

物体透過格子を用いた移動する複数物体周りの 圧縮性流れのシミュレーション

Body-Permeable Mesh Simulations of Three-Dimensional Compressible Flows
Driven by Moving Multiple Obstacles

- 波留達也, 京工繊大院, 〒 606-8585 京都市左京区松ヶ崎, E-mail : m8623043@edu.kit.ac.jp
- 浅尾慎一, 京工繊大院, 〒 606-8585 京都市左京区松ヶ崎, E-mail : d7821001@edu.kit.ac.jp
- 松野謙一, 京工繊大, 〒 606-8585 京都市左京区松ヶ崎, E-mail : matsuno@kit.ac.jp

Tatsuya HARU, Dept.of Mech.and Syst.Eng,Kyoto Inst.Tech., Matsugasaki,Kyoto,606-8585,JAPAN

Shinichi ASAO, Div.of Design and Eng.,Kyoto Inst.Tech., Matsugasaki,Kyoto,606-8585,JAPAN

Kenichi MATSUNO, Dept.of Mech.and Syst.Eng,Kyoto Inst.Tech., Matsugasaki,Kyoto,606-8585,JAPAN

The new method is named a “ body-permeable ” mesh method since the grid point moves as if passed through inside of the body. To realize this algorithm, the grid point just in front of the body surface is removed when the distance between the grid and surface become too small. On the other hand, the side of the body a grid point is added when the distance body surface and the first grid point behind the body. Thus the grid point appears as if it passed through in side of the body. The method has been applied to a flow driven by two train models running opposite direction or same direction with different speeds.

1. 序論

現在の計算流体力学(CFD)において複雑形状で大移動する物体周りの流れを効率よく高精度に解く事が求められている。複雑形状で大移動する物体の例として新幹線を初めとした高速列車について考える。高速列車は地上を走行するため沿線の建造物やトンネルといった、周囲の環境を要因として空気抵抗の増加など様々な問題が生じている。高速列車の空力特性を理解し設計に生かすことで、走行音の低減や車内の乗客の快適さの向上などが図れるため、様々な状況におけるシミュレーションがなされている^{(1),(2)}。これらの列車のシミュレーションに軸対称方程式を用いると、列車を中心として軸対称格子を形成するため複数の列車を同時にシミュレーションには不向きである。また列車の移動に重畳格子法を用いると、主格子と補助格子の間で物理量の内挿が行なわれ流れの保存則を壊すため、保存則を満たす手法を用いる必要がある。列車の周辺に補助格子を配置するため、列車同士が接近する問題において、各々の物体に対し補助格子を配置する間隔をあけておかなければならない。このため、追い越しや擦れ違いのように複数列車が自由な運動を行う問題を解く事ができる計算法が必要である。

そこでこのような問題を解決するために物体透過型移動格子有限体積法を提案した。この手法は幾何保存則及び物理量の保存を完全に満たすことができる移動格子有限体積法^{(3),(4)}に物体透過格子を組み合わせたものである。物体が移動すると、物体前方の空間格子と物体の表面格子の間隔が狭くなる。一方、物体後方の空間格子と物体の表面格子の間隔が広くなり、物体の横側の空間格子にゆがみが生じる。このとき物体前方の空間格子を削除し、物体後方の空間格子が広がった部分に格子を追加し、物体横側の格子線をスライドさせる。この作業により物体があたかも空間格子を通り抜けているように見える。本手法を用いると計算領域内に物体を複数配置することが容易にできる。また物体周辺に補助格子を配置する必要がないため、物体が空間格子の中を自由に動き回る問題を計算することが可能である。

本論文では圧縮性において物体透過型移動格子有限体積法を構築する。応用問題としてトンネルモデル内における複数の列車モデルが擦れ違いや追い越しを行なうことで誘起される流れの干渉の様子を調べた。また列車モデルに対する x, y, z それぞれの方向に働く力についても調べた。

2. 基礎方程式

本研究で式(1)に示される保存系表示の三次元圧縮性オイラー方程式を基礎方程式として用いる。

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} + \frac{\partial G}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

ここで、 ρ は密度、 p は圧力、 u, v, w はそれぞれ x, y, z 方向に対する速度成分である。また e は単位体積あたりの全エネルギーであり、比熱比が γ である理想気体を仮定すると、状態方程式を用いて次のように表すことができる。

$$p = (\gamma - 1) \left(e - \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2 + w^2) \right)$$

また、比熱比 $\gamma = 1.4$ とした。

3. 移動格子有限体積法

物体透過格子法は物体の移動に伴い、空間格子と物体の表面格子の格子間隔の変化するため、格子の追加・削除・付け替えを行なう。格子の追加・削除・付け替えを時間空間に跨る四次元空間において行なう必要があるため、移動格子有限体積法を用いる。物体透過格子法の詳しい説明は5章で行なう。

3.1 幾何保存則を満たす離散化

移動境界を含む物理問題を数値解析する際には、格子の移動変形が流れ場に影響を及ぼさない、即ち幾何保存則を満たす離散化を行なわなければならない。移動格子有限体積法は時間空間に跨る検査体積を用いることで幾何保存則を完全に満足させることが可能な手法である。三次元移動格子有限体積法の場合、時間段階 n 段階と $n+1$ 段階のセルによって形成される (x, y, z, t) 空間を含む4次元的な検査体積を用いて離散化を行う。本研究ではセル中心型有限体積法を採用した。

ここで、 $R = (x, y, z, t)^T$ であり、右下の添え字 i, j, k は格子番号、右上の添え字 $n, n+1$ は時間段階を表す。法線ベクトル「 \hat{n} 」及び「 \bar{n} 」はそれぞれ、四次元空間及び三次元空間における法線ベクトルを示す。基礎方程式(1)を空間と時間を合わせた (x, y, z, t) 四次元空間の検査体積 Ω を用いて積分すると次のようになる。

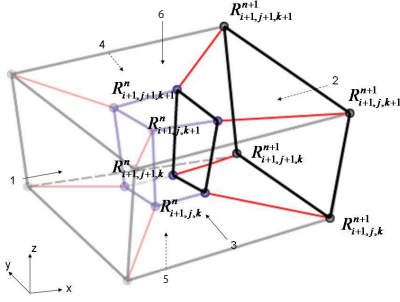


Fig. 1: Control volume for Moving-Grid FVM

$$\int_{\Omega} \left[\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial z} + \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} \right] = 0 \quad (2)$$

この式は次式のように変形することができる．

$$\int_{\Omega} \left[\left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}, \frac{\partial}{\partial t} \right) \cdot (\mathbf{E}, \mathbf{F}, \mathbf{G}, \mathbf{q}) \right] d\Omega = 0 \quad (3)$$

この式は発散形であり，ガウスの発散定理を適用することができる．

非粘性流束ベクトルを $\mathbf{H} = \mathbf{E}\tilde{n}_x + \mathbf{F}\tilde{n}_y + \mathbf{G}\tilde{n}_z$ とし てまとめ，上式にガウスの発散定理を適用すると次式の ようになる．

$$\sum_{l=1}^8 (q\tilde{n}_t + \mathbf{H})_l S_l = 0 \quad (4)$$

$l = 1, 2, \dots, 6$ は各セル境界の n 段階と $n+1$ 段階に よって形成される 4 次元空間における 3 次元表面を表し， $l = 7, 8$ は n 段階と $n+1$ 段階のセルそのものを表す． $\tilde{n}_x, \tilde{n}_y, \tilde{n}_z, \tilde{n}_t$ はそれぞれ 3 次元表面における法線ベク トルの x, y, z, t 方向成分である．また n 段階と $n+1$ 段階 のセルの 3 次元表面における法線ベクトルは t 方向成分 しか持たない．つまり $\tilde{n}_x = \tilde{n}_y = \tilde{n}_z = 0$ である．

$l = 1, 2, \dots, 8$ における各項の評価は各面の時間段階に あわせる．つまり $l = 1, 2, \dots, 6$ は $n+1/2$ 段階， $l = 7$ は n 段階， $l = 8$ は $n+1$ 段階により評価を行なう．こ こで， $n+1/2$ 段階の評価は n 段階及び $n+1$ 段階の平均 として 2 次精度で評価する．以上より式 (4) を整理する と次のようになる．

$$q^{n+1}(\tilde{n}_t S)_8 + q^n(\tilde{n}_t S)_7 + \sum_{l=1}^6 \left(q^{n+1/2} \tilde{n}_t + \mathbf{H}^{n+1/2} \right)_l S_l = 0 \quad (5)$$

式 (5) が本研究において実際に用いる基礎式である．

4. 数値計算法

4.1 非粘性流束ベクトル・移動格子項の評価

セル境界面における非粘性流束ベクトルの評価に Roe によって提案された近似リーマン解法の一つである FDS 法⁽⁴⁾を用いる．境界面における外向きの一次元流束ベク トル \mathbf{H} は，

$$\mathbf{H} = \frac{1}{2} [\mathbf{H}(q_r) + \mathbf{H}(q_l) - |\bar{\mathbf{A}}|(q_r - q_l)] \quad (6)$$

である．ここで， q_r および q_l はそれぞれセル境界におけ る右側，左側の状態であり，また $\mathbf{H}(q)$ は具体的に以下 のように評価される．

$$\mathbf{H}(q) = \mathbf{E}\tilde{n}_x + \mathbf{F}\tilde{n}_y + \mathbf{G}\tilde{n}_z = \begin{pmatrix} \rho U_n \\ \rho u U_n + p\tilde{n}_x \\ \rho v U_n + p\tilde{n}_y \\ \rho w U_n + p\tilde{n}_z \\ \rho h U_n \end{pmatrix} \quad (7)$$

なお $U_n = u\tilde{n}_x + v\tilde{n}_y + w\tilde{n}_z$ ， h はエンタルピーであり， $h = \frac{e+p}{\rho}$ である．式 (6) の $\bar{\mathbf{A}}$ は非粘性流束ベクトルのヤ コビ行列であり， $|\bar{\mathbf{A}}|$ は以下のように表される．

$$|\bar{\mathbf{A}}| = \bar{\mathbf{R}} |\bar{\mathbf{A}}| \bar{\mathbf{R}}^{-1} \quad (8)$$

式 (8) における $\bar{\mathbf{A}}$ は $\bar{\mathbf{A}}$ の固有値からなる対角行列であ り， $\bar{\mathbf{R}}$ および $\bar{\mathbf{R}}^{-1}$ はそれぞれ $\bar{\mathbf{A}}$ の固有値からなる固有 ベクトルを列とする行列及び，その逆行列である．

また， $\bar{\mathbf{A}}$ の各項は以下のような Roe の平均を表す．

$$\bar{\rho} = \sqrt{\rho_r \rho_l} \quad (9)$$

$$\bar{u} = \frac{\sqrt{\rho_l} u_l + \sqrt{\rho_r} u_r}{\sqrt{\rho_l} + \sqrt{\rho_r}} \quad (10)$$

このとき， $\bar{\mathbf{A}} = 0$ の場合に散逸が 0 となるのを防ぎ非 物理的な解を避けるために，Harten によって提唱された エントロピ補正量と呼ばれる次式を用い $\epsilon = 0.05$ として 対角行列の特性速度 λ を補正する．

$$\Psi(\lambda) = \begin{cases} |\lambda| & (|\lambda| \geq |\epsilon|) \\ (\lambda^2 + \epsilon^2) / \epsilon^2 & (|\lambda| < |\epsilon|) \end{cases} \quad (11)$$

式 (5) の移動格子項 $q\tilde{n}_t$ の評価にも FDS 法を適用し， 以下のように評価する．

$$q\tilde{n}_t = \frac{1}{2} [q_r \tilde{n}_t + q_l \tilde{n}_t - |\tilde{n}_t| (q_r - q_l)] \quad (12)$$

本研究では q_r, q_l の高精度化のため，MUSCL 法を 用いて評価し，制限関数として minmod limiter を併用 する．その時 q_r, q_l は，

$$q_l = q_i + \frac{1}{4} [(1 - \kappa)\bar{\Delta}_- + (1 + \kappa)\bar{\Delta}_+]_i \quad (13)$$

$$q_r = q_{i+1} - \frac{1}{4} [(1 - \kappa)\bar{\Delta}_+ + (1 + \kappa)\bar{\Delta}_-]_{i+1} \quad (14)$$

となる．ここで， $\bar{\Delta}_+$ 及び $\bar{\Delta}_-$ は以下の通りである．

$$(\bar{\Delta}_+)_i = \text{minmod}(\Delta_+, b\Delta_-)$$

$$(\bar{\Delta}_-)_i = \text{minmod}(\Delta_-, b\Delta_+)$$

$$b = (3 - \kappa) / (1 - \kappa)$$

$$\Delta_+ = q_{i+1} - q_i, \quad \Delta_- = q_i - q_{i-1}$$

また minmod limiter の定義は以下の通りである．

$$\text{minmod}(x, y) = \begin{cases} x & \text{if } xy > 0, \quad |x| < |y| \\ y & \text{if } xy > 0, \quad |x| > |y| \\ 0 & \text{if } xy \leq 0 \end{cases} \quad (15)$$

κ は精度を調節するパラメータであり，本研究では $\kappa = 1/3$ とすることで 3 次精度として計算する．

4.2 内部反復アルゴリズム

移動格子有限体積法で用いる離散式 (5) は時間段階 $n+1$ 時間段階を含む陰的なスキームとなっている。本研究では、擬似時間内部反復法として LU-SGS 陰解法を採用する。今、オペレーター $L(q^{n+1, <m+1>})$ を以下のように定義する。

$$\begin{aligned} \frac{\partial q}{\partial \tau} &= -L(q^{n+1, <m+1>}) \\ L(q^{n+1, <m+1>}) &= \frac{1}{\Delta t(\tilde{n}_t)_8} \left[q^{n+1, <m+1>}(\tilde{n}_t)_8 + q^n(\tilde{n}_t)_7 \right. \\ &\quad \left. + \sum_{l=1}^6 [\theta(q^{n+1, <m+1>} \tilde{n}_t + H^{n+1, <m+1>}) \right. \\ &\quad \left. + (1-\theta)(q^n \tilde{n}_t + H^n)]_l S_l \right] \end{aligned} \quad (16)$$

ここで、 $\theta = 1/2$ の場合は n 段階及び $n+1$ 段階の平均として 2 次精度になり、 $\theta = 1$ の場合 1 次精度となる。まず、 $H^{n+1, <m+1>}$ 、 $q^{n+1, <m+1>} \tilde{n}_t$ に対し以下のよう線形化を施す。

$$\begin{aligned} H^{n+1, <m+1>} &= H^{n+1, <m>} + \frac{\partial H}{\partial q} \Delta q \\ &= H^{n+1, <m>} + A \Delta q \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} q^{n+1, <m+1>} \tilde{n}_t &= q^{n+1, <m>} \tilde{n}_t + \frac{\partial(q \tilde{n}_t)}{\partial q} \Delta q \\ &= q^{n+1, <m>} \tilde{n}_t + B \Delta q \end{aligned} \quad (19)$$

ここで、

$$\Delta q = q^{n+1, <m+1>} - q^{n+1, <m>} \quad (20)$$

$$A = \frac{\partial H}{\partial q}, \quad B = \tilde{n}_t I \quad (21)$$

である。また m は反復段階を表す。この式に式 (5) を代入すると

$$\begin{aligned} \left[\left(\frac{\Delta t}{\Delta \tau} + 1 \right) (\tilde{n}_t)_8 I + \theta \sum_{l=1}^6 (A + B)_l S_l \right] \Delta q \\ = -RHS(q^{<m>}) \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} RHS(q^{<m>}) &= q^{n+1, <m>}(\tilde{n}_t)_8 + q^n(\tilde{n}_t)_7 \\ &\quad + \sum_{l=1}^6 \left[\theta(q^{n+1, <m>} \tilde{n}_t + H^{n+1, <m>}) \right. \\ &\quad \left. + (1-\theta)(q^n \tilde{n}_t + H^n) \right]_l S_l \end{aligned} \quad (23)$$

ここで、例えば i 方向に関して次のように流束を分割する。

$$(A \Delta q)_{i+1, J, K} = A_{I, J, K}^{x+} \Delta q_{I, J, K} + A_{I+1, J, K}^{x-} \Delta q_{I+1, J, K}$$

$$(B \Delta q)_{i+1, J, K} = B_{I, J, K}^{x+} \Delta q_{I, J, K} + B_{I+1, J, K}^{x-} \Delta q_{I+1, J, K}$$

式 (22) を LDU 分解し、次のように近似する。

$$(L + D + U) \Delta q = (L + D) D^{-1} (D + U) \Delta q \quad (24)$$

この近似を行なうことにより式 (22) は次の二つの手順で解く事が出来る。

$$(L + D) D^{-1} (D + U) \Delta q = -RHS(q^{<m>}) \quad (25)$$

Forward sweep

$$\begin{aligned} \Delta q^* &= D^{-1} \left[-RHS(q^{<m>}) \right. \\ &\quad \left. - \theta \sum_{1 \leq i-1 \leq imax} [(A^+ + B^+) \Delta q^*] S \right] \end{aligned} \quad (26)$$

Backward sweep

$$\Delta q = \Delta q^* - D^{-1} - \theta \sum_{2 \leq i+1 \leq imax+1} [(A^- + B^-) \Delta q] S \quad (27)$$

よってここで得たれた $\Delta q_{I, J, K}$ を式 (20) に代入することで、行列を反転することなく $n+1$ 段階を求めることが出来る。

ここで、 D は対角行列であり、

$$D = \left[\left(\frac{\Delta t}{\Delta \tau} + 1 \right) (\tilde{n}_t)_8 + \frac{\theta}{2} \sum_{i, j, k} \sigma(\rho_A + \rho_B) S \right] I \quad (28)$$

となる。また A^\pm 及び B^\pm は

$$A^\pm = \frac{1}{2} (A \pm \sigma \rho_A I), \quad \rho_A = \max(|\lambda_A|)$$

$$B^\pm = \frac{1}{2} (B \pm \sigma \rho_B I), \quad \rho_B = \max(|\lambda_B|)$$

と表される。 σ は 1.01 とする。 ρ_A, ρ_B はヤコビ行列 A, B のスペクトル半径であり、 ρ_A オイラー流の場合、次のように表される。

$$\rho_A = (|U_n| + c) \quad (29)$$

ここで $U_n = u \tilde{n}_x + v \tilde{n}_y + w \tilde{n}_z$ であり、 c は音速である。

5. 物体透過型移動格子有限体積法

本章では複数物体が移動することにより誘起する流れのシミュレーションを行なうための新しい手法である物体透過格子法の説明を行い、物体透過格子法の定式化を行う。

5.1 物体透過格子法とは

物体透過格子とは、空間に空間格子を張りその中で物体を表面格子とともに移動させる手法である。物体の移動するにつれ、物体前方の空間格子と物体の表面格子の格子間隔が狭くなり、物体後方の空間格子と物体の表面格子の格子間隔が広くなり、物体の横側に対する表面格子が歪みが生じる (step-1 ~ step-2)。このため物体前方の空間格子を削除し、物体後方の広がった部分に新たに空間格子を追加し、物体横側の歪みを解消させるために格子線の付け替え (スライド) を行なう (step-2 ~ step-3)。その後、物体は移動を続ける (step-3 ~ step-4)。上記の作業を行うことにより物体が空間格子の中を移動することが可能となる。Fig.2 に体透過格子の様子を示す。

5.2 物体透過型移動格子有限体積法の定式化

5.2.1 格子の追加 今、 n 段階と $n+1$ 段階との間において、セル A と物体との間にセル B を追加したいとする。まず、 n 段階においてセル A と物体の間に体積“0”のセルがあると考え、物体が移動することによりこのセルが $n+1$ 段階に体積を持つセル B になる。このとき、 n 段階における流束は 0 になるので解くべき離散式は式

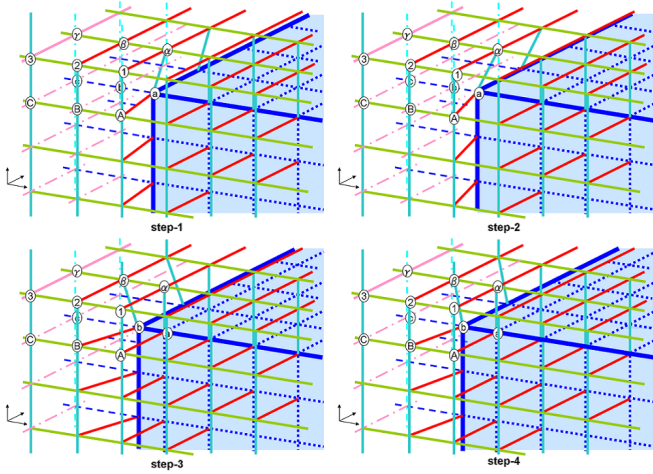


Fig. 2: Concept of Body-Premeable Mesh Method

(5) の代わりに式 (30) である．本研究では 3 次元空間であるためこの作業を面全体に対して行う．

$$\mathbf{q}^{n+1}(\tilde{n}_t S)_8 + \sum_{l=1}^6 \left(\mathbf{q}^{n+1/2} \tilde{n}_t + \mathbf{H}^{n+1/2} \right)_l S_l = 0 \quad (30)$$

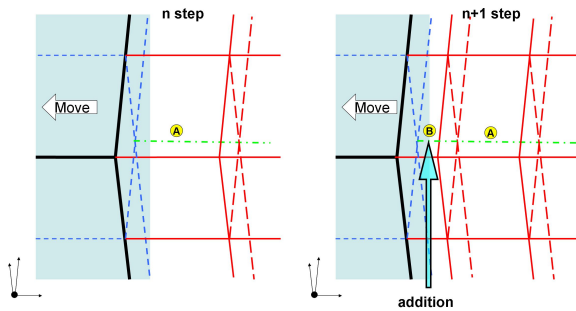


Fig. 3: Grid addition

5.2.2 格子の削除 n 段階と $n+1$ 段階との間において，セル B と物体との間にあるセル A を削除したいとする．格子の削除は n 段階におけるセル A とセル B が， $n+1$ 段階において結合されてセル B になると考える．すると n 段階におけるセル A とセル B を合わせて一つのセルと考えたため， n 段階における流束は $\mathbf{q}^n(\tilde{n}_t S)_7 + \mathbf{q}^n(\tilde{n}_t S)_{7'}$ になる．このとき，解くべき離散式は式 (5) の代わりに式 (31) である．本研究では 3 次元空間であるためこの作業を面全体に対して行う．

$$\mathbf{q}^{n+1}(\tilde{n}_t S)_8 + \mathbf{q}^n(\tilde{n}_t S)_7 + \mathbf{q}^n(\tilde{n}_t S)_{7'} + \sum_{l=1}^6 \left(\mathbf{q}^{n+1/2} \tilde{n}_t + \mathbf{H}^{n+1/2} \right)_l S_l = 0 \quad (31)$$

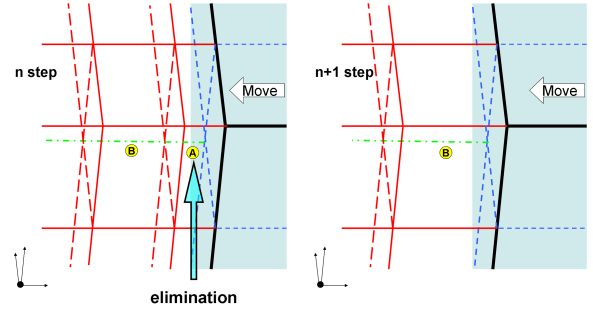


Fig. 4: Grid elimination

5.2.3 格子のスライド 物体前方及び後方の格子の追加・削除を行うと物体の側面の格子がずれる為，格子のスライドを行う必要がある．今，Fig.2(step-2) を n 段階，Fig.2(step-3) を $n+1$ 段階とし， n 段階から $n+1$ 段階において格子の追加・削除・スライドを行なう．今 n 段階における“ $12\alpha\beta - ABba$ ”に囲まれるセルと“ $23\gamma\beta - BCcb$ ”に囲まれるセルを考える． n 段階において“ $12\beta\alpha - ABba$ ”セルにおける“ $AB2 - ab\beta$ ”部分と“ $23\gamma\beta - BCcb$ ”部分を結合させる．このセルが $n+1$ 段階における“ $23\gamma\beta - BCcb$ ”のセルになる．同様に n 段階において“ $12\beta\alpha - ABba$ ”セルにおける“ $12A - \alpha\beta a$ ”部分が， $n+1$ 段階における“ $12\beta\alpha - ABba$ ”のセルになる．よってこのとき解くべき離散式はそれぞれ以下の様になる．この作業を格子の追加面及び削除面の周囲に対して行なう．

$$\mathbf{q}^{n+1}(\tilde{n}_t S)_8 + \mathbf{q}^n(\tilde{n}_t S)_{7(23\gamma\beta - BCcb)} + \mathbf{q}^n(\tilde{n}_t S)_{7(AB2 - ab\beta)} + \sum_{l=1}^6 \left(\mathbf{q}^{n+1/2} \tilde{n}_t + \mathbf{H}^{n+1/2} \right)_l S_l = 0 \quad (32)$$

$$\mathbf{q}^{n+1}(\tilde{n}_t S)_8 + \mathbf{q}^n(\tilde{n}_t S)_{7(12A - \alpha\beta a)} + \sum_{l=1}^6 \left(\mathbf{q}^{n+1/2} \tilde{n}_t + \mathbf{H}^{n+1/2} \right)_l S_l = 0 \quad (33)$$

5.3 格子の追加・削除のタイミング

本研究では格子の追加・削除・スライドを同時に行なう．図 2(step-3) において“ ab ”間の距離を Δx_E ，つまり格子を削除する直前の格子間隔とする．また Δx_0 を進行方向の初期の格子間隔である．格子の追加・削除・スライドは以下の式を満たした時に行なうものとする．

$$0.5\Delta x_0 \leq \Delta x_E \quad (34)$$

6. 複数物体により誘起される流れ

6.1 トンネル内での複数物体の擦れ違い問題

静止流体中にある 2 物体により誘起される流れを考える．初期条件は計算領域全体に密度 $\rho = 1.0$ ，圧力 $p = 1/\gamma M_\infty^2$ ($\gamma = 1.4$, $M_\infty = 0.2$)，速度 $u = v = w = 0.0$ を与えた．境界条件は x 方向については流入側で初期条件固定，流出側では全パラメータを外挿とした． y, z 方向については全パラメータを壁面とした．また立方体については全面壁面とした．

$x = 37.5$ の位置にある $L \times L \times L$ の物体を Body-1, $x = 1$ の位置にある $2L \times L \times L$ の物体を Body-2 とする. また計算領域は $40L \times 3L \times 2L$ であり, 格子点数は $801 \times 61 \times 41$ とした. Body-1 は時刻 $t = 0.0$ より, 加速度 $\alpha = 0.1$ で $t = 10.0$ まで等加速運動を行い, その後速度 $u_{body-1} = 1.0$ で等速度運動を行なう. Body-2 は時刻 $t = 0.0$ より, 加速度 $\alpha = 0.2$ で $t = 4.0$ まで等加速運動を行い, その後速度 $u_{body-2} = 0.8$ で等速度運動を行なう. Body-1 と Body-2 は時刻 $t = 22.56$ に擦れ違いを開始し, $t = 24.23$ に擦れ違いが終了する.

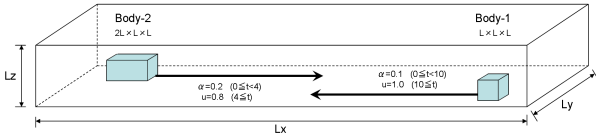


Fig. 5: Computational domain

各時間段階における等圧力面を示す. Body-1 及び Body-2 の移動によりトンネル内を圧力波が形成される進行していく様子がわかる. 物体が移動により誘起される流れを捉えることができた. 壁面による流れの干渉の様子を捉えることができた. また Body-1 及び Body-2 に働く x, y, z 方向の力についても調べた. 物体が擦れ違う際に圧力が低減することを確認できた.

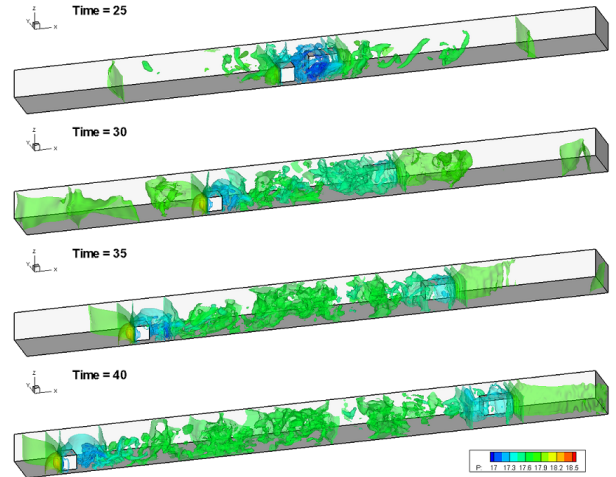
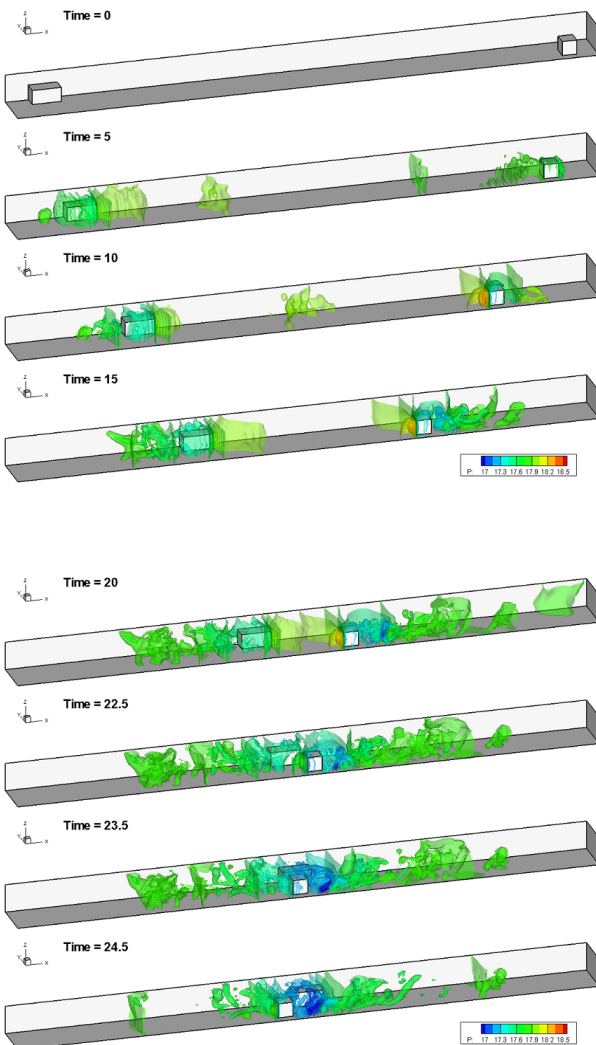
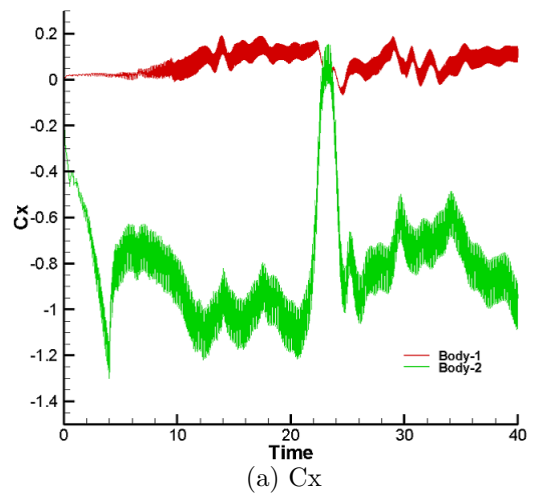
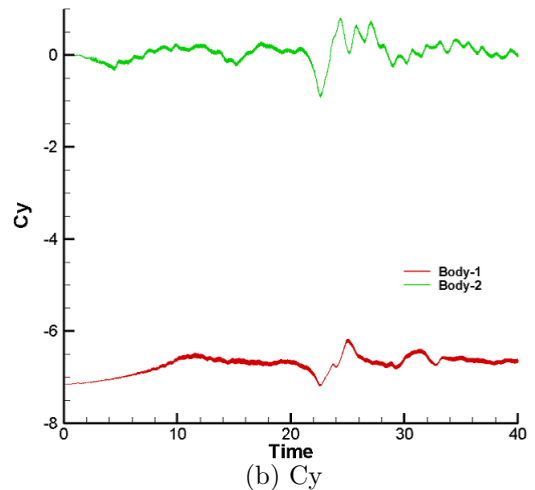


Fig. 6: Pressure ISO surface



(a) C_x



(b) C_y

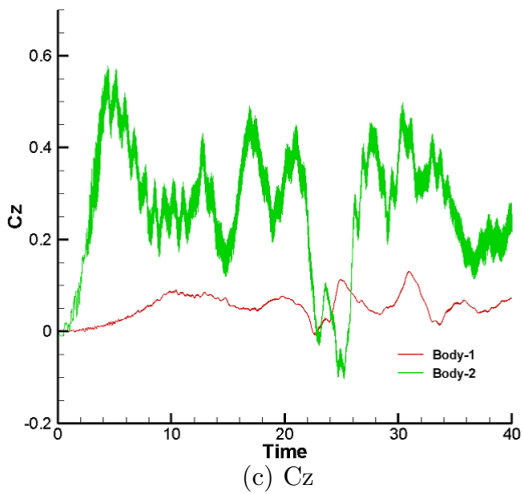


Fig. 7: Force acting on the body

7. 結論

本論文では移動する複数物体を精度よく解析するための新しい手法として圧縮性物体透過型移動格子有限体積法を提案し以下のような結論を得た。トンネルモデル内を移動する列車モデルの擦れ違い問題に適用したところ、物体間や壁面と接近しても、トンネル内の物理を捉え計算が行えたため、物体が擦れ違う問題に対して有効であることがわかった。

参考文献

- (1) 大津山, 楊, 岡島, “トンネル内列車走行時の流れの数値解析と実測結果,” 日本機械学会論文集, B 編, (1999), pp56-63.
- (2) 織田ら他 5 名, “列車トンネル突入時に発生する圧力波の数値解析,” 神戸製鋼技法, (1998), pp44-49.
- (3) 三原, 松野, 里深, “移動格子有限体積法: 第 1 報, 基礎定式化と検証,” 日本機械学会論文集, B 編, (1999), pp2945-2953.
- (4) 佐藤, 松野, 里深, 中川, “移動格子有限体積法: 第 2 報, 非定常流に対する解適合ダイナミック格子法の構築,” 日本機械学会論文集, B 編, (2001), pp23-28.
- (5) 浅尾, 松野, “非圧縮性流体の大移動境界問題に対する移動埋め込み格子法,” 日本機械学会論文集, B 編, (2008), pp25-33.
- (6) 藤井, “流体力学の数値計算法,” (2000), pp51-153, 東京大学出版.