

3次元剥離渦流れの数値シミュレーション

日本テトラポッド ○徳山雄一, オリエンタルコンサルタンツ 松田浩一,
鳥取大学 松見吉晴

1. まえがき; 従来, 数多くの剥離流れに関する数値シミュレーションが行なわれてきたが, そのほとんどが2次元流れを対象としている。ところが最近では, 魚礁周りの流れや高層ビル群周辺の複雑な流れなどの3次元流れ場の数値シミュレーションに対する必要性が増加してきている。剥離流れのシミュレーションにおいては, 最近渦糸法が良く用いられている。S. Shirayama, K. Kuwahara, R. Shimizuらは3次元流れの解析でも, 2次元渦流れの計算で用いられるような境界要素に渦糸を配置して計算する渦糸分布法と同様の方法を用いて計算を行っている。本研究でもこれと同じ計算方法を用いて, 3次元流体場に設置された円盤周辺の剥離流れのシミュレーションを行なった。

2. 渦管の離散表示; 離散渦法は流体中の渦度場を離散化した渦管の集合で表現し, 個々の渦管を主流速と各渦管からの誘起速度との和で移動させ, 流れ場をLagrange的に表現する方法であり, 個々の渦管を追跡することにより3次元渦流れをシミュレートする方法である。この方法は渦度が存在する領域を多数のブロックに分け, そのブロックを体積が同じで, 物体表面の不透過の境界条件を満たすような渦度をもつ渦管で置き換えて取り扱う方法である。まず, ブロックの体積と渦管の体積が等しくなるようにその半径, 長さを決定する。いま, i 番目のブロックの体積が Δv_i ($i=1, 2, \dots, N$) であり, 半径を α_i , 長さを l_i とすると, 図-1のように $\Delta v_i = \pi \alpha_i^2 l_i$ なる関係がある。このように定義された多数の渦管が相互に影響して誘起速度場を形成する。図-2に示す j 番目の渦管が i 番目の渦管の重心に誘起する流速は, Biot - Savart の法則により次式で表される。

$$\mathbf{u}_{ij} = \frac{1}{4\pi} \int \frac{\boldsymbol{\omega}_j \times (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^3} d\mathbf{r}_j \quad (1)$$

ここで, $\mathbf{r}$ は位置ベクトルである。

上式を積分し, 図-2の f , g , h の関係を用いると, $h > \sigma$ の場合には,

$$\mathbf{u}_{ij} = \frac{\Gamma_j}{4\pi} \left(\frac{1}{f} - \frac{1}{f+g-l_j} \right) \frac{\boldsymbol{\omega}_j}{|\boldsymbol{\omega}_j|} \times \mathbf{f} \quad (2-1)$$

$h \leq \sigma$ の場合は,

$$\mathbf{u}_{ij} = \frac{\Gamma_j}{8\pi\alpha_j^2 l_j} \left(\frac{1}{f} - \frac{1}{g} \right) (l_j - f + g) \left(\frac{\boldsymbol{\omega}_j}{|\boldsymbol{\omega}_j|} \times \mathbf{f} \right) \quad (2-2)$$

ここで, h は点 $\mathbf{r}_i$ から j 番目の渦管の中心線に下ろした垂線の長さ, f は点 $\mathbf{r}_i$ と渦管の一方の端点 P_j とを結ぶ線分の長さ, g は点 $\mathbf{r}_i$ ともう一方の端点 Q_j とを結ぶ線分の長さ, $\mathbf{f}$ は点 P_j から点 $\mathbf{r}_i$ へ向かう方向で大きさ f をもつベクトルである。主流と渦管からの誘起速度により渦管が移動する。移動後の渦管の渦度は次の渦度方程式により決定される。

$$\frac{D\boldsymbol{\omega}_i}{Dt} = (\boldsymbol{\omega}_i \cdot \nabla) \mathbf{u}_i + \nu \nabla^2 \boldsymbol{\omega}_i \quad (3)$$

ここで, ν は, 動粘性係数である。また, 循環の時間変化を表す式は,

$$\frac{d\Gamma}{dt} = -\varepsilon \nu \frac{\Gamma}{\sigma^2} \quad (4)$$

である。ここで, ε は定数である。

移動後の渦管の長さ, 半径は, Kelvinの循環定理, Helmholtzの渦定理, 連続式より

$$\pi \sigma_n^2 |\boldsymbol{\omega}_{[n]}| = \pi \sigma_{n+1}^2 |\boldsymbol{\omega}_{[n+1]}| \quad \pi \sigma_n^2 l_{i,[n]} = \pi \sigma_{n+1}^2 l_{i,[n+1]} \quad (5)$$

で与えられる。

3. 物体(平板)のモデル化; 計算の対象とした薄い円盤を正8角形板で近似した。渦管は図-3中に示すように正8角形の辺と平行になるように配置した。また, 黒点は分割したブロックの重心位置である。この点において物体の不透過境界条件を満足させるように渦管の循環を決定する。そして, 渦管の中心線は正8角形の辺上にくるように配置し, 渦管の長さは辺

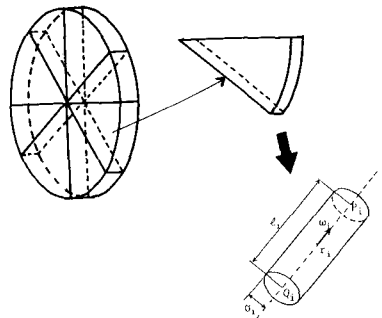


図-1 渦管のモデル化

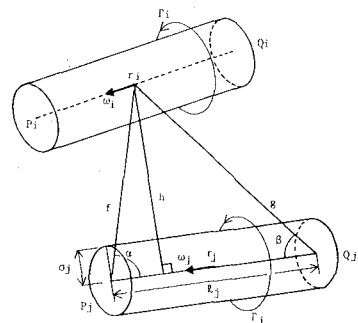


図-2 渦管同士の関係

と同じにした。

4. 数値解析手順；ここで計算の対象とした円盤の直径は $D=4.0_{[cm]}$ ，厚さは $0.04_{[cm]}$ とし，主流(X軸方向)に対して直角においた。主流は， $U=5.0, 4.0, 3.0_{[cm]}$ の3種類について計算を行った。計算手順を以下に示す。上述のように長さ，半径が決定された渦管の循環は，式(2)により計算される誘起流速と主流との和が境界条件を満たすように決定される。次に，平板の辺上に配置された渦管を，主流と各渦管からの誘起流速との和の速度で剥離させる。渦管が剥離した後は，この渦管の影響も考慮して各ブロックの重心点で境界条件（法線方向速度が $0_{[cm/s]}$ ）が満たされるように次の時間ステップにおける渦管の循環を決定する。平板背後の剥離流れは，剥離計算と連立方程式を解くこととの繰り返しにより数値シミュレーションが可能となる。

5. 計算結果；図-4の上の図は， $U=5.0_{[cm]}$ ，無次元時間ステップ $\Delta t^*=0.0125$ ，無次元時間 $t^*=1.25$ の時の平板背後の渦管の様子を示したものである。上の図中の実線が渦管を表し，中央の図がX軸と平行でかつX軸を含むXY水平面内の流速分布を示したものである。下の図は同じ平面内の等圧力線図である。図より平板背後に剥離による渦輪ができていることがわかる。時間ステップが進むにつれて渦管の循環が粘性の影響により減衰し，0に近づいてくると計算が発散するので，循環が一定値以下の渦管を他の渦管と結合して発散を防いだ。本研究ではストローハル数 S_r を求めることができるまで計算を継続することができなかったが，計算ステップの20倍の時間間隔内の平均抗力係数を計算した（図-5）。主流速 $U=4.0, 3.0_{[cm]}$ の場合には，無次元時間 $t^*=4.0$ の付近に剥離による抗力の変化が現われている。

図-3 モデル化した円盤

図-3は円盤のモデル化を示している。円盤はXY平面内にあり、Z軸は法線方向を示す。図-4は平板背後の渦管の様子を示している。図-5は抗力係数の変化を示している。

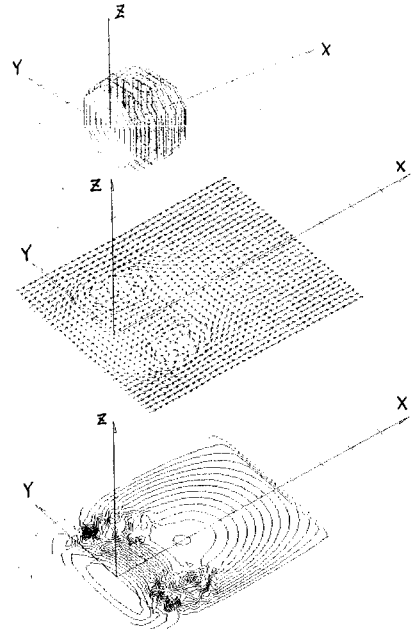


図-4 $U=5.0_{[cm]}$ ， $t^*=1.25$ の剥離渦の様子

6. あとがき；渦管群による渦輪の形成はうまく表現できた。Re数の違いによる剥離流れの相違もでている。しかし，計算が長時間継続することができなかったので渦の詳細な挙動について検討するまでに至らなかった。計算時間をさらに延ばし，カルマン渦列状の剥離流れを再現することが課題である。また，渦管同士の結合もどの程度以上のものについて結合させるかの判断も重要である。物体に作用する流体力を求める式としては，1990に加櫓，仲谷らが導いた式を用いたが，計算した抗力係数が1.0以下になってしまっている。本研究で計算した流れにおいて適用できる範囲には言っていないことが考えられる。

<参考文献>

- 1) S. Shirayama, K. Kuwahara, and R. Shimizu ; AIAA 85-1488 A New Three Dimensional Vortex Method
- 2) 今井 功；流体力学 前編
- 3) 加櫓武・仲谷仁志；3次元剥離渦モデルにおける非定常流体力の一定式化，日本機械学会論文集，B編，第56巻，第522号，PP138-143，1990

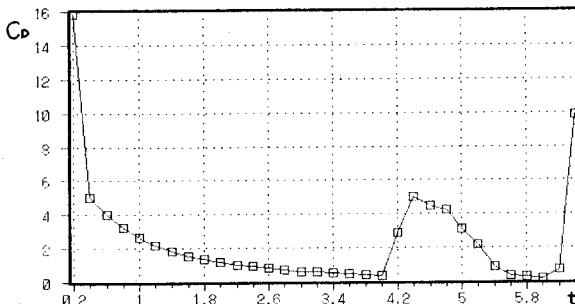


図-5 $U=4.0_{[cm]}$ の場合の抗力係数