

# デカルト格子仮想流束法による タービン翼面近傍流れ場の高精度解析に向けた研究

## A Numerical Study aimed at Accurate Flow Simulation near a Turbine Blade Surface with Cartesian Grid Approach and Virtual Flux Method

- 新川 将基, 京工繊大, 京都府京都市左京区松ヶ崎橋上町, E-mail: masaki12171649@gmail.com
- 福井 智宏, 京工繊大, 京都府京都市左京区松ヶ崎橋上町, E-mail: fukui@kit.ac.jp
- 平川 香林, IHI, 東京都西多摩郡瑞穂町殿ヶ谷 229
- 山脇 るり子, IHI, 東京都西多摩郡瑞穂町殿ヶ谷 229
- 森西 晃嗣, 京工繊大, 京都府京都市左京区松ヶ崎橋上町, E-mail: morinisi@kit.ac.jp
- Masaki SHINKAWA, Kyoto Institute of Technology, Hashigami-cho, Matsugasaki, Sakyo-ku, Kyoto
- Tomohiro FUKUI, Kyoto Institute of Technology, Hashigami-cho, Matsugasaki, Sakyo-ku, Kyoto
- Karin HIRAKAWA, IHI Co., Ltd., Tonogaya 229, Mizuho-cho, Nishitama-gun, Tokyo
- Ruriko YAMAWAKI, IHI Co., Ltd., Tonogaya 229, Mizuho-cho, Nishitama-gun, Tokyo
- Koji MORINISHI, Kyoto Institute of Technology, Hashigami-cho, Matsugasaki, Sakyo-ku, Kyoto

In this study, we examined accuracy of the flow simulation over a turbine blade on Cartesian grid using virtual flux method. In the simulation, we used 2-dimensional compressible Navier-Stokes equation for governing equation and set Hodson's linear cascade for the simulation model. Furthermore, we used multi-block method for more accurate and more efficient simulation. We evaluated accuracy of the simulation by comparing pressure coefficient distribution, Mach number distribution, and velocity distribution near a turbine blade's surface. As a result, we could simulate the flow around a turbine blade in shorter calculation time using virtual flux method and multi block method than that of the simulation without multi block method. However, the results of pressure coefficient distribution and Mach number distribution vary from the results of the simulation without multi block method. Therefore, we consider even further about periodic boundary condition and boundary conditions between fine block and coarse block.

### 1. 緒言

近年, 化石燃料の枯渇に伴う原油価格の高騰や地球温暖化をはじめとする環境問題の深刻化などから, 航空機用ジェットエンジンに対して高効率化が要求されている. 効率を高めるためには低燃費化が必須であり, 低圧タービン翼一枚あたりの高負荷化により翼枚数を削減し, ジェットエンジンの軽量化につなげるといった取り組みがなされている. しかし, 高負荷化に伴い翼の負圧面上において強い逆圧力勾配が生じることにより境界層の剥離が生じやすくなり, 剥離した境界層が再附着しない場合は低圧タービンとしての性能が著しく低下する<sup>(1)(2)</sup>. よって, 低圧タービンの性能低下を防ぐためには設計の段階で翼面近傍の流れ場を精度良く予測することが重要であり, 境界層付近の流れ場の研究が実験・数値解析の両面から盛んに行われてきた.

実験・数値解析それぞれによる結果を比較することによって様々な知見が得られてきているが, 近年の計算機性能の飛躍的な向上により数値解析技術が注目を集め, 翼面の圧力や境界層を調べ, 境界層遷移現象がタービン翼の性能に及ぼす影響について考察するといった研究がなされている<sup>(3)(4)(5)</sup>. ここで, 現在の設計現場における数値解析では境界適合格子が多く用いられており, 複雑な流れ場を精度良く捉えることができる反面, 格子の生成などに莫大な時間を要してしまうという問題がある. そこで, 最近では格子形状が単純であるために格子生成を短時間で行うことができるという利点を持ったデカルト格子における数値解析が注目されている. 格子生成を短時間で行うことができる一方で, 格子点数が少ないと物体表面近傍の流れ場を精度良く捉えることができないといった問題があるため, 今後さらに研究を進める必要がある.

本研究では, デカルト格子法と仮想流束法<sup>(6)</sup>を組み合わせるこ

とにより, タービン翼まわり流れを想定した高速で複雑な流れ場解析を実現させることを目的とし, 本稿では,  $Re = 10^4$  オーダーの流れ場について, デカルト格子法と仮想流束法を組み合わせた手法にさらにマルチブロック法を導入した解析を行い, 計算精度及び, 計算時間に注目した計算効率についての検討を行う.

### 2. 基礎方程式及び数値計算法

#### 2. 1 基礎方程式

作動流体として圧縮性粘性流体を考え, 式(1)に示す2次元圧縮性ナビエ・ストークス方程式を用いる. 各ベクトル中の成分は式(2)のようになる. なお, 3章の計算コードの検証において示す衝撃波管問題の解析については, 右辺の粘性項を0とし, 圧縮性オイラー方程式とした.

$$\frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} = \frac{1}{Re} \left( \frac{\partial \mathbf{R}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial y} \right) \quad (1)$$

$$\mathbf{q} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ u(e + p) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ v(e + p) \end{pmatrix} \quad (2)$$

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ R_4 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{S} = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ S_4 \end{pmatrix}$$

また, 単位体積当たりの全エネルギー $e$ については理想気体を仮定すると式(3)のように表すことができ, 粘性項の中の各成分は次の式(4)のようになる<sup>(7)</sup>.

$$e = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2}\rho(u^2 + v^2) \quad (3)$$

$$\tau_{xx} = \mu \left( \frac{4}{3} \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \frac{\partial v}{\partial y} \right), \quad \tau_{yy} = \mu \left( \frac{4}{3} \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \frac{\partial u}{\partial x} \right)$$

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (4)$$

$$R_4 = u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + \frac{1}{\gamma - 1} \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial c^2}{\partial x}$$

$$S_4 = u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + \frac{1}{\gamma - 1} \frac{\mu}{Pr} \frac{\partial c^2}{\partial y}$$

ここで、 $\rho$ は密度、 $u$ 、 $v$ はそれぞれ $x$ 、 $y$ 方向の速度成分、 $p$ は圧力、そして $e$ は単位体積当たりの全エネルギーである。また、 $\mu$ は粘性係数、 $c$ は音速、 $\gamma$ は比熱比、そして $Pr$ はプラントル数を表す。本研究では比熱比及びプラントル数を次のように設定した。

$$\gamma = 1.40, \quad Pr = 0.72 \quad (5)$$

各微分項に対する離散化方法については、移流項に Roe の Flux Difference Splitting (FDS) 法と 3 次精度 Weighted ENO 法、粘性項に 2 次精度中心差分法、時間微分項に 4 次精度ルンゲ・クッタ法を用いた。

## 2. 2 仮想流束法

本解析では、任意形状の物体をデカルト格子に表現するための手法として仮想流束法を用いる。デカルト格子において任意形状の物体を表現する手法としては仮想境界法等が一般的に用いられているが、仮想境界法においては物体を表現するために外力を与え、物体表面の圧力については全く考慮していないのに対し、仮想流束法では物体境界において物理現象を考慮した境界条件を与えるため、圧力・速度に関して精度良く計算することができる。また、仮想流束法の導入の際には格子を再構築する必要は無く、流れ場の計算コードに対して仮想流束法の計算ルーチンを追加するだけであり、実装が容易であることも利点の一つである。次に仮想流束法の具体的な操作について示す。

まず、図 1 のように仮想境界(物体表面)と格子線が交差している部分において、仮想境界点が格子線を内分する比  $a : b$  を求める。

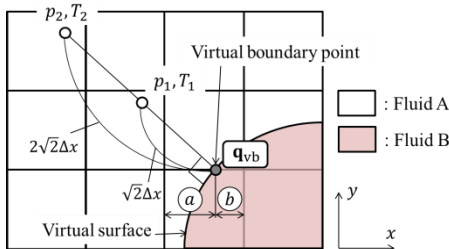


Fig. 1 Schematic diagram of Virtual Flux Method.

次に仮想境界点における基本量ベクトル  $\mathbf{q}_{vb}$  を求める。本研究では、圧力と温度について物体表面の法線方向に勾配ゼロ、速度について滑り無し条件を与え、次のように  $\mathbf{q}_{vb}$  を求めた。なお、

式(7)中の  $T$  は温度を表している。また、 $p_1$ 、 $p_2$ 、 $T_1$ 、及び  $T_2$  については周囲の 4 点から内挿することにより求めた。

$$p_{vb} = \frac{4p_1 - p_2}{3} \quad (6)$$

$$T_{vb} = \frac{4T_1 - T_2}{3} \quad (7)$$

$$\rho_{vb} = p_{vb}/T_{vb} \quad (8)$$

$$u_{vb} = v_{vb} = 0 \quad (9)$$

以上で求めた  $\mathbf{q}_{vb}$  を用いて、点  $(i+1, j)$  における仮想的な物理量  $\mathbf{q}_{i+1, j}^*$  を次のように求める。

$$\mathbf{q}_{i+1, j}^* = \frac{a+b}{a} \mathbf{q}_{vb} - \frac{b}{a} \mathbf{q}_{i, j} \quad (10)$$

肩文字の \* は仮想的な物理量であることを示しており、物体境界を考慮した物理量であることを意味している。以上に述べたのは、点  $(i, j)$  における計算に注目し、 $\mathbf{q}_{i+1, j}^*$  を用いることによって任意形状の物体境界をデカルト格子に表現する手法であるが、同様に点  $(i+1, j)$  に注目した場合に  $\mathbf{q}_{i, j}^*$  を用いることによって物体の内部についても表現することができる。また、 $y$  方向についても同様の操作を施すことにより任意形状の物体を表現することができる。

## 2. 3 マルチブロック法

マルチブロック法<sup>8)</sup>による計算においては、計算領域をいくつかの領域に分割し、それぞれの領域において計算を行う。その際、各ブロックの境界において隣り合うブロックとの間で情報(流束)交換が必要になる。Fig. 2 にブロック境界の概略図を示す。

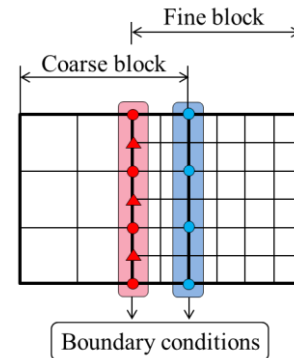


Fig. 2 Boundary between Coarse block and Fine block.

本研究においては、各ブロックの境界において、Fine block で 2 格子分、Coarse block で 1 格子分重なることにより情報交換を行っている。

ここで、図中に青色で示した Coarse block の右端境界においては Fine block 上の情報を直接取り入れることができる。しかし、赤色で示した Fine block の左端境界については、丸印の格子点上では Coarse block から直接情報を取り入れられる一方で、三角印の格子点上では Coarse block から直接情報を取り入れることができない。そこで、このような場合に対しては周囲の格子点上の値から補間することによって隣り合うブロックとの情報交換を行っている。なお、補間方法としては 3 次スプライン補間を用いた。

## 3. 計算コードの検証

圧縮性ナビエ・ストークス方程式に対する計算コードについて、移流項の検証として衝撃波管問題、粘性項の検証としてレイリー問題の解析を行った。なお、レイリー問題の解析においてはマルチブロック法を用いて解析を行っており、マルチブロック法の検証も同時に行っている。

### 3. 1 計算モデル及び計算条件

#### 3. 1. 1 衝撃波管問題

衝撃波管問題の解析について、計算モデルを次の Fig. 3 に示し、計算条件を Table 1 に示す。

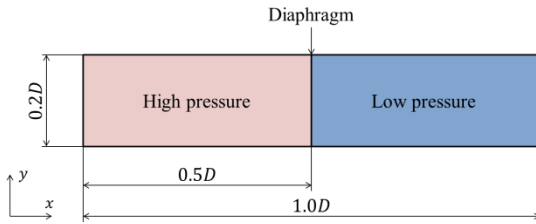


Fig. 3 Simulation model for shock tube analysis.

Table 1 Computational conditions for shock tube analysis.

Number of grid points	202 × 42
Grid resolutions	$\Delta x = \Delta y = 0.005$
Time interval	$\Delta t = 0.0005$
Initial conditions	$\rho = 1.000$
	[ High pressure side ] $u = v = 0.000$
	$p = 1.000$
	[ Low pressure side ] $\rho = 0.125$
	$u = v = 0.000$
	$p = 0.100$
Lower and upper boundary conditions	$\frac{\partial \rho}{\partial n} = 0, \frac{\partial p}{\partial n} = 0$ $u, v : \text{slip condition}$
Left boundary conditions	$\rho = 1.000, u = v = 0.000, p = 1.000$
Right boundary conditions	$\rho = 0.125, u = v = 0.000, p = 0.100$

#### 3. 1. 2 レイリー問題(マルチブロック法を用いたもの)

レイリー問題の解析について、計算モデルを次の Fig. 4 に示し、計算条件を Table 2 に示す。

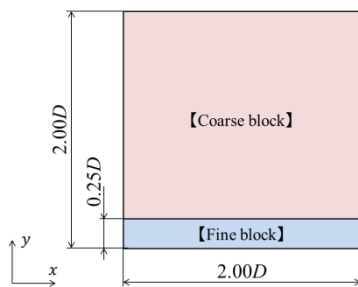


Fig. 4 Simulation model for Rayleigh's problem analysis.

Table 2 Computational conditions for Rayleigh's problem analysis.

Number of grid points	403 × 51 (Fine block)
	202 × 177 (Coarse block)
Grid resolutions	$\Delta x = \Delta y = 0.005$ (Fine block)
	$\Delta x = \Delta y = 0.010$ (Coarse block)
Time interval	$\Delta t = 1.0 \times 10^{-4}$
Reynolds number	100
Initial conditions	$\rho = 1.000, u = v = 0.000, p = 1.000$
Lower boundary conditions	$\frac{\partial \rho}{\partial n} = 0, \frac{\partial p}{\partial n} = 0$ $u = 0.01, v = 0.00$

Upper boundary conditions	$\rho = 1.0, p = 1.0$ $\frac{\partial u}{\partial n} = 0, \frac{\partial v}{\partial n} = 0$
---------------------------	---

Left and right boundary conditions	Periodic boundary conditions
------------------------------------	------------------------------

### 3. 2 計算結果

#### 3. 2. 1 衝撃波管問題

次の Figs. 5~7 にそれぞれ無次元時間  $t = 0.2$  における領域全体の密度分布、圧力分布、及び  $x$  方向速度分布を示す。また、無次元時間  $t = 0.2$  での衝撃波管の中心 ( $y = 0.1D$ ) における密度線図、圧力線図、及び  $x$  方向速度線図を Figs. 8~10 に示す。

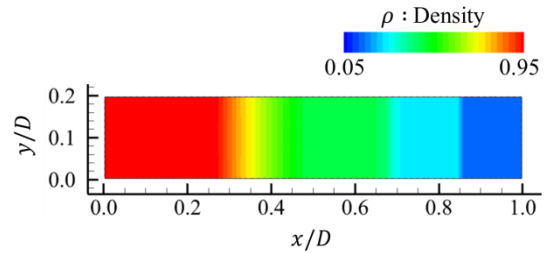


Fig. 5 Density distribution for the whole domain.

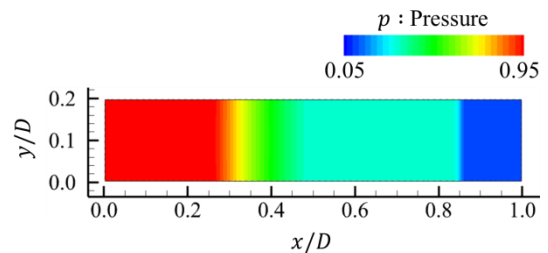


Fig. 6 Pressure distribution for the whole domain.

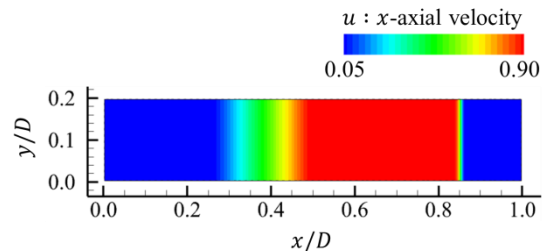


Fig. 7  $x$ -axis velocity distribution for the whole domain.

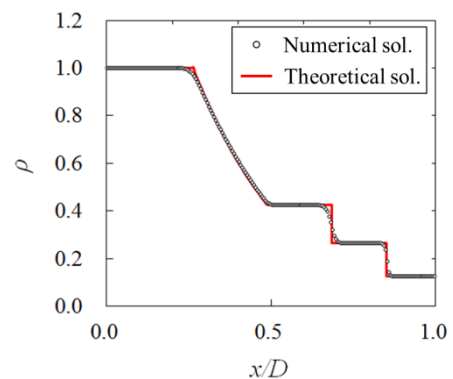


Fig. 8 Density distribution at  $y = 0.1D$ .

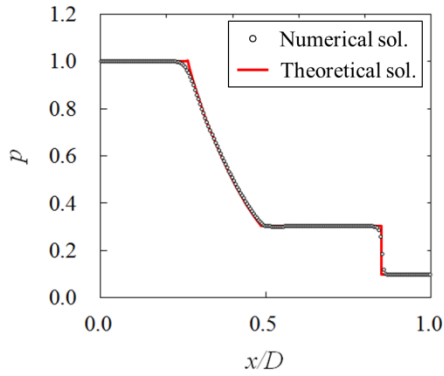


Fig. 9 Pressure distribution at  $y = 0.1D$ .

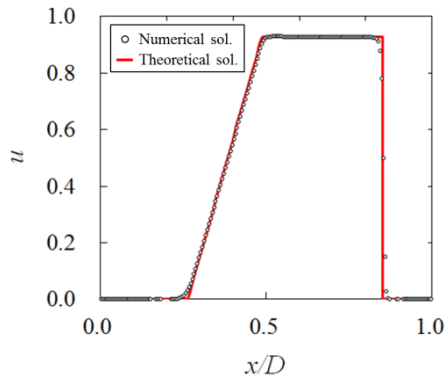


Fig. 10  $x$ -axis velocity distribution at  $y = 0.1D$ .

計算結果から、 $x/D = 0.85$ 付近に衝撃波面、 $x/D = 0.70$ 付近に接触不連続面、 $x/D = 0.25 \sim 0.50$ において膨張波が現れていることがわかり、定性的に見て理論解とも傾向が一致している。ここで、 $y = 0.1D$ における密度分布、圧力分布、及び $x$ 方向速度分布についてそれぞれ理論解との差を求めると、密度では 0.04%、圧力では 0.06%、 $x$ 方向速度では 0.01%と定量的に見ても計算結果と理論解はよく一致していると考えられる。以上のことから、圧縮性ナビエ・ストークス方程式の中の移流項に対する計算コードを適切に作成できていると判断できる。

### 3. 2. 2 レイリー問題(マルチブロック法を用いたもの)

次に示す Figs. 11, 12 にそれぞれ無次元時間  $t = 2.5, 5.0$  での領域全体の  $x$  方向速度分布を示す。また、Figs. 13, 14 にはそれぞれ無次元時間  $t = 2.5, 5.0$  での  $x/D = 1.0$  における  $x$  方向速度分布を示す。

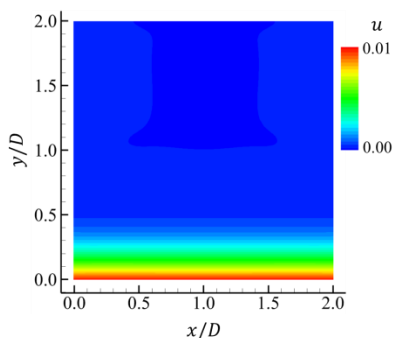


Fig. 11  $x$ -axis velocity distribution at  $t = 2.5$  for the whole domain.

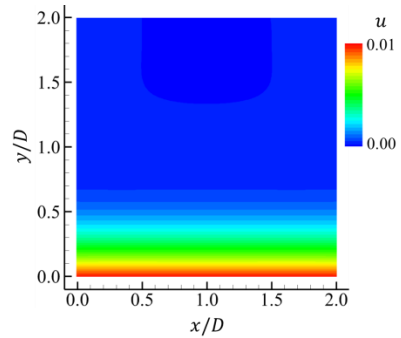


Fig. 12  $x$ -axis velocity distribution at  $t = 5.0$  for the whole domain.

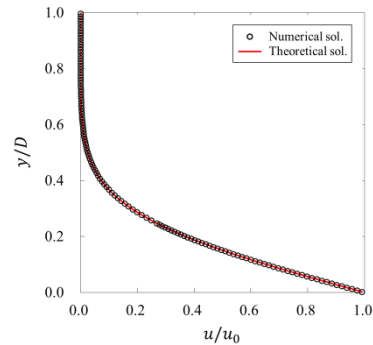


Fig. 13  $x$ -axis velocity distribution at  $t = 2.5$  on  $x/D = 1.0$ .

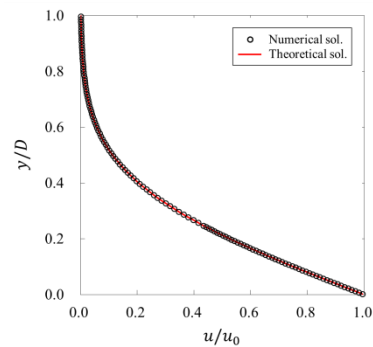


Fig. 14  $x$ -axis velocity distribution at  $t = 5.0$  on  $x/D = 1.0$ .

Figures 11, 12 から、下壁が動くことにより粘性の影響で周囲の流体が  $x$  軸の正方向の速度を持っていることがわかる。また、Fig. 13 と Fig. 14 を比較すると Fig. 13 では  $u/u_0 = 0.2$  となる位置が  $y/D = 0.3$  付近であるのに対し Fig. 14 では  $u/u_0 = 0.2$  となる位置が  $y/D = 0.4$  付近であることから、時間の経過とともに、粘性の影響でより上方にまで速度が伝達されていると考えられる。また、Figs. 13, 14 の計算結果と理論解との比較については、定性的に見て分布の傾向が一致している。ここで、計算結果と理論解との差については、無次元時間  $t = 2.5$  において 0.13%、 $t = 5.0$  において 0.30%と定量的に見ても計算結果と理論解はよく一致していると考えられる。以上のことから、圧縮性ナビエ・ストークス方程式に対する計算コード及びマルチブロック法に対する計算コードが適切に作成できていると判断できる。

#### 4. Hodson 直線翼列を対象とした翼まわり流れ解析

##### 4. 1 計算モデル及び計算条件

Hodson 直線翼列<sup>(9)(10)</sup>を対象とした翼まわり流れ解析について、計算モデルを次の Figs. 15~17 に示す。本解析は 2 次元解析としており、シングルブロックによる解析(代表長さ当たりの格子数について 100, 200 の 2 通り)と、マルチブロック法を用いた解析(Fine block 幅の大きさについて 2 通り)の合計 4 通りの解析を考え、それぞれ結果の比較を行う。

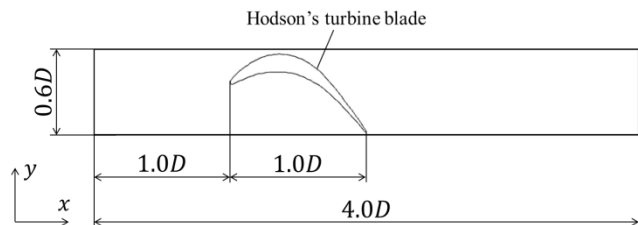


Fig. 15 Model for the simulation with single block method.

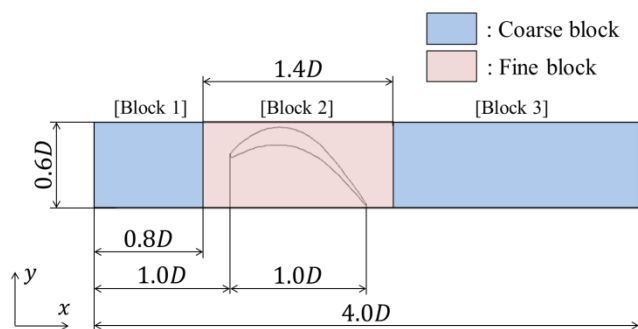


Fig. 16 Model for the simulation with multi block method (Case 1).

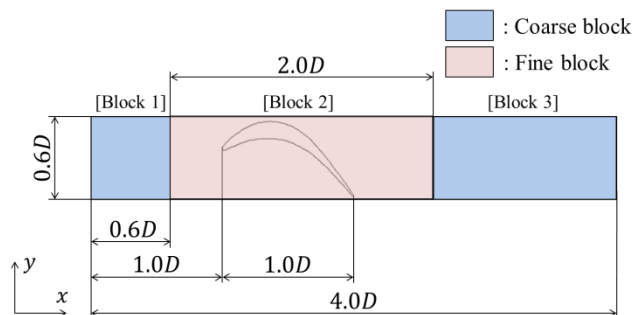


Fig. 17 Model for the simulation with multi block method (Case 2).

翼軸弦長を代表長さ $D$ とし、計算領域として 1 ピッチ分の領域を考える。境界条件としては計算領域の左端から流体が流入、右端から流出すると考え、上端・下端にはそれぞれ周期境界条件を適用する。計算条件としては、流入マッハ数 $0.496$ 、流入角 $38.8^\circ$ 、流入レイノルズ数 $1.0 \times 10^4$ を与え、流入境界では全温度と全圧を固定し、検査領域内部から外挿した温度と全温度を用いて流入速度を求める。流出境界においては静圧を流入全圧の $0.7138$ 倍で固定し、密度、速度、及び温度は検査領域内部から外挿する。

また、それぞれの場合における格子点数を次の Table 3 に示す。なお、本稿では代表長さ当たりの格子数を  $C$  と表現する。

Table 3 Number of grid points and grid resolutions for each case.

Single block	$C=100$	$401 \times 64$ ( $\Delta x = \Delta y = 0.010$ )
Single block	$C=200$	$801 \times 124$ ( $\Delta x = \Delta y = 0.005$ )
	Case 1	$82 \times 64$ (Block 1, $\Delta x = \Delta y = 0.010$ ) $281 \times 127$ (Block 2, $\Delta x = \Delta y = 0.005$ )
Multi block	Case 2	$182 \times 64$ (Block 3, $\Delta x = \Delta y = 0.010$ ) $83 \times 64$ (Block 1, $\Delta x = \Delta y = 0.010$ ) $401 \times 127$ (Block 2, $\Delta x = \Delta y = 0.005$ ) $143 \times 64$ (Block 3, $\Delta x = \Delta y = 0.010$ )

##### 4. 2 計算結果

Figures 18, 19 にそれぞれの場合における領域全体の圧力係数分布及びマッハ数分布を示す。計算においては 1 ピッチ分の領域を考えているが、ここでは 2 ピッチ分の図として示す。

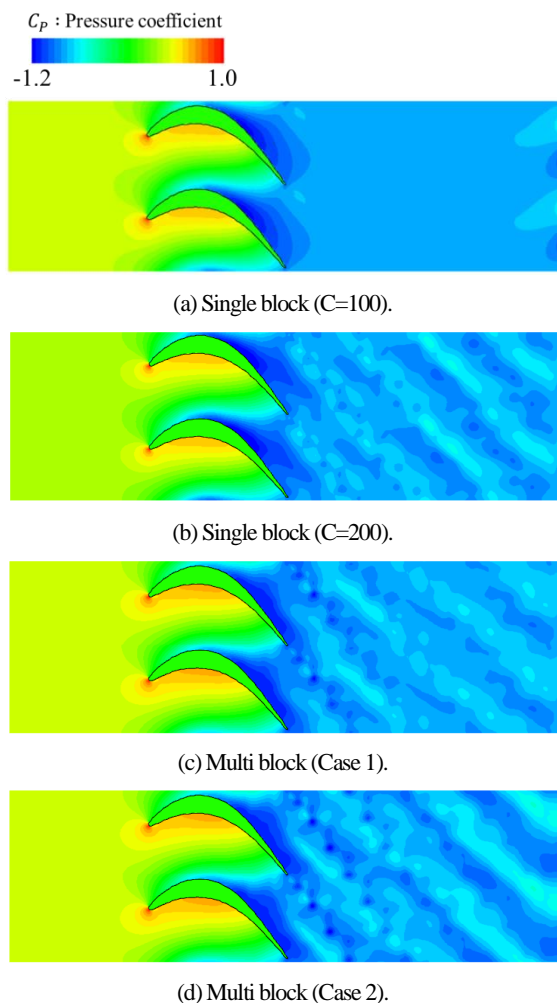


Fig. 18 Pressure coefficient distributions for the whole domain.

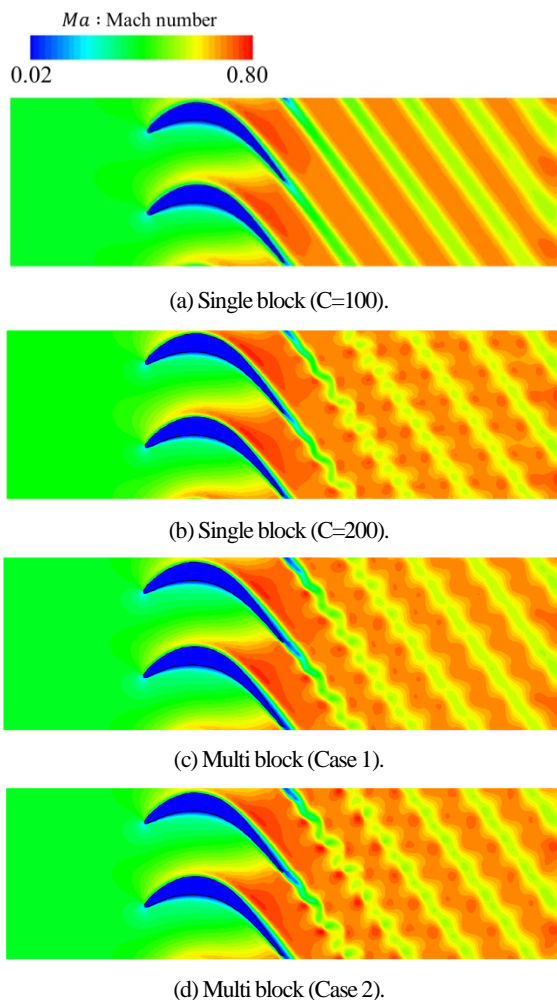


Fig. 19 Mach number distributions for the whole domain.

また、次の Figs. 20, 21 には、翼面上の圧力係数分布及びマッハ数分布について、マルチブロック法による計算結果の Case 1 とシングルブロックによる計算結果とを比較したものを示し、Figs. 22, 23 には、翼面上の圧力係数分布及びマッハ数分布について、マルチブロック法による計算の Case 1 と Case 2 とを比較したものを示す。

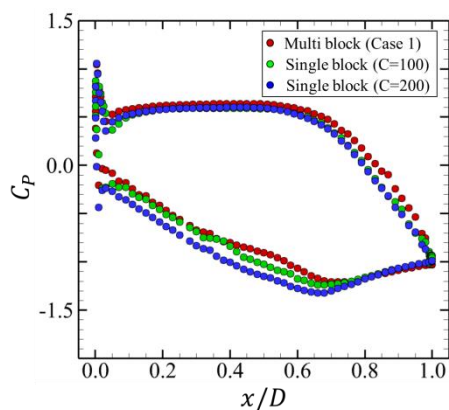


Fig. 20 Pressure coefficient distributions on the blade surface.

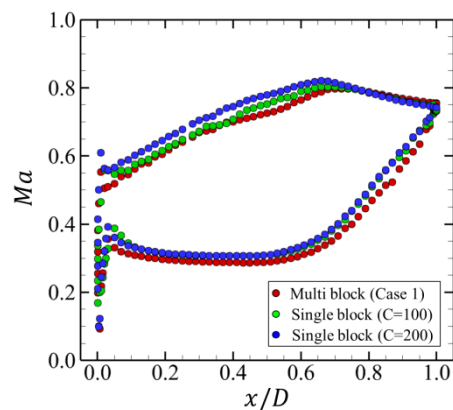


Fig. 21 Mach number distributions on the blade surface.

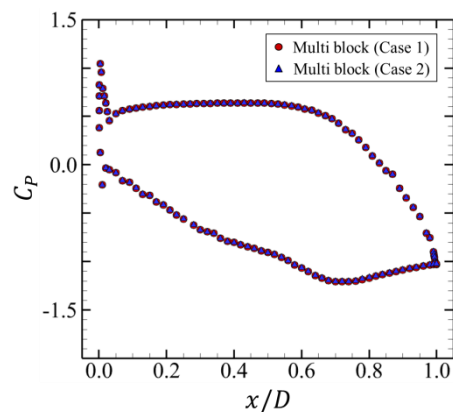


Fig. 22 Pressure coefficient distributions on the blade surface.

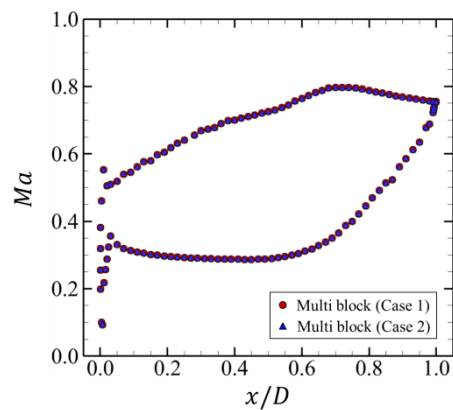


Fig. 23 Mach number distributions on the blade surface.

Figure 24 には、翼軸弦長位置  $x/Cx = 0.4, 0.5, 0.6$  の翼の背側における 3 箇所について翼面の垂直方向の速度分布を示している。なお、速度の方向としては翼の後縁側に向かう方向を正としており、翼面から垂直方向の距離を  $y_n/D$  としている。

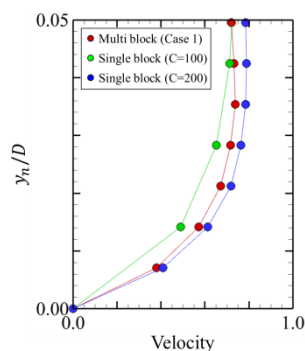
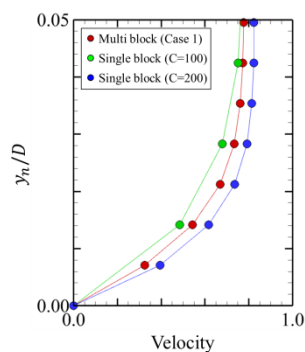
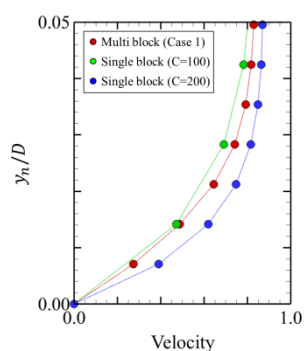
(a)  $x/Cx = 0.4$ (b)  $x/Cx = 0.5$ (c)  $x/Cx = 0.6$ 

Fig. 24 Velocity distributions near the blade surface.

次の Table 4 に、各ケースの計算時間を示す。

Table 4 Calculation time for each case.

Single block (C=100)	2 h 47 m 6 s
Single block (C=200)	10 h 31 m 16 s
Multi block (Case 1)	6 h 20 m 10 s
Multi block (Case 2)	7 h 5 m 12 s

Figures 18, 19 から、圧力係数分布及びマッハ数分布について、翼面近傍における分布は各ケースとも同様の傾向を示している。しかし、後流部分における分布についてはシングルブロックにより  $C=100$  とした場合のみ翼の後縁部からの渦の放出が見られず、シングルブロックで  $C=200$  とした場合とマルチブロック法を用いた場合では翼の後縁部から周期的に渦が放出されていることがわかる。マルチブロック法を用いた場合の後流部分の格子解像度とシングルブロックにより  $C=100$  とした場合の後流部分の格子

解像度は等しいため、後流部分の渦の挙動を再現するためには、後流部分の格子解像度だけではなく翼面近傍の格子解像度の影響も考慮すべきであると考えられる。また、Fig. 19 のマッハ数分布について、マルチブロック法を用いた計算結果の翼の後縁部付近に若干ではあるが、分布が不連続になっている部分が見られる。この不連続な分布が見られる部分は Fine block にあたる部分であるが、Coarse block の領域においてはこのような不連続な分布は見られない。このことから、周期境界条件を適用する際に Fine block と Coarse block との間でピッチ長さが異なるなどの何らかの問題があると考えられ、今後再検討する必要がある。

Figures 20, 21 の翼面上の圧力係数分布及びマッハ数分布について、分布は同様の傾向を示している。しかし、翼面近傍の格子解像度が等しいシングルブロックで  $C=200$  とした場合とマルチブロック法を用いた場合との差が大きく、先ほど述べた翼の後縁部における分布のずれが関係していると考えられる。また、マルチブロック法を用いた計算において、Fine block の幅が小さいために後流部分の流れの影響を受けて翼面上の分布に差が生じたと考え、Fine block の幅をより大きくとった Case 2 の計算を行ったが、Case 1 と Case 2 の計算結果を比較すると Figs. 22, 23 に示すようにほとんど変化は無く、Fine block の幅が小さいことが原因ではないと考えられた。したがって、周期境界条件の見直しなど、分布に差が生じた原因についてさらに検討したい。

一方、Fig. 24 の翼面垂直方向の速度分布からは、シングルブロックにより  $C=200$  とした場合の結果との差はあるものの、マルチブロック法により格子解像度を高めることによって速度分布をより精度良く求められていることがわかる。また、Table 4 の計算時間について、マルチブロック法により格子数を削減することによって、翼面近傍で同等の格子解像度を持つシングルブロックによる計算結果と比較すると Case 1 では約 40%、Case 2 では約 33% の計算時間を短縮することができ、翼面近傍の圧力係数などの分布をシングルブロックの場合と同等の精度で求めることができれば、計算の大幅な高効率化を図ることができると考えられる。

## 5. 結言

本稿では、 $Re = 10^4$  オーダーのタービン翼まわりの流れ場について、デカルト格子法と仮想流束法を組み合わせた手法にさらにマルチブロック法を導入した解析を行い、マルチブロック法を用いていない場合の計算結果と比較することによって、計算精度についての検討及び、計算時間に視点をおいた計算効率率についての検討を行った。計算結果から、シングルブロックによる計算結果と同様の傾向を得ることはできたが、翼面上の圧力係数分布及びマッハ数分布について結果に差が生じた。領域全体のマッハ数分布からも、分布のずれが生じていることが確認できたため、周期境界条件が適切に導入されているかどうかなど、さらに検討を行う必要がある。計算時間についてはシングルブロックの場合と比較すると大幅に短縮されたため、翼面近傍において同等の格子解像度を持ったシングルブロックによる計算と同等の精度で計算を行うことができれば、計算の高効率化を図ることができると考えられる。したがって、今後は周期境界条件の適用方法の見直しや、Fine block と Coarse block との間の境界条件の見直しなど、マルチブロック法による計算についてさらに検討していきたい。

## 参考文献

- (1) 船崎健一, 岡村和希, 柴孟宏, 山脇るり子, 浜辺正昭, “航空用低圧タービン翼の高負荷化に関する研究(円柱後流特性の影響)”, 日本機械学会流体工学部門講演会講演論文集, 2010, (2010), pp. 329-330.
- (2) 船崎健一, 岡村和希, 佐藤安國, 浜辺正昭, “航空エンジン

- 用高負荷低圧タービン翼まわりの流れに関する研究 – wake 通過及び主流乱れの効果 –”, 第 39 回日本ガスタービン学会定期講演会講演論文集, 39, (2011), pp. 95-96.
- (3) 柴孟宏, 船崎健一, 田中望, 菊池航矢, “航空エンジン用高負荷低圧タービン翼面上境界層の非定常挙動に関する実験及び CFD”, 日本機械学会講演論文集, 2009-44, (2009), pp. 202-203.
- (4) 船崎健一, 田中望, 山田和豊, 千葉康弘, “航空エンジン用低圧タービン翼の高負荷化に関する研究(主流乱れの効果に関する実験及び LES 解析)”, 日本機械学会年次大会講演論文集, 2009-7, (2009), pp. 23-24.
- (5) 千葉淳史, 船崎健一, 谷口英夫, 山田和豊, “航空エンジン用低圧タービン翼面上境界層バイパス遷移に関する実験および CFD”, 日本機械学会講演論文集, 2009-44, (2009), pp. 198-199.
- (6) I. Tanno, et al. , “Validation of Virtual Flux Method for Forced Convection Flow”, JSME international journal. Ser. B, Fluids and thermal engineering, 49-4, (2006), pp. 1141-1148.
- (7) 中野明, 下村信雄, 里深信行, “デカルト格子系による任意形状物体周りの圧縮性粘性流計算”, 日本機械学会講演論文集, 1995-12, (1995), pp. 87-94.
- (8) Dazhi Yu, Renwei Mei and Wei Shyy, “A multi-block lattice Boltzmann method for viscous fluid flows”, International Journal of Numerical Methods in Fluids, vol. 39, Issue 2, (2002), pp. 99-120.
- (9) H. P. Hodson, R. G. Dominy, “Three-Dimensional Flow in a Low-Pressure Turbine Cascade at its Design Condition”, Journal of Turbomachinery, 109(2), (1986), pp. 177-185.
- (10) H. P. Hodson, R. G. Dominy, “The Off-Design Performance of a Low Pressure Turbine Cascade”, Journal of Turbomachinery, 109(2), (1986), pp. 201-209.