

VOIS 法計算を応用した流れの整流機能とその効果

Function of Straightening Flow by Using Calculation Procedure of VOIS Method and Effect of the Function

齋藤英文, (株)島津製作所, 京都市中京区西ノ京桑原町 1 番地, E-mail:h-saito@shimadzu.co.jp
Hidefumi SAITO, Shimadzu Corporation, Nishinokyo-Kuwabara-cho 1, Nakagyo-ku, Kyoto, Japan

Velocity-field Overridden by Immersed Solid (VOIS) Method is a branch of Immersed Boundary (IB) Method and useful for calculating fluid field including complicated solid parts. The VOIS method is effective not only to grasp flow fields including solids but also to create virtual flow field that is suitable for estimation. I tried to apply the VOIS method to making straightened flow field as one of the particular fields. To verify usefulness of the straightened field by the VOIS method, drag coefficients of objects in the field were evaluated as an indicator of effect. Since drag coefficient of sphere became considerably close to correct value, the straightened field was enough useful for rough estimation of drag coefficients. However, even though thickness of straightened layers was multiplied ten times, all of the straightened flow velocities were not precisely conformed to set value.

1. はじめに

流れの中に置かれた物体(たとえば流体部分に突出した部材や流体中に混入した固体物質)に対して, 流体から物体に作用する力や, 物体によって現れる流れの変化について, 簡便な計算法で定量的な概算値を得ることができれば, 設計を進める際の判断材料を得るといって有用となる。従来から, 流体内部に存在する固体を簡便な直交格子で計算し, 流れの状態を知る方法として, 埋め込み境界法⁽¹⁾ (Immersed Boundary 法, 以下 IB 法と略す) が知られている。IB 法は, 固体が含まれる流れ場に対し, 固体の形状に拘わらずに直交格子を設定し, 全格子を一旦流体として計算した後, 各格子内における固体の存在割合に基づき流速を強制し, 流れ場を解く方法である。IB 法の中でも, 速度強制を行うための計算で, 流体と固体が混在する格子に対して, 運動量の加重平均した流速に上書きする VOIS 法⁽²⁾は, 計算負荷を少なくできる優れた方法である。

元来 VOIS 法は, 多数の固体粒子が含まれた流れ場を直接計算するため考案され, 固液二相流の解明⁽³⁾に活用された。その後, VOIS 法の持つ特長を活かし, 柔構造の固体と流体との相互作用の解明⁽⁴⁾等にも応用され, 現象をうまく捉えた結果が得られている。従来の研究では, VOIS 法を利用して自然現象に含まれる複雑な状態を, 適切に表現する計算モデル構築に重点が置かれた。VOIS 法の持つ計算負荷低減効果は, 設計分野で利用の可能性がある。例えば, 設計対象の寸法や形状を決める際に, 特定の影響因子のみを抽出し, 設計対象が流体から受ける影響を調べるような場合である。流れ場の計算で, 複数の影響因子が重畳する場合, 特定因子の強調や排除を行った際, 流れの中に存在する対象物体が受ける力の差を比較するのが一例である。このような流れ場の設定にはいろいろな方法があるが, VOIS 法の場合, 変化を与える特定の格子に対し, 目標速度を上書きする操作を加えることで, 異なった流れの状態を簡便に与えることができるという特長を有する。

筆者はこの点に着目し, これまでにも空間内に仮想吹き出しノズルを設定し, 最適な吹き出し形態を探索する方法において, 目的とする流れ場を構築するために, 仮想吹き出しを移動・評価する手法を提案した⁽⁵⁾。今回の研究では, 空間内の流れ場で, 外乱を排除し整流した流れ場を形成することを試みた。その結果, VOIS 法による整流では, 整流の有無によって抗力の違いを得ることが可

能となった。しかし, 圧力分布が残るため, 厳密性を求める整流への適用は難しいことが判明した。以下, 詳細に報告する。

2. 評価する対象

簡便な計算を目指すために, PC レベルで計算できる事例として, Fig.1 に示す, 一様な流れ場内に物体が存在する計算空間を題材にした。

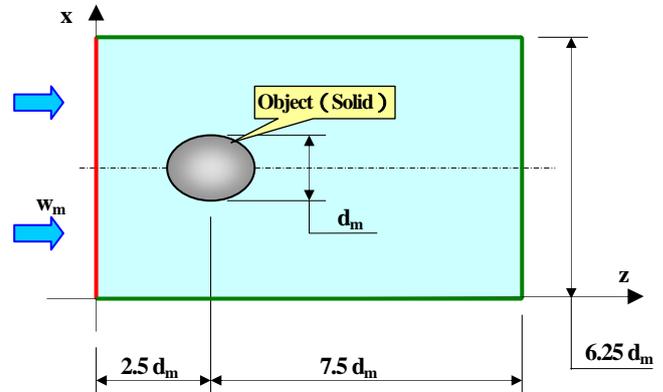


Fig.1 Domain of Calculation

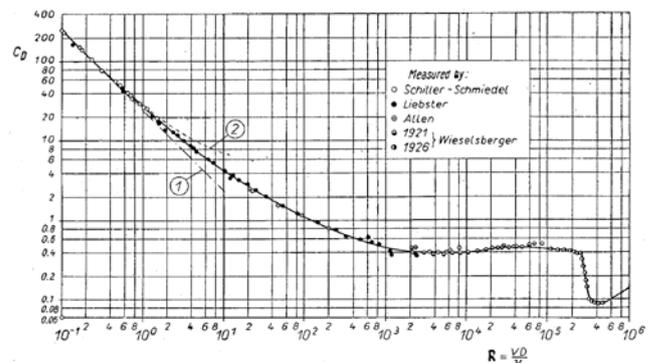


Fig.2 Drag coefficient for spheres as a function of the Reynolds number⁽⁶⁾

物体は、流れ方向を軸とした回転軸対象の固体とし、断面積最大となる直径を d_m とする。最大断面積を $A_m (= d_m^2/4)$ 、一様流の流速を w_m 、物体に作用する抗力が F のとき、抗力係数 Cd は、次式で与えられる。

$$Cd = \frac{F}{\rho w_m^2 A_m / 2} \quad (1)$$

物体が球体の場合には、抗力係数が Fig.2 に示される値となること、古くからよく知られている。

3. 支配方程式

計算の支配方程式は、非圧縮性流体の方程式を用いる。

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}\mathbf{u}) - \frac{1}{\rho} \nabla P + \nabla \cdot (2\nu \mathbf{D}), \quad (3)$$

ここに、 \mathbf{u} : 流速ベクトル,
 \mathbf{D} : ひずみ速度テンソル,
 P : 圧力,
: 密度,
: 動粘性係数。

本モデルでは、物体の後側に現れる渦の動的変化を捉えるとともに、この渦を整流した際の状態を知るために、LES による計算を採用した。格子以下のスケール (Sub-Grid Scale, 以下 SGS と略す) は、van Driest 型減衰関数を採用したスマゴリンスキーモデルとする。

$$\nu = \nu_0 + \nu_{SGS}, \quad (4)$$

$$\nu_{SGS} = (C_s f_s \Delta)^2 |\mathbf{D}|, \quad (5)$$

$$f_s = 1 - \exp\left(\frac{-y^+}{25}\right), \quad (6)$$

$$y^+ = \frac{l u_\tau}{\nu_0}, \quad (7)$$

ここに、 ν_0 : 流体の分子拡散による動粘性係数,
 ν_{SGS} : SGS 渦粘性,
 $\Delta (= \sqrt{\Delta_x \Delta_y \Delta_z})$: フィルタ幅,
 $C_s (= 0.1)$: スマゴリンスキー定数,
 $|\mathbf{D}|$: ひずみ速度テンソルの大きさ,
 f_s : 減衰関数,
 l : 固体からの最短距離。

壁からの無次元距離 y^+ の算定には、一様流れに平行な壁面で境界層を発達させた際の、壁面直近 (1/2 格子位置) に現れる壁面近傍速度から得られる摩擦速度 u_τ を全計算空間に適用する方法を用いる。

4. 計算スキームと境界条件

(1). 計算スキーム

本研究では、Fig.1 に示す空間を $x \times y \times z$ の各方向について $100 \times 100 \times 160$ の Staggered 格子に区切った

流れ場の計算は、空間差分に 2 次精度中心差分を、移流項・粘性項の時間進行は SMAC 法を、時間進行予測段階の計算は 2 次精

度 Adams-Bashforth 法を用いた。また、流れ場と圧力場の連立解を求める圧力方程式の計算には、過緩和係数 $\omega = 1.3$ の逐次過緩和法 (SOR 法) を用いた。

(2). 境界条件

計算空間の境界条件は、流れ状態が前後左右に伝達されることを基本とするため、6 面に対し周期境界条件を与えた。ただし、 z 方向の入口面では整流の操作を行う格子を設定した。Fig.1 の中で整流操作を行う部分を赤色に、他の周期境界条件面を緑色に表す。赤色部分の対象格子に対して、VOIS 法に従い、速度を次の値に強制した。

$$w = w_m, \quad (8)$$

$$u = v = 0, \quad (9)$$

流体内に存在する物体の周辺格子では、流体：固体の割合に基づき、VOIS 法に従って、速度強制を行った。

5. 流体により物体に作用する力の計算

(1). 物体の表面への作用力の計算

流れ方向を軸とした回転軸対象な物体に作用する力は、変動分を除くと、軸に対し回転軸対称となる。そこで、Fig.3 に示すように、格子幅で輪切りにした部分表面を設定した。切り出した部分表面では、変動分を時間平均することで、同一周上では、部分表面が流体から受ける応力の大きさは一定の値になり、応力の z 方向成分も一定となる。物体への作用力を求める手順として、部分表面上に対応する各位置で作用力の z 方向成分を抽出し、一定時間と周方向とで平均化した値を求め、部分表面の $x-y$ 断面への投影面積を乗じ、当該の部分表面の z 方向作用力とした。各部分表面の z 方向作用力を、物体の先端から後端まで総和を取り、物体に作用する力とした。

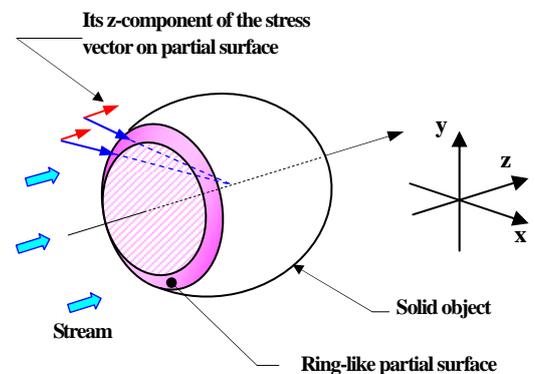


Fig.3 Partial surface and its stress vector

(2). 抗力の圧力寄与分

物体に発生する抗力は、圧力によるものと流体剪断摩擦によるものとの和となる。まず、圧力の寄与分の計算方法を示す。

圧力値は、各格子中心に対して設定されており、物体表面では定義されていない。そこで、格子中心が物体の表面に近い位置にあるほど、圧力値を大きく重み付けする計算方法を検討した。

Fig.3 に示す部分表面毎に、流体の割合が 0 を超え 1 未満となる格子 (すなわち内部に物体表面の一部が含まれる格子) の圧力値を抽出し、格子内に存在する物体表面の面積に応じて、圧力値を加重平均した。この操作で得られた平均圧力が、当該の円環状の部分表面に均一に作用しているものと仮定して、当該の部分表面への作用力を求めた。

(3) . 流体摩擦によって生じる抗力

剪断摩擦による応力は、物体表面近傍の、表面に垂直な方向に現れる速度勾配に粘性係数を乗じて得られる。

流速は格子境界面に離散的に与えられているため、通常、物体表面での正確な速度勾配を得るには、十分な格子解像度が必要になる。しかし、まず今回は概算値を得ることを狙い、粗い格子の流速値から、物体に作用する剪断応力を求めることを試みた。速度が設定される位置が、物体表面の外側に存在し、かつ物体表面からの距離が格子幅より小さくなり、その速度は強制されていないものを抽出した。物体表面からの距離と抽出した速度から速度勾配を求め、剪断応力野の z 方向成分の平均値を、Fig.3 に示す部分表面毎に計算した。

6 . 設定条件

Fig.2 に基づき、抗力係数が Re 数に対しほぼ一定となる $Re=10^3 \sim 10^5$ を狙って評価することを試みた。物体の寸法は、 $d_m=40mm$ を採用し、流体の物性値を Table.1 のとおり設定した。

一様流の流速 0.25m/s を基本とし、基本流速より遅い流れ 0.10m/s と、速い流れ 0.50m/s の 3 種類に流速で計算を行う。表中に、 d_m を代表寸法として算出した Re 数を示す。

Table 1 Physical properties of fluid

viscosity coefficient μ (Pa s)	1.075 $\times 10^{-3}$		
kinematic viscosity (m ² /s)	1.049 $\times 10^{-6}$		
density (kg/m ³)	1.024 $\times 10^3$		
maximum diameter d_m (m)	0.040		
stream velocity w_m (m/s)	0.10	0.25	0.50
Re-number	3810	9526	19051

7 . 抗力計算の有効性

文献⁽⁶⁾⁽⁷⁾によれば、境界層厚さ δ は、

$$\delta \approx \frac{d_m}{\sqrt{Re}}, \quad (10)$$

のレベルとなるので、本研究の $Re=3.8 \times 10^3 \sim 1.9 \times 10^4$ では、計算格子間隔で境界層を捕えるには十分な解像度が得られない。そこで、5 項に示す抗力計算についての有効性を検討した。

境界層が格子に対して薄く、格子解像度が不十分となった場合でも、境界層の外の流れ場が正しく捉えられていれば、物体周りに現れる圧力分布は正しく評価される。しかし、境界層内の流速で決まる物体直近での速度勾配は正しく評価されず、物体表面の剪断応力が正しく計算されない。境界層が乱流遷移した場合、境界層の剥離点が移動するが、境界層が正しく捉えられていないと、境界層の乱流遷移を検出することができず、剥離点の位置や近傍の圧力分布の変化が正しく評価できない、という問題を生じる。この問題について、今回の計算で得られた抗力の剪断摩擦による寄与分を調べた。その結果、例えば一様流速が 0.25m/s の場合、圧力による寄与分 1.43×10^2 (N) に対し、剪断摩擦による寄与分は 1.23×10^4 (N) となり、圧力による寄与分と比較すると、剪断摩擦による寄与分は 2 ~ 3 桁小さな値となった。実際には境界層が薄く、速度勾配が計算結果より数倍大きくなった場合でも、圧力による寄与分が支配的なため、抗力全体はせいぜい 2 ~ 3% の違いとなって現れる程度である。については、急激な抗力係数低下が現れる所が、境界層の乱流遷移に伴う剥離点移動の発生に該当する。Fig.2 から分かる通り、急激に抗力係数が低下するのは $Re=3 \times 10^5$ 付近となっている。今回の計算は Re 数が 1 桁以上低い

領域を対象としており、の発生領域には該当せず、本研究では影響しないと考える。

以上の検討から、剪断摩擦による抗力の計算には課題が残されているものの、本研究における抗力の計算は、有効なものと判断するに至った。

8 . VOIS 法を活用した整流による効果

本研究での課題である VOIS 法を活用した整流による効果について評価した。一様流の流速を 0.25m/s とし、流体内の物体を球体とした場合で、整流操作を行わない場合（整流操作の対象格子が 0 層の場合）と、整流操作の対象格子を 1 層、5 層、10 層とした各場合で得られた球体の抗力係数を Fig.4 に示す。この図から明らかな通り、整流が行われない時には、抗力係数が 0.27 以下となっていたものが、整流が行われることで 0.36 以上の値となり、速度強制を行う層を厚くすることで、Fig.2 の $Re=9.5 \times 10^3$ における抗力係数 (= 0.40) に近づく結果が得られた。設計判断のため、例えば抗力係수에 10% 程度の誤差が許容される場合には、1 層の速度強制であっても、判断に必要な情報が得られる。

一方、速度強制を 10 層に増加しても、Fig.2 に示される 0.40 に達することができなかった。VOIS 法を活用した整流の効果は、1 層でも効果が得られる反面、整流対象を 10 層まで拡大しても、厳密な整流状態を形成することが難しいという結果となった。

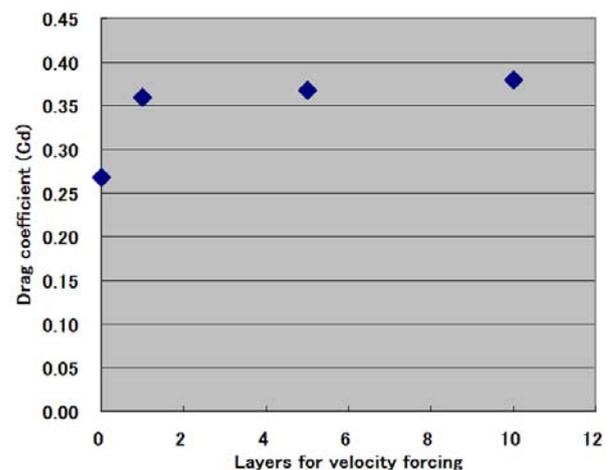


Fig.4 Layers for velocity forcing vs. drag coefficient

Fig.4 に示された結果が得られる理由を明らかにするために、速度強制を行わない場合、速度強制を 1 層で行った場合、速度強制を 10 層で行った場合のそれぞれについて、物体の回転軸を通る面に現れた流れ場の様子 (Fig.5 ~ 7) を観察した。図では u , w をベクトル、 v をコンタで示す。速度強制が 1 層の場合、速度強制層により、物体の後方に発生し物体前方に回り込む渦のほとんどが除去されているが、流れ方向に筋状となる速度ムラ (周囲と異なる流速の領域) が残った。速度強制の範囲を 1 層から 10 層に拡大しても、速度強制層を通過した流れには、筋状の速度ムラが確認され、完全な整流には至らなかった。

物体の上流側の流れに含まれる渦等の乱れが顕著なほど、物体の前面にて圧力の低下する箇所が発生し、抗力係数が低下し易くなる。Fig.6 ~ 7 と比較すると、Fig.5 では明らかに物体の上流側の乱れが大きく、抗力係数の低下に至ったと判断できる。Fig.6 ~ 7 は完全な整流状態となっておらず、物体前面に圧力が低下する箇所が残れば、Fig.2 に示される抗力係数に到達できない理由となる。以上、Fig.5 ~ 7 で得られる知見は、Fig.4 の結果と符合する。VOIS 法の速度強制による整流は、簡便な評価に供される流れ場では利用可能であるが、厳密な整流状態の実現は難しいと言える。

速度強制での整流層を通過した流れの中に、速度ムラが残る理由について考察した。VOIS 法に基づく速度強制は、各時間ステップにおいて、一旦計算空間全体を流体とみなし、Navier-Stokes 方程式による解を得た後、強制する速度値に上書きする。上書きされた後の速度分布を基に、次の時間ステップの計算に進む。

これらの段階における、整流の対象となる格子群に現れる流れ場のイメージを Fig.8 に示す。図では、圧力分布はコンタで示される。(a)は Navier-Stokes 方程式による解が得られた状態を示す。この時点で流速と圧力の分布は、方程式を満たす状態となっている。(b)は、(a)で得られた速度に対し、整流する流速値を上書きした後の様子を示す。この時の圧力分布は、(a)で得られた状態が残されている。(c)は、(b)の状態から次の時間ステップとして、1 ステップ分の時間経過に伴う移流分や拡散分を加え、Navier-Stokes 方程式による解を再度得た状態となっている。(c)では、流速と圧力は再配置される。

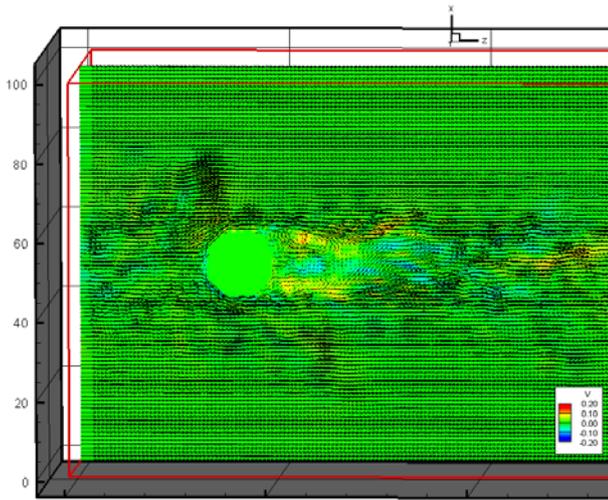


Fig.5 Flow pattern with non-layer for velocity forcing

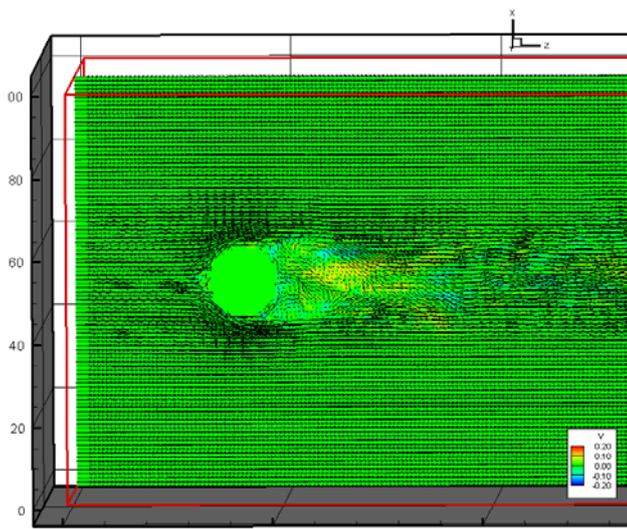


Fig.6 Flow pattern with 1-layer for velocity forcing

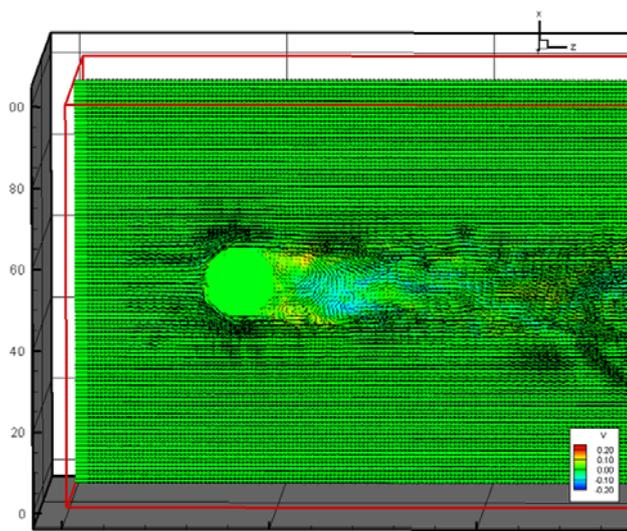


Fig.7 Flow pattern with 10-layers for velocity forcing

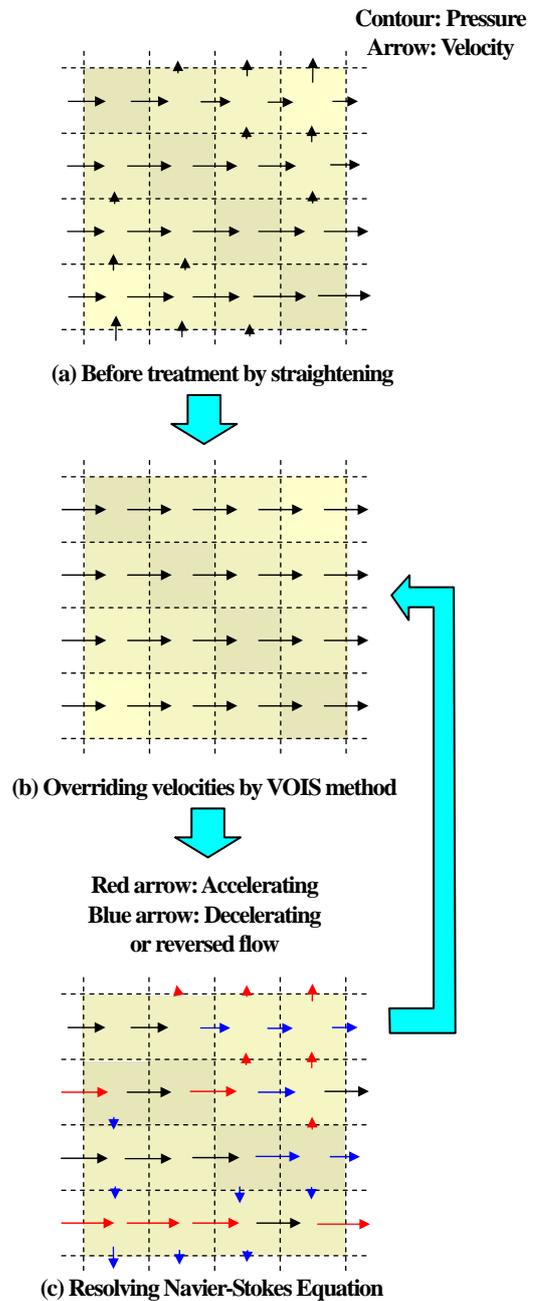


Fig.8 Shift image of velocity and pressure distribution in straightened area based on the VOIS method

その後、(b)と(c)が繰り返される。この繰り返しを進める過程で、整流対象域では流速と圧力が均一に分布する状態に近づく。しかし、整流対象域内の流れは、周囲の計算領域に存在する圧力の分布や、上流側からの乱れを含む流れの流入によって、常に影響を受けており、乱れを完全に消去した流れ状態を形成し維持するには、現行の VOIS 法の計算操作に対し、何らかの改良を加える必要があると考える。

9. 抗力係数 Cd 値の計算結果例

VOIS 法を活用した整流を用い、異なる流速や異なる物体形状で、抗力係数を求めることを試みた。抗力係数は概算値で良いと仮定し、整流を行う層は 1 層のみとした。一様流の流速が基本流速 (0.25m/s)、遅い流れ (0.10m/s)、速い流れ (0.50m/s) のそれぞれについて、球形に加え、z 方向の軸長が短い形状 ($=0.5d_m$) と長い形状 ($=1.5d_m$) の物体で、それぞれ抗力係数の計算を行った。結果を Fig.9 に示す。図中には、物体形状のイメージ図も併せて示す。

Fig.9 から、計算した流速範囲 ($Re=3.8 \times 10^3 \sim 1.9 \times 10^4$) であれば、流速が変化しても抗力係数はほぼ一定の値となる、z 方向軸長の、最大断面直径 d_m に対する軸比が大きくなるに従い、抗力係数は低下し、軸比が 0.5, 1.0, 1.0, 1.5 のそれぞれの変化で、抗力係数は約半減する、という結果を確認した。

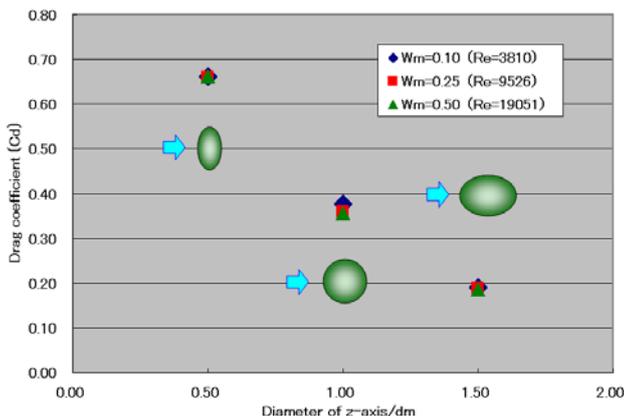


Fig.9 Calculated drag coefficient

10. 結論

IB 法の一手法である VOIS 法を活用し、流体の計算空間内部に整流機能を付与し、整流された流れ状態について評価を行った。整流状態の評価として、流れ方向に軸を持つ回転体の抗力係数を指標として求め、その値について考察した。本研究により、次の結論を得た。

- VOIS 法による速度強制の手法を活用した流れの整流操作は、1 層のみの整流であっても、設計に必要な係数等の概算値を得るための流れ場を形成することが可能となる。VOIS 法の上書き操作は、このような特異な流れ場を形成するために有効な方法である。
- 厳密な整流を目指し、速度強制を行う層を 10 層に増加し、VOIS 法による流れの整流を試みた。しかし、整流後の空間には筋状の流速ムラが残り、厳密な均一流速空間を形成することは困難であった。
- VOIS 法の上書き操作による整流化された流れ場を用い、設計に必要な係数の概算する例として、回転対称の物体に作用

する抗力係数の計算を試みた。球形の対象物体に対する抗力係数を求めたところ、1 層の整流でも、実際の値(0.40)に近い 0.36 を得ることができた。また、整流機能を止めた場合には、物体前方から流れてくる乱れの影響により、抗力係数は 0.27 に低下した。

- 対象物体の形状や、流れ場の流速を変え、抗力係数を計算した結果、 Re が $3.8 \times 10^3 \sim 1.9 \times 10^4$ となる範囲では、同形状で流速が変化しても抗力係数はほぼ一定に保持されること、物体形状の軸比 (z 方向軸長 / d_m) の増加に依り、抗力係数が低下する結果とを得ることができた。

厳密性が求められる整流された流れ場を形成するには、VOIS 法の計算手法の中に、圧力場も強制すると言ったような改善を加えて行く必要がある。この点は、今後の課題としたい。

今回の抗力係数の計算では、対象物体表面に現れる境界層内の流速勾配を正しく評価する点に課題が残った。より広い範囲の Re 数の流れに対し抗力係数を評価して行くには、この課題解決は必要であり、さらに検討を加えたい。

謝辞

本研究を遂行するに際して、大阪大学大学院 工学研究科 機械工学専攻の梶島岳夫教授、竹内伸太郎准教授から貴重なご助言を賜りました。ここに深く謝意を表します。

参考文献

- Mittal, R. and Iaccarino, R., "Immersed Boundary Methods", Annual Reviews Fluid Mechanics, Vol.37, (2003), pp.239-261.
- 梶島, 竹内, 「固気液混相流の直接数値シミュレーション」, 機械学会論文集 B, Vol.76(765), (2010), pp. 712-719.
- Kajishima, T. and Takiguchi, S., "Interaction Between Particle Clusters and Fluid Turbulence", Int. J. Heat and Fluid Flow, Vol.23, Issue 5, (2002), pp.639-646.
- Takeuchi, S., Yuki, Y., Ueyama, A., and Kajishima, T., "Interaction Between Multiple Deformable Particles and Fluid Flow by a Coupled Finite-Difference and Finite-Element Technique with a Conservative Momentum-Exchange Algorithm", Int. J. Numerical Methods in Fluids, Vol.63, Issue 5, (2010), pp.1084-1101.
- Saito, H., and Kajishima, T., "Searching Optimal Jet Point in Aircraft Cabin Flow Field Coupled with Thermal Field", Proc. 3rd Asian Symposium on Computational Heat Transfer and Fluid Flow, (2011), #124.
- Schlichting, H., "Boundary-Layer Theory (Seventh Edition)", McGraw-Hill, (1979), pp17 and Chapter VII.
- 吉澤, 「流体力学」, 東京大学出版会 (2001), 4.4 節.