

京都大学工学部 正 員 〇白土博通

同 正 員 松本 勝

同 正 員 白石成人

1. まえがき 離散渦点法による流れの数値シミュレーションを行う場合、粘性の影響が無視できる場合には非粘性渦による解析で実際の流れを近似できるとされている。しかし、空力特性がレイノルズ数により変化するような場合や比較的低レイノルズ数の解析には、粘性効果の導入が重要となる[1]。本研究では、各渦点の移動速度をVIC(Vortex-In-Cell)法により求める。VIC法[2]は渦点同志が接近したときの過大な移動速度を避けることが可能であり、また拡散方程式を解くため粘性の影響を直接的に扱うことができる利点を有する反面、空間をメッシュ分割する必要がある、ある大きさの数値粘性を伴う解を与えることが指摘されている。本研究では、各渦点周りの渦度分布がLamb渦により表されるとき、VIC法により流れ場に導入される数値粘性の定量的評価を試みると共に、数値粘性効果を抑えた手法を示し、レイノルズ数による静止矩形断面周りの流れの変化の再現を試みるものである。

2. VIC法による数値粘性の定量的評価 式(1)で与えられる渦度分布をもつLamb渦は、粘性の影響により空間分布の標準偏差 σ_v (長さの次元を持つ) が式(2)に従って時間的に増加する。

$$\omega(r, t) = \frac{\Gamma}{4\pi\nu t} \exp\left\{-\frac{r^2}{4\pi\nu t}\right\} \quad (1)$$

$$\sigma_v = \sqrt{2\nu t} \quad (2)$$

あるセル内に1個のLamb渦が存在する場合(図-1)、周囲の4格子点へこのLamb渦の渦度を分配するには図のようにセルの中心 $(\Delta x/2, \Delta y/2)$ を通る直交2直線で4分割された渦度をそれぞれ最寄りの格子点の渦度とすればよい。従って4格子点のうち ω_1 の渦度は式(3)のように表される。これらの渦度の大きさは、 σ_v とメッシュ寸法との比 $(\sigma_v/\Delta x)$ に依存する。図-2に $\sigma_v/\Delta x=0.3$ の場合のセル内の渦の位置による ω_1 の分配率 $(\omega_1/(\Gamma/\Delta x/\Delta y))$ 、 Γ :Lamb渦の循環)を示す。 $\sigma_v/\Delta x$ の他の値とした場合は紙面の都合で省略したが、分配率の分布は図-2と大きく異なる。

$$\omega_1 = \int_{-\infty}^{\Delta x/2} \int_{-\infty}^{\Delta y/2} \omega(r, t) dA / \Delta x / \Delta y \quad (3)$$

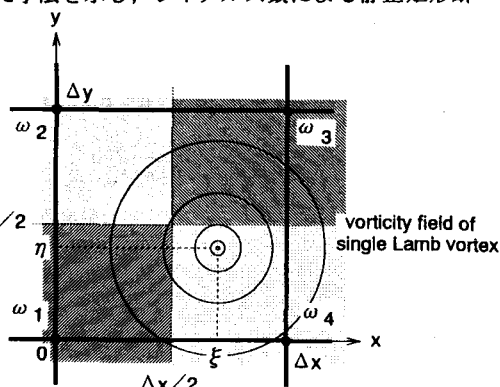
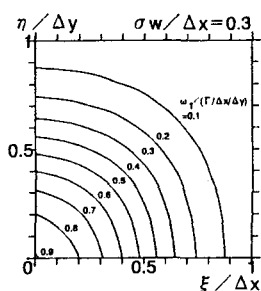
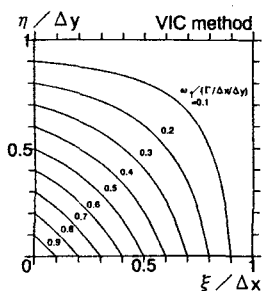


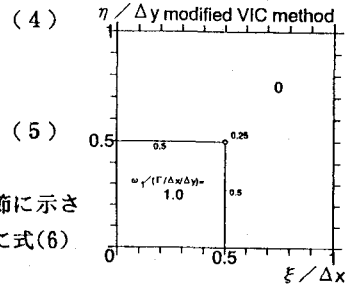
図-1 セル内のLamb渦

図-2 式(3)による
 ω_1 の渦度分配率図-3 VIC法による
 ω_1 の渦度分配率

一方、式(4)で表される通常のVIC法による ω_1 の分配率は図-3ようになる。図-2および図-3より、VIC法は $\sigma_v/\Delta x=0.3$ となるLamb渦とほぼ同等の拡散状態を与えるものと判断される。従って、式(2)から、VIC法を実行することによる付加粘性の大きさは、式(5)のように表される。

$$\omega_1 = \Gamma(1 - \frac{\xi}{\Delta x})(1 - \frac{\eta}{\Delta y})/\Delta x/\Delta y$$

$$\nu_{num} = \frac{\sigma_w^2}{2\Delta t} = \frac{0.09(\Delta x)^2}{2\Delta t}$$



3. 数値粘性を抑えた手法とレイノルズ数変化を伴う流れへの適用 前節に示されたVIC法による付加粘性効果を抑えるため、本研究では式(4)の代わりに式(6)のような渦度分配を用いた。式(6)による渦度分配率を図-4に示す。

$$\omega_1 = \Gamma \{1 - h(\xi - \Delta x/2)\} \{1 - h(\eta - \Delta y/2)\} / \Delta x/\Delta y$$

(6) 図-4 本手法の ω_1 の渦度分配率

where, $h(x) = 0$ ($x < 0$), 0.5 ($x = 0$), 1.0 ($x > 0$)

以上の方法を、断面辺長比1:2の静止矩形断面(2次元)に適用し、レイノルズ数による流れの変化をシミュレートした。図-5に非定常揚力の時間変動から求めたストローハル数のレイノルズ数による変化を風洞実験値[3]と共に示す。Re=500付近に見られるストローハル数の不連続が計算でも再現されている。しかしながら、揚力のスペクトルはストローハル数が不連続となるレイノルズ数近傍で明確な2つのピークが得られ

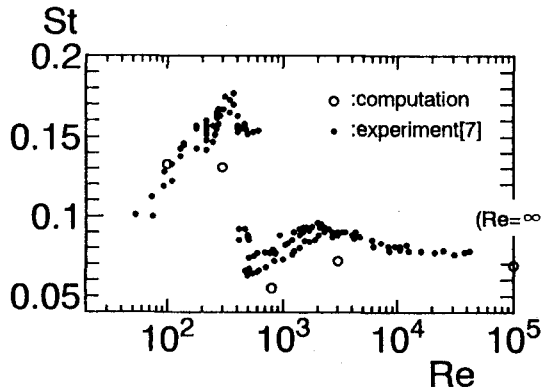
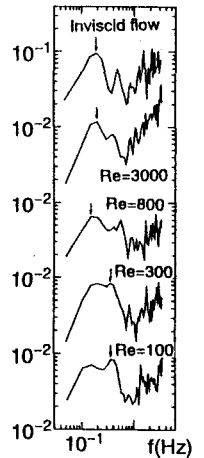


図-5 レイノルズ数によるストローハル数の変化 (1:2矩形断面)



ず、実験結果とは一致しない。図-6には計算で得られた流れのパターンの一例を示す。また、図-7には水素気泡法による同一断面の可視化パターン[4]を示す。両図を比較すれば、Re=100の計算結果とRe=8000の可視化実験結果とは流れのパターンが異なっており、レイノルズ数による流れの変化が計算結果に現れているものと判断される。むしろ非粘性($Re=\infty$)の計算結果が可視化実験結果に近いように見受けられる。

4. まとめ 本手法により、断面辺長比1:2の静止2次元角柱のストローハル数がレイノルズ数により変化する様子がある程度再現された。しかしながら、風洞実験結果ほどには明確な渦放出周波数のスペクトルピークは得られておらず、今後解析上の考え方と実際の流れの両面についてさらに検討が必要と考えられる。また、本手法の振動物体への適用を試みる予定である。

参考文献 [1] T. Sarpkaya, J. of Fluids Eng., Trans. of ASME, vol. 111, 1989 [2] J. P. Christiansen, J. of Comp. Phys., vol. 13, 1973 [3] 岡島 厚, 日本風工学会誌, No. 17, 1983 [4] C. Knisely, M. Matsumoto, F. Menacher, J. of Hydr. Eng., ASCE, vol. 112, No. 8, 1986

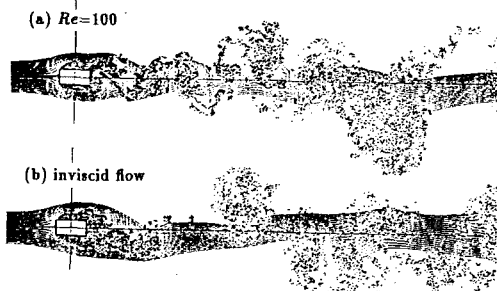


図-6 本手法による断面回りの流れのパターン

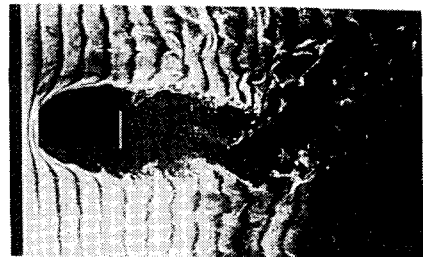


図-7 水素気泡法による流れの可視化 (Re=8000) [4]