

이산와류법을 이용한 비정상 후류의 수치적 모사

한철희* · 최근형* · 조진수†

(2000년 9월 1일 접수, 2000년 12월 22일 심사완료)

Numerical Simulations of Unsteady Wakes Using a Discrete Vortex Method

Cheolheui Han, Keunhyoung Choi and Jinsoo Cho

Key Words : Unsteady Wakes(비정상 후류), Discrete Vortex Method(이산와류법), Ground Effect(지면효과)

Abstract

The behavior of unsteady wake vortices for the two-dimensional flat plate is simulated by a discrete vortex method. The flat plates and their wakes are represented by vortex sheets. The vortex sheets are replaced with discrete vortices. The freely deforming wake sheets are computed as a part of solution and the ground effect is included by an image method. In order to predict wake shapes accurately and to model closely coupled aerodynamic interference, a vortex core model and a vortex core addition scheme are used. The simulated wake shapes convecting behind the plates in unsteady motion are compared to a flow visualization result and other numerical results. The present results agree well with them. The present method is also applied to the aerodynamic analysis of flat plates in tandem configuration in ground effect.

기호설명

A_{ij} : 영향계수 행렬요소
 c : 익현길이
 C_l : 양력계수, $L/(0.5\rho U_\infty^2 c)$
 C_m : 피칭모멘트계수, $M/(0.5\rho U_\infty^2 c^2)$
 L_{cr} : 임계길이
 l : 에어포일 전연 사이의 거리
 l_p : 패널길이
 \underline{n}_i : 제어점에서의 단위법선벡터
 N : 평판을 구성하는 절점(node)수
 NT : 총 시간간격 수
 p_0 : 피칭진동 진폭

r_c : 와핵반경
 t, T : 시간
 $\Delta t, \Delta T$: 시간간격
 U_∞ : 자유흐름속도(freestream velocity)
 x, y : 물체고정좌표계(body-fixed frame)
 X, Y : 지면고정좌표계(ground-fixed frame)
 α : 영각
 Φ : 속도 포텐셜
 γ : 비행 경로각
 Γ : 와류의 순환강도
 θ : 피치각
 ρ : 밀도
 ω : 히빙 진동주파수
 ω_p : 피칭 진동주파수

1. 서론

에어포일에 대한 비정상 공력해석 연구는 주로 항공기 에어포일의 플러터 해석과 관련하여 많은 연구가 되어 왔으며 최근에는 새나 곤충 또는 수

* 한양대학교 대학원 기계공학과

† 책임저자, 회원, 한양대학교 기계공학부

E-mail : jscho@email.hanyang.ac.kr

TEL : (02)2290-0429 FAX : (02)2281-4016

중생물의 추진과 관련한 다양한 분야의 연구로 발전하였다.

비정상 운동을 하는 에어포일의 공력특성변화에 대한 연구는 에어포일의 후연에서 발생하는 와류에서 발생하는 후류의 말림(wake rollup)현상과 관련한 비선형적인 현상을 정확히 계산할 수 있어야 한다. 단일 에어포일의 경우 에어포일에 근접한 유동장에서의 후류(near-field wake)를 정확히 모사할 수 있어야 하며, 하나의 에어포일이 다른 에어포일에 근접하여 비정상 운동을 하는 경우에 있어서는 중간 유동장에서의 후류(medium-field wake)를 정확히 모사할 수 있어야 한다. 따라서 진동하는 에어포일에 근접한 부근에서의 후류를 정확히 모사하는 것은 비정상 공기역학 분야에서 매우 중요한 일이다.⁽¹⁾

이산와류를 도입하여 에어포일의 후연에서 대류하는 후류를 모사하려는 연구는 Rosenhead⁽²⁾가 처음에 시작하였다. 그러나 Rosenhead⁽²⁾가 제시한 이산와류법은 후류에서 발생하는 점와류들이 하류방향으로 서로 가까이 접근하면서 대류할 경우 수치적 불안정이 발생한다. 이를 해결하기 위하여 대부분의 연구들이 와핵(vortex core)을 모델링한 후 와핵반경(vortex core radius)을 수치적으로 바꾸면서 매우 작은 시간간격으로 비정상 후류를 모사하는 방법들을 사용하고 있다.⁽¹⁾

Krasny⁽³⁾는 Rosenhead⁽²⁾의 방법을 사용한 연구들을 검토한 결과 1)연속적인 후류를 이산와류로 나타냄으로 발생하는 수치적인 불안정성인 round off error 가 결국에는 공간상에서 큰 섭동을 발생시키며 이로 인하여 비정상적인 와류운동의 형태로 부정확한 계산결과가 나타나며 2)작은 시간간격으로는 물리공간(physical space)에서 나타나지 않는 round off error 가 주파수영역에서는 명백하게 나타남을 밝혔다. Krasny⁽³⁾는 이러한 문제를 해결하기 위하여 filtering technique 의 도입을 주장하였으나, 후류를 모사하기 위하여 필요한 와류의 개수를 고정시키고 연구하였다는 한계점을 가지고 있다.

이산와류법을 사용할 때 나타나는 수치적 불안정성의 주요 원인이 하나의 시간간격에 대하여 한 개의 점와류를 위치시킴으로서 후류말림(wake roll-up)이 일어날때 나타나는 비정상 후류의 급격한 변화를 적은 수의 점와류로 모사하려 하는데 주로 기인한다. 이 점에 착안하여 두 와류사이의 거리가 멀어지는 경우 두 와류사이에 와류의 개수를 더해 줌으로써 후류를 연속적으로 나타내는 방법(와핵첨가법, vortex core addition scheme)⁽⁴⁾을 도입하여 와핵모델링⁽⁵⁾과 함께 사용하면 정확하게 비정상후류를 계산할 수가 있다.

따라서 본 연구에서는 이산와류법에 와핵모델링 및 와핵첨가법을 적용하여 2 차원 평판날개에

대한 비정상 후류를 모사하는 수치적 기법을 개발하였다. 개발한 수치기법을 적용하여 평판날개의 후연에서 발생하는 비정상 후류의 형상을 모사하고 이를 실험결과와 비교하여 본 연구방법의 타당성을 보였다.

최근에 새로운 개념의 운송체인 지면효과익선의 개발을 위하여 지면근처를 운항하는 날개에 대한 공력해석 연구가 활발히 진행되고 있다. 또한 지면효과를 이용한 지상용 초고속 운송체가 제안되었으며, 이 중 대표적인 운송체로는 Kono 등⁽⁶⁾이 제안한 guide way 를 가지는 Aero-Train, Hiemcke⁽⁷⁾가 제안한 Aerolev Train 등이 있다. 이러한 유형의 초고속 지상용 운송체들은 날개를 지면에 매우 가까운 거리에서 비행시킴으로써 최대한의 지면효과를 얻고자 하고 있다. Nuhait 와 Zedan⁽⁸⁾은 2 차원 평판에 대한 비정상 공력해석연구에서 동적지면효과가 정적지면효과에 비하여 지면효과를 더욱 증폭시킴을 보여주었다. 따라서 본 연구에서 개발한 수치기법을 사용하여 지면근처에서 비정상운동을 하는 2 차원 평판날개의 후류형상 및 공력계수의 변화에 관한 응용연구도 수행하였다.

2. 수치해법

2.1 이산와류법(Discrete Vortex Method)

평판을 둘러싸는 유동은 평판의 고체경계면과 후류를 제외한 전 유동장에서 2 차원 비압축성 비점성 유동이라고 가정한다. 비정상 운동을 하는 물체에 대한 공력해석연구는 지면고정좌표계(ground-fixed frame)와 물체고정좌표계(body-fixed frame)로 나누고 물체에 고정된 좌표계를 기준으로 생각을 하면 정상상태에 대한 공력해석연구에 대하여 경계조건만을 비정상 운동에 대하여 변환함으로써 간단하게 계산을 할 수가 있다.⁽⁹⁾

지면고정좌표계에서 속도포텐셜(Φ)을 정의할 수 있으며 연속방정식은 다음과 같은 Laplace 방정식으로 나타난다.

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad (X, Y \text{ coordinates}) \quad (1)$$

연속방정식은 좌표계에 무관하므로 다음과 같이 물체고정좌표계(body-fixed frame)로 나타낼 수가 있다.

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (x, y \text{ coordinates}) \quad (2)$$

평판과 후류는 Laplace 방정식의 해인 와판(vortex sheet)으로 나타내며 평판은 와판을 가로질

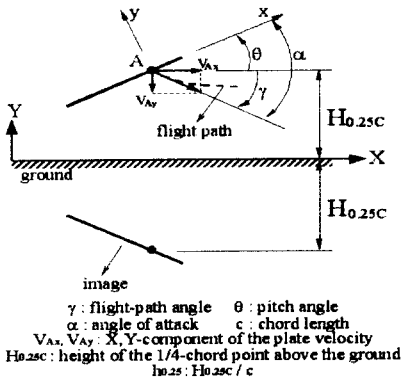


Fig. 1 The coordinate system

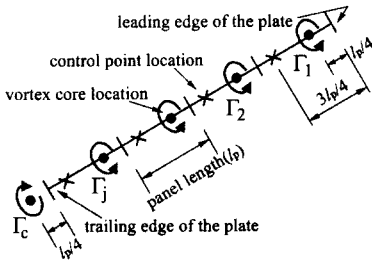


Fig. 2 Discretization of a flat plate

러 압력차가 존재하는 고정와판(bound vortex sheet)으로, 후류는 위치가 자유롭게 변하고 와판을 가로질러 압력차가 존재하지 않는 자유와판(free vortex sheet)으로 나타낸다. 고정와판과 자유와판은 이산와류들(discrete vortices)로 모델링한다.

식 (1)의 Laplace 방정식이 해를 가지기 위해서는 다음의 경계조건들을 만족해야 한다.

- i) 물체의 원방에서 교란속도는 0이다.
- ii) 물체표면에 수직한 속도 성분은 0이다.
- iii) 평판과 후류를 둘러싼 순환은 보존된다.
- iv) 비정상 Kutta 조건
- v) 후류를 가로지르는 압력차는 없다.

연속방정식과 경계조건 i)은 포텐셜이론 및 이산와류로부터 유도되는 속도(Biot-Savart 법칙)로부터 자동적으로 만족되고, 경계조건 ii)는 다음과 같은 수식으로 나타낼 수 있다.

$$(\vec{V} - \vec{V}_p) \cdot \vec{n} = 0 \quad (3)$$

여기서 \vec{V} 는 유체입자의 절대속도를, \vec{V}_p 는 유체입자와 접하고 있는 고체면의 절대속도를, 그리고 \vec{n} 은 그 점에서 고체면에 수직한 단위벡터를

나타낸다. 이 중 고체면의 속도는 다시 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\vec{V}_p = \vec{V}_A + \vec{\omega} \times \vec{r}_p + (\delta \vec{r}_p / \delta t) \quad (4)$$

여기서 \vec{V}_A 는 점 A에서 평판의 선형속도를, $\vec{\omega}$ 는 평판의 각속도를, \vec{r}_p 는 점 A에 대한 점 P의 위치 벡터를 의미하며 $\delta \vec{r}_p / \delta t$ 는 점 A에 대한 점 P의 국부유체입자속도(local fluid particle velocity)이다.

평판은 Fig. 2와 같이 동일한 길이의 패널(panel)로 이산화한다. 각 패널의 전연에서 패널길이(l_p)의 1/4만큼 떨어진 곳에 미지의 강도 Γ_j 를 갖는 한 개의 점와류를 위치시키며 3/4 l_p 만큼 떨어진 곳에 경계조건을 만족시키는 제어점(control point)을 위치시킨다. 기동와류(starting vortex)는 평판의 후연에서 1/4 l_p 만큼 떨어져 있으며⁽⁹⁾ 미지의 강도 Γ_c 를 갖는 한 개의 자유와류(free vortex)를 시간단계마다 생성하여 표현한다.

이상의 조건을 사용하여 식 (1)을 나타내면 다음과 같다.

$$\sum_{j=1}^{N-1} A_{ij} \Gamma_j - Q_i \Gamma_c = (\vec{V}_A - \vec{V}_{wi}) \cdot \vec{n}_i \quad i = 1, 2, \dots, N-1 \quad (5)$$

여기서 영향계수 행렬요소 A_{ij} 는 i 번째 제어점에 대하여 단위 강도를 갖는 j 번째 패널의 점와류와 그 상(image)에 의해 유도되는 수직속도를 나타낸다. Q_i 는 i 번째 제어점에 대하여 단위 강도를 갖는 기동와류와 그 상(image)에 의해 유도되는 수직속도를 나타낸다. \vec{V}_{wi} 는 i 번째 제어점에 대하여 위치와 강도를 알고있는 자유와류들에 의해 유도되는 속도이다.

경계조건 iii)은 Kelvin 이론을 나타내며 움직임을 시작할 때 총순환(total circulation)은 0이 되므로 동일한 유체 입자를 포함한 경로에 대해 총순환은 지속적으로 0이 된다.

$$\sum_{j=1}^{N-1} \Gamma_j - \Gamma_c = \sum_{j=1}^{NT-1} \Gamma_{wake_j} \quad (6)$$

여기서 N 은 평판을 구성하는 절점(node)의 개수를, NT 는 총 시간단계 수를, Γ_{wake_i} 는 자유후류의

k 번째 점와류(point vortex)의 순환 강도를 의미한다.

경계조건 iv)는 평판의 후연에서 각 시간단계마다 기동와류를 분리, 대류(convection)시킴으로써 만족된다. 경계조건 v)는 후류를 구성하는 자유와류들을 국부유체입자속도(local fluid particle velocity)로 대류시킴으로써 만족된다. 국부유체입자속도는 식 (4)에서 각속도가 0 이라고 하면

$$\left(\delta \vec{r} / \delta t\right) = \vec{V} - \vec{V}_A \quad (7)$$

이고 \vec{V} 는 모든 이산와류와 그 상에 의해 유도된 절대속도를 의미한다. 따라서 Euler convection scheme⁽⁸⁾을 사용하여 후류에서의 점와류를 새로운 위치로 이동시키는 식은 다음과 같다.

$$\vec{r}_k(t + \Delta t) = \vec{r}_k(t) + \left(\delta \vec{r} / \delta t\right)_k \cdot \Delta t \quad (8)$$

식 (5), (6)을 풀기위해서 후류의 위치와 와도를 표현한 초기값이 정해져야 한다. 갑작스러운 운동을 하는 경우에 출발 순간에는 후류가 존재하지 않으므로 \vec{V}_{wi} 는 0 이 되고 식 (5), (6)은

$$\sum_{j=1}^{N-1} A_j \Gamma_j - Q_i \Gamma_c = \vec{V}_A \cdot \vec{n}_i \quad (9)$$

$$\sum_{j=1}^{N-1} \Gamma_j - \Gamma_c = 0 \quad i = 1, 2, \dots, N-1$$

이 되고 이를 사용하여 미지의 순환 강도를 구하게 된다. 첫 번째 시간단계(NT=1)에서 평판의 후연에서 기동와류가 생성되었다고 가정을 하고 식 (9)를 계산하여 고정와판과 자유와판에서의 모든 와류의 순환강도를 계산한다. 이 시간단계의 끝에서 비정상 Kutta 조건을 만족시키기 위해 후연와(trailing edge vortex)를 평판의 후연에서 식 (8)을 이용하여 하류로 대류시킨다. 이 순간의 순환 보존을 만족시키기 위해 후연와의 순환 강도는 NT=1 에서의 기동와류(starting vortex)의 강도와 동일하게 한다. 비정상 후류는 매 시간단계마다 평판의 후연에서 떨어져 나온 와류들을 대류시켜 나 타낸다.

2.2 와핵모델(Vortex Core Model)

Biot-Savart 법칙에 의하여 유도되는 속도(v)는 $v \approx 1/r$ 이므로, 점와류에서 특이점(singular point)을 갖는다⁽¹⁾. 따라서 후류말림(wake roll-up)부근에

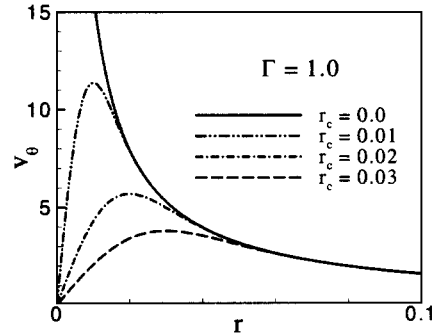


Fig. 3 Vortex core model

서 자유와류들이 일정거리 이상으로 서로 가까워지면 다른 자유와류에 대하여 무한히 큰 속도를 유도하여 후류의 형태가 비현실적인 형태로 모사가 될 수 있다. 따라서 후류의 정확한 모사를 위해서 와핵모델(vortex core model)의 적용이 필요하다. 와핵모델에는 일정한 반경 내의 유도속도가 일정하다고 보는 균일속도모델(constant vortex model),⁽¹⁰⁾ 반경 내의 속도가 0 이라고 가정하는 velocity cropping 모델, 반경내의 유동이 강체처럼 회전한다고 보는 강체 회전모델(solid-body rotation model),⁽¹⁰⁾ 반경내의 속도분포를 적당한 계산식을 사용하여 원하는 분포가 되도록 scaling 하는 방법⁽¹⁰⁾ 등이 있다. 본 연구에서는 Ling 등⁽⁵⁾이 제시한 다음과 같은 와핵모델(vortex core model)을 사용하였다.

$$v_\theta = \frac{\Gamma}{2\pi r} \left\{ 1 - \exp \left[-1.25643 \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right] \right\} \quad (10)$$

Fig. 3에서 볼 수 있듯이 v_θ 는 와류의 원주방향 속도 성분이고, r_c 는 와핵반경(vortex core radius)이 되며 수치적인 실험을 통하여 결정을 한다.

2.3 와핵첨가법(Vortex Core Addition Scheme)

식 (8)을 사용하여 후연에서 발생하는 와류를 매 시간 간격마다 하류방향(downstream)으로 대류시킬 때, 두 와류 사이의 거리가 일정거리 이상으로 떨어지면 두 와류 사이에 와류의 개수를 더해 줌으로써 후류를 연속적으로 나타낼 수 있다. 이러한 방법이 와핵첨가법이며 와핵첨가법을 적용하는 절차는 다음과 같다

(1) 매 시간간격마다 후류를 나타내는 점와류에 식 (8)을 적용하여 후류를 국부유체입자속도로 이동을 시킨다.

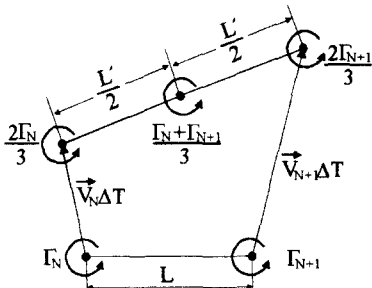


Fig. 4 Vortex core addition scheme

- (2) 이동된 자유와류 사이의 거리가 임계길이 (L_{cr}) 이상이 되면, Fig. 4 에서와 같이 두 자유와류의 순환강도 합에 대하여 1/3의 강도를 갖는 하나의 새로운 자유와류를 생성시킨다.
- (3) 새로이 생성된 자유와류는 기존의 두 와류 사이의 중간지점에 위치시킨다.
- (4) 기존의 자유와류는 각기 이전 순환강도의 2/3가 되는 순환강도를 갖도록 하여 전체 순환강도의 합이 이전의 순환강도의 합과 같도록 한다.

이상과 같은 절차를 통하여 후류를 연속적으로 나타냄으로써 정확한 후류의 형상을 얻을 수 있다.

2.4 공력 계수 계산

비점성/비압축성 유동장에서 비정상 운동을 하는 물체에 미치는 공력하중은 비정상 Bernoulli 방정식을 사용하여 계산된 압력분포를 사용하여 구할 수 있다.

평판의 i 번째 패널요소를 가로지르는 압력계수의 증분(ΔC_{pi})은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} \Delta C_{pi} &= (C_{pi} - C_{pw})_i \\ &= 2 \frac{\partial}{\partial t} (\phi_u - \phi_l)_i + (V_u - V_l)_i \cdot (V_u + V_l - 2V_{Ax})_i \end{aligned} \quad (11)$$

하첨자 u 와 l 은 각각 평판의 위아래 면을 나타내며, ϕ 와 V_{Ax} 는 각각 속도 포텐셜과 평판의 x 방향 속도성분이다. $(\phi_u - \phi_l)_i$ 는 제어점 i 의 윗면에서 평판의 전연(leading edge)방향으로 전연 주위를 돌아 다시 평판의 아래면에서 하류방향으로 제어점 i 의 바로 아래까지 오는 경로를 따라 속도를 적분한 양이다. 따라서

$$(\phi_u - \phi_l)_i = \sum_{k=1}^i \Gamma_k \quad (12)$$

로 나타내며 $(\partial/\partial t)(\phi_u - \phi_l)_i$ 는 다음과 같이 근사할 수 있다.

$$\frac{\partial}{\partial t} (\phi_u - \phi_l)_i \approx \left\{ \left[\sum_{k=1}^i \Gamma_k(t + \Delta t) - \sum_{k=1}^i \Gamma_k(t) \right] / \Delta t \right\} \quad (13)$$

V_u 와 V_l 은 평균속도 V_m 과 속도상승(γ) 에 의해서 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} V_u &= V_m + (\gamma/2) \\ V_l &= V_m - (\gamma/2) \end{aligned} \quad (14)$$

V_m 은 제어점에서 평판과 후류의 모든 이산와류와 그 상에 의해서 유도되는 속도이며 γ 와 V_m 은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \gamma &= V_u - V_l \\ V_m &= (V_u + V_l) / 2 \\ \gamma_i &= [\Gamma_i + \Gamma_{i+1}] / 2l_p \end{aligned} \quad (15)$$

식 (13),(14),(15)를 식 (11)에 적용하면 압력계수의 증분(ΔC_{pi})는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \Delta C_{pi} &= \left\{ 2 \sum_{k=1}^i [\Gamma_k(t + \Delta t) - \Gamma_k(t)] \right\} / \Delta t \\ &+ \left\{ [\Gamma_i + \Gamma_{i+1}] / l_p \right\} (V_m - V_{Ax}) \end{aligned} \quad (16)$$

따라서 각각의 패널에서의 압력증분을 적분하여 수직력, 양력, 피칭모멘트 등의 공력을 계산할 수가 있다.

3. 결과 및 고찰

Fig. 5 는 영각(angle of attack)이 0° , 진폭(h_o)이 0.019, 환원주파수(reduced frequency, $\omega c / 2U_\infty$)가 8.5 인 상태로 히빙진동(heaving oscillation)을 하는 2 차원 평판날개에서 하류로 대류하는 비정상 후류의 형태를 나타낸 그림들로서 Fig. 5(a)는 Bratt⁽¹¹⁾가 수행한 유동가시화 결과이며 Fig. 5(b)~ Fig. 5(f)는 동일한 조건에 대하여 이산와류법을 사용하여 후류를 수치적으로 모사한 그림들이다. Fig. 5(b)는 와핵모델과 와핵첨가법을 사용하지 않고 시간 간격만을 작게 하여 ($\Delta t = 0.01 \times c / U_\infty$) 후류를 수치적으로 모사한 결과이다. 그림에서 후류말림(wake

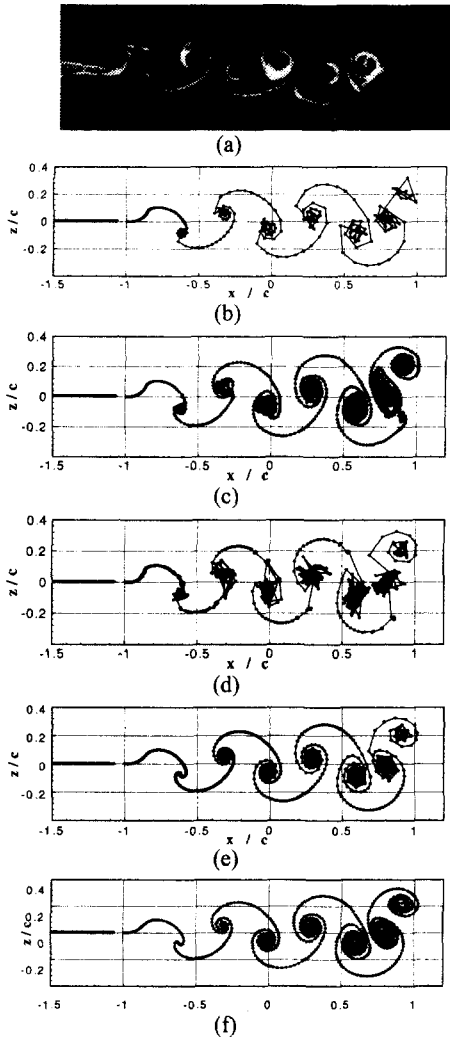


Fig. 5 Wake patterns behind a flat plate undergoing heaving oscillation

roll up)부근에서 수치적으로 매우 불안정한 현상을 보여주고 있다. 이는 연속적인 후류를 이산화류로 나타냄으로 발생하는 수치적인 불안정성에 기인한 속도의 큰 섭동에 기인한 것으로 보인다.

Fig. 5(c)는 와핵모델의 적용이 없이 와핵첨가법만을 사용한 계산결과로 사용된 임계길이(L_{cr})는 $5.0\Delta t U_\infty$ 이다. 그림에서 묘사된 후류의 형태가 보다 구체적으로 개선되었음을 볼 수가 있다. 그러나 와류들이 밀집되어 있는 후류말림 영역에서 근접한 와류끼리의 과도한 유도속도로 인하여 후류들이 서로 뒤엉켜 있음을 볼 수가 있다. 비점성 유동에서 자유후류는 후류를 가로질러서 압력차이를 가지지 않으므로 자유후류는 항상 유면과 평행해야 한다. 그러나 Fig. 5(c)에서는 후류의 면이 다

Table 1 Comparison of required computational times

case	Δt ($\times c / U_\infty$)	r_c ($\times c$)	L_{cr} ($\times U_\infty \Delta t$)	num. of cores	comput. time(sec)
(a)	Experimental result				
(b)	0.01	×	×	200	29.6
(c)	0.01	×	5.0	1921	1093.4
(d)	0.0027	×	×	738	1283.1
(e)	0.0027	0.03	×	738	1228.6
(f)	0.01	0.03	5.0	738	207.8

른 후류면을 가로지르는 물리적으로 타당하지 않은 현상을 보이고 있다. Fig. 5(d)는 Fig. 5(b)에서와 같이 와핵모델이나 와핵첨가법을 사용하지 않고 시간간격을 $\Delta t = 0.0027 \times c / U_\infty$ 로 더욱 작게 한 후 계산한 결과이다. 시간간격을 더욱 작게 하였음에도 불구하고 수치적 정확도는 향상되지 않았음을 볼 수가 있다. Fig. 5(e)는 Fig. 5(d)와 동일한 와핵의 개수를 갖도록 $\Delta t = 0.0027 \times c / U_\infty$ 로 하고, $r_c = 0.03c$ 로 하는 와핵모델을 적용하여 계산한 것이다. 그림에서 와핵모델의 적용으로 올바른 후류의 형태에 좀더 가까워진 것을 볼 수가 있다. 그러나 시간이 지날수록 수치적 불안정성으로 인하여 Fig. 5(c)에서와 같이 후류의 면이 다른 후류면을 가로지르는 현상을 보이고 있다. Fig. 5(f)는 Fig. 5(e)의 경우와 같이 $r_c = 0.03c$ 로 하는 와핵모델과 Fig. 5(c)의 경우와 같이 $L_{cr} = 5.0\Delta t U_\infty$ 로 한 와핵첨가법을 같이 사용한 계산 결과이다. Fig. 5(f)를 보면 후류말림 부근에서 수치적으로 매우 안정된 후류의 모습을 보이고 있다.

Table 1은 Fig. 5(b) ~ Fig. 5(f)의 계산에 사용된 계산시간에 대한 비교이다. 여기서 계산에 사용된 컴퓨터 사양은 96Mb RAM, AMD Athlon 600Mhz CPU이다. Table 1에서 알 수 있듯이 Fig. 5(f)에 적용된 방법이 가장 적은 계산시간이 소요됨을 알 수가 있다. 따라서 와핵모델 및 와핵첨가법을 동시에 적용할 경우 타 방법들에 비하여 더 적은 계산시간에 더 정확한 비정상 후류의 묘사가 가능함을 알 수가 있다.

Fig. 6은 Fig. 5와 같은 조건으로 운동을 하며 지면효과를 받는 2차원 평판날개의 후류 형상을 계산한 결과이다. 계산에 사용된 $\Delta t = 0.009c / U_\infty$, $r_c = 0.025c$ 이고 $L_{cr} = 3.0 \times \Delta t U_\infty$ 이다. Fig. 6(a)는 지면효과가 없는 경우이며, Fig. 6(b)는 $h_{0.25} = 0.1$ 의

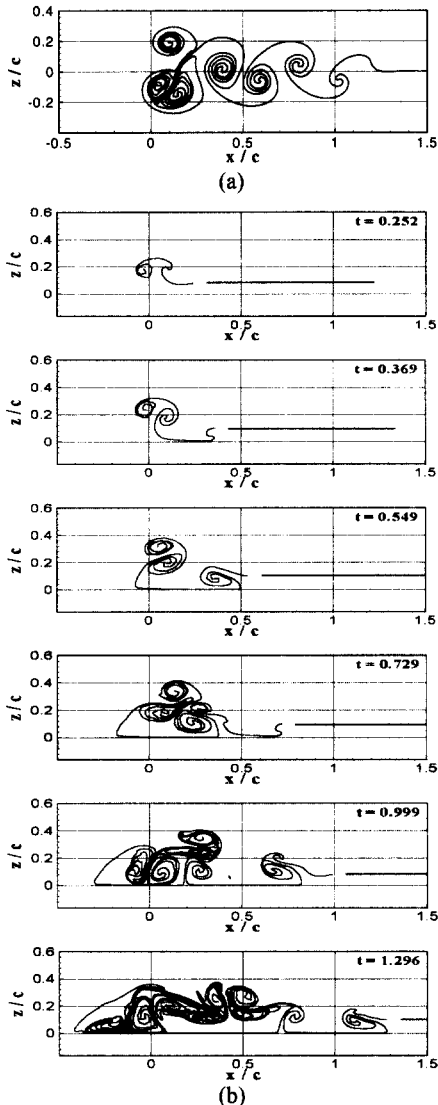


Fig. 6 Wake patterns behind a flat plate undergoing heaving oscillation

고도로 지면 효과를 받는 경우이다. 그림에서 지면효과가 없는 경우에는 규칙적인 모양의 후류말림(wake roll-up)을 보이나 지면효과를 받는 경우에는 지면의 영향으로 매우 불규칙한 후류말림을 보이고 있다. $t=0.252$ 에서는 초기에 발생한 기동와류가 후류말림을 하고 있으며 아직 후류가 지면과의 상호작용을 하지 않고 있다. 그러나 $t=0.369$ 에는 후류가 지면에 제한을 받아 모양이 변하고 있는 것을 볼 수가 있다. $t=0.549$ 에서는 지면효과를 받지 않을 때의 후류말림에 비하여 훨씬 더 복잡한 비대칭적인 양상으로 변하고 있음을 보여주고 있다. $t=0.729$ 이후에는 지면효과를 받지 않았을 때에

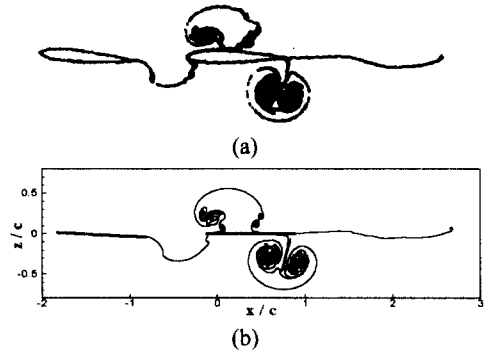


Fig. 7 Wake shape for one airfoil pitching around the quarter-chord and a second stationary airfoil in its wake

비하여 후류말림이 지면의 영향으로 심하게 왜곡되기 시작하고 있으며 이 경향은 시간이 지날수록 더욱 심화되고 있다.

Fig. 7은 동일한 익현(chord)을 갖는 2개의 에어포일에서 발생하는 후류를 수치적으로 모사한 그림이다. 앞 에어포일(front airfoil)이 전연(leading edge)에서 익현길이의 1/4 되는 지점에서 피칭진동(pitching oscillation)을 하고 뒷 에어포일은 고정되어 있다. Fig. 7(a)에 나타난 그림은 Mook et al.⁽⁴⁾이 와해모델없이 와해침가법만을 사용하여 수치적으로 모사한 결과로 NACA0012 에어포일을 사용하였다. $\theta = p_o \sin \omega_p t$ 로 시간에 따라 변하며 피치각진폭 $p_o = 0.2$, $\omega_p = 0.8\pi \times 2U_\infty / c$, $U_\infty / c = 1.0$ 의 조건으로 피칭진동하고 있다. Fig. 7(b)에 나타난 그림은 본 연구방법을 사용하여 모사한 결과이며 계산에서 $\Delta t = 0.01 \times c / U_\infty$, $r_c = 0.02c$, $L_{cr} = 1.0 \Delta t U_\infty$ 의 계산조건을 사용하였다. 그림에서 앞 에어포일에서 생성된 후류가 뒷 에어포일의 영향을 받아 매우 복잡한 양상을 보이며 변화하는 것을 볼 수가 있다. 피칭진동을 하는 앞 에어포일에서 발생하는 후류는 뒷 에어포일의 윗면을 지나가는 후류와 뒷 에어포일의 아래면을 지나가는 후류로 나뉘어지는 현상을 볼 수가 있다.

Fig. 8은 히빙진동운동(heaving oscillation motion)을 하는 2차원 탠덤 평판날개의 후류 형상 및 시간에 따른 양력계수의 변화를 나타낸 그림이다. 영각은 0° 이고 평판날개 사이의 거리는 $1.7c$ 이며, $z = h_o \sin \omega t$, $h_o = 0.01$, $\omega = 1.0\pi \times 2U_\infty / c$, $U_\infty / c = 1.0$ 의 운동조건을 갖는다. Fig. 8(a)는 2차원 평판날개가 지면효과를 받지 않을 때에 대한 계산결과이며, Fig. 8(b)는 지면효과를 받고 있을 경우에 대한 계산 결과이다.

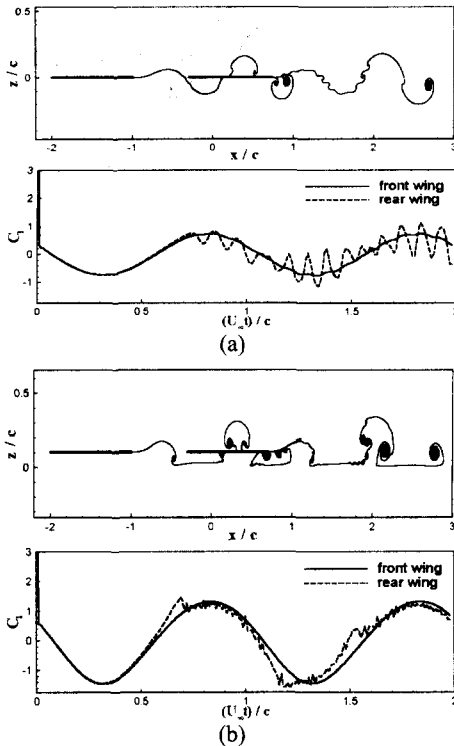


Fig. 8 Wake shapes and sectional lift coefficients of flat plates undergoing heaving oscillation motion at $\alpha = 0^\circ$. (a) out of ground effect, (b) in ground effect

Fig. 8(a)에서 앞날개에서 발생하는 후류가 Fig. 7에서와 같이 뒷날개의 영향을 받아 뒷날개의 윗면을 지나가는 후류와 아래면을 지나가는 후류로 나뉘어지는 현상을 볼 수가 있다. 이로 인하여 뒷날개의 양력계수는 앞날개에서 발생하는 후류의 영향으로 진동하게 된다.

Fig. 8(b)와 같이 $h_{0.25} = 0.1$ 의 고도에서 지면효과를 받을 경우에 각 평판날개에서 발생하는 양력이 지면효과를 받지 않을 때보다 더 큰 진폭을 가지고 변화한다. 또한 후류가 지면에 의해 제한을 받아 Fig. 8(a)에서보다 후류에 의한 양력계수의 교란이 크지는 않지만 더욱 불규칙한 양상을 보인다.

4. 결론

본 연구에서는 이산와류법에 와핵모델링과 와핵첨가법을 사용하여 비정상 운동을 하는 2 차원 날개에서 발생하는 후류를 모사하였으며 모사한 후류의 형상과 기존의 유동가시화 및 타 수치해법의 계산결과와 비교하여 본 연구방법의 타당성을 검증하였다. 본 연구의 결과 와핵모델링과 와핵첨

가법을 적용함으로써 가장 적은 계산시간으로 정확하게 후류를 모사할 수 있음을 알 수가 있었다.

또한 개발한 수치해법을 지면근처에서 비정상 운동을 하는 2 차원 평판날개 및 2 차원 탠덤 평판날개의 공력해석연구에 적용하였으며, 날개에서 발생하는 후류가 지면과 공력상호작용을 일으켜 후류의 형상이 지면효과를 받지 않을 때에 비하여 심하게 변화하며 공력계수에도 큰 영향을 미침을 알 수가 있었다.

후 기

본 연구는 한국과학재단 특정기초연구(1999-1-305-001-5)지원으로 수행되었음.

참고문헌

- (1) Sarpaka, T., 1989, "Computational Methods With Vortices-The 1988 Freeman Scholar Lecture," *Journal of Fluids Engineering*, Vol. 111, pp. 5~52.
- (2) Rosenhead, L., 1931, "The Formation of Vortices from a Surface of Discontinuity," *Proc. R. Soc. Lond.*, A 134, p. 170.
- (3) Krasny, R., 1986, "A Study of Singularity Formation in a Vortex Sheet by the Point-Vortex Approximation," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 167, pp. 65~93.
- (4) Mook, D. T., Roy, S., Choksi, G. and Dong, B., 1989, "Numerical Simulation of the Unsteady Wake Behind an Airfoil," *Journal of Aircraft*, Vol. 26, No. 6, pp. 509~514.
- (5) Ling, G. C. et al., 1986, "A Further Simulation of Starting Flow around a Flat Plate by a Discrete Vortex Model," *Internal Seminar on Engineering Applications of the Surface and Cloud Vorticity Methods*, Wroclaw, Poland, Vol. 51, No. 14, pp.118~138.
- (6) Kono, T. et al, 1994, "Stability of Guide Way Type Wing in Ground Effect Vehicle," *Proceedings of the Third JSME-KSME Fluids Engineering Conference*, pp. 715~718.
- (7) Hiemcke, C., 1997, "NACA 5312 in Ground Effect : Wind Tunnel and Panel Code Studies," *AIAA-97-2320*, pp. 829~838.
- (8) Nuhait, A. O. and Zedan, M. F., 1993, "Numerical simulation of Unsteady Flow Induced by a Flat Plate Moving near Ground," *Journal of Aircraft*, Vol. 30, No. 5, Sept.-Oct., pp. 611~617.
- (9) Katz, J., 1991. *Low-Speed Aerodynamics*, McGraw-Hill, Inc.
- (10) Ogawa, A., 1940, *Vortex Flow-CRC Series on Fine Particle Science and Technology*, CRC Press.
- (11) Bratt, J. B., 1953, "Flow Patterns in the Wake of an Oscillating Airfoil," *Aeronautical Research Council, R&M 2773*.