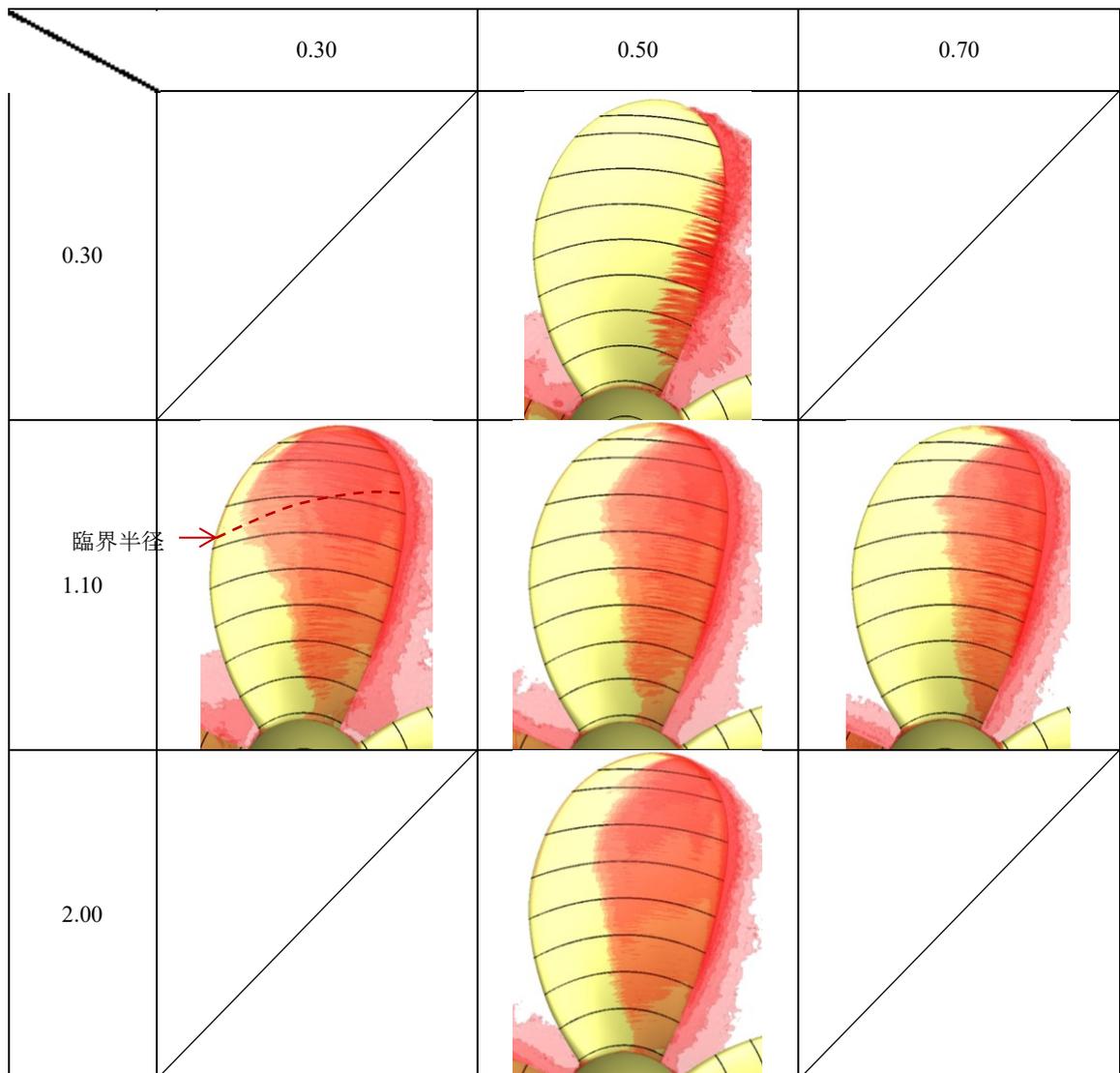


図 3-35. 乱流エネルギー密度の分布 (Grid2-8 億格子, Back 面, Blade-A)
 ($K=0.01, 0.02, 0.04, 0.06, 0.08$ 等値面)

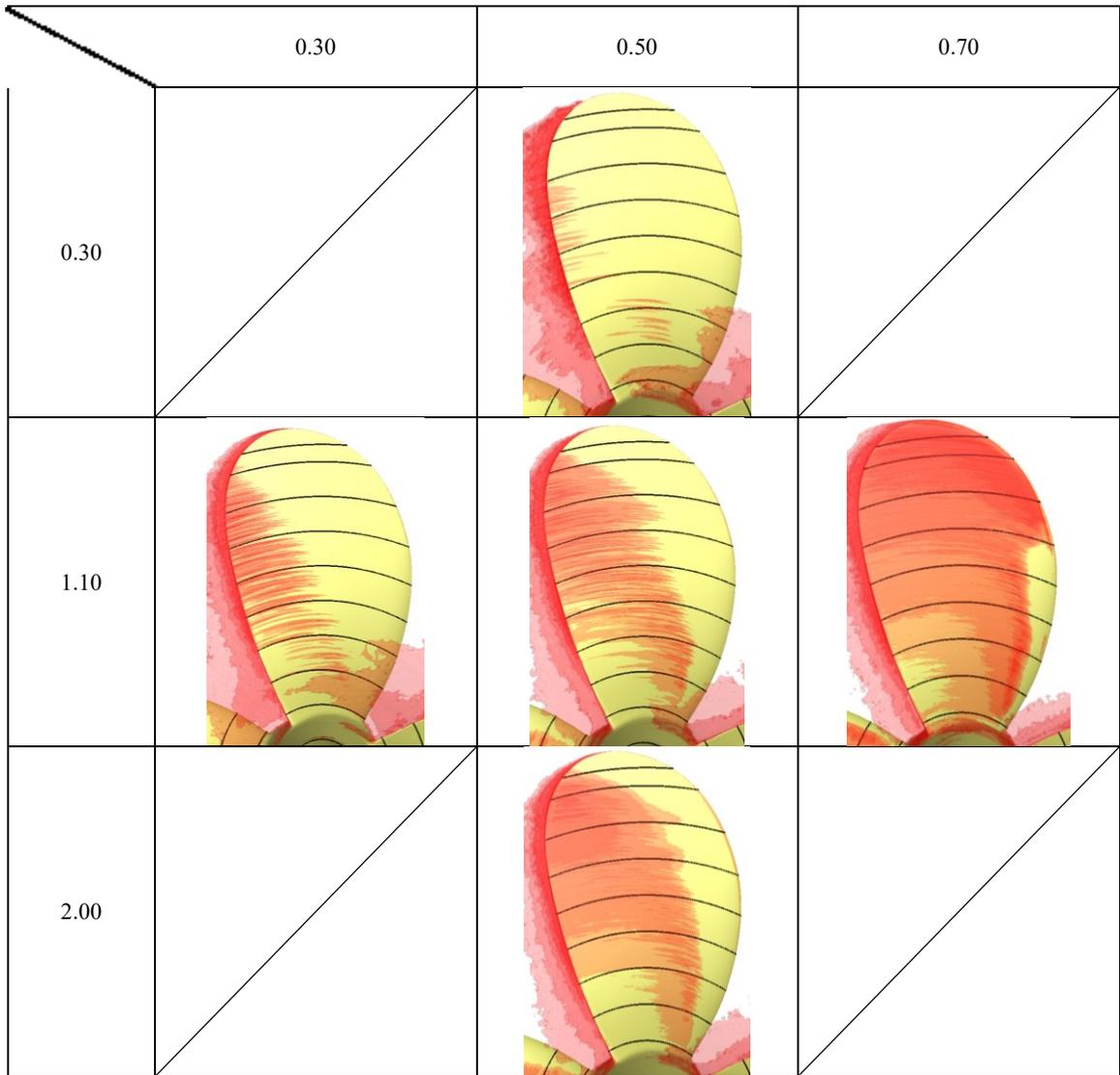


図 3-36. 乱流エネルギー密度の分布 (Grid2-8 億格子, Face 面, Blade-A)
 ($K=0.01, 0.02, 0.04, 0.06, 0.08$ 等値面)

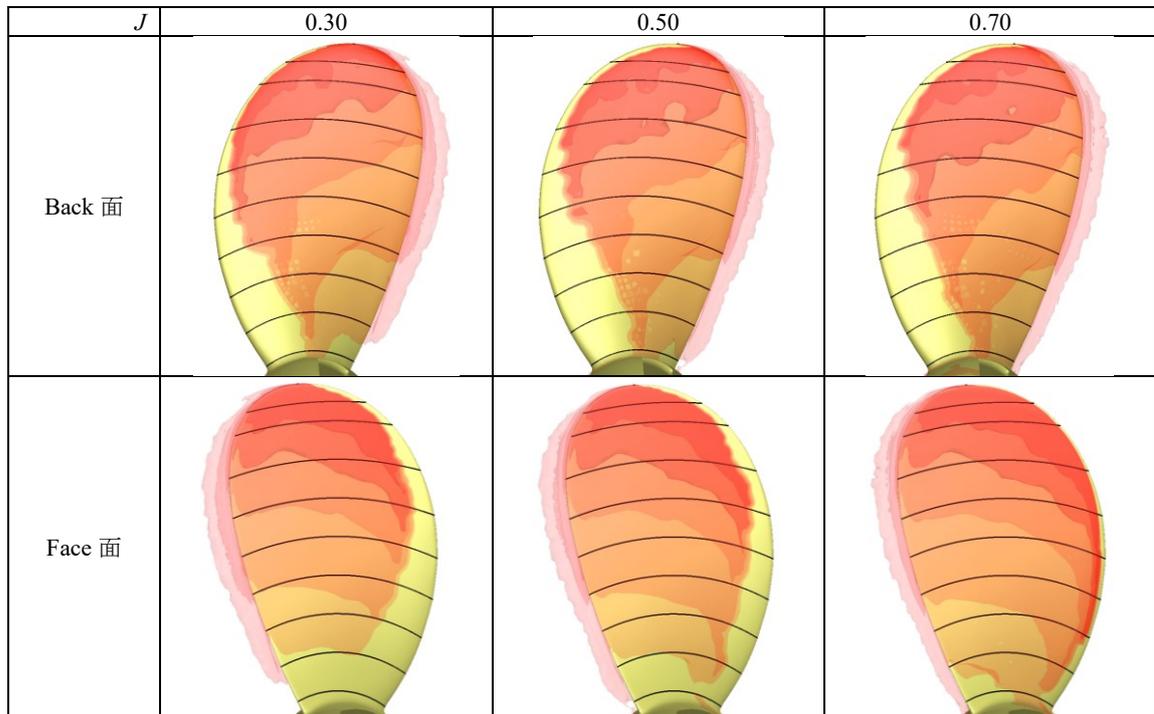


図 3-37. 乱流エネルギー密度の分布 (RANS 計算, $Re_D=1.1 \times 10^6$)
($K=0.01, 0.02, 0.04, 0.06, 0.08$ 等値面)

第4章 格子解像度の影響

LES 計算において十分に格子解像度を細かくすることでモデル影響がない DNS と同等の計算が可能であり，平板乱流については DNS と LES の比較による検討が行われている．しかし，プロペラ計算においてその知見が当てはまるかどうか明らかではない．

本章では，作動条件が同じだが解像度条件が異なる場合の計算を実施し，得られた流場やプロペラ性能の比較から，モデル影響のない推定計算手法において必要となる格子解像度がどの程度のものであるか，および十分な解像度に至った場合に再現される流場がどのようなものとなるかについて検討を行う．

4.1 格子解像度が推力・トルクに与える影響

図 4-1 に大規模 LES 計算結果の実験結果に対する推定誤差を示す．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幅が小さく，解像度が高いことを示している．ただし，前述のように $Re_D=2.0 \times 10^6$ については同条件での実験計測ができなかったため示していない．

図 4-1(a)に示す K_T を見ると，Grid-1 と Grid-2 について格子点数および作動条件が同じ場合を比較すると Grid-2 の方が同じ格子点数での接線方向解像度が高いが推定精度は同程度となっており，推定精度は接線方向解像度のみで決定されないことがわかる．ただし，Grid-1, Grid-2 それぞれについて同条件で解像度を変えた場合（同色の Δ \square \circ および \blacktriangle \blacksquare \bullet の組）を比較すると，両格子で解像度が高いほど実験値に近づく傾向が得られている．また，同じ格子でも Reynolds 数が異なる場合には Δ^+ 基準の解像度も変化するが，この場合にも解像度が高いほどすなわち Reynolds 数の小さいほど実験値に近い推定結果となっている．

図 4-1(b)に示す K_Q を見ると Grid-1 では K_T と同様に解像度が高いほど実験値に近づく傾向がみられるが，Grid-2 では傾向が異なり高解像度ほど実験値から離れる傾向を示している．これは壁面摩擦応力の計算に Spalding 則を用いており，摩擦応力成分の比率の高い K_Q において Spalding 則に対する法線方向格子解像度の影響が大きく現れたものと考えられる．図 4-2 に同じ作動条件 ($Re_D=1.1 \times 10^6$, $J=0.5$) で解像度を変えた場合の流体力を圧力成分・摩擦応力成分に分けて示す．プロペラにおいては流体力の大半は圧力成分であり， K_T においては摩擦応力成分の割合は 1%程度と微小であるが， K_Q においては 6~8%程度である．解像度が高くなるほど圧力成分が増大することは Grid-1, Grid-2 で共通している．しかし，Spalding 則を用いていない場合に摩擦応力成分はほぼ変化していないが，Spalding 則を適用している Grid-2 の 1 億, 8 億格子の場合では摩擦応力成分が大きくなっており，Spalding 則による影響が大きい．このことから Spalding 則を用

いている場合の計算結果では解像度のみの違いを検討できないと考えられる。

大規模 LES 計算では格子解像度が十分細かくなれば、DNS 計算と同等の推定精度を持ち、それ以上格子解像度を向上させても結果が変化しなくなる、すなわち格子解像度影響のない状態に至るものと期待されるが、今回の計算では同条件で 1 億格子から 8 億格子、8 億格子から 64 億格子と解像度を向上させた場合にも流体力は収束する様子を見せておらず、十分な解像度には至っていない。しかし、図 4-1(a),(b)で破線で示すように作動条件が一定で 1 億、8 億、64 億格子の結果の比較が可能な Grid-1, $Re_D=1.1 \times 10^6$, $J=0.5$ の解像度と推定誤差の傾向を補外して考えた場合、 $10\Delta^+$ 前後で実験と一致すると推定される。大規模 LES で DNS 相当の推定精度となる解像度は $10\Delta^+$ 程度といわれており、プロペラにおいても平板乱流の場合と十分細かい解像度は大きく異なっていないと考えられる。

本研究で実施した計算の解像度は $15\Delta^+$ から $200\Delta^+$ 程度であり、細かい格子解像度条件の場合には十分な解像度がある場合と近い流場が得られていると考えられる。そこで解像度の異なる場合の流場を比較することにより、格子解像度が流場に与える影響について検討を行った。

4.2 格子解像度が圧力及び摩擦応力に与える影響

図 4-3, 図 4-4 に $Re_D=1.1 \times 10^6$, $J=0.5$ の条件で格子解像度が異なる場合の表面圧力、摩擦応力の分布の比較を示す。基本的に平均流場の可視化を示しているが、平均流場を得られていない Grid-1 の 64 億格子のみ瞬間流場を示す。

圧力分布は Grid-2 の 1 億格子のばあいに Back・Face 両面で明らかに圧力が高くなっている。この傾向は Grid-2 の 8 億格子でも現れており Spalding 則を用いていることが影響していると考えられる。ただし、図 4-2 のように流体力としては妥当な値を示しており両方の面で同様に圧力が高まることで力としては釣り合っているものと考えられる。また、分布としても値がずれていることを除けば Back 面の中央部で負圧が強くなっていること、Face 面では圧力の変動が小さく多少後端で正圧が強くなるなどの特徴は同様となっており、翼近傍の流場の推定としては問題ないものと考えられる。

Spalding 則を用いていない場合を比べると、解像度による変化は前縁および後縁付近の極狭い範囲で大きく、それ以外の部分では小さい。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、翼周りの流場に変化が生じたものと思われる。

摩擦応力でも Spalding 則を用いている場合には用いる必要が無い場合に比べて摩擦応力が大きくなっており、図 4-2 でトルクの摩擦応力成分が大きくなっていたことと対応している。摩擦応力成分が大きくなる程度は前縁と翼端で強くなっている。図 4-5 に局所での摩擦応力で計算した単位 Δ^+ (局所 Δ^+)による法

線方向の解像度分布を示す。Face 面に比べて Back 面の方が値が大きい傾向があるが、表 2-4 で示した作動条件と格子設定から推定した法線方向の解像度が同じである Grid-1 の 1 億格子と Grid-2 の 64 億格子では、翼の中央付近で 1 程度と推定値と同程度の解像度が得られている。摩擦応力が大きくなる領域は局所 Δ^+ が 3 程度より大きい領域と対応しており、Spalding 則では法線方向解像度が $3\Delta^+$ 程度以上の場合にプロペラの摩擦応力が過大に推定されている。

4.3 格子解像度が表面近傍の流場に与える影響

図 4-6 に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。条件ごとに差はあるが概ね 3.3.2 で示した渦の発達過程を再現している。

Grid1 の結果を比較すると乱流となる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いる。しかし、同じ格子点数同士で Grid1 と Grid2 を比較すると 1 億格子と 8 億格子の Back 面では Grid2 の方が渦は細かく複雑になっているが、64 億格子の Back 面および Face 面では、全体的に渦が弱く Grid2 の方が単純な渦構造になっている。図 4-8 に乱流エネルギー分布を示す。3.3.3 で示したように乱流エネルギーが小さい領域と渦構造が単純な領域は対応している。また Grid2-1 億格子、Face 面の 80%半径より翼端側に細かい渦が現れており、ほかの条件で見られないため間欠的な現象を偶然捉えたものと疑われたが、同じ領域で乱流エネルギーも大きくなっていることから定常的に存在するものであることがわかる。

図 4-7 は図 4-6 に示した枠の部分の拡大を示している。拡大しているのは 70%~80%半径付近で流線に沿う縦渦が形成している付近である。4.2 節で述べた局所 Δ^+ が 3 程度より大きい領域は図 4-7 では Grid2-1 億格子の Back, Face 両面、Grid2-8 億格子の Back 面が該当するが、Spalding 則の影響のない場合と比べて流線に垂直な横渦がより強く形成されているが、Grid2 でも Spalding 則を適用する必要が無い Grid2-64 億格子および Spalding 則を用いても局所 Δ^+ が小さい Grid2-8 億格子の Face 面ではこれらの渦は現れておらず逆に横渦がほとんど形成されていない。Grid1 と Grid2 の条件の違いは、Grid2 は Grid1 から同じ格子点数で表面水平方向解像度を上げ法線方向解像度を下げていること、および Grid2 の 1 億、8 億格子で Spalding 則を適用していることの 2 点であることから、Spalding 則の適用には渦を強く推定させる効果があり、法線方向解像度が低下することは渦を弱く推定させる効果があるものと考えられる。法線方向解像度の影響の検証には同じ水平解像度で法線方向解像度を変えた場合の計算が必要となるが、本研究ではこれ以上の計算を実施できていないため、これ以上の議論は差し控える。

また、図 4-7 で Spalding 則の影響のない Grid1-1 億,8 億,64 億,Grid2-64 億を見

ると崩れて複雑化する前の縦渦は整然と並んでいる。その間隔は約 $0.005D$ (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、縦渦については解像度に対する収束に至っているものと思われる。ただし、Grid1 で縦渦の形成されている上流側に存在する横渦は解像度により変化しており、このことから 64 億格子で解像度に対する収束には至っていないことが確かめられる。

4.4 まとめ

本章では、解像度条件の異なる大規模 LES 計算結果の比較により格子解像度の違いが計算結果に与える影響について検討した。以下に本章の結果をまとめる。

- ・ 模型プロペラ単独試験条件について、64 億格子までの大規模 LES 計算を実施したが、解像度に対する推力係数・トルク係数の変化は収束の様子が見られず、十分細かい解像度には至れなかった。しかし、解像度が細かいほど推力係数・トルク係数が実験値に近づく傾向は得られており、解像度が高いほど流場の再現精度が向上しているものと考えられる。表面近傍の渦構造は格子が細かいほど渦も細くなり、乱流域での複雑さも増している。さらに格子を細かくし十分な解像度に至った場合には、さらに細かく複雑な渦構造が現れると考えられる。流体力について解像度と推定誤差の関係を補外して推定すると、実験との一致が得られる解像度は接線方向には $10\Delta^+$ 程度であると考えられる。さらに細かい解像度の大量計算を実施し、解像度に対する収束がどこにあるかを具体的に確認することが将来の課題である。
- ・ 法線方向解像度が $2\Delta^+$ 程度より粗い場合には、計算安定性のため、Spalding 則を用いて摩擦応力を計算したが、Spalding 則を用いない場合に比べて摩擦応力が大きくなり、再現される渦構造の様相も異なっている。これは Spalding 則が平板境界層の検討による壁面モデルあり、プロペラのような回転する曲面上の境界層では特性が異なり正確な推定ができていないと考えられる。このことから本研究で目指すモデル影響のない推定手法の検討においては、Spalding 則などの壁面モデルを適用して計算した結果を使用すべきでないとする。ただし、Refine 処理により解像度を上げていく過程で、途中の格子において Spalding 則を適用した計算を行い、より解像度の高い計算の初期条件とすることは問題なく、計算負荷の低減として有用である。

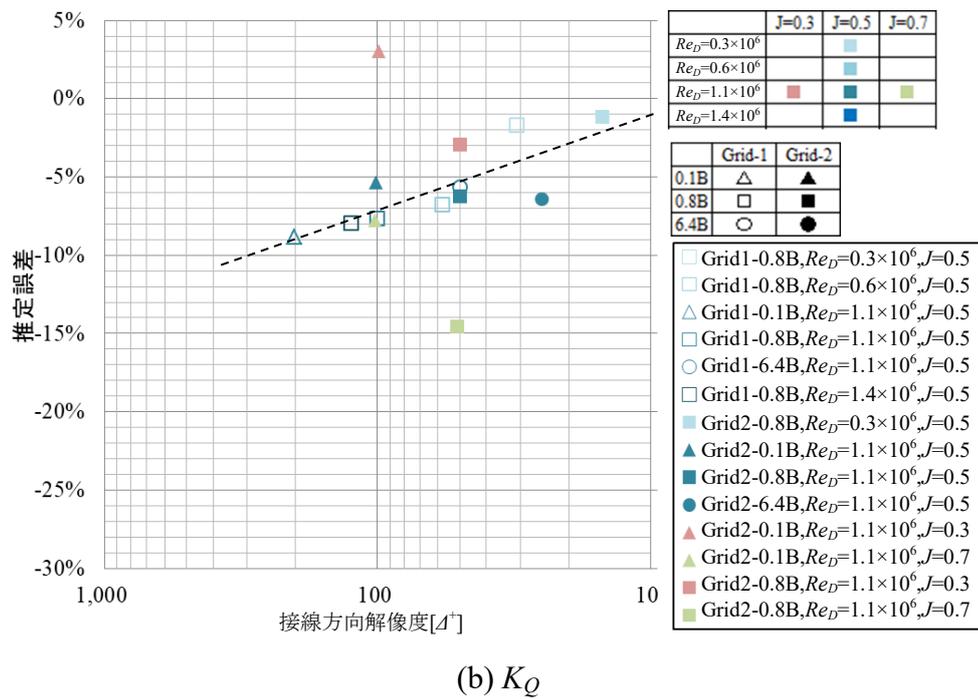
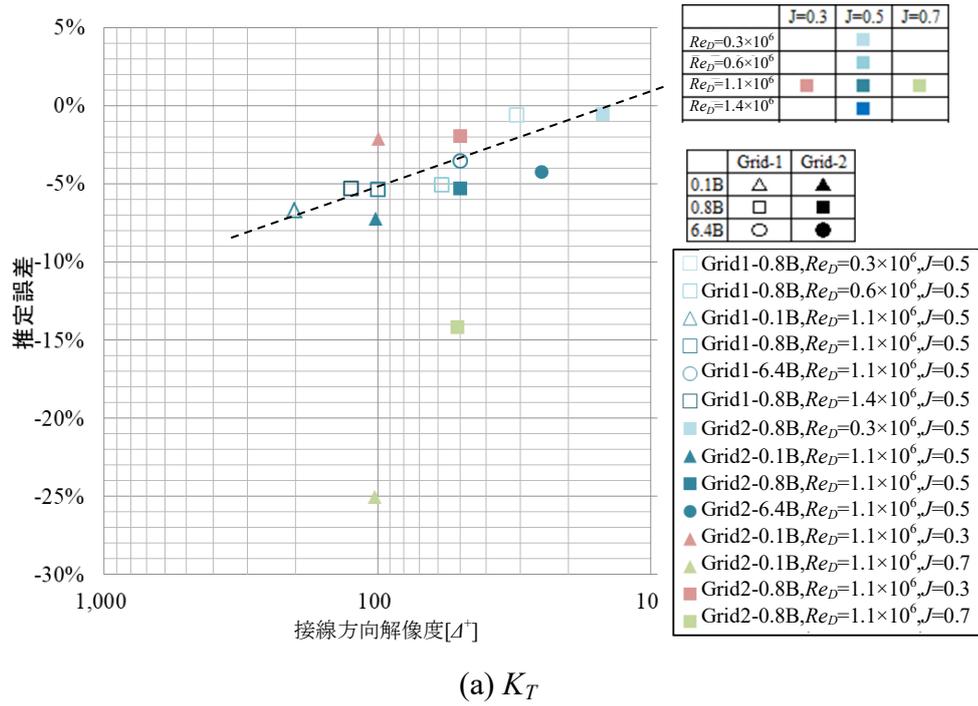


図 4-1. プロペラ推力係数・トルク係数推定誤差の比較

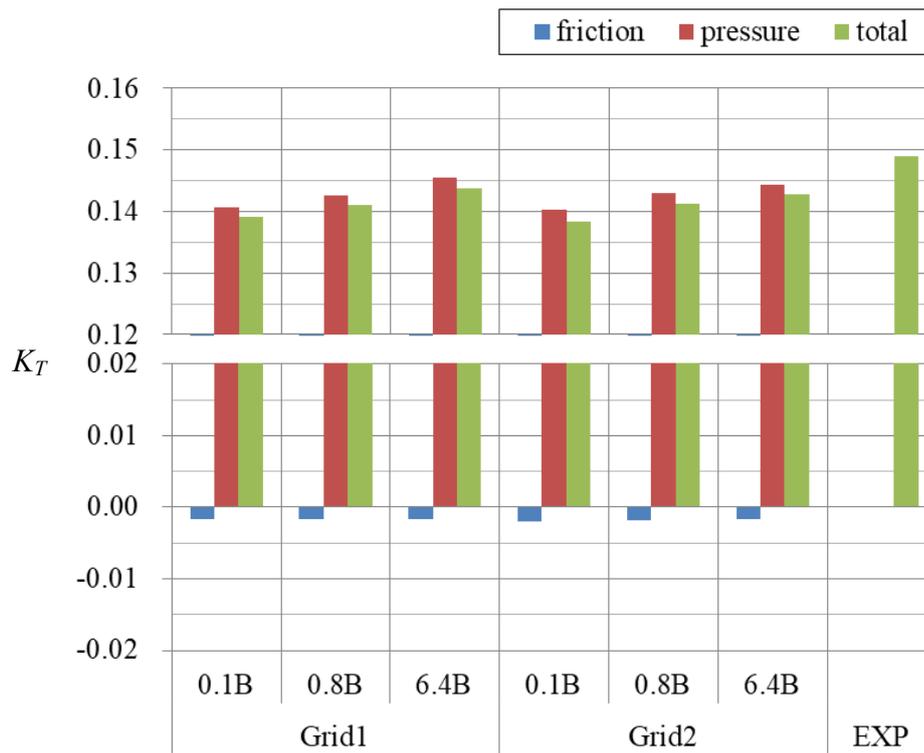
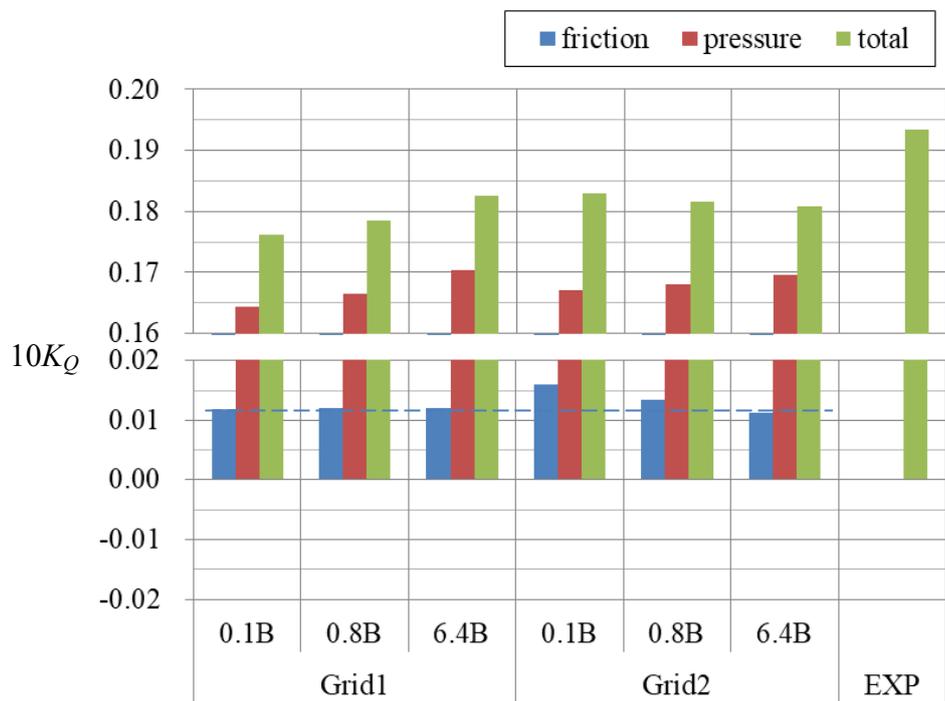
(a) K_T (b) $10K_Q$

図 4-2. 推力係数・トルク係数とその圧力成分・摩擦成分
 $(Re_D=1.1 \times 10^6, J=0.5)$

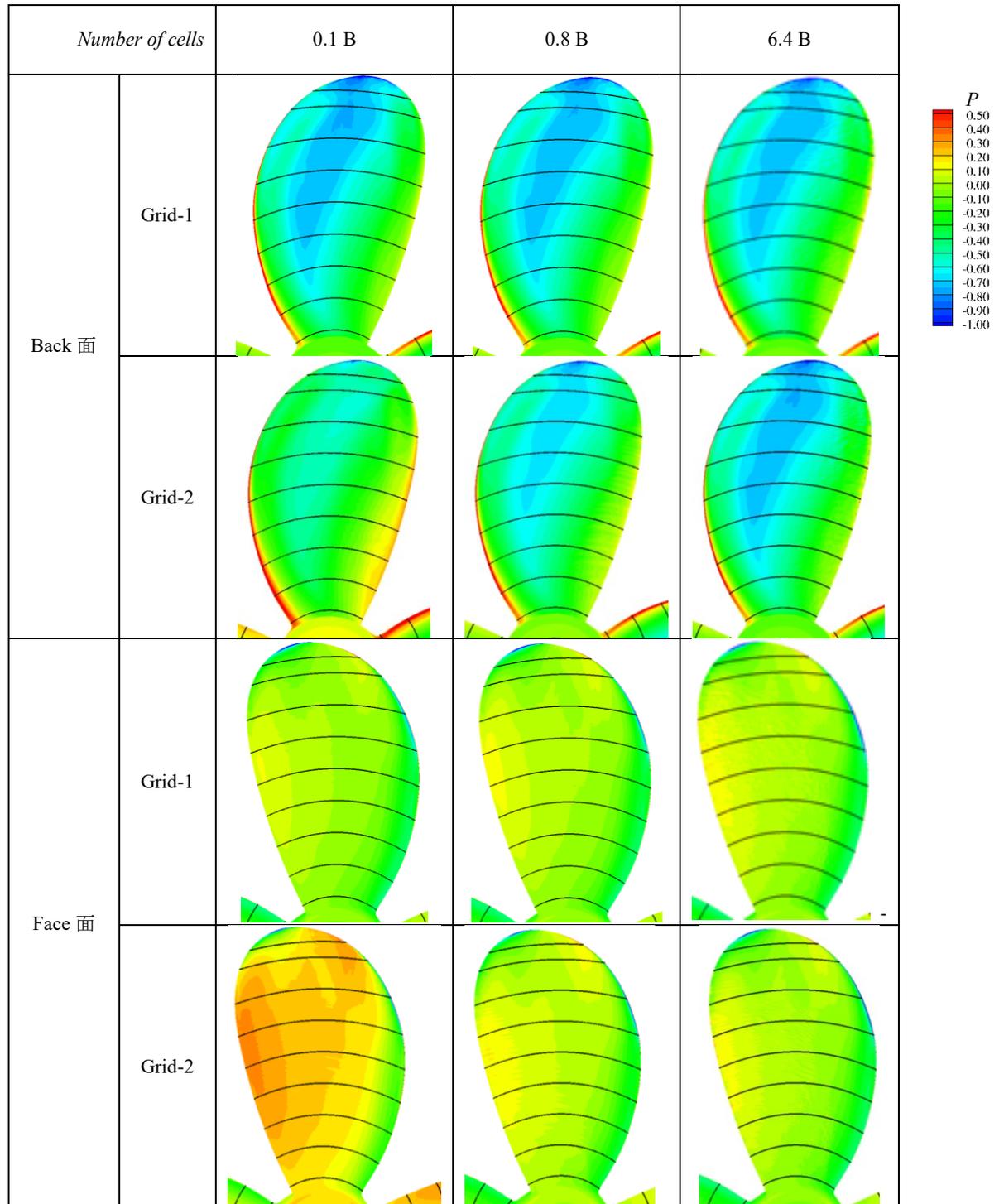


図 4-3. 圧力分布 (Blade-A, 平均流場 (Grid1,6.4B のみ瞬間値), $Re_D=1.1 \times 10^6, J=0.5$)

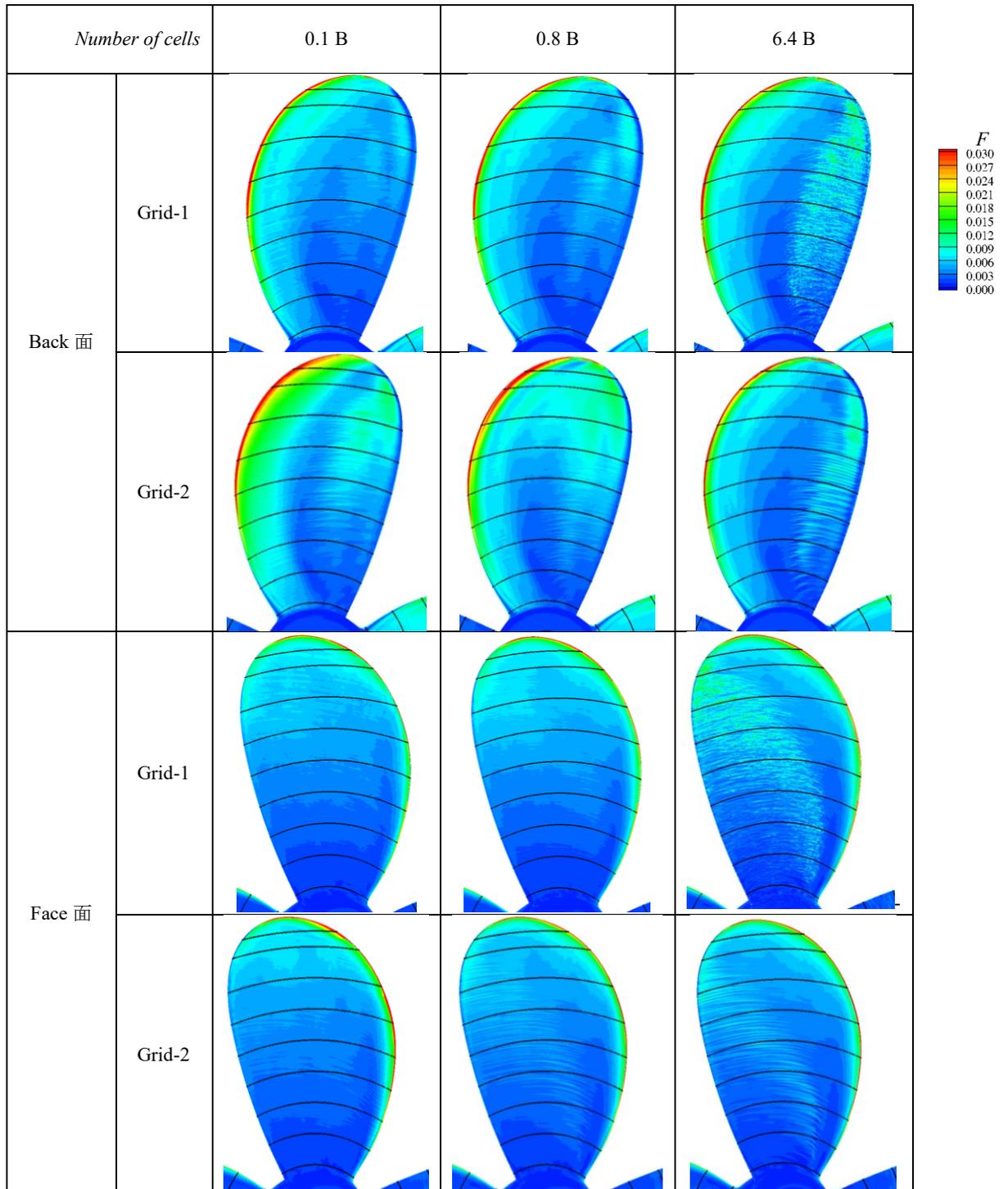


図 4-4. 摩擦応力分布 (Blade-A, 平均流場 (Grid1-6.4B のみ瞬間値), $Re_D=1.1 \times 10^6, J=0.5$)

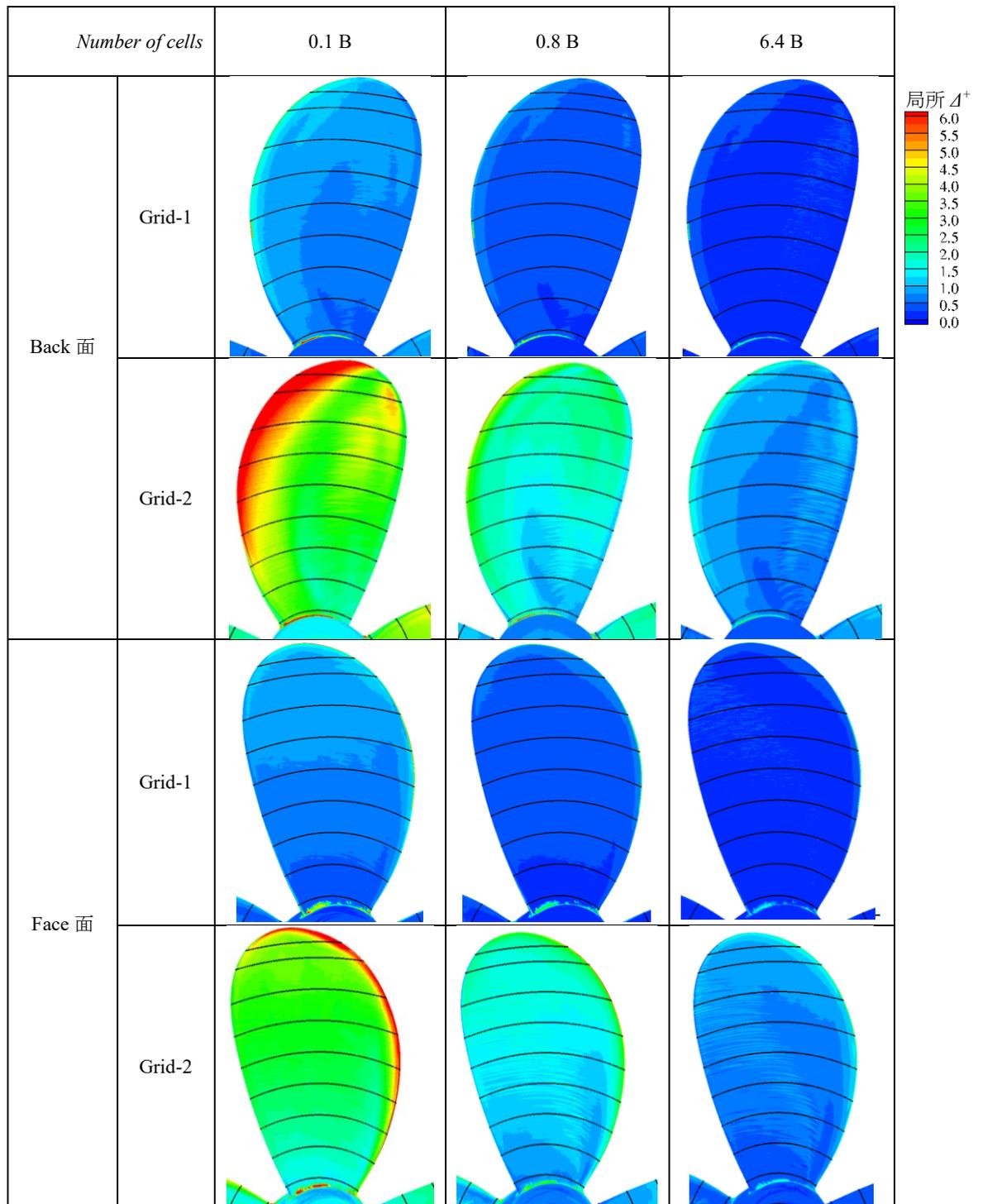


図 4-5. 表面法線方向解像度分布
(Blade-A, 平均流場 (Grid1-6.4B のみ瞬間値), $Re_D=1.1 \times 10^6, J=0.5$)

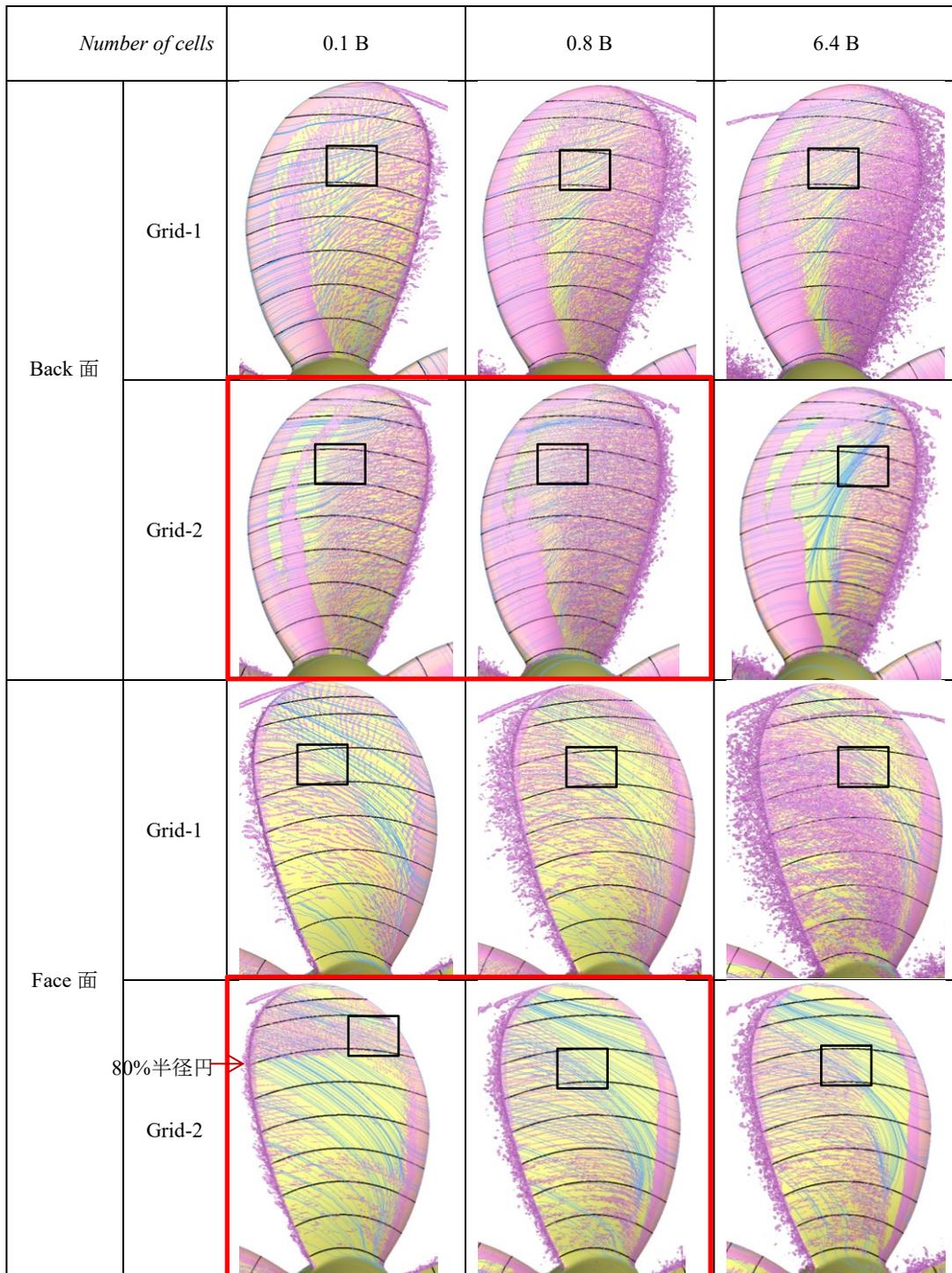


図 4-6. 解像度ごとの渦構造の比較
(Blade-A, 瞬間流場, $Re_D=1.1 \times 10^6$, $J=0.5$)

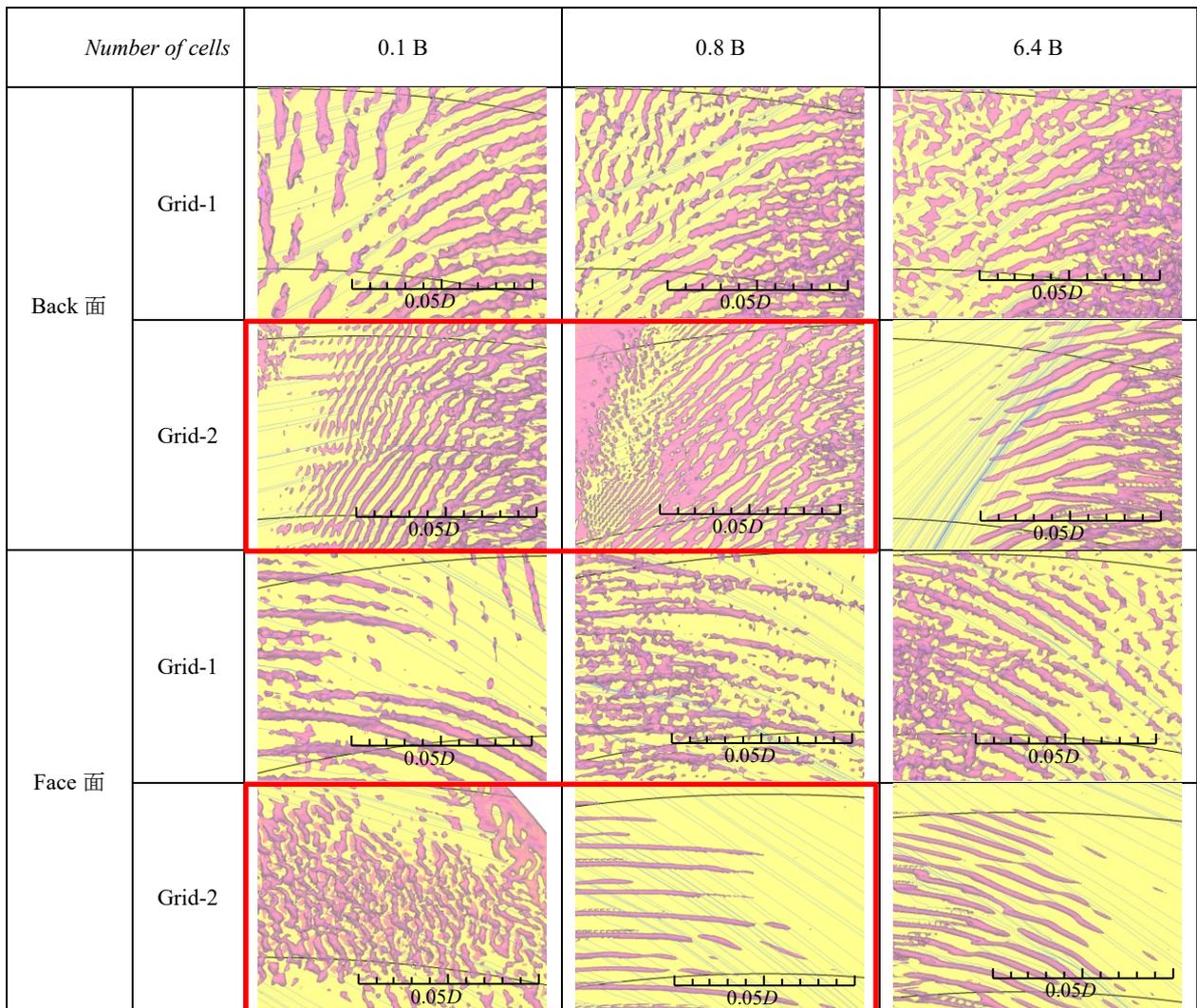


図 4-7. 解像度ごとの渦構造の比較 (拡大)
 (Blade-A, 瞬間流場, $Re_D=1.1 \times 10^6$, $J=0.5$)
 (赤枠は Spalding 則を適用していることを示す)

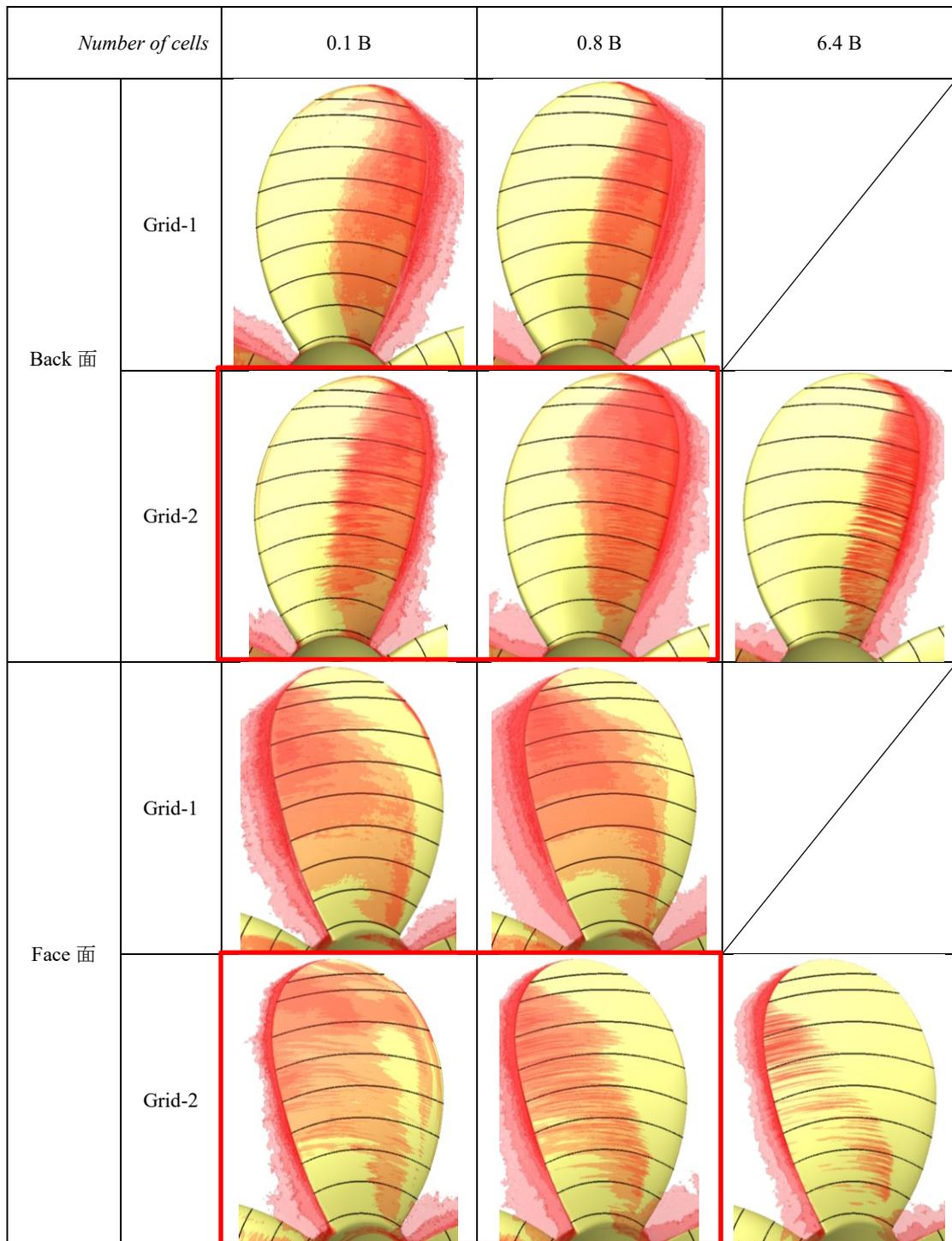


図 4-8. 乱流エネルギー分布 (Blade-A, 統計流場, $Re_D=1.1 \times 10^6, J=0.5$)
 (赤枠は Spalding 則を適用していることを示す)

第5章 Reynolds 数の影響

本研究では実船スケールでの性能推定を目標としているが、前章で示したように現在はスーパーコンピューター「京」を用いても模型スケールの計算すら十分な解像度で計算することができない。そこで本章では、今後より高いレイノルズ数の流場を計算するための準備として、模型スケールにおける Reynolds 数条件が異なる場合の大規模 LES 計算を実施し、大規模 LES でレイノルズ数の違いを捉えられること、および Reynolds 数の違いが流場に与える影響を検討する。

5.1 Reynolds 数が圧力・摩擦応力に与える影響

図 5-2 に翼表面の圧力分布の比較を、図 5-3 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ものである。圧力分布は Reynolds 数による変化はほとんどない。Grid1, Grid2 の両方で $Re_D = 0.3 \times 10^6$ の場合に後縁側に筋状の分布が見られる。この位置は後述する図 5-4 で示す $Re_D = 0.3 \times 10^6$ の瞬間流場で見られる渦の位置とも対応しており、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すものであり、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。 $Re_D = 0.6 \times 10^6$ より高い場合には図 5-4 で渦が有る位置と筋状の分布は対応せず、時間的に変動していることがわかる。また、摩擦応力の分布を比較すると Reynolds 数が高いほど無次元摩擦応力が低下するが、4.2 節でみたのと同様に Spalding 則を適用した Grid2 の $Re_D = 1.1 \times 10^6, 2.0 \times 10^6$ で Grid 1 の場合よりも摩擦応力が過大に推定されており、Reynolds 数が異なる場合でも Spalding 則による影響が大きいため、検討には用いない。Spalding 則を適用しない場合を比較すると圧力・摩擦応力の分布の Reynolds 数の違いによる差は摩擦応力が Reynolds が高いほど小さくなるが、今回実施した Reynolds 数範囲では差は小さい。また圧力分布の差は摩擦応力の差に比べてさらに小さい。4.1 節、図 5-1 で示したようにプロペラにおいては摩擦応力よりも圧力成分の方が支配的でありことから、3.2.2 節の図 3-23 で示したように推力係数、トルク係数の変化は小さいものとなっている。

5.2 Reynolds 数が表面近傍の流場に与える影響

図 5-4 に瞬間流場における限界流線と Q で可視化した翼表面の渦構造を示す。図 5-5 は 5-3 に示した枠の部分の拡大を示している。拡大しているのは 70%~80% 半径付近で流線に沿う縦渦が形成している付近である。前節および 4.3 節で示したように Spalding 則を適用している場合では渦の現れ方が異なるため Spalding 則を適用しない場合のみで比較を行う。

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、図 5-5 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 $0.005D \sim 0.012D$ (1.2~3 mm) , $Re_D = 1.1 \times 10^6$ では約 $0.005D$ (1.2 mm) , $Re_D = 2.0 \times 10^6$ では約 $0.004D$ (1mm) 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表 2-4 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. 4.3 節で示したように解像度が細かいほど再現される渦は細くなり、また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、実際の流場では渦の間隔は高 Reynolds 数ほど上記より狭い間隔になっているものと考えられる. 逆に考えると低い Reynolds 数ほど解像度が高い計算ができることになり、4.1 節、図 4-1 に示したように $Re_D = 0.3 \times 10^6$ では推力係数、トルク係数が実験と 2%以内で一致しており高い推定精度が得られている. また、他の Reynolds 数の場合と異なり Grid1 と Grid2 で現れる渦構造の差も小さく解像度の違いに対する流場の変化も小さい. これらのことから $Re_D = 0.3 \times 10^6$ 程度の低い Reynolds 数では実際の流れをほぼ正確に推定できている可能性がある. ただし、前節で摩擦応力分布に筋が見られたように $Re_D = 0.3 \times 10^6$ では流れがほぼ層流状態であり乱流化しているほかの条件の結果とは流場の状態が異なる. 本研究は完全乱流が想定される実船スケールの推定を目指しているものであり、乱流化していない流れについてこれ以上の議論は差し控える.

図 5-7, 図 5-8 は平均流場における図 5-6 に示した 70%半径で翼弦長に対して前縁から 20%(前縁付近),50%(中央), 80%(後縁付近)の位置での翼面法線上の流速分布を示す. 図 5-7 は Grid-1, 図 5-8 は Grid-2 での結果である. 図で横軸は翼面からの距離を ζ として、 Δ^+ で無次元化した $\zeta^+ (= \zeta/\Delta^+)$ である. 縦軸は無次元相対流速 U を示す. 流速は、境界層の流速分布を解析する際には広く用いられる摩擦速度を用いた無次元化ではなく、次の式で無次元化した.

$$U = \frac{u}{\sqrt{V_A^2 + (2\pi rN)^2}} \quad (33)$$

これはプロペラにおいては半径によって相対速度が変わり、また法線上においても半径が一定でないため、この無次元化の方が適していると考えられる. 図には前縁から翼弦長の 80%の位置(後縁付近)の分布に合わせて、流速が壁面からの距離に比例する分布を破線で、流速が距離の対数に比例する分布を一点鎖線で示している. 分布をみると前縁側の位置では、流速が壁面からの距離に比例する層流境界層の流速分布になっているのに対し、後縁側では流速が距離の対数に比例する流速分布が現れており、乱流境界層が発達する様子を捉えている. $Re_D=0.3 \times 10^6$ の場合では対数則に従う領域が明確でないが、Reynolds 数が高くなるほど対数則に従う領域が中央の分布から現れるようになっており、Reynolds 数が高いほど乱流が促進されていることが確認できる. また、Spalding 則を適用した場合、壁面近傍 ($\zeta^+ < 10$ 程度)の粘性低層において壁面からの距離

に比例する速度分布が得られておらず、境界層流速分布からも Spalding 則を適用した場合に正確な推定ができないことが確認できる。

図 5-9 に乱流運動エネルギー密度の等値面を示す。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と現れていることが確認できる。

5.3 まとめ

本章では、Reynolds 数条件が異なる場合の大規模 LES 計算結果の比較から、Reynolds 数の違いが推定流場に与える影響について検討を行った。以下に本章の結果をまとめる。

- ・ 今回検討した Reynolds 数の範囲では圧力や摩擦応力分布の違いは小さいものの、渦構造には大きな違いが現れる。Reynolds 数が高いほど渦はより複雑化し、境界層速度分布や乱流エネルギー分布からも乱流の特徴がより明確に現れることを確認した。Reynolds 数が高いほど乱流が促進されることは妥当な推定であると考えられるが、これまで繰り返し述べたように翼近傍の渦構造を実験的に計測できておらず、その検証は今後の課題である。
- ・ また、同じ格子であれば Reynolds 数が低いほど解像度が高くなることを示しており、 $Re_D = 0.3 \times 10^6$ では流体力が実験と 2%以内で一致している。 $Re_D = 0.3 \times 10^6$ では表面近傍格子のアスペクト比を変えた場合でも再現される渦構造の差が小さいことから、解像度の収束に近くなっており、流場も含めてほぼ正確な推定ができていると考えられる。しかし、Reynolds 数が低い場合には翼面上の流れはほぼ層流であり、乱流を含む流れとは異なることから、実船スケールの計算を目指した検討に用いるには適当でない。

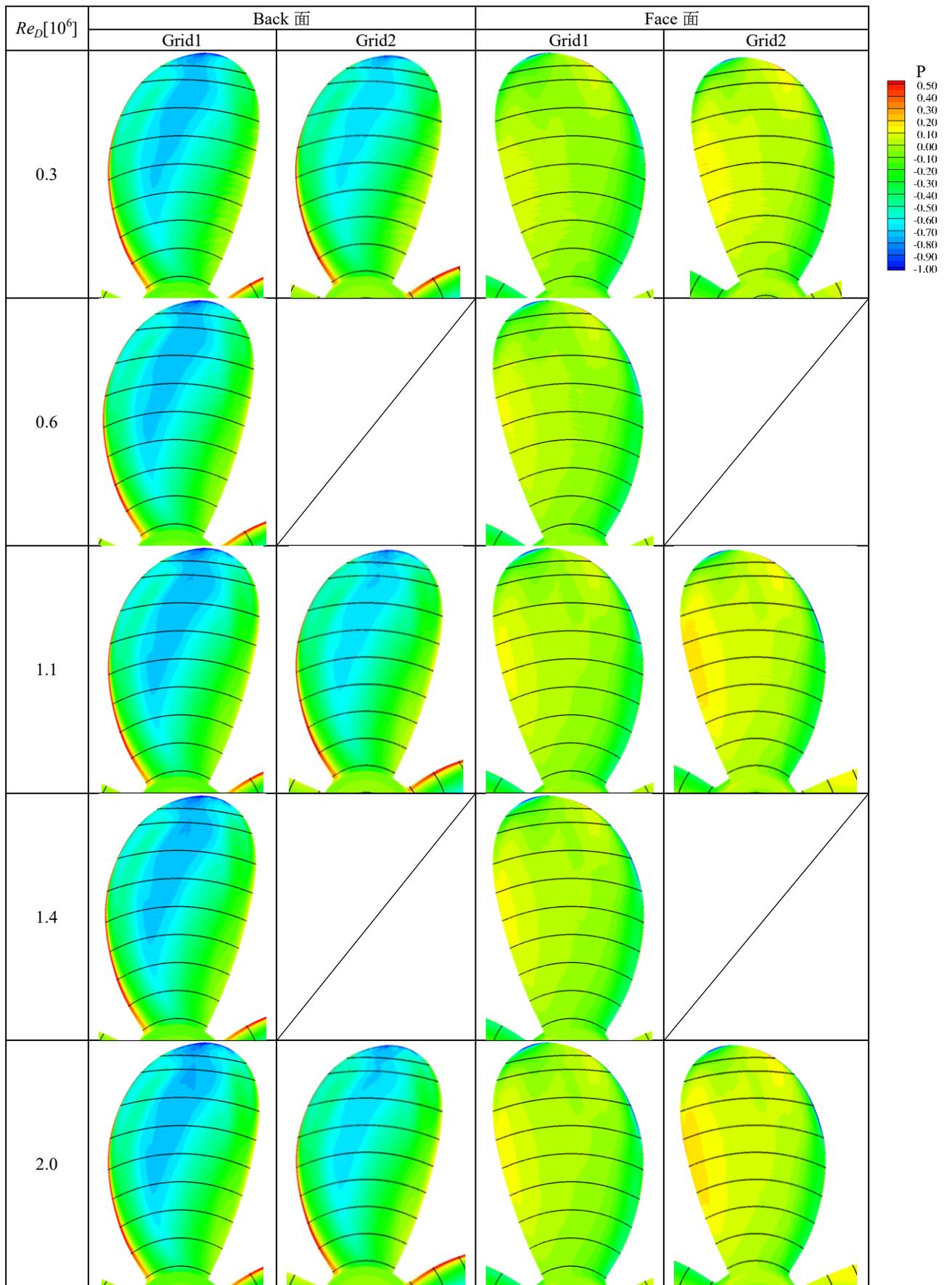


图 5-2. 压力分布 (BladeA, 8 億格子, $J=0.5$)

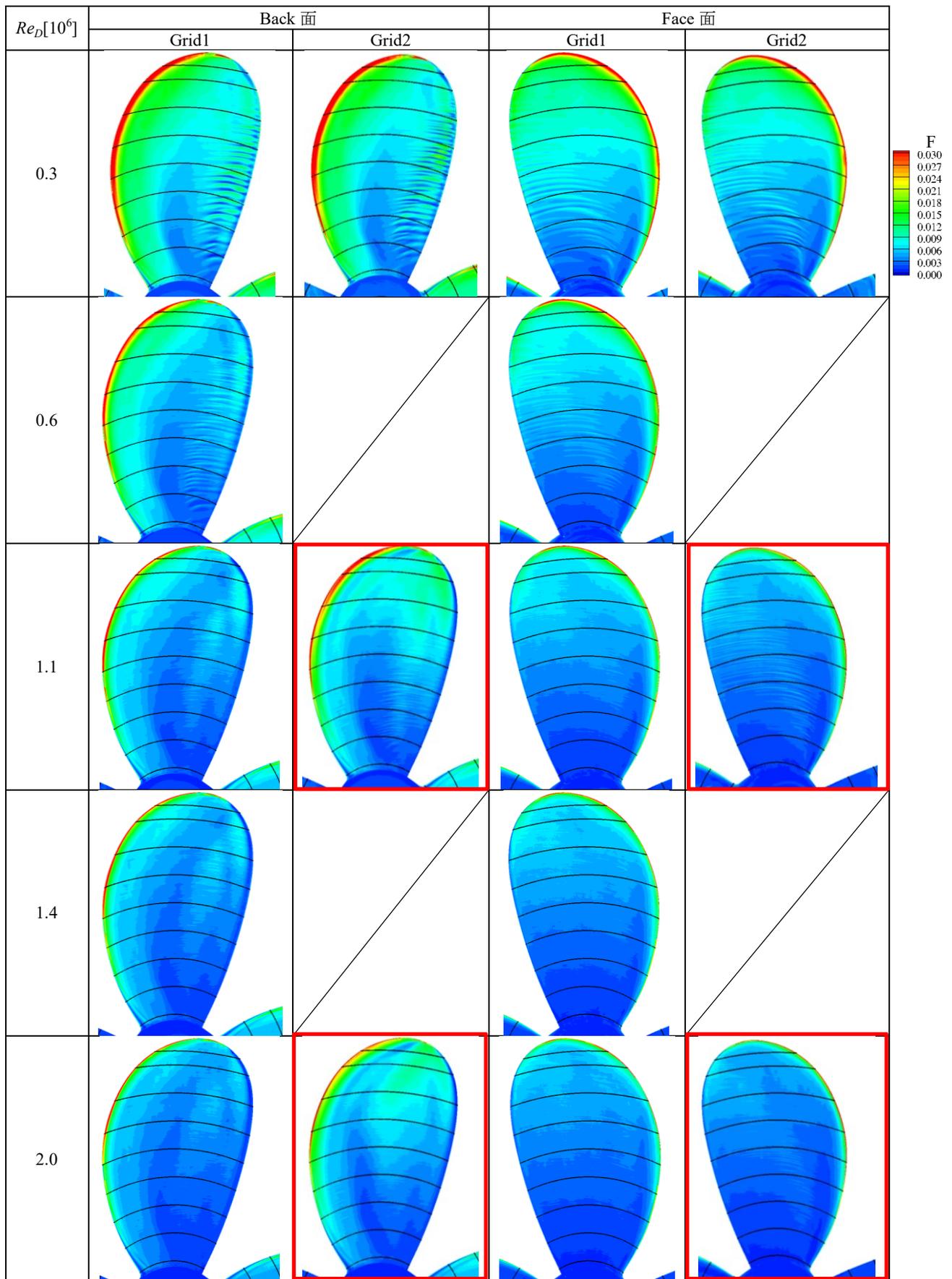


図 5-3. 摩擦応力分布 (BladeA, 8 億格子, $J=0.5$)
 (赤枠は Spalding 則を適用していることを示す)

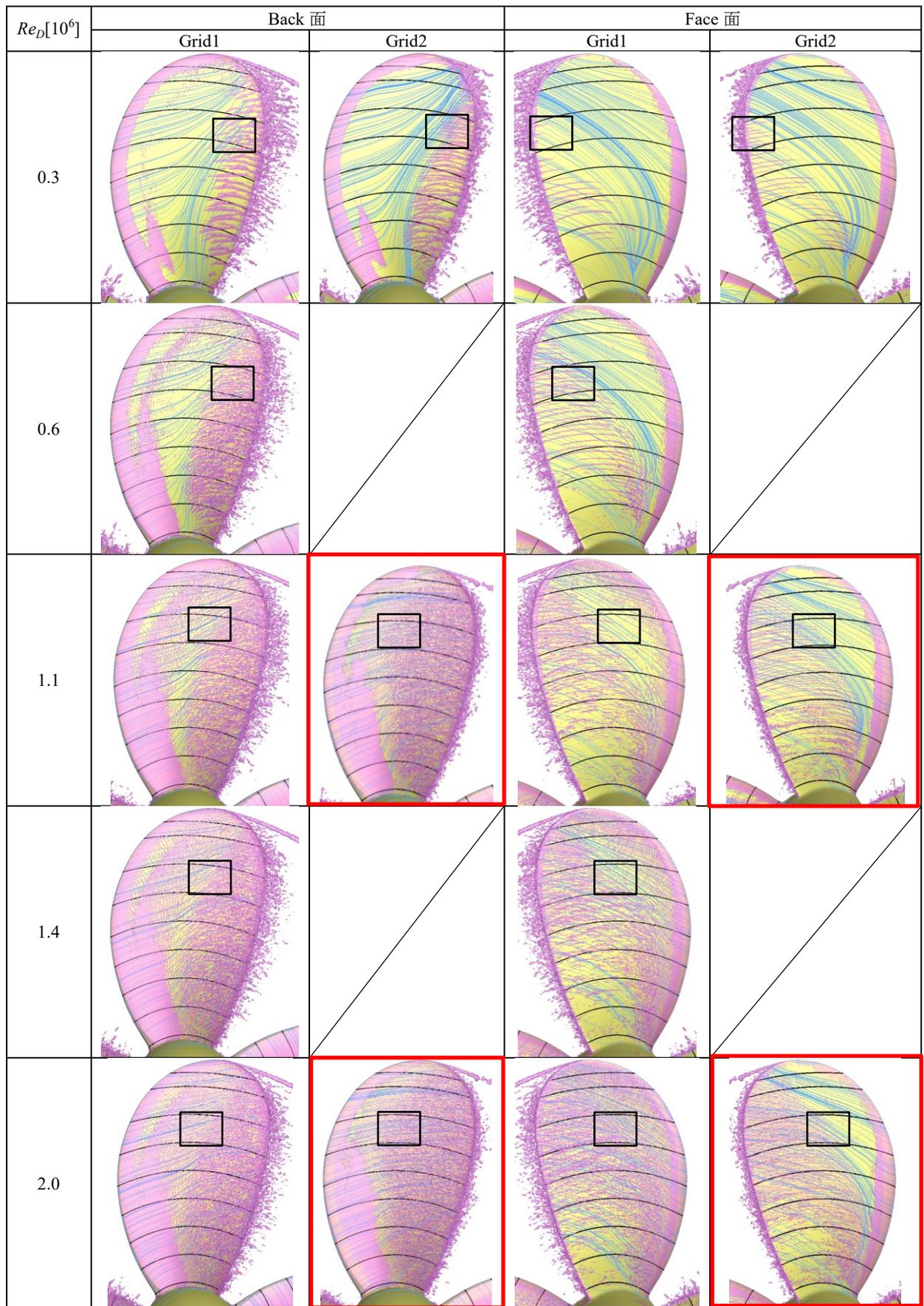


図 5-4. 限界流線および Q 等値面 (Blade A, 8 億格子, $J=0.5$)
 (赤枠は Spalding 則を適用していることを示す)

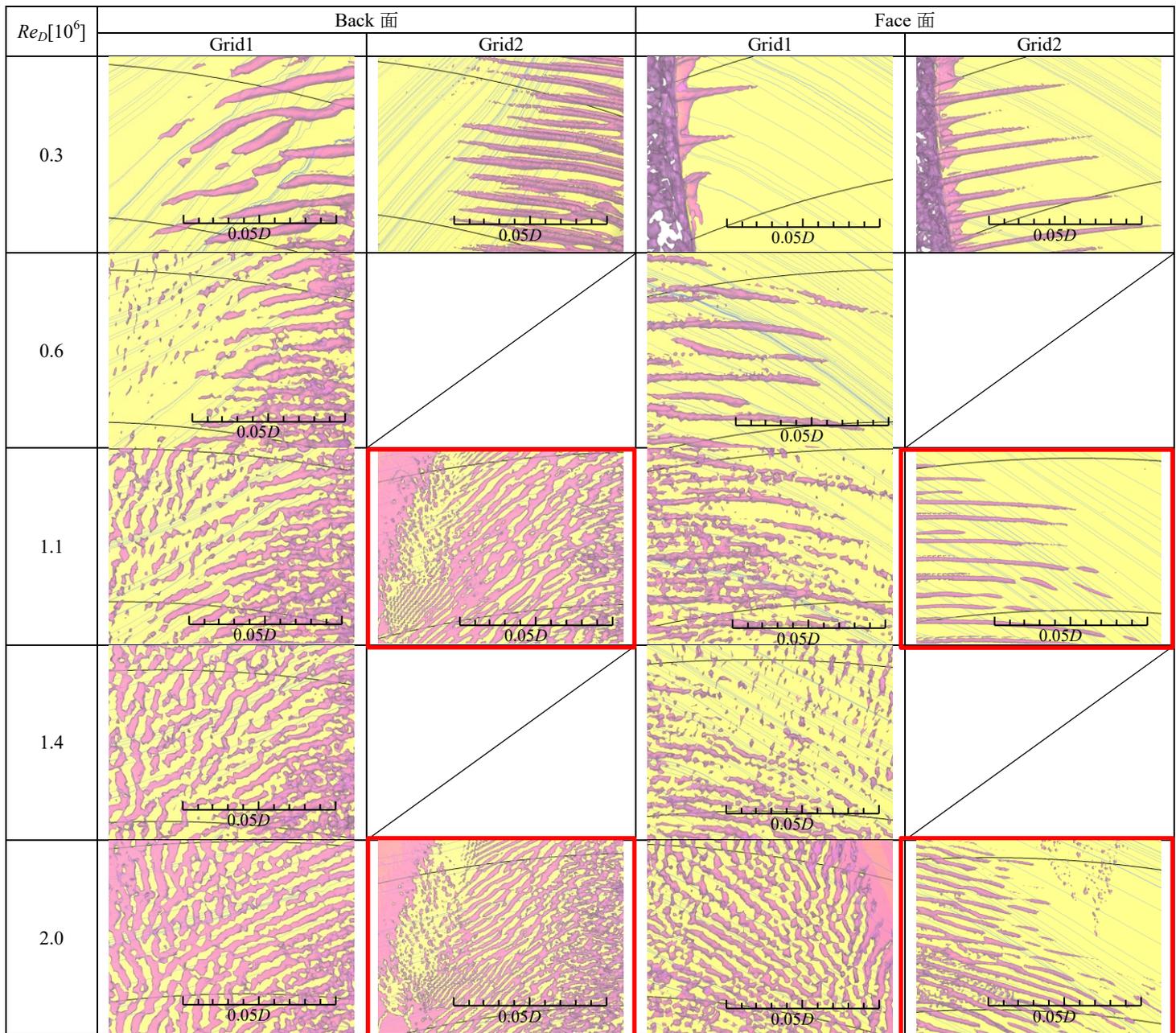


図 5-5. 限界流線および Q 等値面 (拡大)
 (BladeA, 8 億格子, $J=0.5$)
 (赤枠は Spalding 則を適用していることを示す)

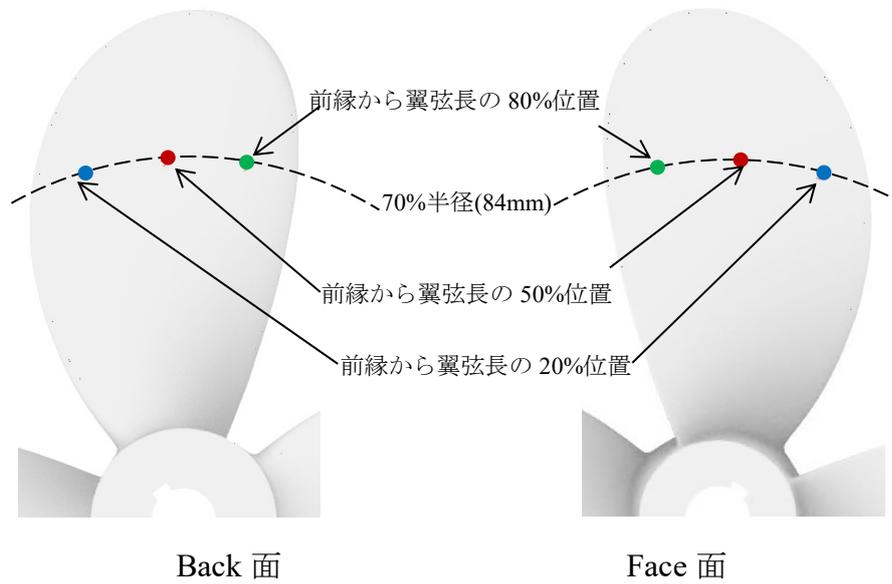


図 5-6. 流速分布取得位置 (Blade-A,70%半径位置)

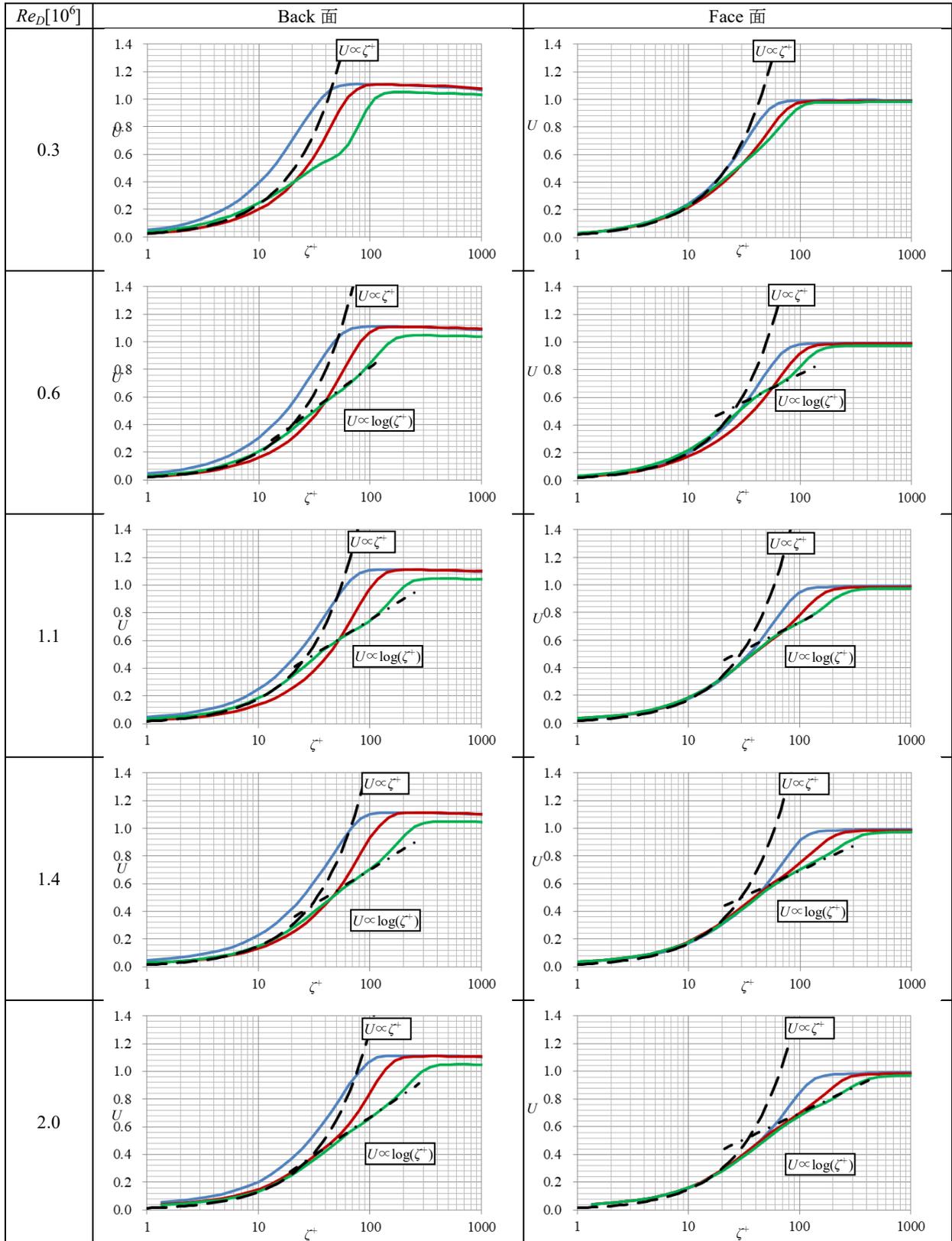


図 5-7. 前縁からの位置ごとの表面法線方向に対する流速分布
(Grid1-8 億格子, Blade A, $J=0.5$)

(— : 前縁付近, — : 中央, — : 後縁付近)

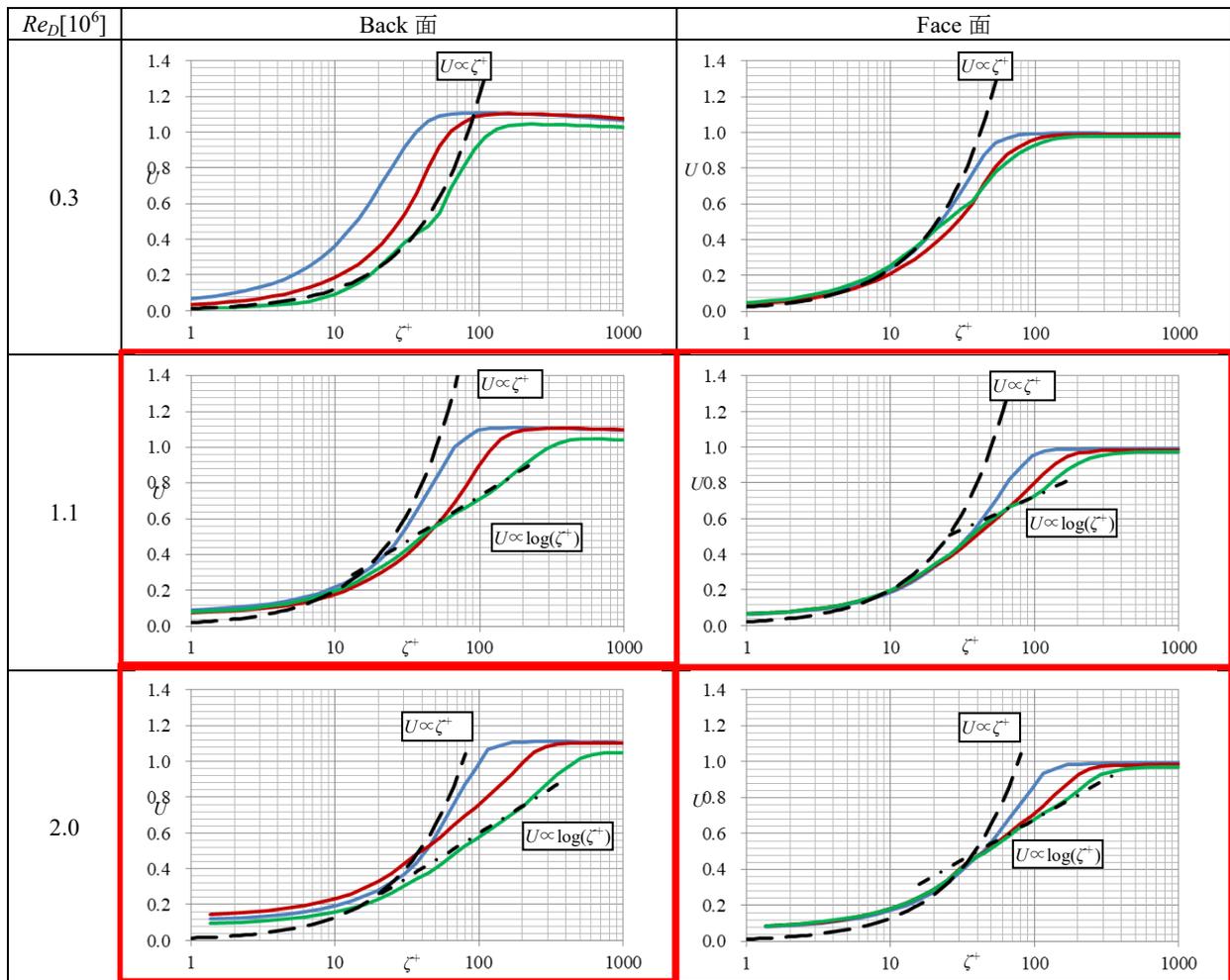


図 5-8. 前縁からの位置ごとの表面法線方向に対する流速分布
(Grid2-8 億格子, Blade A, $J=0.5$)

(— : 前縁付近, — : 中央, — : 後縁付近)
(赤枠は Spalding 則を適用していることを示す)

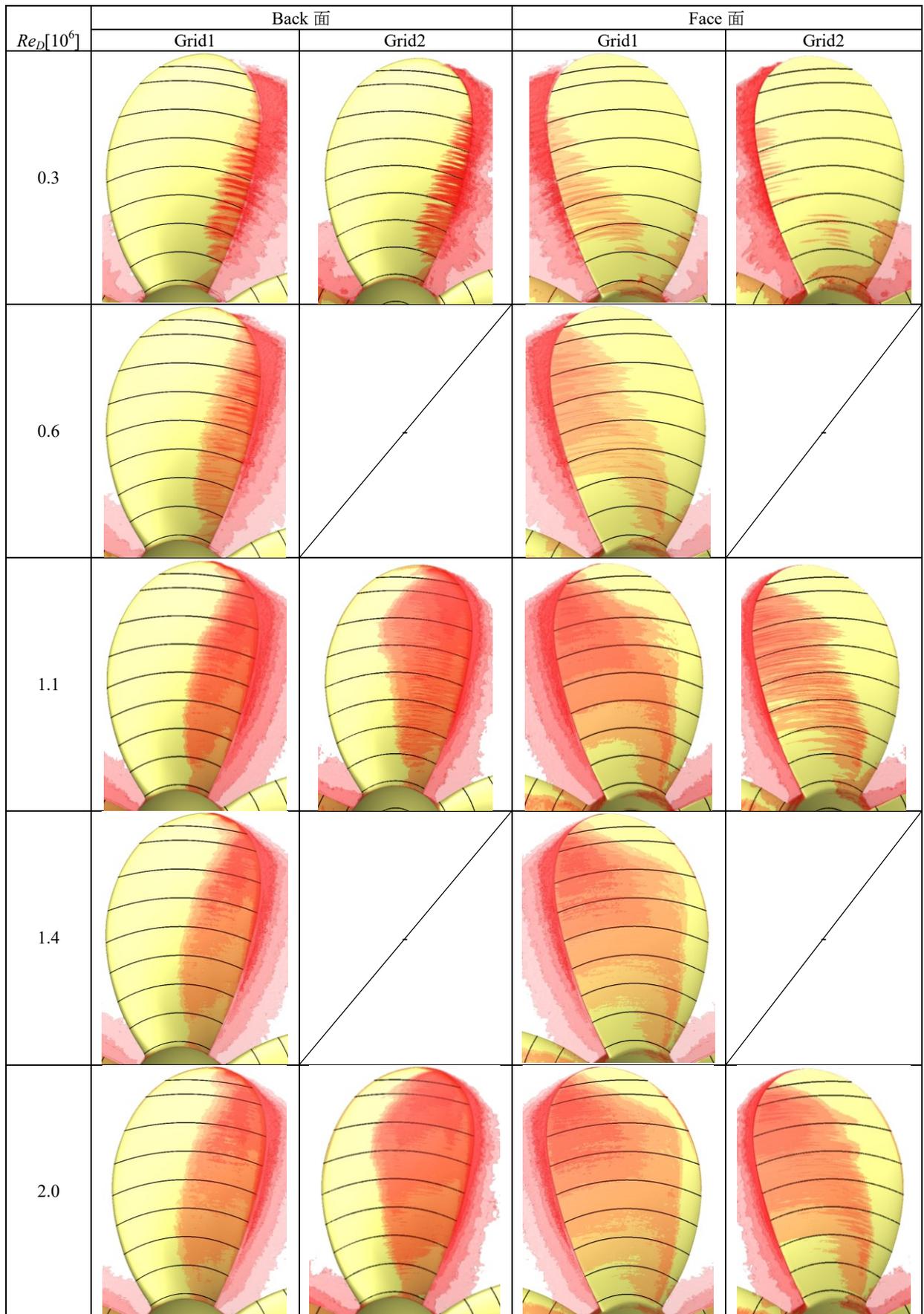


図 5-9. 乱流エネルギー分布 ($K=0.01, 0.02, 0.04, 0.06, 0.08$ 等値面)
(BladeA, 8 億格子, $J=0.5$)

第6章 結論

本研究は、実船の船舶推進性能を推定可能な手法を開発することを将来の目標として、その手法として有望な大規模 LES 計算手法の実用化に向けた基本的な知見を得るために、国内最大規模のスーパーコンピューター「京」を利用して模型プロペラ単独状態の計算を実施し、大規模 LES 計算の有効性および大規模 LES 計算から得られる推定流場についての解析を行った。以下に本研究で得られた結論をまとめる。

第3章では、計算結果の妥当性について検討した。まず、表面近傍の可視化および流体力の時系列から、実施した大規模 LES 計算により収束した流場が得られていることを確認した。次に実験結果との比較から、作動条件の違いに対する流体力および限界流線の違いを捉えられている。さらに、RANS 計算の結果と比較することで、RANS 計算では捉えられない微細な渦構造を大規模 LES 計算が再現され、かつ流体力についてより高い推定精度を有することが確認した。流場の詳細については実験で計測できておらず、その再現性の検証が今後の課題であるが、大規模 LES 計算が RANS 計算より推定手法として優れていることが確かめられた。今後の計算機の発達により計算コストが低減できれば、将来の推定手法として大規模 LES 計算が有望である。

第4章では、大規模 LES 計算において格子解像度の違いが流体力の推定精度へ与える影響、および格子解像度が表面近傍の渦構造に与える影響について検討を行った。表面接線・法線方向の格子解像度を変えた条件下での流体力の変化から、本研究で実施した計算では解像度影響が無くなる程度の十分小さい格子解像度には至っていない。表面近傍の渦構造も格子解像度に伴って細かく複雑になっており、十分な解像度に至っていないことを示している。しかし、解像度を向上させるほど流体力が実験結果に近づく傾向が得られており、解像度と推定誤差の関係から、実験との一致が得られる解像度は接線方向に $10\Delta^+$ 程度であると推定される。さらに高い解像度の計算の実施により、解像度影響が無くなる解像度を具体的に明らかにすることが今後の課題である。

大規模 LES 計算において Spalding 則を適用した場合、Spalding 則を用いない場合に比べて摩擦応力が大きくなり、再現される渦構造も異なっている。Spalding 則は平板境界層の検討から作られた壁面モデルあり、プロペラの境界層については正確な推定ができていないと考えられる。本研究ではモデル影響のない推定手法を目指しており、Spalding 則は Refine 処理により解像度を上げていく過程での利用にとどめ、詳細流場の検討には用いるべきではないと考えられる。

第5章では大規模 LES で Reynolds 数が計算結果に与える影響について検討した。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 $0.004D$ (1.0mm) となる。プロペラ翼表面に形成される微細な渦は Reynolds 数が高いほど複雑化し、法線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、乱流が促進される。このことは大規模 LES 計算が、実際の流れにおける Reynolds 数の影響を捉えていることを示していると考えられるが、その検証は今後の課題である。

低い Reynolds 数条件においては Δ^+ 基準で高い解像度が得られ、 $Re_D = 0.3 \times 10^6$ で実験に対して 2% 以内の誤差で流体力を推定でき、解像度の収束に近くなっておりほぼ正確な推定ができていると考えられる。流れがほとんど乱流化しておらず、実船スケールを目指す検討に用いるには不適當である。

以上のように、本研究では模型プロペラ表面近傍の流場の詳細を明らかにし、大規模 LES 計算が船舶分野でも有効であることを示した。

本研究で示すことができたのは模型実験が可能な範囲内ではあるが、大規模 LES 計算により Reynolds 数の変化による流場の変化も捉えられていると考えられる。今後の計算機性能の向上に合わせて、より高い Reynolds 数条件の計算や、船体や付加物を考慮に含めた計算を実施し、それらの結果に対する検証を積み重ねることで、実船性能を直接推定すること可能になると期待される。

謝 辞

本研究を遂行するにあたって、指導教官である神戸大学大学院システム情報学研究科 教授 坪倉 誠 先生には多大なるご指導，ご助言を賜りました．ここに改めて深く感謝の意を表します．また，貴重なご助言をいただきました 同特命助教 池田 準 先生に心より感謝致します．

本論文をご審査頂いた神戸大学大学院システム情報学研究科 教授 臼井 英之 先生，横川 三津夫 先生，羅 志偉 先生，同講師 李 崇綱 先生に深く感謝の意を表します．

本研究における「京」の利用には「京」産業利用枠(課題番号: hp150039, 160059, 170069) による計算資源を利用しました．本研究は「京」の利用無くして実現不可能だったものであり，関係各位に厚く御礼申し上げます．また，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 博士に感謝申し上げます．

本研究はジャパン マリンユナイテッド株式会社に所属する著者が社内の国内留学制度により実施させていただいたものであり，同 技術研究所長 松本 光一郎 博士，同流体研究グループ長 増田 聖始 博士，同 参与 田中 寿夫 博士をはじめ多くの方々のご助力をいただきました．お世話になった方々にこの場を借りて改めて感謝いたします．

参考文献

- 1) M.Tsujimoto, H.Orihara: Performance prediction of full-scale ship and analysis by means of on-board monitoring (Part 1 ship performance prediction in actual seas), J. Marine Science and Technology Vol.24, pp.16-33, 2019
- 2) H.Orihara, M.Tsujimoto: Performance prediction of full-scale ship and analysis by means of on-board monitoring. Part 2: Validation of full-scale performance predictions in actual seas, J. Marine Science and Technology Vol.23, pp.782-801, 2018
- 3) 田古里 哲夫：各種形状を持つ乱流促進法の効果ならびにその固有抵抗について，造船協会論文集 第 109 号,pp.167-183,1961
- 4) T.Yamasaki: One Some Tank Test Results with a Large Model Propeller -0.95m in Diameter -part I-, Journal of Society of Naval Architects of Japan,vol. 144, pp70-77, 1978.
- 5) N.Hasuike, M.Okazaki, A.Okazaki, K.Fujiyama: Scale effects of marine propellers in POT and self-propulsion-test conditions, 5th International Symposium on Marine Propulsors, 2017.
- 6) 横尾 幸一, 高橋 肇, 仲渡 道夫,山崎 芳嗣, 田中 拓, 上田 隆康:実船と模型船における伴流分布の比較,日本造船学会論文集 第 130 号,pp.41-50,1971
- 7) Y.Inukai, Y.Sudo, H.Osaki, T.Yanagida, M.Mushiake, S.Kawanami: Extensive Full-Scale Measurement on Propeller Performance of 14000 TEU Container Ship, 3rd Hull Performance & Insight Conference ,pp.27-35,2018
- 8) P,Balakmar: Direct Numerical Simulation of Flows over an NACA-0012 Airfoil at Low and Moderate Reynolds Numbers,47th AIAA Fluid Dynamics Conference,pp.1-19,2017
- 9) 木田 重雄, 柳瀬 眞一郎: 乱流力学, 朝倉書店, 1999.
- 10) 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
- 11) 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
- 12) <https://www.r-ccs.riken.jp/jp/k/>
- 13) K.Mahesh, P.Kumar, A.Gnanaskandan, Z.Nitzkorski: LES applied to ship research, J. Ship Research, Vol. 59, No. 4, pp.238-245, 2015
- 14) P.Kumar, K.Mahesh: Large eddy simulation of propeller wake instabilities, J. Fluid Mech.Vol.814, pp.361-396, 2017

- 15) E.Balaras, S.Schroeder, A.Posa: Large-Eddy Simulations of Submarine Propellers, *J. Ship Research* Vol59, pp.227-237, 2015
- 16) 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, pp.40-43, 2004.
- 17) M.Germano, U.Piomelli, P.Moin, W.H.Cabot: A dynamicsubgrid-scale eddy viscosity model, *Physics of Fluids* A3-7, pp.1760-1765, 1991.
- 18) A.J.Chorin: A Numerical Method for Solving Incompressible Viscous Flow Problems, *J. Comp. Physics* Vol.2, pp.12-26, 1967.
- 19) R.K.Chan: A Generalized Arbitrary Lagrangian Eulerian Method for Incompressible Flows with Sharp Interfaces, *J. Comp. Physics* Vol.17, pp.311-331, 1975.
- 20) 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
- 21) 川村 隆文, 大森 拓也: プロペラ単独性能に対するレイノルズ数の影響, *日本船舶海洋工学会論文集* 第 10 号, pp.29-36, 2009
- 22) T.Shih, L.A.Pobinelli, N.Liu, M.G.Potapczuk, J.L.Lumley: A Generalized Wall Function, *NASA Technical Memorandum* 1999-209398, 1999
- 23) 八代 準: 推進器の水中没入深度と其性能に就て, *造船協會會報* 41 号, pp.31-40, 1927
- 24) J.C.R.Hunt, A.A.Wray, P.Moin: Eddies, stream and convergence zones in turbulent flows, *Center for Turbulence Research Report* CTR-S88, pp.193-208, 1988
- 25) ITTC Recommended Procedures and Guidelines 7.5-02-03-02.1, Open Water Test, <https://www.ittc.info/media/8025/75-02-03-021.pdf>
- 26) 牛木 庄衛, 堅田 豊: 各種作業船影響効力測定に関する試験, 昭和 48 年度北海道開発局技術研究発表会資料, pp.1-13, 1974
- 27) 武井 幸雄, 角川 明, 右近 良孝: 船用プロペラ翼面上の流れの可視化, 流れの可視化 Vol.7 No.26, pp.141-144, 1987
- 28) 小橋 安次郎: 境界層遷移の機構と乱流の構造, *水工学に関する夏期研修会講義集* Vol.17, pp.A.7.1-A.7.16, 1981.

奥付

神戸大学博士論文「大規模 LES 計算による船用プロペラ周りの流場推定に関する研究」全102頁

提出日 2020年1月24日

本博士論文が神戸大学機関リポジトリ **Kernel** にて掲載される場合、掲載登録日（公開日）はリポジトリの該当ページ上に掲載されます。

©藤澤 竹春

本論文の内容の一部あるいは全部を無断で複製・転載・翻訳することを禁じます。