

階層型等間隔直交構造格子法の精度検証 —直交格子 CFD ワークショップ—

高木 亮治（宇宙航空研究開発機構），河合 宗司，久谷 雄一，玉置 義治（東北大学）

Accuracy verification of hierarchical cartesian grid method -Workshop on Cartesian Grid-based CFD -

TAKAKI Ryoji (JAXA), KAWAI Soshi, KUYA Yuichi and TAMAKI Yoshiharu (Tohoku Univ.)

ABSTRACT

The hierarchical cartesian grid method with immersed boundary method can realize automatic grid generation for very complicated geometries such as actual configuration of the aircraft. In this method, the geometry shape needs to be modeled by an algorithm and the analysis accuracy of this method has not been fully validated compared to traditional analysis methods using the body-fitted grid. Therefore, analysis accuracy of hierarchical cartesian grid method with immersed boundary method is studied for two-dimensional basic geometries.

1. はじめに

昨今、市販の計算格子作成ソフトウェアが整備され、単純な形状であれば比較的簡単に計算格子が作成できるようになったが、実用的な形状の多くは複雑な形状であり、そういった複雑形状への計算格子の作成は未だに困難である。更に数億点、数兆点規模の大規模計算格子を複雑形状の物体周辺に作成することは困難を極め、超大規模な計算格子を手作業で作成することはほぼ不可能であり、計算格子の自動生成が必須となる。このため、我々のグループでは、階層型等間隔直交格子法と埋め込み境界（Immersed boundary : IB）法を組み合わせた手法を採用し、大規模計算格子の自動生成に取り組んでいる^{1,3)}。

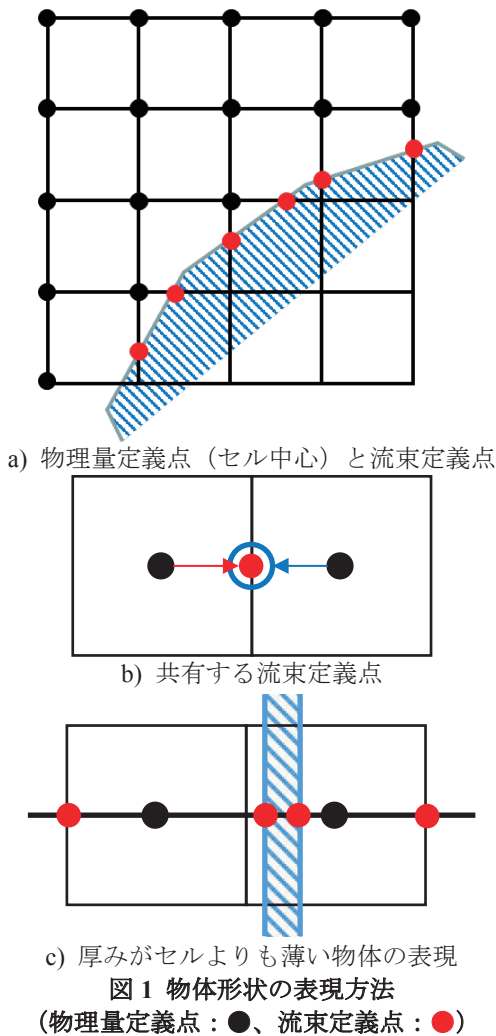
通常使われる物体適合格子では物体形状に沿った形で計算格子を作成するので、言わば、計算格子（直接的には解析ソルバーの中で使われるメトリック）が物体形状を表現する。一方、直交格子法では直交格子の中に物体が存在するため、物体を解析ソルバー内でのアルゴリズムとして表現することになる。そのため、流れ場の計算はもとより、物体表面での物理量分布や物体に働く力を計算するための表面積分に関しても工夫が必要となる。最も簡易的な方法である階段状近似では、表面分布や表面積を正しく計算することができないため、新たな計算手法を提案し²⁾、2次元薄翼（NACA4402）まわりの流れの解析を対象として提案手法の検証を行った³⁾。ここでは、第1回直交格子CFDワークショップの一環として、基礎的な2次元形状を対象として解析手法の検証を行ったので、我々が開発している計算手法とその検証結果について報告する。

2. 解析手法

2.1. 物体形状の表現

通常の物体境界適合格子法では物体表面に沿った形で計算格子を生成するため、計算格子は流体領域にのみ存在し物体を内包しない。一方、直交格子法では流体領域と物体とを区別せず、計算空間全体に直交格子を作成するため、物体を内包することになる。そのため、計算の際には物体形状を何らかのアルゴリズムで表現することになる。ここでは図1a)で示す様に、隣接する物理量定義点（セル中心）を結ぶ直線と物体表面（2次元の場合は線、3次元の場合はポリゴンで表現）の交点に流束定義点を設定し、流束定義点で、壁を考慮した対称条件により流束を設定することで物体を表現している。この手法の利点として、セルよりも薄い物体でも取り扱う事ができる事が挙げられる。セルよりも薄い物体が存在した場合、所謂固体セルが確保できない状況が発生するなど、通常の埋め込み境界法では取り扱いが難しいが、ここで用いている手法では、セル中心を結ぶ線と物体との交点を流束定義点として利用し、かつ図1b)で示す様に、両隣のセルで共有する流束を別々（赤●、青○）に計算している。壁がない領域では、流束の計算量とメモリ量が単純に2倍になり無駄な計算をすることになるが、固体セルが定義できない領域でも、図1c)で示す様に物体を表現することが可能となる。この手法を用いることで、ある程度粗い格子でも薄い物体の形状を表現できるようになる。そのため、一般的な直交格子法では、解析対象の形状データに対して表面の水密性（water tightness）が必要となる場合が多いが、我々の手法では必ずしも必要とは

ならない。一般の手法で表面の水密性が必要となるのは、流体領域と物体領域を正確に区別するためである。流体領域と物体内部を区別する手法として良く用いられる手法は、隣接セルの状況を調べながら、セルの属性を伝播させる方法である。具体的には、流体であることが分かっている（もしくは指定している）セルを出発点とし、隣接するセルとの間に物体がなければ同じ流体セルと設定する。これを繰り返して流体領域を決定し、残りを固体領域とする（流体と固体を逆に扱っても良い）。この手法の場合、物体表面に小さな穴があった場合、物体内部までを流体領域と設定してしまいが発生し、その対処が必要となる。我々の手法では、表面にセルサイズ以下の穴があった場合、物体内部も流体として、厚さ0の薄板で表現される形状を解析することとなり計算自体は実施できる。そのため格子生成という観点でもロバストなやり方となっている。



壁における対流項流束の計算は、図2で示す様に壁を対称面として、壁直近の流体セルと対称位置にゴーストセルを設定する。ゴーストセルの物理量は当該流体セルの物理量に対して、スカラー値（密度、圧力）は0次外挿（ $\phi_{GC} = \phi_{i,j}, \phi = \rho, p$ ）、ベクトル値（速度）は壁で滑り無し条件となる様に点対称条件（ $\phi_{GC} = -\phi_i, \phi = u$ ）を用いて設定する。

一方、粘性項流束は等温壁条件を仮定し、Image Point (IP) を用いて計算を行う。図3で示す様に壁直近の流体セル（ $\phi_{i,j}$ ）、壁での流束定義点（ ϕ_w ）、IP（ ϕ_{IP} ）を用いる。IP法を使う場合、壁からIP長さ離れた点を設定し、その点での物理量を周りのセルから補間する方法が一般に用いられている。IP長さを長くすると、壁での値を計算するのに不適切な遠方のセルの情報を用いることになり、不都合が発生する。逆に短くすると、補間に用いるセルが物体内部に存在するが発生し、そのセルは補間に使わないなど処理が煩雑になる。ここで用いる方法は、壁直近の流体セルと、そこでの物理量の微分を用いて外挿することで、これらのIP長さの問題を回避している。ちなみにIP長 L は $\sim 0.5\Delta x$ （セルサイズ）としている。

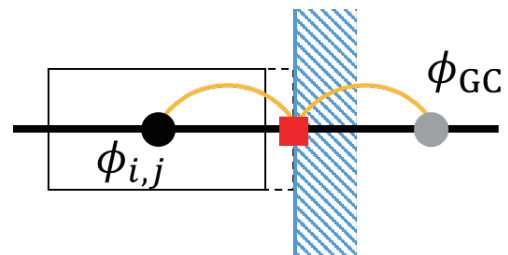


図2 対流項流束の計算

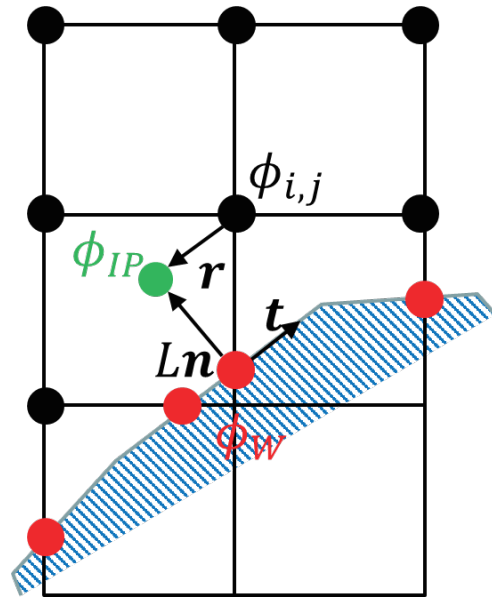


図3 粘性項流束の計算

IPでの値 ϕ_{IP} は、流体セル（ $\phi_{i,j}$ ）での微分（ $\left(\frac{\partial \phi}{\partial x_k}\right)_{i,j}$ ）と流体セルからIPへのベクトル r_k を用いて

$$\phi_{IP} = \phi_{i,j} + \left(\frac{\partial \phi}{\partial x_k}\right)_{i,j} r_k$$

の様に計算する。これによりIPと壁での値（ ϕ_w ）を用いて、壁の法線方向の微分を計算することが可能となる。

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} \sim \frac{\phi_{IP} - \phi_w}{L}, L \sim 0.5\Delta x$$

$$\phi_w = (u_w, v_w, T_w) = (0, 0, T_w)$$

ちなみに壁の接線方向の微分は0である（等温壁、速度滑り無し条件のため）。

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = 0$$

法線方向、接線方向の微分を用いて、各軸方向の微分を以下の様に計算することも可能だが、

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{\partial \phi}{\partial n} n_x, \frac{\partial \phi}{\partial y} = \frac{\partial \phi}{\partial n} n_y$$

将来的にLES壁関数を用いることを前提に、 τ_w を計算しそこから τ_{xy} を計算し、それらを用いて粘性流束を計算することとする。具体的には、IPにおける壁接線方向の速度（ $\mathbf{U}_{IP} \cdot \mathbf{t}$ ）を計算し、これを用いて τ_w を計算する。求めた τ_w に対してテンソルの座標変換を用いて τ_{xy} を計算する。

$$\tau_w = -\mu \frac{\mathbf{U}_{IP} \cdot \mathbf{t}}{L}$$

$$\tau_{xy} = \tau_w (n_x t_y + n_y t_x)$$

熱流束に関しては

$$\dot{q} = \kappa \frac{T_{IP} - T_w}{L}$$

で求める

2.2. 表面積分手法

物体に働く力を計算するためには、物体表面に働く力を表面全域に渡って積分する必要がある。直交格子法+埋め込み境界法では、物体形状をアルゴリズムで表現するために表面積分にも工夫が必要となる。ここで用いる手法では、流束を物体表面で定義しており、そこでの圧力による力、摩擦力などの物理量は直接積分に用いることが可能である。一方、表面積分に関しては、各流束定義点での面積要素をどう評価するかが問題になる。面積要素およびその積分を考える際に必要となる要件として、格子を細かくしていくと表面積が正しい値に収束する、面積要素ベクトルの和が0になる（物体が閉じている）の2点が必要となる。ここでは、それぞれの指標（正しい表面積の計算、物体が閉じている）に関して1次精度の格子収束性を有する手法を用いている^{2,3)}。

2.3. 計算スキームと解析ケース

計算スキームとしては一般的なものを用いた。対流項流速は3次精度MUSCL（リミター有）とSLAUを組み合わせたもの、粘性項流束は2次精度中心差分を用いた。時間積分に関しては、定常解析はMFGS陰解法と局所時間刻み法を、非定常解析は4段階RKを利用した。計算は宇宙航空研究開発機構スーパーコンピュータJSS2のSORA-MA（富士通製FX100）の4ノードから12ノードを用い、MPIによるプロセス並列とOpenMPによるスレッド並列を併用したハイブリッド並列を用いた。例えば、12ノードを用いた計算では24プロセス×16スレッドの計算とした。プロセス並列に関しては領域分割を

用い、複数のブロックをプロセスに割り当てる形で並列化を行った。また、スレッド並列に関しては、各ブロック内でのセルの計算（2次元なので2重ループ）に適用することで並列化を行った。

表1に解析ケースの一覧を示す。平板の一部で断熱壁条件での解析を行ったが、それ以外は等温壁とした。

表1 解析ケースの一覧

	θ°	M_∞	R_e	T_∞	T_w
円柱 (低速)		0.1	10,20,30,40,50,60,80,100,125,150,175,200	800	800
角柱	0	0.1	60, 80, 100, 125, 150	800	800
	2.5				
	15				
	30				
	45				
円柱 (高速)		1.5	10^3	310	310
		3	$10^3, 10^4, 10^5$	215	215
		5	10^3	100	100
		7		60	100
平板		0.3	10^5	3,000	断熱壁
		5	10^5	333	300

3. 解析結果

ワークショップでは、一般的な物体適合格子を用いた解析結果が参照解⁴⁾として提供されたので、それとの比較を示す。詳細な比較は、ワークショップ報告として別途報告されるので、そちらを参照していただくこととし、ここでは概略を紹介する。以下の比較では、参照解を「Ref.」、我々の解析結果を「BCM」と表記する。

3.1. 円柱（亜音速流）

図4に計算格子（ブロック配置）を示す。

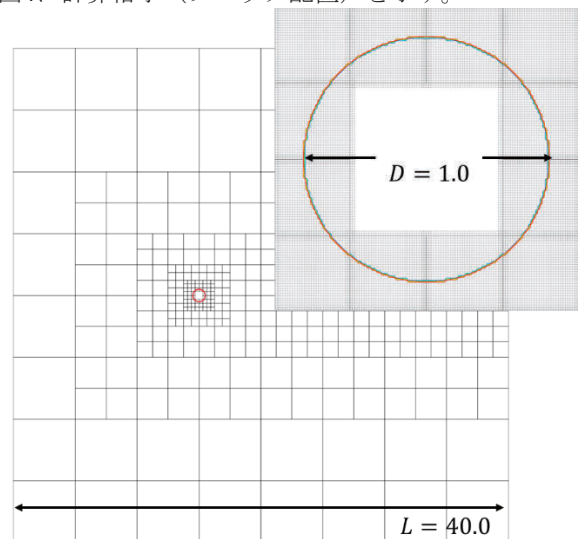


図4 円柱周りのブロック配置
(右上の図は円柱近傍での計算セルを表示)

計算領域は $L \times L$ の矩形とし、 L は直径の40倍とした。四分木の階層は7（Level7）とし、384ブロック、各ブロッ

クには 32×32 のセルを配置した。総セル数は約40万点である。最小格子幅は 0.977×10^{-2} となった。

図5、図6、図7は、それぞれ時間平均解の流線、エントロピーの瞬時値分布、円柱に働く抵抗係数(C_D)、揚力係数(C_L)の時間平均値およびそれらの変動分(C'_D, C'_L)のレイノルズ数変化の影響を示す。参照解と同様、 $Re = 40$ 以下では定常解が、 $Re = 60$ 以上では非定常解(振動解)が得られている。一方、 $Re = 50$ に関しては、図5e)、図6e)、図7b,d)でわかるように、非定常性があり見らず、参照解とは異なる結果となった。この事は、図8で示す揚力係数(C_L)の時間履歴でも観測できる。 $Re = 60$ では C_L が周期的に大きく変動しているのに対し、 $Re = 50$ では不安定性がなくはないが、十分発達できない微妙な状態であることがわかる。

C_D に関しては、参照解に比べて若干小さいが比較的良く一致している。一方、 C_D の変動分(C'_D)は若干大きく、また $Re = 175$ で特異的な結果となった。原因は現時点で不明であり、引き続き調査を予定している。 C_L に関しては、変動分も含めて参照解と良く一致している。

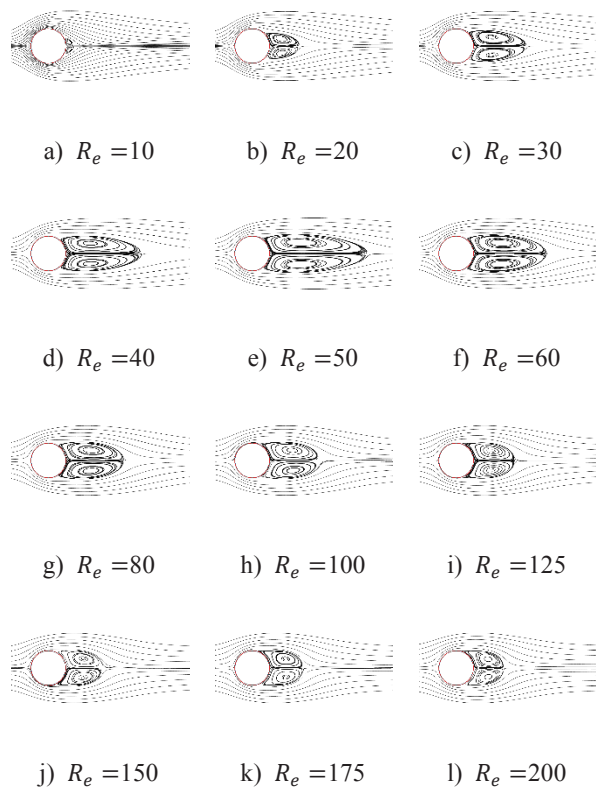


図5 時間平均解の流線

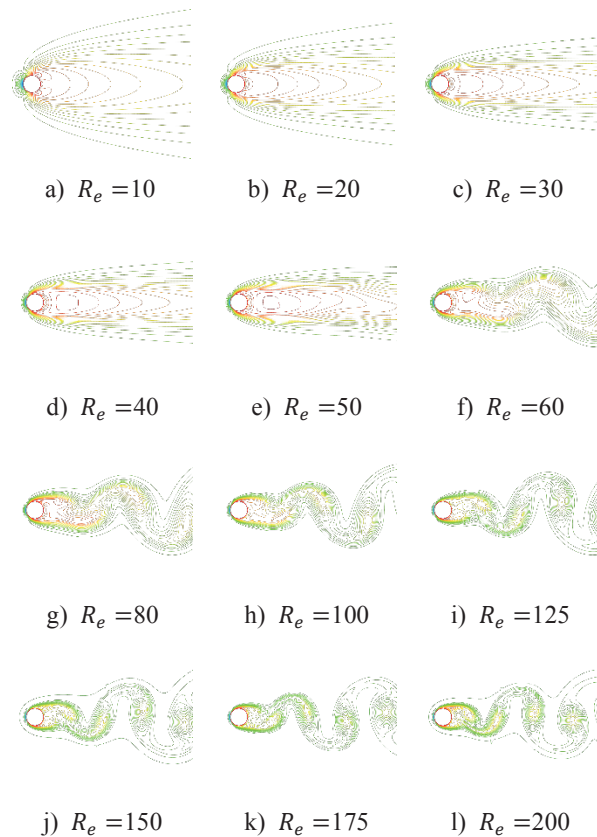


図6 エントロピーの瞬時値分布

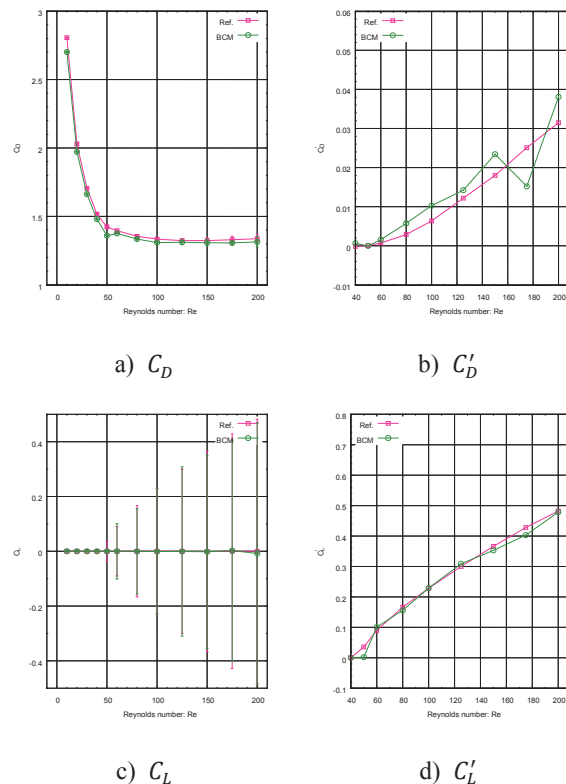


図7 円柱に働く力(C_D, C_L)とその変動値(C'_D, C'_L)

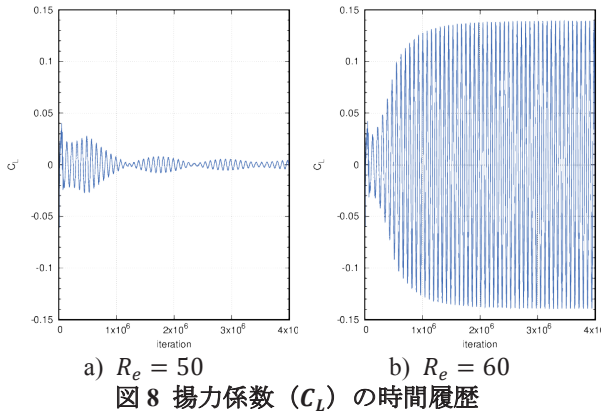


図9には時間平均解における再循環領域 (L_r)、剥離位置 (θ_s) および非定常解でのストローハル数 (S_t) を示す。いずれの値も $R_e = 50$ を除いて、参照解と良く一致している。剥離位置に関して、高 R_e 条件で階段状分布になっているが、これは剥離位置付近での格子解像度不足により、離散的な結果になったためである。

図10に $R_e = 10$ の場合の表面圧力係数 (C_p)、表面摩擦係数 (C_f) の分布を示す。圧力係数に関しては、円柱背面側で参照解より若干高めとなっているが全体的には良く合っている。摩擦係数に関しては最大値付近で過小評価している他は全体的に良く一致している。最大値付近での過小評価が、抵抗係数の過小評価の原因である。実際、抵抗係数を圧力抵抗と摩擦抵抗に分解すると、圧力抵抗は参照値と良く一致し、差は摩擦抵抗によるものであることがわかる。

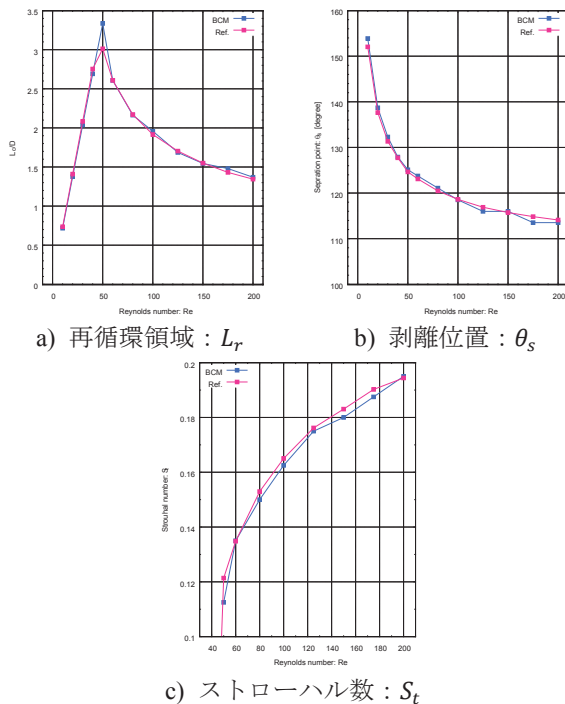


図9 再循環領域 (L_r)、剥離位置 (θ_s)、ストローハル数 (S_t)

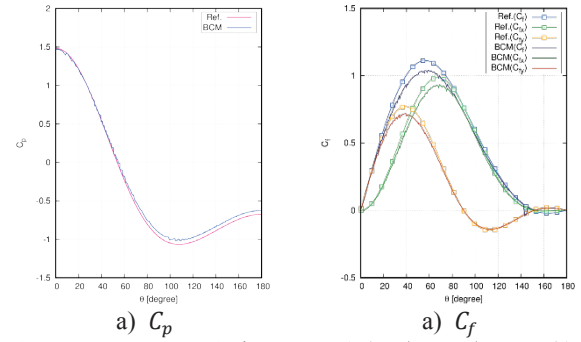


図10 $R_e = 10$ の場合の表面分布 (C_p, C_f) の比較

3.2. 角柱 (亜音速流)

計算格子は円柱 (亜音速流) とほぼ同じで計算領域は直径の40倍の矩形領域、総セル数は約40万点、最小格子幅は 0.977×10^{-2} である。図11に計算格子 (ブロック配置) の例を示す。

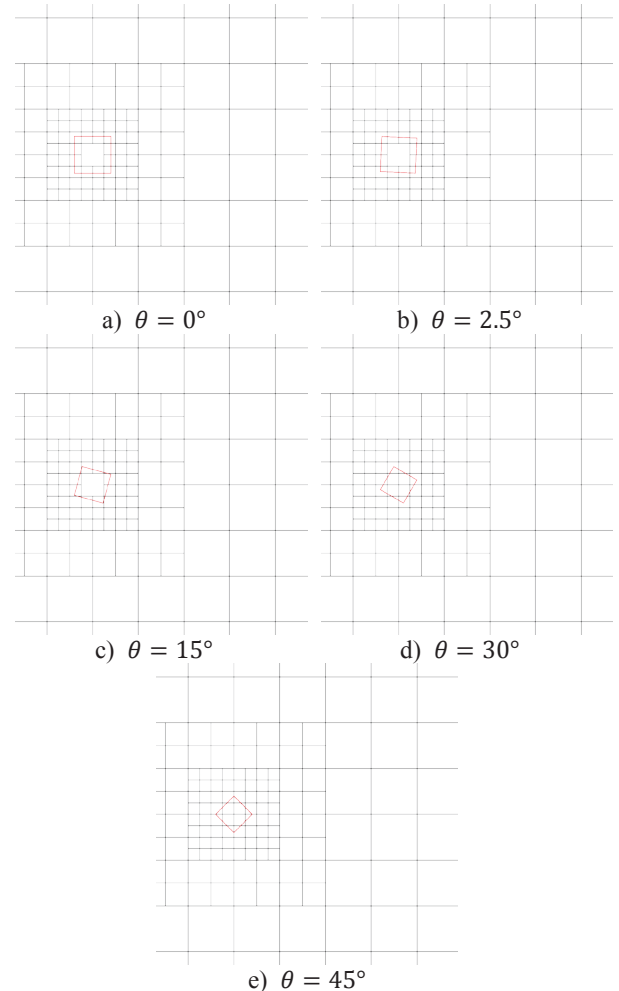


図11 角柱周りのブロック配置

角柱の代表長は、流れに対して垂直方向の射影長となるので、角柱の傾き (θ) に応じて角柱の大きさ (辺の長さ) を調整している。そのため角柱の傾きが大きくなると角柱の大きさが小さくなり、傾きが最大となる $\theta = 45$ 度の時に角柱の辺の長さは最小値 $1/\sqrt{2}$ になる。

計算結果および検証例をいくつか示す。図12に角柱に働く抵抗係数 (C_D)、揚力係数 (C_L) の時間平均値およびそれらの変動分 (C'_D, C'_L) を示す。図13に時間平均解における再循環領域 (L_r) および非定常解でのストローハル数 (S_t) を示す。角柱の傾き θ が大きいケースで参照解との差 (主に抵抗係数の過小評価) がみられるが、概ね良く一致している。

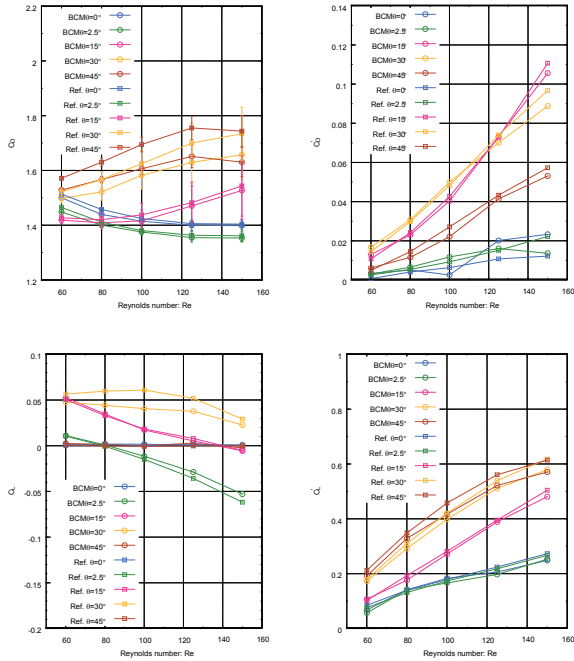


図 12 角柱に働く力 (C_D, C_L) とその変動値 (C'_D, C'_L)

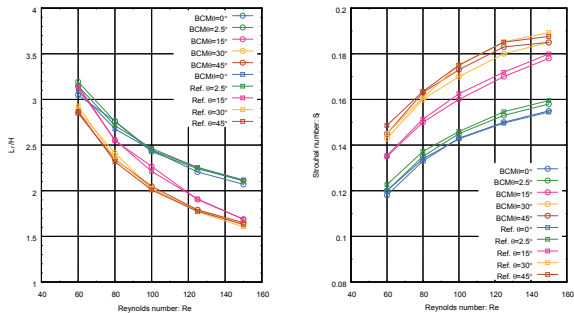


図 13 再循環領域 (L_r)、ストローハル数 (S_t)

$Re = 100$ のケースでの表面圧力係数分布および表面摩擦係数分布を参照解と比較した結果をそれぞれ図14、図15に示す。圧力係数に関しては参照解と良く一致している。また、摩擦係数に関しては、角柱の角部でのピークの捉え方が不十分、更に一部で振動が発生しているが、それ以外は参照解と良く一致している。角部での過小評価に関しては、ピンポイントで物体形状の特徴点・線を表現できないことが原因であり、格子解像度を高める (格子を詰める) ことで改善できると考えている。

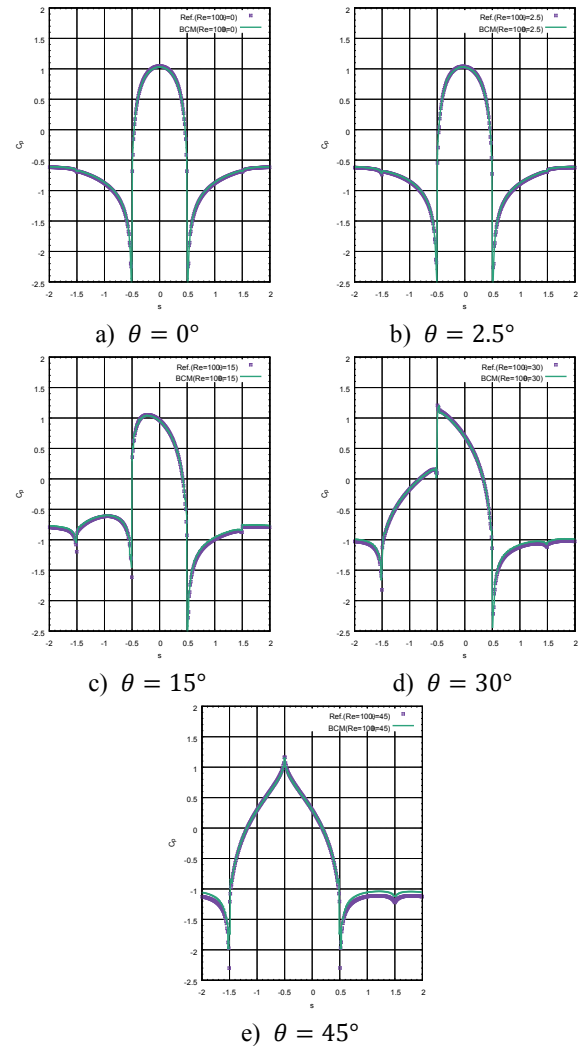
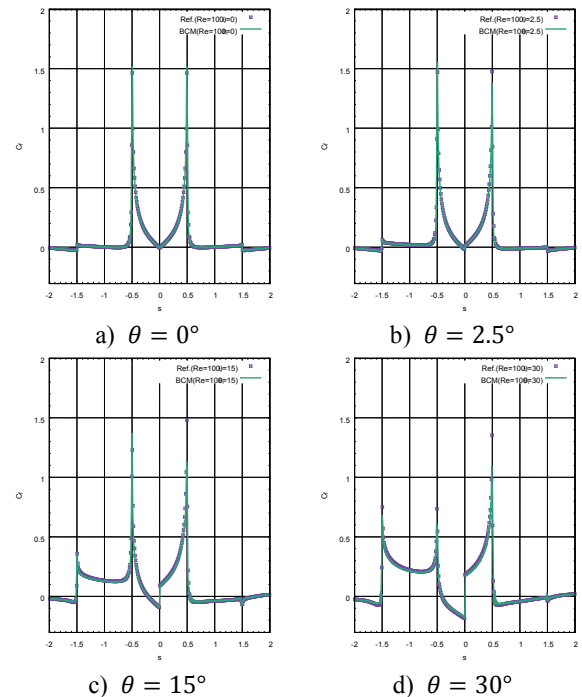
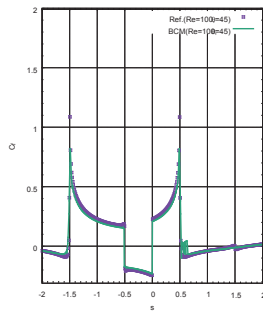


図 14 $Re = 100$ の場合の表面圧力係数 (C_p) 分布



e) $\theta = 45^\circ$ 図15 $Re = 100$ の場合の表面圧力係数 (C_p) 分布

3.3. 円柱（超音速流）

計算格子（ブロック配置）の例を図16に示す。超音速流が対象となるので、対称性を考慮して1/4円柱周りの格子とした。離脱衝撃波が発生する付近の格子を、若干ではあるが細かなものとした。

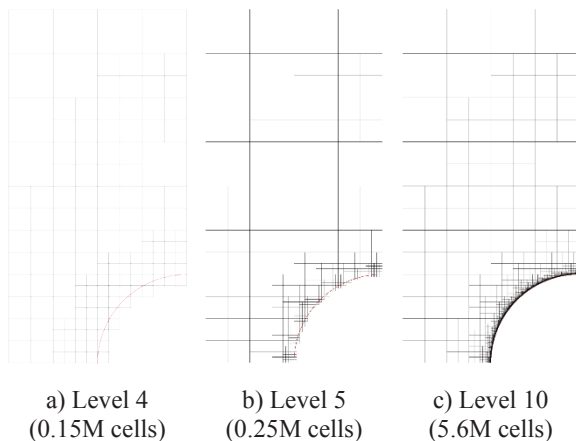


図16 1/4 円柱まわりのブロック配置

表2に各格子での最小格子幅を示している。

表2 各格子における最小格子幅

Level	最小格子幅	セル Re 数 ~ 1
4	$\Delta x = 0.195 \times 10^{-2}$	$Re = 10^3$
5	$\Delta x = 0.977 \times 10^{-3}$	
6	$\Delta x = 0.488 \times 10^{-3}$	
7	$\Delta x = 0.244 \times 10^{-3}$	$Re = 10^4$
8	$\Delta x = 0.122 \times 10^{-3}$	
9	$\Delta x = 0.610 \times 10^{-4}$	
10	$\Delta x = 0.305 \times 10^{-4}$	

一般的に、（極）超音速流れにおける熱流束の評価ではセル Re を1程度にすることが必要と言われている。そのため、 $Re = 10^3$ および 10^4 の解析では、それぞれ、Level5およびLevel8の格子が該当することになる。 $Re = 10^5$ の解析に対しては、Level10を用いているが、上記の指標では若干粗い格子ということになる。

図17に解析結果の一例として $M_\infty = 3$ のケースでのマッハ数分布を示す。図17a)が $Re = 10^3$ (Level 5)、図17b)が $Re = 10^5$ (Level10) の結果である。

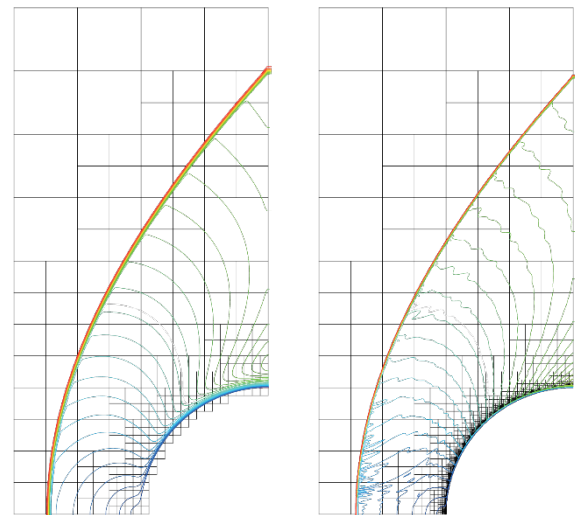
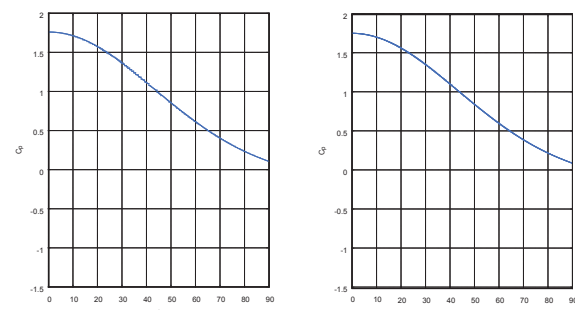
a) $Re = 10^3$, Level 5 b) $Re = 10^5$, Level 10図17 マッハ数分布 ($M_\infty = 3$)

図18、図19に $M_\infty = 3, Re = 10^3$ での表面圧力係数 (C_p) 分布および表面熱流束分布を示す。この流れ条件ではLevel5の計算がセル Re 数 ~ 1 のケースとなる。圧力係数分布に関しては格子への依存性は見られない。よどみ点での熱流束の値自体はLevel4でも十分精度良く評価できているが、分布にはスパイク状の振動が見られる。格子解像度の向上 (Level4 \rightarrow Level5 \rightarrow Level6) に伴い、スパイク状の振動は小さくなり、滑らかな表面分布が得られている。



a) Level 4

b) Level 5



c) Level 6

図18 $Re = 10^3$ での表面圧力係数分布 (C_p)
(格子解像度の影響)

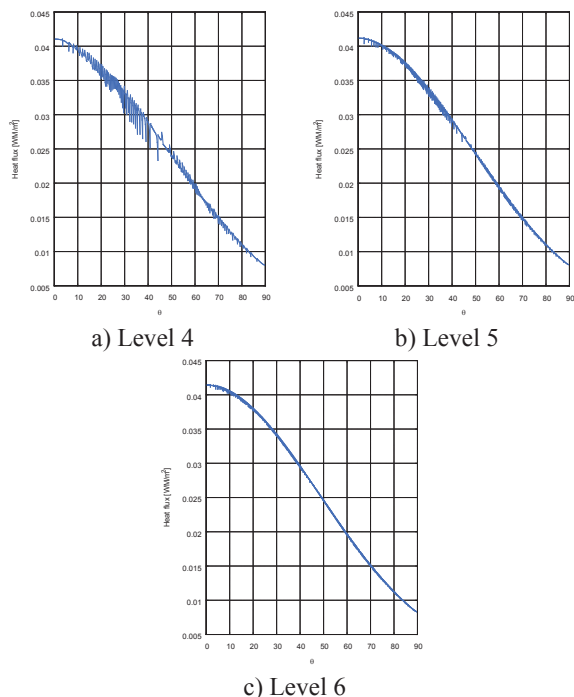


図 19 $Re = 10^3$ での表面熱流束分布
(格子解像度の影響)

図 20 に $M_\infty = 3$ における圧力係数および熱流束の表面分布を参照解と比較した結果を示す。圧力係数分布および熱流束分布ともに参照解と良く一致している。ただし、 $Re = 10^5$ に関しては、計算に用いた Level10 の計算格子のセル Re 数が 3 程度であり、一般的な基準の 1 より若干大きいものとなっている。その影響と思われるが、参照解と比べて熱流束の値が若干低くなっている。また、相対的に格子解像度が十分ではないため、分布にスパイク状の振動が見られる。

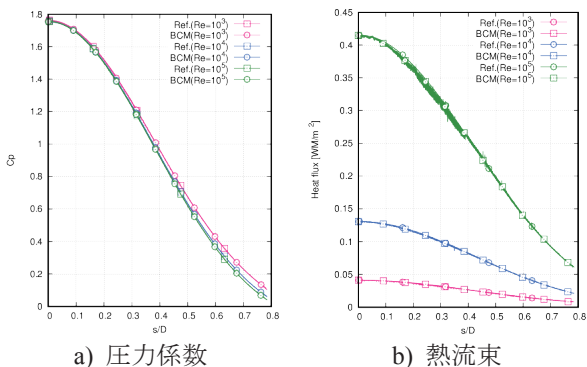


図 20 $M_\infty = 3$ における表面分布の比較

図21に中心軸上の圧力および温度分布を参照解と比較したものを示す。圧力分布は $M_\infty = 3$ のケース、温度分は $Re = 10^3$ のケースである。 $M_\infty = 1.5$ のケースにおいて離脱衝撃波の位置に関して参照解との差が見られる以外は、離脱衝撃波の位置（衝撃層厚さ）、境界層厚さなど参照解と良く一致している。

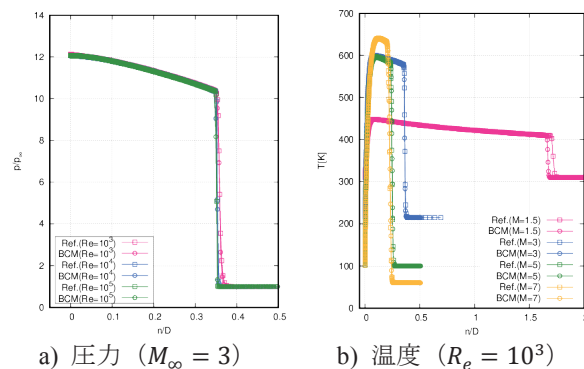


図 21 中心軸上の圧力、温度分布の比較

3.4. 平板（亜音速流、超音速流）

最も基礎的な形状である平板で検証を行った。図22に計算格子（ブロック配置）を示す。格子収束性の確認のために、Level4からLevel7を用いた。

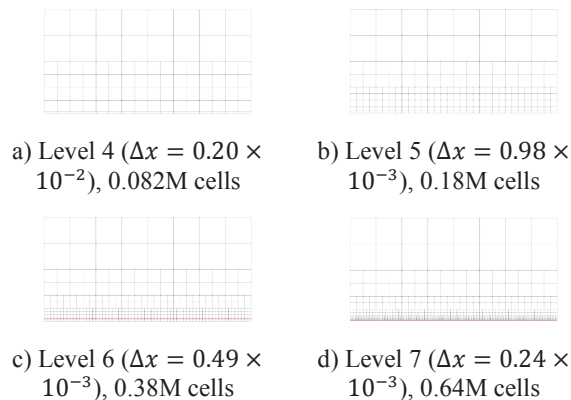


図 22 平板に対するブロック配置

亜音速流 ($M_\infty = 0.3$) のケースでの、速度成分の境界層プロファイルを図23に、表面摩擦係数の分布を図24で示す。境界層プロファイルに関しては、最も粗い Level 4でもBlasiusの理論解と良く一致していることがわかる。また、表面摩擦係数の分布では、理論解 ($0.664 \times Re_x^{-1/2}$) と比較した場合、最も粗い Level 4では差異が見られるが、格子解像度の向上に伴い、Level4,5で見られた不自然な分布がなくなると同時に理論解との差が減少し、Level 7では良く一致するようになる。

超音速流 ($M_\infty = 5$) での、速度成分の境界層プロファイル、表面摩擦係数の分布を図25で示す。Level6の格子を用いているが、どちらも理論解と良く一致していることがわかる。

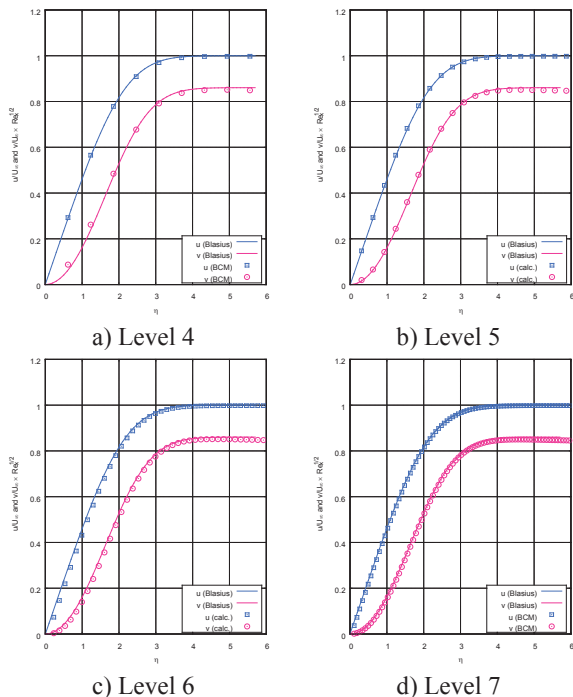


図 23 境界層プロファイル (理論値との比較)

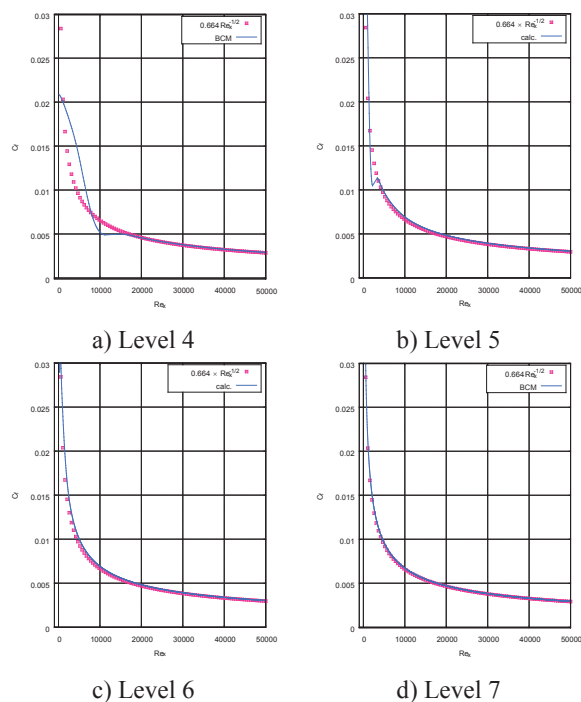
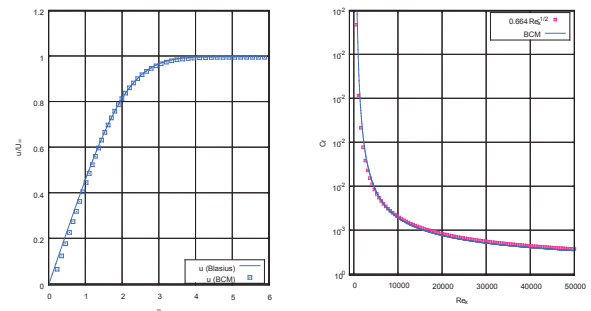


図 24 表面摩擦係数分布の比較

図 25 超音速流 ($M_\infty = 5$) での結果

4. おわりに

複雑形状への大規模計算格子の自動生成の実現を目指して、階層型等間隔直交格子法と埋め込み境界法を組み合わせた手法の研究開発を行っている。直交格子 CFD ワークショップの一環として、基礎的な流れ場の解析を行い、従来の物体適合格子の解析結果との比較を行った。

格子解像度が十分ではない解析では、直交格子に特有と思われるスパイク状の振動が、特に、摩擦係数、熱流束などの分布に見られるたが、格子解像度の向上に伴い、スパイク状の振動は減少し、相対的に滑らかな分布が得られることがわかった。

物体適合格子を用いた解析結果との比較では、一部で差異が見られる場合もあったが、全体としては良く一致することがわかった。

今後も引き続き様々な検証を行うことで、本手法の有用性が高まると考えられる。

謝辞

本研究は文部科学省が主導するポスト「京」重点課題、およびスーパーコンピュータ「富岳」成果創出加速プログラムの元で実施した。また実際の計算には宇宙航空研究開発機構スーパーコンピュータ JSS2 を用いた。

参考文献

- (1) 柴田他, “階層型直交格子法における流束ベース境界条件の検討”, 第 49 回流体力学講演会/第 35 回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム, 1D14, 2017.
- (2) 高木他, “階層型等間隔直交構造格子を用いた高速・高精度乱流解析プログラムの開発”, 第 51 回流体力学講演会/第 37 回航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム論文集, pp165-171, JAXA-SP-19-007, 2020.
- (3) 高木他, “埋め込み境界法における二次元薄翼表面での解析精度の検証”, 流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2020 オンライン, 3C03, 2020.
- (4) 松山, “第 1 回直交格子 CFD ワークショップ”, 流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム 2020 オンライン, 3C04, 2020.

A. ワークショップ後の追加解析

3.1円柱(亜音速流)において図7b)で示されるように、 C_D の変動分(C'_D)が $Re = 175$ の時に、他 Re と比較して傾向が異なることについて、ワークショップ後に調査を行ったのでその結果について「付録」として報告する。

まず、 $Re = 175$ が特異的なケースかどうかの確認のため、この付近を中心に Re を振った解析を追加で実施した($Re = 130, 140, 160, 170, 180, 190$)。図A-1に結果を示す。この結果より $Re = 175$ がたまたま特異的な結果だったのではなく、その周辺も含めある種の傾向を示していると考えられる。また、図A-1e)より、 C'_D のうち圧力による寄与が影響していることがわかる。

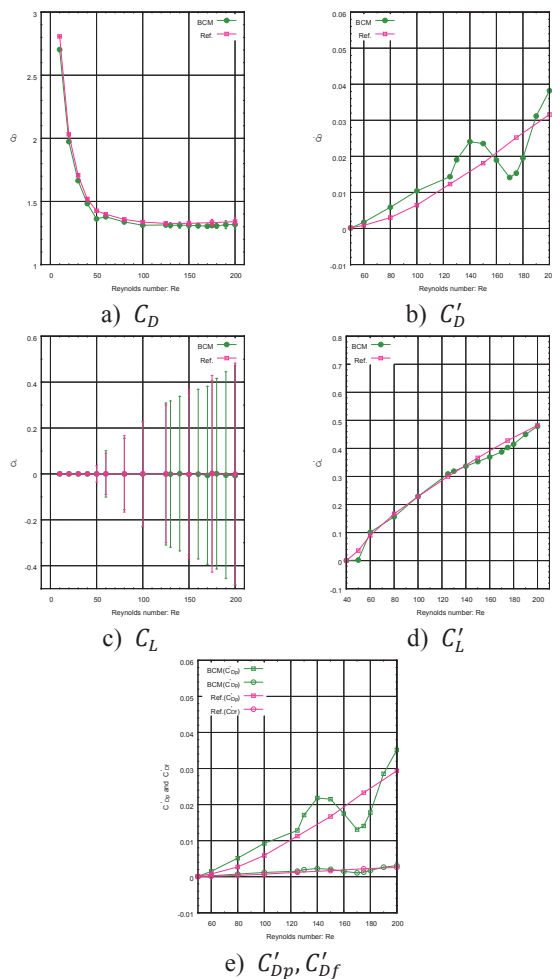


図 A-1 オリジナル格子による Re の追加解析結果

以上の結果より、数値解としての検証を目的に各種要因の感度解析を実施した。検討候補としてはa) 物体近傍の最小格子幅、b) 後流領域の格子解像度、c) 計算領域の大きさ、を考え、これらの影響を調査した。

a)に関しては、四分木の階層を増減することで最小格子幅を変化させた。図A-2に計算格子(セル)を示す。四分木の階層を7から8に増やすことで最小格子幅 Δx を 0.977×10^{-2} から 0.488×10^{-2} に小さくした。また、階層を7から6に減らすことで最小格子幅を 1.95×10^{-2} と大きくした。

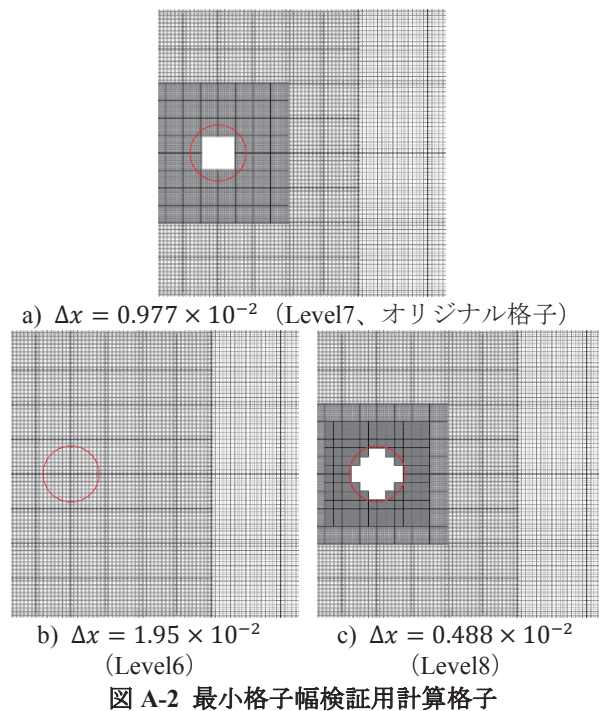


図 A-2 最小格子幅検証用計算格子

b)に関しては後流領域の格子密度を変化させた。図A-3で示す様に、オリジナル(図A-3a)は、物体近傍だけでなく後流領域もある程度分割しているが、後流領域を特に分割しないもの(図A-3b)と、更に分割したもの(図A-3c)を用いた。

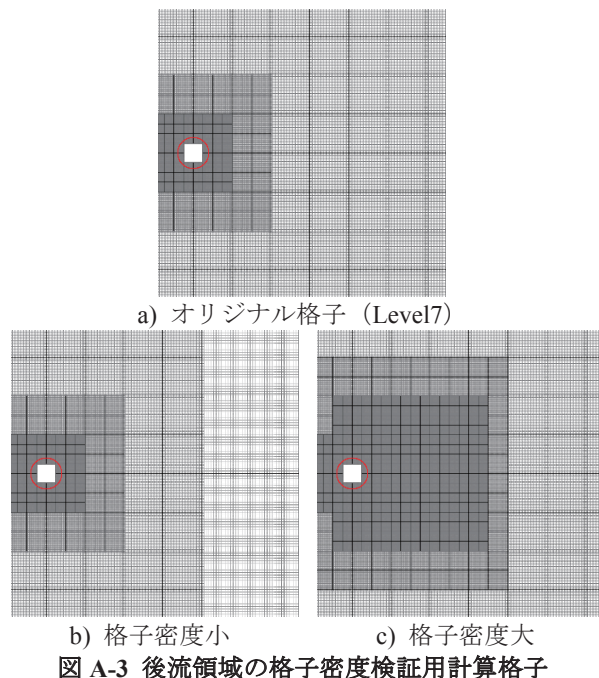
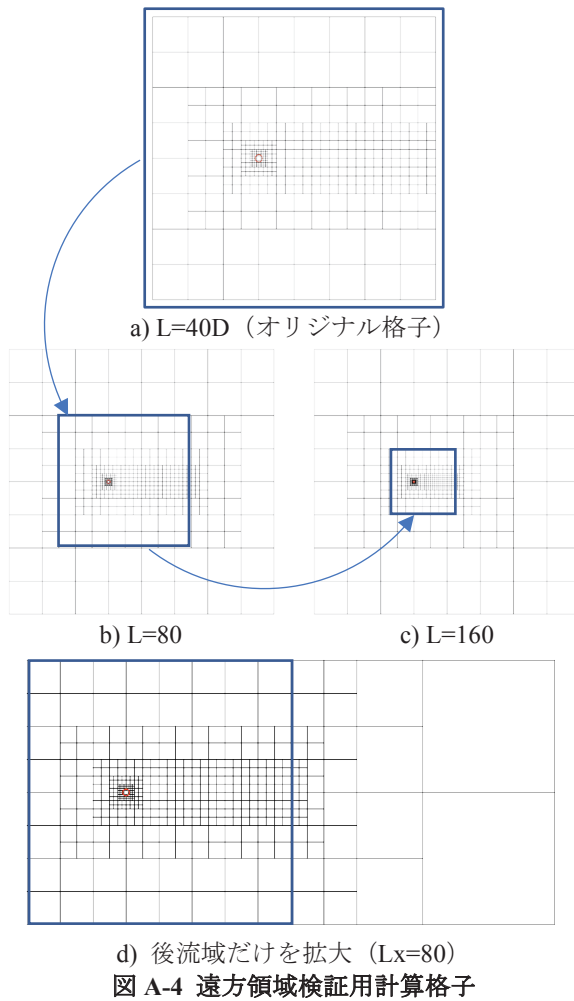


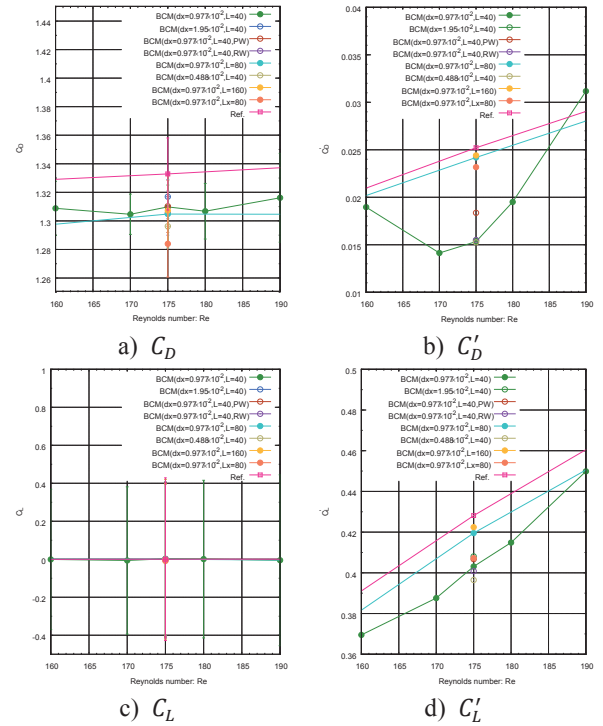
図 A-3 後流領域の格子密度検証用計算格子

c)に関しては、オリジナルの計算では計算領域は $L \times L$ の矩形で、 L は直径(D)の40倍であった。図A-4で示す様に、 L を直径の80倍、160倍としたケース、流出境界だけを直径の80倍の位置に設定したものをを用いた。最小格子幅、後流領域の格子密度など他条件はオリジナルのものと同じにしたまま、遠方領域だけを拡大している。

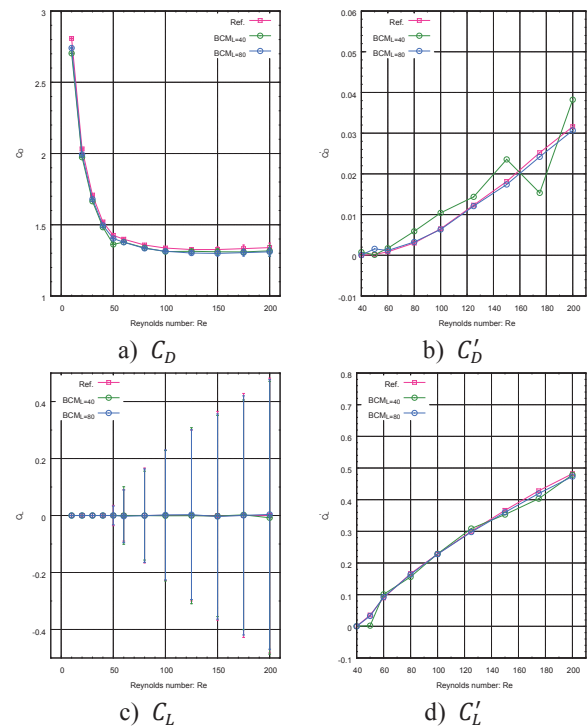


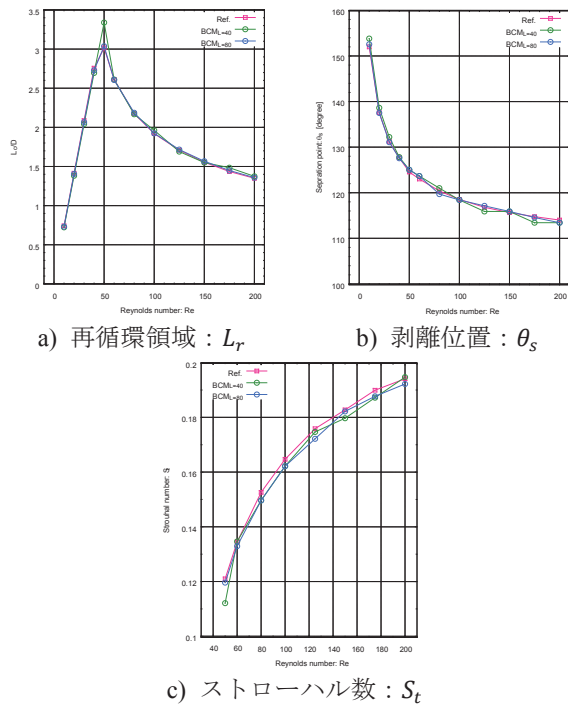
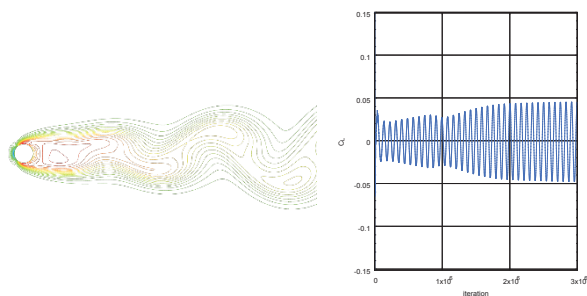
$Re = 175$ の条件に対して、上述の各種要因の感度解析を行った結果を図 A-5 に示す。図中で「BCM($dx = 0.977 \times 10^{-2}$, $L=40$)」(緑●) がオリジナルの結果である。 dx が最小格子幅を、 L が計算領域の大きさ、PW、RW はそれぞれ後流領域の格子密度が小 (図 A-3b) および大 (図 A-3c) を示している。これらの図より、今回検討したパラメータに対して、 C_D , C_L に関しては殆ど影響が見られないが、 C_D' , C_L' に関しては、計算領域を拡大したケース ($L=80, 160, Lx=80$) で顕著な影響が見られ、特に $L=80, 160$ のケースでは、ほぼ参照解に近い結果を得ることができた。これより、計算領域の狭さがオリジナルの結果の特異的な状況かつ参照解との差が大きかった原因と考えられる。特に $L=40$ (オリジナル) と $Lx=80$ (後流域だけを拡大) の比較により、流出境界の位置 (後流領域の広さ) の影響が C_D' に対しては大きいことがわかる。一方、 $Lx=80$ での C_L' は、オリジナルの値とあまり変わらないこと、更に $L=80$ (後流域だけでなく全方向に領域を拡大) で改善されたことから、流れに対して垂直方向の領域の広さに影響を受けることが再確認できた (厳密には $L=80$ には上流方向の領域の拡大効果も含まれており、その効果は未検証ではあるが)。全方向に領域を広げた $L=80$ および $L=160$ で C_D' , C_L' が改善されたことは、勿論適用する境界条件にも依存するが、計算領域を大きくとることの必要性が今更な

がらではあるが再確認できた。



以上の結果より、計算領域を直径の 80 倍 ($L=80$) に拡大した計算格子で再計算を実施した。結果を図 A-6, 7, 8 に示す。



図 A-7 計算領域を拡大した解析結果 (L_r, θ_s, S_t)図 A-8 計算領域を拡大した計算結果 ($R_e = 50$)

C_D に関して特異的な傾向もなくなり、参照解と良く一致する結果となった。また $R_e = 50$ の結果は非定常性を示すものになり、再循環領域、剥離位置、ストローハル数などもこれまで以上に参照解と良く一致する結果となった。