

複雑形状を含む高 Re 数流れのための埋め込み境界法の改良と内部流計算への適用 Improvements of the Immersed Boundary Method for High Reynolds Number Flow with Complex Geometries and its Application to Internal Flow Simulations

○ 八百 寛樹, 菱友, 名古屋市港区大江町 6-19, hiroki_yao@mail.ryoyu.co.jp
 南部 太介, JAXA, 東京都調布市深大寺東町 7-44-1, nambu.taisuke@jaxa.jp
 溝渕 泰寛, JAXA, 東京都調布市深大寺東町 7-44-1, mizo@chofu.jaxa.jp
 Hiroki YAO, Ryoyu, 6-19 Oye-cho, Minato-ku, Nagoya 455-0024
 Taisuke NAMBU, JAXA, 7-44-1 Jindaiji Higashi-machi, Chofu-shi, Tokyo 182-8522
 Yasuhiro MIZOBUCHI, JAXA, 7-44-1 Jindaiji Higashi-machi, Chofu-shi, Tokyo 182-8522

In the present study, we improve an immersed boundary (IB) method for high Reynolds number flow with complex geometries. There are many complex geometries in actual engineering products, and these geometries tend to induce flow separation. Around a separation point, fluid cells neighboring an IB cell are located in the region where the flow is about to separate or the dead water region. Local conservation errors in these cells could affect whole conservation significantly. Therefore, the discretization of IB cells around complex geometries must be done carefully to achieve good conservation. We propose a method to define multiple image points and normal vectors in IB cells around a convex shape. The proposed method is evaluated by an internal flow simulation, and the proposed method shows better mass conservation than the conventional method.

1. はじめに

昨今の地球温暖化, エネルギー枯渇問題への関心の高まりを受けて, CO₂ 排出量, 石油消費量を削減していくことが切に求められている。特に, 陸上輸送機器に関する CO₂ 排出量及び石油消費量は膨大かつ増加傾向にあるため, エンジンのクリーンな排ガス, 燃費向上が必要となってきている。また, 加速減速時の性能向上や, 地域別, 国別で特性の異なる燃料への対応など, さらに高い要求が求められるようになってきた。

これらの要求を実現するためには, エンジンで発生している熱流動現象を把握し, その詳細な制御を可能にすることが必要である。しかし, エンジンでは流動, 噴霧, 燃焼が密接に絡み合い, 非常に複雑な現象となっており, エンジンシステムは複雑化の一途を辿っている。このため, CFD を用いて複雑な現象を捉え, 設計開発に役立てていこうとする取り組みが世界中で進んでいる。我が国でも, それを可能とすべく, 内閣府主導で実施された戦略的イノベーション創造プログラム (SIP) 革新的燃焼技術において, 直交格子法と IB (Immersed Boundary) 法を組み合わせた自動車エンジン燃焼解析ソフトウェア HINOCA (火神) の開発が進められてきた[1]。本研究では, 自動車エンジンのような複雑形状を含む高 Re 数流れ場計算に IB 法[2,3]を適用した際の問題点を挙げ, これに対する改良を提案する。また, エンジンシリンダーに吸気ポートを接続した実際の自動車エンジンに近い体系で解析を行い, その効果を確認する。

2. IB 法による複雑形状を含む高 Re 数流れ計算における課題

2. 1 IB 法

Fig. 1 に IB 法の概略を示す。IB 法では直交格子のセルを流体セル, IB セルまたは物体セルに分類する。一般的に IB セルは境界面が交差しているセルであり, IB セルを境に流体セルおよび物体セルが決定される。図中の分布は壁高さ y と接線方向速度 u_t の関係であり, (a) 非滑り壁と (b) 滑り壁についてそれぞれ示した。点 P はイメージポイントと呼ばれ, その点の物理量とその物理量が従う分布から, IB セル中心 (点 B) での物理量を見積もるために設けられる。非滑り壁の接線方向速度の場合, イメージポイント値 $u_{t,P}$ と壁面 (点 W) の境界条件 $u_{t,W} = 0$ との内挿により, IB セル中心値 $u_{t,B}$ を計算する。

IB セルの離散化には, Forcing term を用いる方法と IB セルをゴーストセル的に扱う方法がある[3]。著者らは, 後者をベースに内部流計算における質量保存性を意識した手法を構築してきた[4]。具体的には以下の通りである。流体 - IB セルインターフェイスで非粘性流束を計算する際は, IB セルに隣接する流体セルの平均値を IB セルに埋め込む。ただし, 法線方向速度については符号を反転させて埋め込む。これは, 衝突噴流や火炎伝播が壁面近傍に存在する場合, イメージポイントとして, IB セル隣接流体セル以外の地点を指定すると, 質量保存性が著しく損なわれるためであった。この法線方向速度の埋め込み方により, 流体からみるとあたかも流体セルと IB セルの間に境界が存在しているようになる。したがって, IB セルの定義を境界が交差するセルから, セル中心が境界を越えて物体側に位置するセルとした。こうすることで, 幾何的にも流体 - IB セル間に境界が存在するようになる。粘性流束については, 速度をはじめ壁モデルに必要な変数をイメージポイント上で周囲流体セル情報から最小二乗法で再構築し, 得られた壁面せん断応力を体積力に変換し, その IB セルに隣接する流体セルに作用させた。

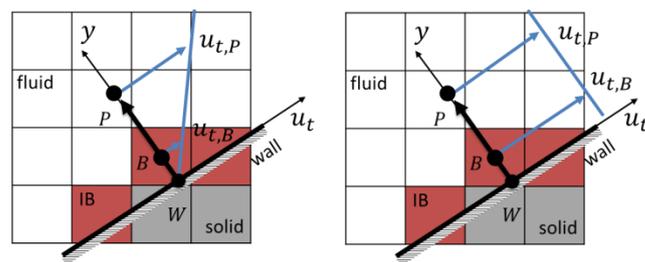


Fig. 1 Outline of IB method.

2. 2 複雑形状まわりの保存性

エンジン熱流体計算では, 筒内だけでなく, これに接続している吸気ポートや排気ポートを含めて計算体系とすることが一般的である。作動流体である空気は, 吸気ポートを通過し, 筒内で圧縮され, 火炎伝播を伴いながら膨張し, 排気ポートを通過するというサイクルの中で多くの複雑形状まわりを通過する。特に流体

側に凸の形状まわりでは、流れの剥離が起りやすくなる。また、多くの場合 Re 数が高い状態でそのような複雑形状まわり（例えば、バルブヘッド等）を通過する。直交格子を用いる場合、計算コストの問題から、高 Re 数流れの境界層を十分に解像する格子を用いることが難しく、壁モデルを用いた粗い格子で解かざるを得ない。IB 法では境界近傍の保存性が陽に満足されず、また粗い格子では主流速度と壁面近傍離散点における速度にオーダーが異なるような大きな差はないため、その局所的な保存性の誤差が全体に強く影響を与える。このことを、流路形状によって流れの剥離が起こる典型例であるバックステップ流れを例に、質量保存性の観点から説明する。Fig. 2 にバックステップ流れの模式図を示した。バックステップ角部の IB セルに着目する。この IB セルで定義された法線ベクトル \vec{n} が図中の上側を向いていて、まさに流れが剥離しようとしているイメージポイント P での速度 $\vec{u}_P = (u_{t,P}, u_{n,P})$ から、滑り壁的に $u_{t,B} = u_{t,P}$ および $u_{n,B} = -u_{n,P}$ として IB セル（点 B ）に値を埋め込んだとする。ここで、添え字の t と n はそれぞれ接線方向と法線方向を指す。なお、図中の y は壁高さである。結果、セルインターフェイス F_1 で計算される上方向質量流束は 0 となり想定通りの値となる。しかし、 F_2 で計算される右方向質量流束は、仮に F_2 基本量が風上的に決定されたとして $\rho u_{t,B}$ となる。バックステップ直前の流れ場が一樣流であったとすると、バックステップ直前に縦方向に配置されたセル数 n を用いて質量流量の誤差を $1/n$ と見積もることができる。例えば $n = 10$ の場合、バックステップを通過するだけで、質量が 1.1 倍にもなることを示している。同様に 2 次元急拡大流の場合の誤差は $2/n$ となってさらに悪化する。以上の考察から、バックステップ角部のような凸の形状を持つ部位では、IB セルで単一の法線ベクトルを定義して、複数のセルインターフェイスにおける流束を計算するには無理があり、セルインターフェイスごとに法線ベクトルおよびイメージポイントを定義すべきである。

次に格子解像度が悪い場合の円柱流れを例に留意すべき点を説明する。Fig. 3 に円柱周りの流れの模式図を示した。イメージポイント P は剥離した流れあるいは剥離しそうになっている流れを指しており、IB セルに滑り壁的に値を埋め込まれる。ここでは単純に、点 P での速度を $\vec{u}_P = (u, 0)$ とする。フェイス F_1 の基本量が風上的に決定されたとして、そのフェイスでの上方向質量流束は 0 となる。しかし、 F_2 の基本量が同様に風上的に決定されたとして、IB セルに埋め込まれた情報で F_2 の基本量が与えられるため、そのフェイスで右方向質量流束 $\rho u \sin(\alpha - \beta)$ を与えることになる。 F_2 隣接流体セルが死水域であることから、その質量流束は過多である。以上のように、格子解像度が十分に確保できない円柱流れでは、単一のイメージポイントを用いることで質量保存性が悪くなる。これを回避するためには、 F_1 の流束を決める場合のイメージポイントは剥離流れの中を、 F_2 の流束を決める場合のイメージポイントは死水域の中に位置する必要がある。

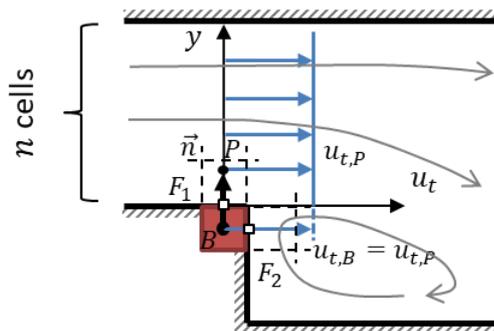


Fig. 2 Outline of backward-facing step flow.

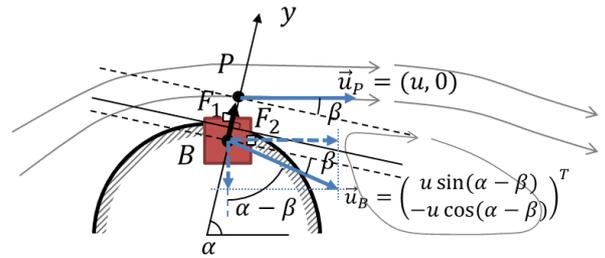


Fig. 3 Outline of flow around a cylinder.

3. 複雑形状の近傍 IB セルの取り扱い

3. 1 複雑形状の抽出

2. 2 節の検討から、剥離を誘発するような流体側に凸となった複雑形状を伴う IB セルを抽出し、その IB セルに対してフェイスごとに法線ベクトルおよびイメージポイントを定義することを考える。複雑形状の抽出には境界で $\phi = 0$ とした符号付距離関数 ϕ （流体側が $\phi > 0$ ）から計算できる境界の曲率 κ を用いる。曲率 κ は距離関数から得られる境界の法線ベクトル \vec{n}

$$\vec{n} = \frac{\nabla \phi}{|\nabla \phi|} \quad (1)$$

の発散をとることで得られる。

$$\kappa = \nabla \cdot \vec{n} = \frac{\phi_{xx}\phi_y^2 - 2\phi_x\phi_y\phi_{xy} + \phi_{yy}\phi_x^2}{(\phi_x^2 + \phi_y^2)^{3/2}} \quad (2)$$

ここで、境界が流体側に凸になっている場合は $\kappa > 0$ となる。抽出には曲率の閾値 $\kappa_{threshold}$ を設ければよい。例えば、格子幅 Δx の 5 倍の曲率半径以下となる凸部を抽出したければ、閾値を $\kappa_{threshold} = 1/5\Delta x$ とし、 $\kappa \geq \kappa_{threshold}$ となる部分を抽出すればよい。

3. 2 法線ベクトルおよびイメージポイントの定義

曲率により抽出された IB セルでは、流体セルに接するフェイスごとに法線ベクトル \vec{n} を再定義する。法線ベクトルの定義には式 (1) のように距離関数 ϕ を用いる。 $\nabla \phi$ の計算にはある程度の空間精度が求められるが、 ϕ の微分値が不連続になりうることを踏まえて WENO3 を用いて計算することとした。IB セル自身も含め周囲セルのセルセンターでそれぞれ壁面の法線ベクトル \vec{n} を計算し、セルインターフェイス F の法線ベクトル \vec{n} との内積が最も大きいものを、そのフェイスで用いる壁面の法線ベクトルとする。また、イメージポイントの基本量をそのフェイスの隣接流体セルで定義されたもので代替する。隣接流体セルを採用するのは、イメージポイントが遠すぎると死水域に位置すべきところを剥離した流れの領域に位置してしまう可能性があるためである。以上の処理に伴い、抽出された IB セルでは複数の IB 値が定まるので、その格納先としてゴーストセルを流体セル隣接フェイスごとに設けた。

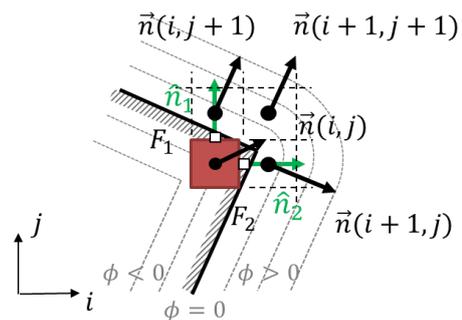


Fig. 4 An extracted IB cell and normal vectors computed from the signed distance function ϕ .

4. 壁関数

4. 1 k - ϵ 系乱流モデル+壁関数

Boundary-fitting な格子における計算では、 k 方程式について、壁面第一層の格子における生成項はそこが対数則領域にあるとして壁面せん断応力 τ_w から見積もられる。消散項については同様に対数則領域で成立する値が用いられる。また、壁面境界条件を $\partial k/\partial y = 0$ とする。 ϵ 方程式については、壁面第一層では方程式を解かずに、対数則領域で成り立つ値を直接与えることが多い。直交格子は非 Boundary-fitting な格子であるので、壁際扱いについていくらかの工夫が必要となる。

著者らは、 k 方程式について、壁面近傍の生成項を壁面せん断応力から計算される生成項 $P_{k,loglayer}$ とバルク領域で計算される乱流モデル元来の生成項 $P_{k,bulk}$ とを壁から少し離れた箇所で混合することを試みている。

$$P_k = \varphi(y)P_{k,bulk} + (1 - \varphi(y))P_{k,loglayer} \quad (3)$$

ここで、 $\varphi(y)$ は tanh 関数を用いた混合関数である。消散項については、混合せずに単に対数則内で成立する $\epsilon_{loglayer}$ を与えた。ただし、 $P_{k,loglayer}$ と $\epsilon_{loglayer}$ を Chieng と Launder[11]の方法で与えた。

$$\begin{aligned} \overline{P_k} &= \frac{1}{y_n} \int_{y_v}^{y_n} -\overline{uv} \frac{\partial u}{\partial y} dy \\ &= \frac{1}{y_n} \int_{y_v}^{y_n} \tau_w \frac{\tau_w}{\kappa C_\mu^{1/4} \rho k^{1/2} y} dy \end{aligned} \quad (4)$$

$$\overline{\epsilon} = \frac{1}{y_n} \left[y_v \frac{2\nu k}{y_v^2} + \int_{y_v}^{y_n} \frac{k^{3/2}}{C_l y} dy \right] \quad (5)$$

$$C_l = \kappa C_\mu^{-3/4} \quad (6)$$

これは、レイノルズ応力 \overline{uv} 、乱流エネルギー k およびその消散率 ϵ の分布を、線形則と対数則領域でそれぞれ与え、その分布から生成項と消散項のセル平均を計算するものである。線形則と対数則領域の境目が y_v であり、 $y_v^* = y_v k^{1/2}/\nu$ から与えられる。当然ではあるが、式(4)および(5)の積分範囲は Boundary-fitting な格子における壁面第一層セルに対するものである。ここでは、直交格子において壁面から数セル離れたセルでも適用できるように積分範囲を変更している。なお、式中のカルマン定数を $\kappa = 0.41$ とし、 C_μ は乱流モデル中に現れる係数で、標準 k - ϵ の場合は $C_\mu = 0.09$ となる。

壁面近傍 ϵ については、壁面第一層 ϵ を直接与える方法にならうこととした。ただし、壁面第一層だけでなく、 $y^+ < 300$ の流体セルで直接与えることとし、[11]の方法から ϵ を与えた。

以上の取り扱いを Fig. 5 にまとめた。なお、壁関数には Launder と Spalding[12]のものを用いた。式中の E は定数で $E = 9.8$ とした。

$$U^* = \frac{1}{\kappa} \ln E y^* \quad (7)$$

$$U^* = \frac{u C_\mu^{1/4} k^{1/2}}{\tau_w/\rho} \quad (8)$$

$$y^* = \frac{\rho C_\mu^{1/4} k^{1/2} y}{\mu} \quad (9)$$

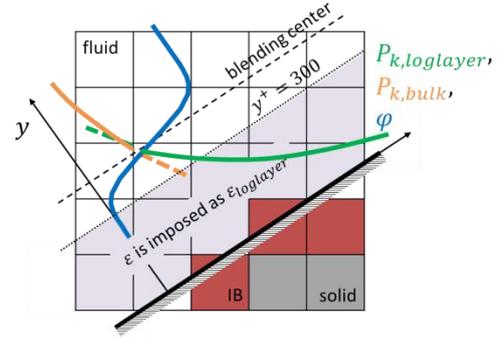


Fig. 5 Summary of near-wall treatments for k - ϵ models.

4. 2 乱流平板境界層問題

構築した壁近傍の取り扱いを検証するため、NASA Turbulence Modeling Resource[5]の 2D Zero Pressure Gradient Flat Plate (2DZP) を対象に計算を行った。計算体系を Fig. 6 に示す。解析条件はマッハ数 $M = 0.2$ 、代表長さ $L = 1$ としたレイノルズ数 $Re = 5 \times 10^6$ となる。複雑形状を扱う問題では壁面がセルフフェイスに平行となるとは限らないため、格子に対して平行 (0°) に壁を配置するだけでなく、傾けた計算を行うこととする。

支配方程式は 3 次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式である。離散化したときの移流項を SLAU2[6]で評価し、3 次精度 MUSCL[7]で高精度化した。MUSCL における基本量の内挿には van Albada の勾配制限関数[8]を導入した。粘性項は中心差分で評価する。乱流モデルには標準 k - ϵ [13]を選択し、壁面近傍の取り扱いは前述の取り扱いを用いる。定常計算には、前処理付き Dual-time stepping LUSGS 法[10]を用い、time-marching 法で定常解を得た。直交格子の格子幅 Δx を $\Delta x/L = 0.5 \times 10^{-3}$ とした。格子に対して平行に壁を配置した場合においては、この格子幅により壁面第一層で $y^* \approx 50$ となる。また、[4]では壁モデルから壁面せん断応力を得るためのイメージポイント位置を壁から $0.5\Delta x$ としていたが、今回は $1.5\Delta x$ としている。イメージポイントを壁から離れたのは、斜め壁の場合に、壁際での速度分布がなまって対数則から逸脱していたためである。壁際での速度分布がなまるのは、離散化時に混入した数値粘性や流体 - IB セル間の運動量保存性が十分でないことが考えられる。

Fig. 7 に壁面摩擦係数 C_f を示す。参考結果として NASA 保有コード CFL3D[16]による解析結果のうち、乱流モデルに SST-V[15]を用いた結果を併記した。本計算のうち 15° の傾斜をつけたケース以外は概ね参考計算と一致している。

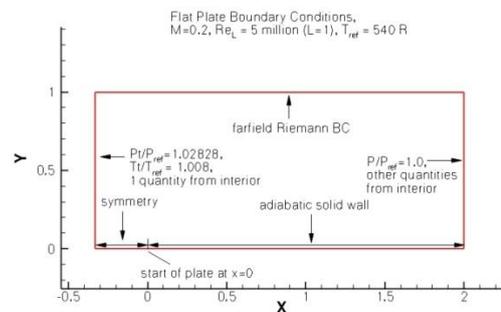


Fig. 6 Computational configurations of 2D Zero Pressure Gradient Flat Plate problem.

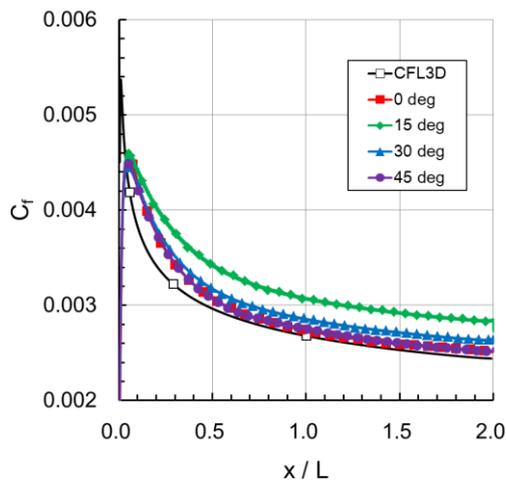


Fig. 7 Distributions of wall friction coefficient C_f .

5. 3次元内部流計算による検証

5. 1

複雑形状を含む内部流により本手法を検証する。Fig. 8 に検証に用いる体系を示している。エンジンのシリンダー吸気ポートが接続されたものを鏡面で半裁とした体系となる。シリンダー直径が 75 (mm)，シリンダー長さが 340 (mm)，バルブとシリンダーヘッド間にバルブ軸方向に 10 (mm) 開いている。空気が吸気ポート部より流入し、バルブまわりを通り、シリンダー下部より流出する流れ場を計算する。なお、流境界で流れが逆流しないようにシリンダーを長めにしている。境界条件として、入口境界と出口境界に 600 (mmAq) の圧力差を設定した。

5. 2 計算手法

乱流モデルには、自動車エンジン筒内流動計算によく用いられる RNG $k-\epsilon$ [14] を選択し、壁面近傍の取り扱いは前述の取り扱いを用いる。定常計算には、前処理[10]を施した LUSGS 法[9]を用いて定常解を得た。直交格子の格子幅 Δx を 0.5 (mm) とした。Fig. 9 に流体に対して凸となった複雑形状により抽出された IB セルを示す。これらの IB セルではフェイスごとに法線ベクトルとイメージポイントが定義される。

5. 3 検証結果

効果確認のため、複雑形状部で前述の処置を施した解析と処置を施さなかった解析を比較する。どちらも、体系内質量の変化がなくなるまで収束を図った。その履歴を Fig. 10 に示す。質量保存性の指標として、Fig. 11 にシリンダー軸方向質量流量を相対誤差として示した。ここで軸方向質量流量とはある軸座標に直交する平面に含まれる流体セルの質量流束を積分したものである。相対誤差は、その質量流量と基準とした流入側側の $Z = 100$ (mm) 位置の質量流量から算出する。なお、各軸位置の質量流量は 40,000~50,000 イタレーションの平均値となっている。複雑形状部に何ら処置をしなかった計算では、ポート接続部の急拡大部、バルブ支柱からバルブ上面、バルブ先端位置で合わせて質量流量が 4~5%ほど増加している。一方で、複雑形状部で処置をしたものは質量流量の増減が抑えられ、せいぜい 2%減に収まっており、提案手法の効果が確認された。なお、今回導入していないが、適合格子細分化法により複雑形状近傍を細分化すれば、質量保存性をさらに高められることが確認されている。

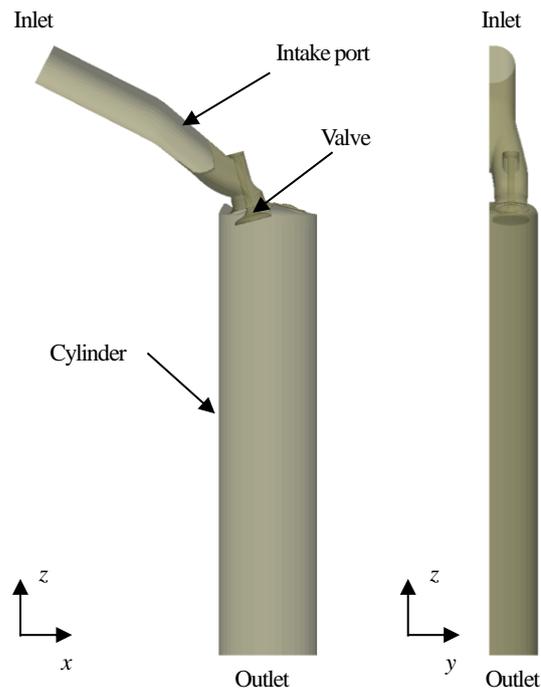


Fig. 8 Geometry of the engine test case.

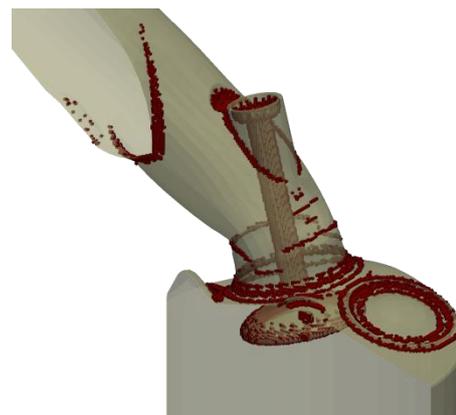


Fig. 9 Extracted IB cells.

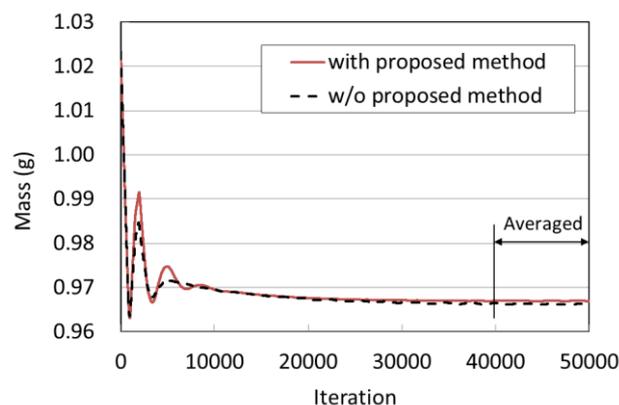


Fig. 10 History of mass in the computational system.

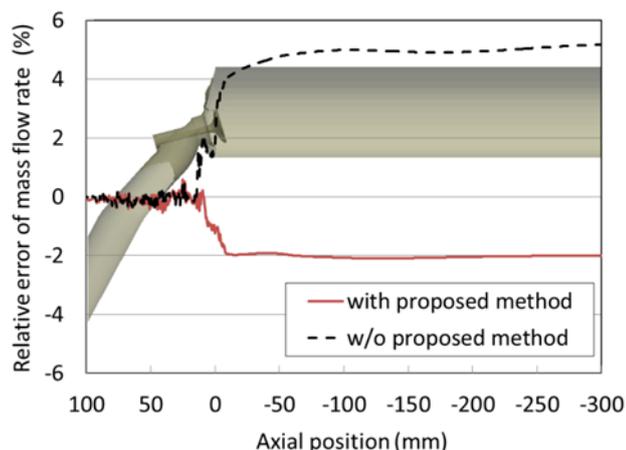


Fig. 11 Relative error of mass flow rate along cylindrical axis.

6. まとめ

流体側に凸となる複雑形状を含む高 Re 数流れにおける IB 法の適用について検討した。凸形状近傍では流れの剥離が誘発されやすい。その様な形状の近傍では、剥離間際の領域、または死水域と性質が異なる2つの流れに含まれた流体セルが一つのIBセルに隣接している。このような場合、法線ベクトルとイメージポイントが単一であることで一方の状態しか表現できず、質量保存性が損なわれることを示した。これを回避するために、凸形状まわりのIBセルを境界で $\phi = 0$ とした符号付距離関数 ϕ から計算した曲率によって抽出し、そのIBセルに限って法線ベクトル、イメージポイントおよびゴーストセルを流体-IBセルフェイスごとに定義した。なお、このときの法線ベクトルも距離関数から計算した。

提案した手法について、実際の自動車エンジンに近い形状で効果を確認した。その結果、なんら手当てをしない計算と比較して提案手法による計算はより良い質量保存性を示し、その効果が実証された。

7. 謝辞

本研究は、総合科学技術・イノベーション会議のSIP（戦略的イノベーション創造プログラム）「革新的燃焼技術」（管理法人：JST）、および自動車用内燃機関技術研究組合の委託事業の成果である。本報で紹介した数値シミュレーションの一部にはJAXA Supercomputer System Generation 2 (JSS2) を利用した。エンジン形状データは、(株) 本田技術研究所からご提供いただいた。ここに感謝の意を表す。

参考文献

- [1] 溝渕, “自動車エンジン燃焼解析ソフトウェア HINOCA (火神) の開発,” 日本燃焼学会誌, Vol. 58, No. 186, 191-196, 2016.
- [2] Peskin, C. S., *Acta Numerica*, 479-517, 2002.
- [3] Mittal, R. and Iaccarino, G., *Annu. Rev. Fluid Mech.* 37: 239-261, 2005.
- [4] 八百 他, “高精度内部流シミュレーションに向けた IB 法の改良”, 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講演集, 2A03, 2019
- [5] Turbulence Modeling Resource, <https://turbmodels.larc.nasa.gov>.
- [6] Kitamura, K. and Shima, E., “Improvements of Simple Low-dissipation AUSM against Shock Instabilities in consideration of Interfacial Speed of Sound,” Paper No. 1283, Proc. ECCOMAS CFD 2010, Lisbon, Portugal, 2010.

- [7] van Leer, B., *J. Comput. Phys.*, 32: 101-136, 1979.
- [8] van Albada, G. D., van Leer, B., Roberts, W. W., *Astron. Astrophys.*, 108: 76-84, 1982.
- [9] Jameson, A. and Yoon, S., Lower-upper implicit schemes with multiple grids for the Euler equations, *AIAA J.*, 25(7): 929-935, 1987.
- [10] Weiss, J. M. and Smith, W. A., *AIAA J.*, 33(11): 2050-2057, 1995.
- [11] Chieng, C. C. and Launder, B. E., On the Calculation of Turbulent Heat Transport Downstream from Abrupt Pipe Expansion, *Numer. Heat Transfer*, Vol. 3, 189-207, 1980.
- [12] Launder, B. E., and Spalding, D. B., *The Numerical Computation of Turbulent Flows*, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 3: 269-289, 1974.
- [13] Launder, B. E., and Spalding, D. B., *Lectures in Mathematical Models of Turbulence*, Academic Press, London, England, 1972.
- [14] Yakhot, V. and Orszag, S. A., Renormalization Group Analysis of Turbulence: I. Basic Theory, *Journal of Scientific Computing*, 1(1): 1-51, 1986.
- [15] Menter, F. R., “Improved Two-Equation k-omega Turbulence Models for Aerodynamic Flows,” NASA TM 103975, October, 1992.
- [16] CFL3D, <https://cfl3d.larc.nasa.gov>.