

# 非定常運動をする二次元翼まわりの流れの離散渦法 による計算

麻 生 茂\* 藤 本 淳\*  
ニツ寺 直 樹\*\* 林 正 徳\*\*\*

## Numerical Calculation of Separated Flows Around a Wing Section at Unsteady Motion by a Discrete Vortex Method

by

Shigeru ASO, Atsushi FUJIMOTO  
*Dept. of Aeronautical Engineering, Kyushu University*  
Naoki FUTATSUDERA  
*Mitsubishi Heavy Industry, Co., Ltd.*  
Masanori HAYASHI  
*Nishinippon Institute of Technology*

### ABSTRACT

Separated flows around a wing section at unsteady motion are simulated numerically by a discrete vortex method combined with a panel method. The potential flows around wing sections is expressed by vortex sheets and separated shear layers are expressed by discrete vortices.

In the calculation a separation point is determined by solving boundary layer equation. The strength of shed vortex is estimated using local velocity near separation point. Also modification for the estimation of pressure coefficients around wing section are proposed. The estimated pressure distributions show good agreements with experimental results. At first calculations are carried out for a wing section at fixed angle of attack. The results show excellent agreements with experiments. Secondly separated flows around pitching airfoils are simulated. A histerisis of lift of airfoil at dynamic stall is obtained in the calculation. Those results suggest that the present method is quite useful to simulate separated flows around wing section both at steady and unsteady motions.

### 1. 序 論

剥離せん断層を離散した渦点の配列によって近

似する離散渦法は、高レイノルズ数における剥離を伴う流れの近似計算法のひとつとしてよく用いられている<sup>1)</sup>。我々は物体をパネル法で近似し、剥離せん断層を離散渦法で近似する方法が任意形状の物体まわりの剥離した流れを解析するのに有力であると考え、これまでに矩形柱、台形柱および

\* 九州大学工学部航空工学科

\*\* 三菱重工業(株)

\*\*\* 西日本工業大学

円弧形状物体まわりの流れの解析に応用し、それらが実験結果とよい一致を示すことを報告してきた<sup>2)</sup>。

しかし、これらの物体形状は角柱や台形柱などに代表されるように剥離点が予め求まっているものであり、剥離した翼などの剥離点が予め求まらないような問題には、渦の放出にあたって予め剥離点を求める必要がある。著者らは、このような剥離した翼まわりの剥離流れについて、翼回りの流れを連続的に分布した渦層で表わし、境界層計算により剥離点を求め、剥離せん断層を離散渦法で表わすという方法を用いて計算を行って来た<sup>3)</sup>。著者らはこれまで迎角を一定に保った場合の翼まわりの剥離渦の解析を行って来たが、更に今回はこの方法を振動する翼の問題に適用し、より一層剥離流の変化が激しいと考えられる非定常流の解析に対する有効性を検証した。

また、このような流れ場において問題となる剥離域内の圧力係数の評価について検討を行い、実験結果とよい一致を見たのでここに報告する。

## 2. 解析方法

図1に特異点と離散渦法のご概念図を示す。迎角 $\alpha$ の一樣流中におかれた物体表面をN個のパネルに分割し、各パネル間は線形に渦を分布させる。このとき、第j番目のパネル上の渦分布は次式で与えられる。ただしsはパネルに沿ってとった座標、 $l_j$ はパネル長さである。

$$\tau_{(s)} = \frac{\tau_{j+1} + \tau_j}{2} + \frac{\tau_{j+1} - \tau_j}{l_j} s \quad (1)$$

剥離点A, Bから出る剥離せん断層は、それぞれM個の剥離渦 $\Gamma_{AK}$ (位置 $z_{AK}$ )、 $\Gamma_{BK}$ (位置 $z_{BK}$ )の列で表す。このときの流れ場の複素速度ポテンシャルfは次式で与えられる。

$$f = Ue^{-i\alpha} z + i \int_B \frac{\tau(\zeta)}{2\pi} \log(z - \zeta) ds + i \sum_{k=1}^M \left\{ \frac{\Gamma_{AK}}{2\pi} \log(z - z_{AK}) + \frac{\Gamma_{BK}}{2\pi} \log(z - z_{BK}) \right\} \quad (2)$$

ここで、Uは一樣流速、 $\alpha$ は迎え角である。剥離せん断層を表す離散渦は、物体の剥離点A, Bか

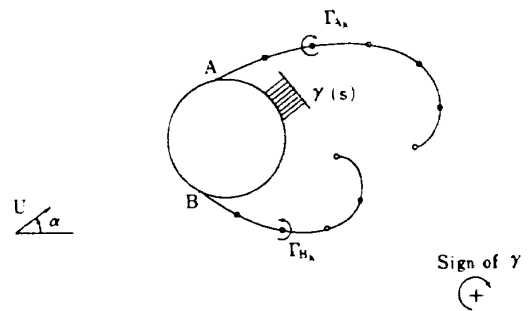


図1 特異点と離散渦法のご概念図

ら放出し、その渦点の循環はその剥離点近傍において境界層外端の代用として定めた固定点における速度から求める。従って求める未知数は、物体表面上に配置した特異点の強さのみである。この物体表面上の特異点の強さ(N個)は、物体表面上の特異点の中心(制御点)において法線方向速度 $\epsilon$ を未知数に加え、このN+1個の未知数を、制御点における境界条件:

$$\sum_{j=1}^N A_{j1} \tau_j = \epsilon + U \sin(\alpha - \delta_j) - \sum_{k=1}^M B_{jk} \Gamma_{Ak} - \sum_{k=1}^M C_{jk} \Gamma_{Bk} \quad (j=1, N) \quad (3)$$

および、Kelvinの定理

$$\int_B \tau(\zeta) ds = - \sum_{k=1}^M (\Gamma_{Ak} + \Gamma_{Bk}) \quad (4)$$

からなるN+1元の連立方程式より求める。ここで $\delta_j$ はパネルの角度である。ここで導入された $\epsilon$ は、物体を適切に近似すれば十分小さな値であり、物体を特異点で表現することの誤差を物体全体にわたって一樣に分散させたものとも考えることもできる。

物体からの渦の放出は剥離点近傍における速度を用いて評価された循環を有する渦点か、全ての渦点によって誘起される速度で流れの中へ放出されるものとする。放出された渦の移動は、オイラー法を用いて求める。

$$z_{wk}(t + \Delta t) = z_{wk}(t) + \bar{u} \cdot \Delta t \quad (5)$$

ここで、 $z_{wk}$ は第K番目の放出渦の位置、 $\bar{u}$ は対象としている渦点を除く全ての渦から誘起される複素速度である。ここで、 $\Delta t$ は渦を移動させる時間間隔である。

振動する翼に対する計算は自由流の流入方向を周期的に変化させて行った。このとき自由流に対

する翼の迎角  $\alpha$  の変化は次式に示される。

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_1 \sin \omega t \quad (6)$$

ここで、角周波数  $\omega$  は無次元周波数  $k$  と次式により関係づけられる。

$$k = \frac{\omega c}{2U_\infty} \quad (c: \text{翼弦長}) \quad (7)$$

また、圧力係数は、従来の手法に対して計算領域全体におけるポテンシャルの時間的变化に対する補正および剥離域での動圧に相当する量の補正を行った。

第一の補正はよどみ点に到達する流線を考え、圧力方程式

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2} U^2 = H(t) \quad (8)$$

より

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} \Big|_\infty + \frac{p_\infty}{\rho} + \frac{1}{2} U_\infty^2 = \frac{p_0}{\rho} + \frac{\partial \phi}{\partial t} \Big|_0 \quad (9)$$

が成り立つが、ここで

$$\frac{p_\infty}{\rho} + \frac{1}{2} U_\infty^2 = \frac{p_0}{\rho} \quad (10)$$

が近似的に成り立つとして流れ場全体のポテンシャルの変化を考慮したものである。

第二の補正は剥離点の前後における動圧の損失  $\Delta H$  を考慮して剥離域内の圧力方程式(8)における  $H(t)$  を  $H(t) - \Delta H$  として求めるものである。以上二つの補正を、圧力係数の計算に適用した。

### 3. 計算結果と考察

計算に用いたモデルを図2に示す。翼型のNACA 4412である。翼については予め剥離点が定まらないので、物体まわりの速度がそのまま境界層外端の速度を表しているとして、境界層計算を行い剥離点をもとめ渦点を放出した。境界層の具体的な計算法としては層流境界層はThwaitesの方法<sup>4</sup>を用い、乱流境界層にはTruckenbrodtの方法<sup>5</sup>を用いた。計算は実験との比較のためレイノルズ数を  $3.1 \times 10^6$  にして行った。

図3、図4に迎角  $20^\circ$  におけるある瞬間のフローパターンと流線を示す。翼弦長の約50%の位置における乱流境界層剥離の様子がとらえられている。

また、今回提案した方法により求めた  $C_p$  分布を

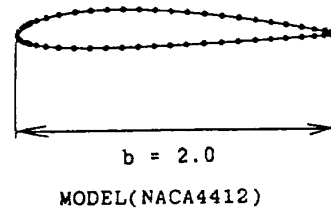


図2 計算に用いたモデル

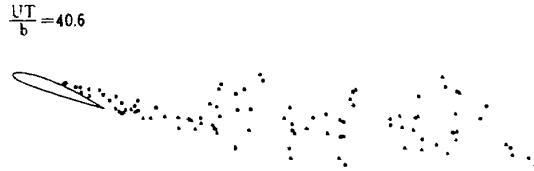


図3 フローパターン (NACA 4412,  $\alpha = 20^\circ$ ,  $Re = 3.1 \times 10^6$ )

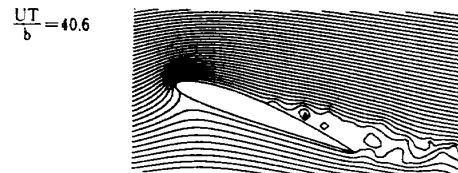


図4 流線 (NACA 4412,  $\alpha = 20^\circ$ ,  $Re = 3.1 \times 10^6$ )

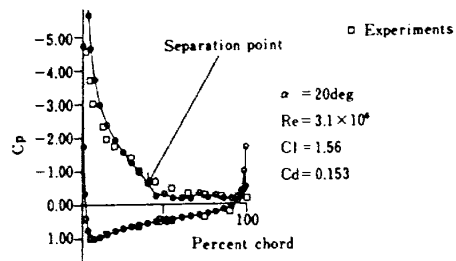


図5  $C_p$  分布 (NACA 4412,  $\alpha = 20^\circ$ ,  $Re = 3.1 \times 10^6$ )

図5に示す。剥離域内を含めて実験で得られた  $C_p$  の分布と良好な一致を示していることがわかる。

なお、翼後縁での  $C_p$  の大きな負の値は、後縁から放出された渦点が翼表面上に近づきすぎた為と考えられ、後縁渦放出点の位置などについて今後更に検討が必要であると思われる。

図6に迎角と  $C_L$ ,  $C_D$  の関係を示す。  $C_L$  は実験値<sup>5</sup>と比較して最大で約14%の違いを見せている。揚力係数のカーブは実験値に比べ迎角変化により大きく反応している。しかし、迎角によるばらつきはあるが総じて実験値と良く対応している。

また,  $C_D$  も実験値と良い一致を示している。  
次に振動する翼の場合の迎角の変化が,  $\alpha=16^\circ$

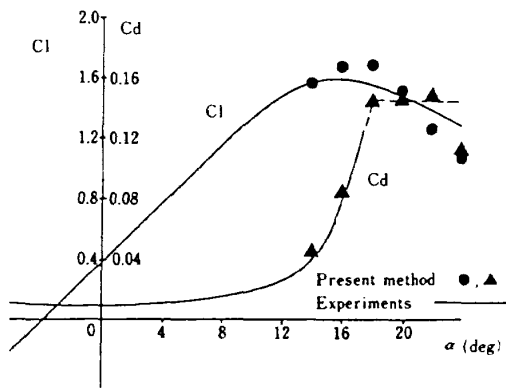
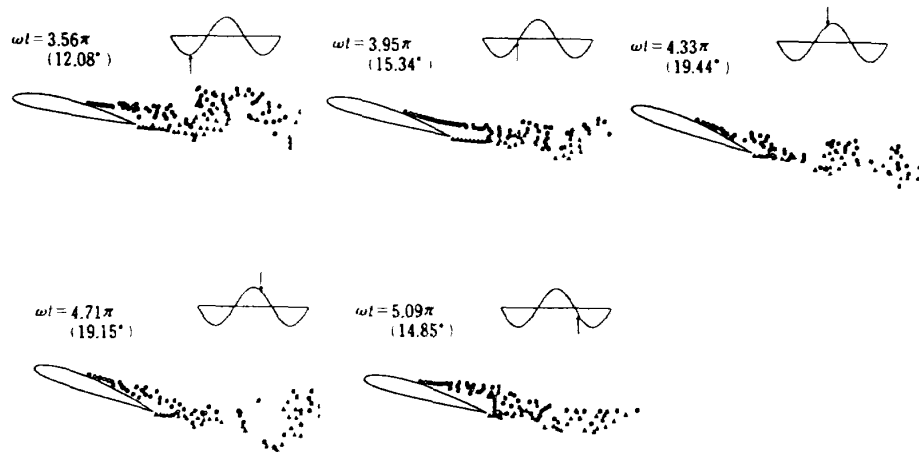
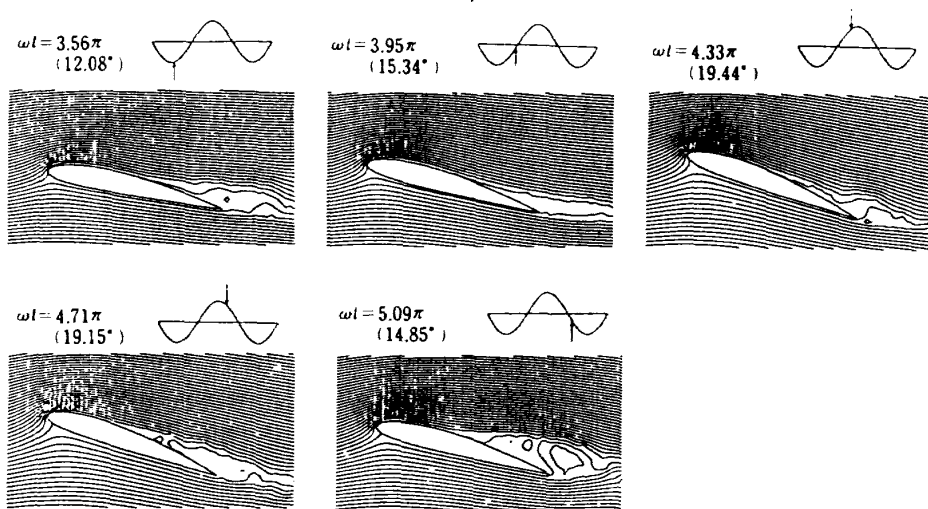


図6 迎角と  $C_L$ ,  $C_D$  の関係  
(NACA 4412,  $Re=3.1 \times 10^6$ )

$+4^\circ \sin \omega t$  及び  $\alpha=20^\circ+5^\circ \sin \omega t$  の場合の結果について示す。図7は  $\alpha=16^\circ+4^\circ \sin \omega t$  の場合のフローパターンと流線である。またその時の  $C_L$  の時間的変化を図8に示す。剥離域の幅は小さいが、迎角が増加する時に比べ、減少する時の方がやや大きくなっており、そのことが図8に高迎角時における  $C_L$  の履歴現象となって現れている。ただし、その差はあまり大きくはなくいわゆるライトストールの特徴をあらわしているものと考えられる。図9は  $\alpha=20^\circ+5^\circ \sin \omega t$  の場合のフローパターンと流線である。またその時の  $C_L$  の時間的変化を図10に示す。この場合には同じサイクル中でも迎角が増加する時と ( $\omega t=3.56\pi$  から  $\omega t=4.33\pi$ ) と減



(a) フローパターン



(b) 流線

図7 振動翼の流れ場のフローパターンと流線  
(NACA 4412,  $\alpha=16^\circ+4^\circ \sin \omega t$ ,  $k=0.2, Re=1 \times 10^6$ )

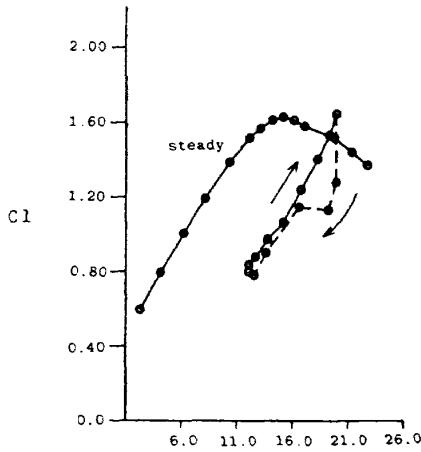
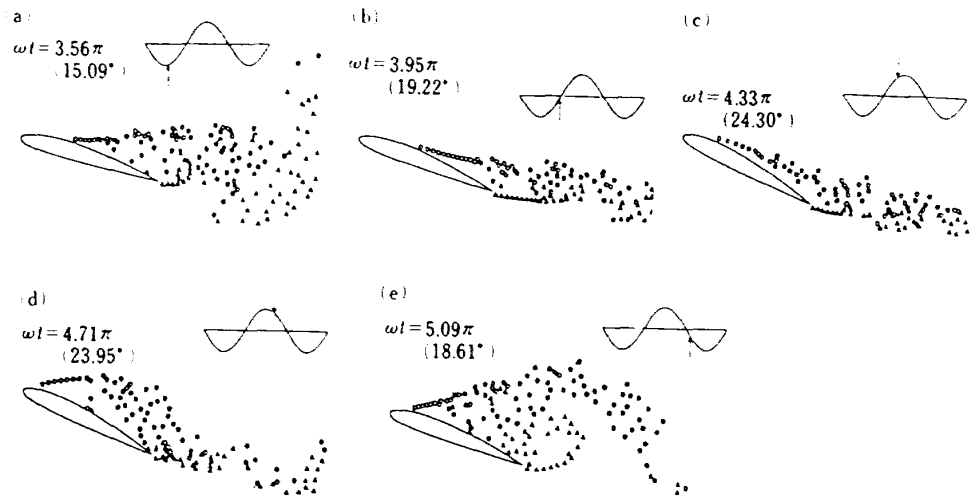


図8  $C_L$ の履歴曲線 (NACA 4412,  $\alpha = 16^\circ + 4^\circ \sin \omega t$ ,  $k = 0.2$ ,  $Re = 1 \times 10^6$ )

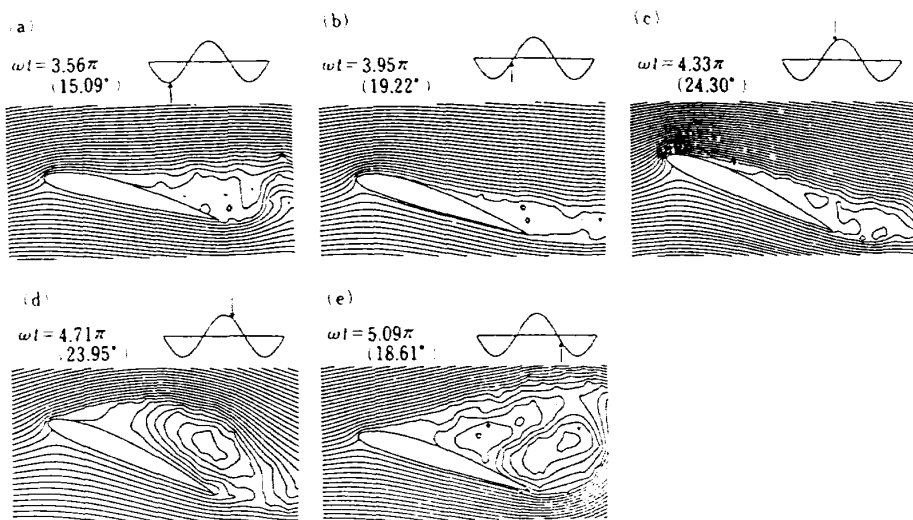
少する間 ( $\omega t = 4.71\pi$  から  $\omega t = 5.09\pi$ ) とでは、迎角がほぼおなじであっても剥離点の位置および剥離域の大きさやその様子が異なっていることがわかる。迎角が増加する間のほうが剥離点が後退しており、また翼上面の剥離域も狭い。図10に示されるように  $C_L$ の履歴現象が良好にとらえられており、ダイナミックストールの特徴<sup>5)</sup>を示している。

#### 4. 結 論

物体を線形分布した渦分布で表し、物体から放出されるせん断層を離散した渦点で表す方法を用いて翼まわりの流れの計算を試みた。また、圧力係数の評価において全圧の変化についての新しい



(a) フローパターン



(b) 流 線

図9 振動翼の流れ場のフローパターンと流線 (NACA 4412,  $\alpha = 20^\circ + 5^\circ \sin \omega t$ ,  $k = 0.2$ ,  $Re = 1 \times 10^6$ )

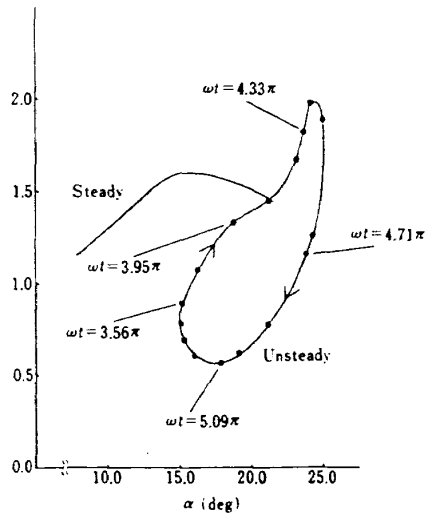


図10  $C_L$  の履歴曲線 (NACA 4412,  $\alpha = 20^\circ + 5^\circ \sin \omega t$ ,  $k = 0.2$ ,  $Re = 1 \times 10^6$ )

提案を行い、 $C_p$ ,  $C_L$  および  $C_D$  を計算し実験結果と比較してほぼ妥当な結果を得て、この提案の有効性を示した。

更にこれらを振動する翼まわりの流れにも適用し、このような流れの解析法を用いてダイナミックストールの特徴をある程度とらえることができることを示した。

## 参考文献

- 1) 坂田・足立・稲室：日本機学会論文集49 B (1983), pp. 801-808.
- 2) 林・麻生：日本航空宇宙学会誌, 34(1986), pp. 350-355.
- 3) 林・麻生：二ツ寺：九州大学工学集報, 61 (1988), pp. 288-292.
- 4) B. Thwaites: Aero. Quarterly, I (1948), pp. 245-280.
- 5) E. Truckenbrodt: Ing.-Arch., 20 (1952), s. 211-288.
- 6) W.J. McCroskey and S.L. Pucci: AIAA Paper No. 81-0041 (1981).