

〈 논문 〉

두 개의 3 차원 지형물 주위의 성층 유동 해석

- 주 유동방향으로 정렬된 경우 -

최 춘 범* · 양 경 수†

(2006년 8월 21일 접수, 2006년 10월 19일 심사완료)

Numerical Study of Density-stratified Flow Past Two 3D Hills - Aligned in Tandem -

Choon-Bum Choi and Kyung-Soo Yang

Key Words : Density Stratified Flow(밀도성층유동), Immersed Boundary Method(가상경계법), Finite Volume Method(유한체적법), Vortex Shedding(와홀림), 3D Hill(삼차원 언덕)

Abstract

In this paper, a parametric study using an immersed boundary method has been carried out to investigate the effects of stable density stratification on the wakes past two identical three-dimensional hills aligned in tandem. The Reynolds number based on the uniform inlet velocity and twice the hill height was fixed at $Re=300$ while the Froude number based on the inlet velocity and the hill height was retained at $Fr=0.2$. Neutral flow without density stratification was also computed for comparison. Under a strong stratification, vertical motion of fluid particles over the three-dimensional hills is suppressed and the wake structures behind the hills become planar. Depending on the distance between the two hills, the flow pattern of each wake is significantly affected by the stratification. There is a critical hill distance at which flow characteristics drastically change. Qualitative and quantitative features of the wake interaction are reported.

기호설명

U : 균일한 입구속도
 L : 언덕 중앙 높이의 수평단면 반지름
 L_0 : 언덕 바닥면의 반지름
 h : 언덕의 높이
 N : 부력 진동수
 g : 중력 가속도
 f : 와홀림 진동수
 q : 질량 원천/흡입
 f_i : 운동량 부가
 F : 밀도 부가
 ν : 동점성 계수

ρ_0 : 기준 밀도
 ρ_b : 기본 밀도 본포 ($d\rho_b/dz = \text{constant}$)
 u_i : 3 차원 직교 좌표계 속도 성분
 Re : 레이놀즈 수 ($= U2h/\nu$)
 Fr : Froude 수 ($= U/Nh$)
 St : Strouhal 수 ($= f2h/U$)
 d : 언덕 중심축 간 거리
 s : 원형 단면 실린더 중심 간 거리
 A : 장애물 중앙의 수직단면적
 $(= 2 \int_b^{t_0} \frac{h}{1+(2x/h)^4} dx)$
 C_d : 항력계수 ($= Drag / (\frac{1}{2} \rho_0 U^2 A)$)
 C_y : 횡방향 양력계수 ($= Lift_y / (\frac{1}{2} \rho_0 U^2 A)$)
 C_z : 수직방향 양력계수 ($= Lift_z / (\frac{1}{2} \rho_0 U^2 A)$)

† 책임저자, 회원, 인하대학교 기계공학과

E-mail : ksyang@inha.ac.kr

TEL : (032)860-7322 FAX : (032)868-1716

* 회원, 인하대학교 대학원 기계공학과

1. 서 론

높이에 따라 밀도 구배를 갖는 ‘밀도 성층 유동’은 대기권 및 해양에서의 유동과 관련되며 일찍이 1950년대부터 연구가 수행되어 왔다.⁽¹⁾ 밀도 성층 유동은 지형물을 지나며 그 주위에서 다양한 유동특성을 보여주는데 이는 지표면에서의 대기의 유동 변화와 관련되며 이것이 기상의 변화와 직결된다. 최근에는 대기 중의 오염물질 확산과 관련된 환경적인 관심이 고조됨에 따라 이 분야의 중요성이 더욱 대두되고 있다.

성층 유동 연구의 초창기에는 비점성 유체에 대한 선형적 이론을 바탕으로 발전해왔으며⁽²⁻³⁾ 실험적 연구들이 이를 뒷받침해 주었다.^(4,5) 다양한 실험이 수행되면서 이론이 갖고 있는 한계점들이 노출되었으며 최근에는 컴퓨터를 이용한 수치해석을 통해 보다 정확한 연구들이 수행되고 있다.⁽⁶⁻⁹⁾

그 중 2 차원 언덕 주위의 성층 유동에 대한 연구가 가장 활발히 진행되었으며 지형물 후류에서의 lee wave 를 중점으로 수행되었다. 최근에는 Eiff and Bonneton⁽¹⁰⁾에 의해 2 차원 언덕 상부에서의 gravity-wave breaking 현상이 실험으로 검증되었으며 그 이후 Cheusi 등⁽⁷⁾에 의해 수치해석적으로 입증되었다. 반면, 실제 지형에 더 가까운 독립된 3 차원 언덕 주위의 성층유동에 대한 연구는 활발히 이루어지지 못하였는데, 1980년에 Hunt and Snyder⁽¹¹⁾는 Fr 에 따른 독립된 3 차원 언덕 주위의 유동구조와 재순환영역 및 수력도약 등에 대해 실험적으로 연구하였으며 이런 현상들은 최근 들어 수치 해석적으로⁽⁹⁾ 검증된 바 있다.

보다 복잡한 지형에서의 밀도성층유동에 대한 연구도 이루어졌다. 몇몇 연구들은⁽¹²⁾ 실제 지형을 모형화하여 수행되었지만 그 적용성에 있어 한계성을 갖고 있다. 연속된 2 개의 2 차원 언덕 주위의 성층유동에 대한 연구는 1993년 Grisogono⁽¹³⁾등에 의해 이론적으로 수행되었으며 그 이후에 수행된 수치적 연구들이^(6,8) 이를 뒷받침하고 있다. 또한, 2003년도에 발표된 Gyure and Janosi⁽¹⁴⁾의 논문에서는 연속된 2 개의 2 차원 언덕 위에서 발생하는 lee wave 의 변화를 실험적으로 보여주고 있다.

그러나, 실제 지형들이 대부분 3 차원임에도 불구하고 그 주된 대상이 2 차원적인 형상에

머물고 있으며 나아가 2 개 이상의 3 차원 언덕 주위의 성층 유동에 대한 연구는 더더욱 찾아 볼 수 없는 실정이다.

따라서 본 연구에서는 주유동 방향으로 정렬된 2 개의 3 차원 언덕 주위의 성층 유동에 대한 수치적 해석을 수행하였으며 비성층 유동과의 비교를 통해 그 특성을 보다 면밀히 분석하고 있다. Re 는 300으로 고정하였으며 성층의 정도는 비교적 강한 성층류에 해당하는 $Fr=0.2$ 영역에서 해석이 수행되었다. 두 언덕 사이의 거리에 따른 파라메터적 연구를 위해 이에 가장 적합한 가상 경계법을 사용하여 연구가 수행되었으며 성층 유동에서의 자세한 적용방법은 Yoon and Yang⁽¹⁵⁾의 논문에 기술되어 있다. 지형물 간의 거리에 따른 후류간섭(wake interaction)만을 명확히 고려하기 위해 장애물 표면에서만 no-slip 조건을 사용하고 그 이외의 바닥에서는 slip 조건을 사용함으로써 바닥 경계층의 영향을 배제하였다.

2. 수치 해석 기법

2.1 지배 방정식

Boussinesq 근사가 도입된 비압축성 밀도 성층 유동의 지배 방정식은 다음과 같이 연속 방정식, 운동량 방정식, 밀도 방정식으로 구성된다.

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} - q = 0 \quad j = 1, 2, 3 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\rho}{Fr^2} \delta_{i3} + f_i \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} + u_3 = F \quad (3)$$

식 (1), (2), (3)은 기준 속도 U , 기준 길이 h , $h \frac{d\rho_b}{dz}$ 로 무차원화된 식이며, 가상 경계법에 의해 추가된 f_i , F , q 는 각각 운동량 부가, 밀도 부가, 그리고 질량 보존을 만족시키기 위한 질량 원천/흡입을 의미한다. u_i 는 흐름방향(streamwise, x), 횡방향(spanwise, y), 수직방향(vertical, z)의 속도 성분이 각각 u_1 , u_2 , u_3 (혹은 u , v , w)인 무차원화된 속도벡터이다. ρ , p 는 각각 무차원

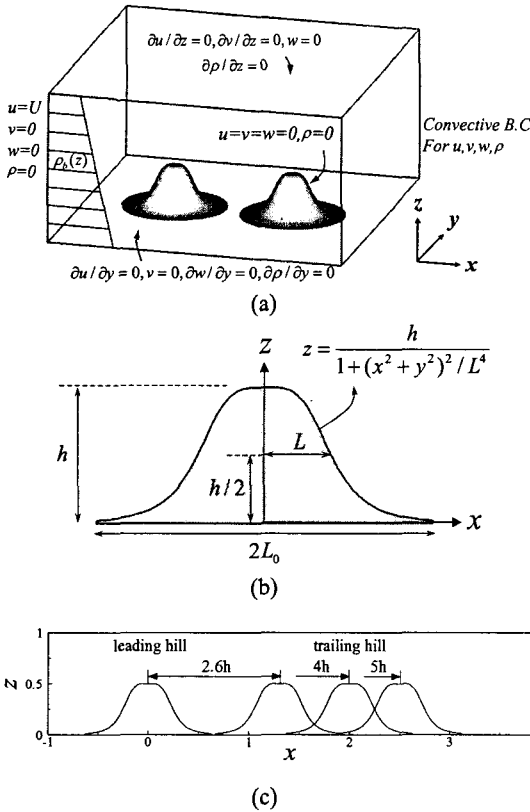


Fig. 1 Physical configuration: (a) boundary conditions, (b) vertical cross section of a 3D hill on the center plane, (c) distance between two hills

화된 순간 밀도 변동분, 무차원화된 순간 압력 변동분이다. 무차원 파라미터 Re , Fr 는 각각 레이놀즈 수 ($= \rho_0 U 2h / \mu$)와 Froude 수 ($= U / Nh$)로 정의되었다. 한편 부력 진동수 N 은 $N^2 = -(g / \rho_0) d\rho_b / dz$ 로 정의되었고 δ_{ij} 는 kronecker delta 함수를 의미한다. 밀도 방정식의 경우 확산항은 무시되었다.

각 지배 방정식은 직교좌표계에서 유한체적법 (finite Volume Method)으로 차분되었다. 공간 차분은 운동량 방정식에 대하여 중앙차분법을 사용하였고, 밀도 방정식에 대하여 QUICK(Quadratic Upstream Interpolation of Convective Kinematics) 방법을 사용하였다. 시간 차분은 운동량 방정식의 경우 대류항에 대하여 3차 정확도의 Runge-Kutta 양해법(explicit)으로 적분하였고 점성항에 대하여 Crank-Nicolson 의 음해법(implicit)으로 적분이 수행되었다. 밀도방정식에 대한 시간 차분은 3차 정확도의 Runge-Kutta 방법으로 적분되었으며 연속방정식과 운동량 방정식을 분리하기 위하여

fractional Step 기법이 사용되었다.

2.2 계산영역과 경계 조건 및 장애물 형상

주유동 방향으로 정렬된 동일 형상의 두 3차원 언덕을 지나는 유동에 관한 경계 조건은 Fig. 1(a)에서와 같이 입구와 출구에서는 각각 Dirichlet 경계 조건과 대류경계조건이 사용되었으며 계산영역 윗면과 아랫면, 앞면과 뒷면에서는 slip 조건을 사용하였다.

계산영역 아랫면에 slip 조건을 준 이유는 경계층을 배제하기 위함이다. 물체 표면에서는 유동장에 대해 no-slip 조건을 사용하였으며 순간 밀도 변동분 역시 $\rho = 0$ 조건을 사용하였다. 계산영역의 크기는 독립된 1 개의 언덕을 기준으로 $-30h \leq x \leq 30h$, $-30h \leq y \leq 30h$, $0 \leq z \leq 30h$ 를 사용하였으며 또 다른 1 개의 언덕이 추가되면서 발생하는 언덕 중심간의 간격만큼 계산영역의 x 방향 크기를 증가시켰다. 격자수는 격자 검증을 통해 언덕 중심 간의 간격에 따라 최소 $260 \times 162 \times 80$, 최대 $348 \times 160 \times 80$ 이 사용되었다.

장애물의 높이에 대한 함수는 식 (4)와 같이 주어지며 Fig. 1(b)에서 그 모양을 잘 보여주고 있다.

$$z = \frac{h}{1 + (x^2 + y^2)^2 / L^4} \quad (L = 0.5h) \quad (4)$$

L 은 중앙 높이에서의 수평단면의 반지름을 의미하며 형상 함수가 바닥으로 접근하므로 장애물 바닥면의 반지름은 $L_0 = 1.25h$ 로 제한하였다.

언덕간 거리 d 는 언덕 중심축과 중심축 사이의 길이로 정의하였으며 Fig. 1(c)에서 보여주고 있다.

3. 수치 해석 기법의 검증

본 연구에서는 Eiff and Bonneton⁽¹⁰⁾의 실험을 재현하고자 $Re=300$, $Fr=0.6$ 에서 2차원 언덕 주위의 유동을 계산하였다. towing tank 내 바닥에서 물체를 끄는 실험을 재현하기 위해 입구와 계산영역의 앞면, 뒷면과 아랫면에서는 $u=U$ 인 dirichlet 경계조건을 사용하였으며 출구와 계산영역의 윗면에서는 각각 대류 경계 조건과 slip 조건을 사용하였다. 물체 표면에서는 유동장에 대해 no-slip 조건을 사용하였으며 순간 밀도 변동분 역시 $\rho = 0$ 조건을 사용하였다. 계산영역의 크기는 x , y , z 방향으로 각각 $45h$, $31h$, $8h$ 를 사용하였으며

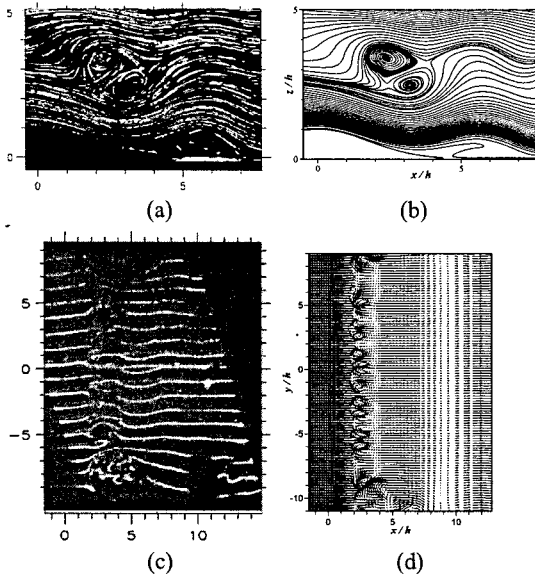


Fig. 2 Comparison with experiment of Eiff and Bonneton,⁽¹⁰⁾ $Re=300, Fr=0.6$: (a) experimental pathlines (b) numerical streamlines in vertical plane at the center; (c) experimental fluorescent-dye image (d) numerical vector plot in horizontal plane at $z/h=3$ (at $Nt=50$)

사용된 격자수는 $288 \times 496 \times 48$ 이다.
 2 차원 언덕의 형상은 높이에 대한 함수로 주어지며 식 (5)와 같다.

$$z = \exp((0.57x)^2 / 2) \quad (5)$$

장애물의 가장자리에서는 형상함수가 바닥으로 접근하므로 장애물 바닥면의 유동방향 길이는 $h/0.23$ 으로 제한하였다.

Fig. 2 는 $Nt=50$ 에서의 중앙 수직단면과 $z/h=3$ 에서의 수평단면 유동구조를 가시화하고 있다. 2 차원 언덕을 지나는 유동은 시간이 지남에 따라 불안정성을 얻게 되어 유선이 S 자 형태로 휘어지게 된다. 결국 (a)와 (b)에서 보여주듯이 2 차원적인 한 쌍의 와구조를 형성하게 되는데, 시간이 좀더 경과하면 이 2 차원적인 와구조는 2 차적인 불안정성을 보이며 (c), (d)와 같이 수평방향의 와구조를 형성한다. 결국 언덕의 상부에서 고리 모양의 3 차원 와구조가 열지어 존재하는 것을 알 수 있다. 본 계산 결과[Figs. 2(b), 2(d)]는 Eiff and Bonneton⁽¹⁰⁾의 실험 결과[Figs. 2(a), 2(c)]와 매우 잘 일치한다.

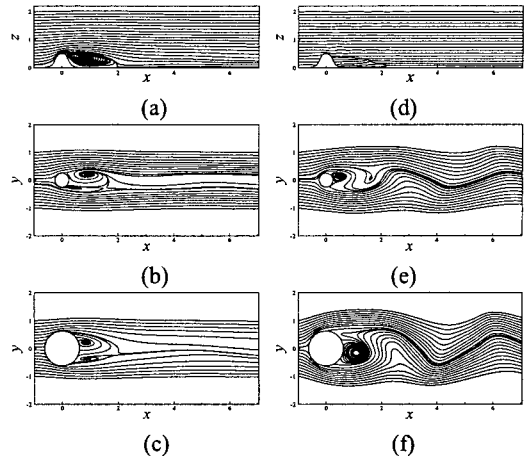


Fig. 3 Instantaneous streamlines around a single hill, $Re=300$: (a) $y/h=0$, neutral, (b) $z/h=0.5$, neutral, (c) $z/h=0.025$, neutral, (d) $y/h=0$, $Fr=0.2$, (e) $z/h=0.5$, $Fr=0.2$, (f) $z/h=0.025$, $Fr=0.2$

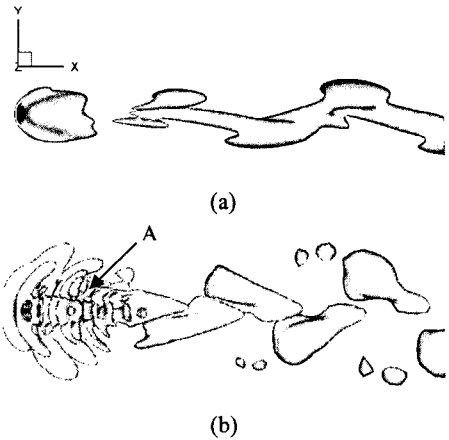


Fig. 4 Comparison of vortical structure for single hill, $Re=300$: (a) neutral, $Q=0.001$, (b) $Fr=0.2$, $Q=0.02$

4. 결 과

4.1 정성적 유동 구조

먼저 한 개의 언덕 주위 유동에 대한 수치적 연구를 수행하였다. 그 결과는 Fig. 3 에서 유선을 통해 보여주고 있으며 비성층에서는 수평방향으로 비대칭인 와홀림 유동을, 강성층에서는 수평방향으로 대칭적인 와홀림 유동을 나타낸다. 강한 성층에서는 수직방향 유동이 억제되며 유동의

Table 1 Flow regimes for Fr and d ($Re=300$)

$Fr \backslash d$	2.6h	4h	4.5h	5h	6h	7h	8h	9h	10h	12h
neutral	SS	AS/SS	AV/SV	SV	SV	AV/SV	AV/SV	AV/SV	AV/SV	AV/SV
0.2	SS/SV	SS	SS	SS	SS	SV	SV	SV	SV	SV

* SV(symmetric vortex shedding), AV(asymmetric vortex shedding), SS(symmetric steady), AS(asymmetric steady)

수평화가 이루어지는데 이는 마치 언덕의 각 높이가 별로 원형단면 실린더 주위의 유동이 형성되는 것과 유사하다. 이는 Ding 등⁽⁹⁾의 논문에서도 언급된 바 있으며 4.3 절에서 자세히 기술될 것이다.

Fig. 4는 유동 구조를 3 차원적으로 가시화한 그림으로써 Jeong and Hussain⁽¹⁶⁾에 의해 정의된 the second invariant of the velocity gradient tensor(Q)의 등분포면을 나타낸 것이다. 비성층에서의 수평 비대칭성을 (a)를 통해 확인할 수 있으며 강성층에서는 (b)의 A부분을 통해 lee wave를 확인할 수 있으며 언덕 후류에서는 활성화된 와홀림을 볼 수 있다. 와홀림 영역은 비정상 상태인 반면 lee wave 영역은 정상상태를 유지하는 것을 확인할 수 있었다.

본격적으로 수행된 2 개의 언덕에 대한 정성적 유동구조는 Table 1에서 보여주고 있다. 두 개의 언덕 각각의 후류에서 유동이 동일할 경우에는 반복 없이 유동 상태를 표기하였으며 두 유동 상태가 서로 다른 경우 ‘/’로 구분 지었다. 이때 ‘/’ 앞쪽이 상류 쪽 언덕, 뒤쪽이 하류 쪽 언덕 후류의 유동구조를 의미한다. x 표시된 곳은 계산이 수행되지 않은 곳이다.

먼저 비성층 조건에서의 유동구조를 살펴보면, $d=2.6h$ 일 때 수평대칭적인 정상상태(SS)를 유지하던 유동구조는 $d=4h$ 에서는 상류 쪽 언덕의 후류에서 비대칭 정상상태(AS)를 보이고 하류 쪽 언덕의 후류에서는 여전히 대칭적 정상상태(SS)를 유지한다. $d=4.5h$ 에서는 유동이 전체적으로 비정상상태가 되며 상류 쪽 언덕 주위 유동은 비대칭 와홀림 유동(AV)을 하류 쪽 언덕 후류에서는 대칭적 와홀림 유동구조(SV)를 나타낸다. $5h \leq d \leq 6h$ 에서는 2 개의 언덕의 후류 모두에서 수평대칭적인 와홀림(SV)이 나타난다. 좀더 거리가 멀어지게 되면 상류 쪽 언덕은 하류 쪽 언덕으로부터 거의 영향을 받지 않은 채 하나의 언덕이 있을 때와 동일한 비대칭 와홀림 유동구조(AV)를 나타낸다. 반면 하류 쪽 언덕은 여전히 상류 쪽 언덕으로부터 영향을 받아 대칭적인 와홀림 현상(SV)을 보인다. Fig. 5는 비성층에서 언

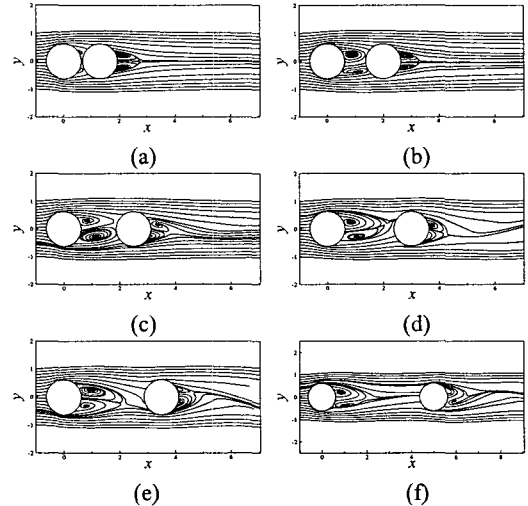


Fig. 5 Instantaneous streamlines around the two hills in neutral flow ($z/h=0.025$), $Re=300$: (a) $d=2.6h$, (b) $d=4h$, (c) $d=5h$, (d) $d=6h$, (e) $d=7h$, (f) $d=10h$

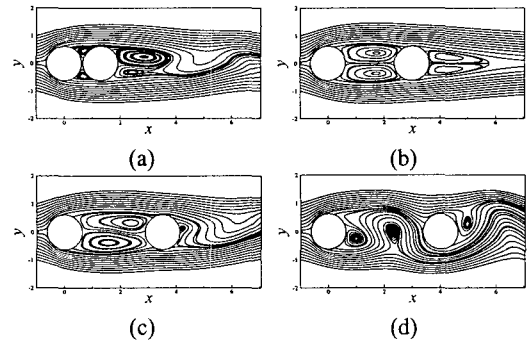


Fig. 6 Instantaneous streamlines around two hills in stratified flow ($z/h=0.025$), $Re=300$: (a) $d=2.6h$, (b) $d=6h$, (c) $d=7h$, (d) $d=8h$

덕간 각 거리에 따른 유동의 변화를 유선을 통해 보여주고 있는데, 주목할 점은 동일한 SV를 나타낸 $d=5h$ 와 $d=6h$ 간의 차이점이다. $d=5h$ 에서는 상류 쪽 언덕에서 박리된 유선이 하류 쪽 언덕으로 재부착되는 반면, $d=6h$ 에서는 상류의 와구조와 하류 쪽 언덕이 서로 분리되어 있는 것을 알 수 있다. 이는 4.2 절에서 설명될 항력 및 양력의 변화와 밀접한 관계가 있다.

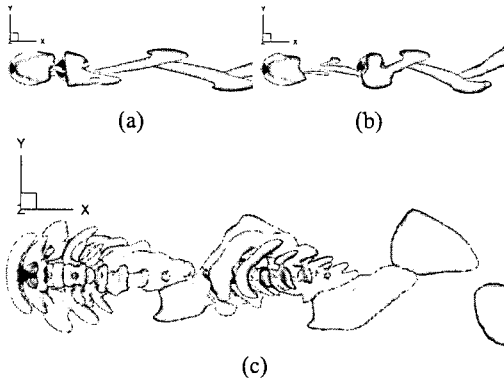


Fig. 7 Comparison of vortical structures for the two hills, $Re=300$: (a) $d=5h$, neutral, $Q=0.001$ (b) $d=10h$, neutral, $Q=0.001$ (c) $d=10h$, $Fr=0.2$, $Q=0.02$

$Fr=0.2$ 의 강성층일 경우, $d=2.6h$ 일 때 하류 쪽 언덕의 후류에서만 와홀림이 나타나는 것을 알 수 있는데(SS/SV) 이는 두 언덕간의 거리가 가깝기 때문에 두 언덕이 마치 하나의 장애물처럼 작용하고 있는 것이다. $4h \leq d \leq 6h$ 에서는 두 언덕의 후류 모두에서 대칭적인 정상 유동(SS)을 보이고 있다. 이는 Fig. 6의 (b)에서 알 수 있듯이 상류 쪽 언덕에서 발생한 와구조의 형성을 하류 쪽 언덕이 막고 있기 때문이다. 따라서 불안정성을 얻지 못한 와구조는 정상상태를 유지하게 된다. 거리가 좀더 멀어진 $d=7h$ 에서는 유동의 대칭성은 깨어졌지만(SS), 상류 쪽 와구조가 여전히 하류 쪽 언덕으로 재부착되고 있는 모습을 Fig. 6(c)를 통해 확인할 수 있다. $d \geq 8h$ 에서야 비로소 충분한 거리를 확보한 상류 쪽 언덕이 하나의 언덕일 때와 유사한 유동 구조를 보이고 있으며 하류 쪽 언덕 근처는 상류에서 발생한 와홀림 구조가 지배적으로 나타난다. 하류 쪽 언덕의 후류에서는 양 측면에서 와구조가 교대로 생성과 소멸을 반복하지만, 하나의 언덕 후류에서의 와구조와는 분명히 다르며 상류에서 시작된 와홀림 구조의 지배를 받고 있는 모습이다.

Fig. 7은 위에서 기술한 유동구조의 변화를 3차원적으로 가시화하고 있으며 유동의 대칭성 및 와홀림의 구조를 확인할 수 있다. 특히 강성층의 와홀림이 발생하는 경우, 상류 쪽 언덕 상부의 lee wave 영역은 여전히 정상상태를 유지하고 있지만, 하류 쪽 언덕은 강한 와홀림의 영향으로 언덕 상부의 lee wave 영역 역시 요동치는 것을 확인할 수 있었다.

Fig. 8은 비성층과 강성층 각각의 와홀림의 양상을 phase diagram으로 나타낸 그림이다. 비성층

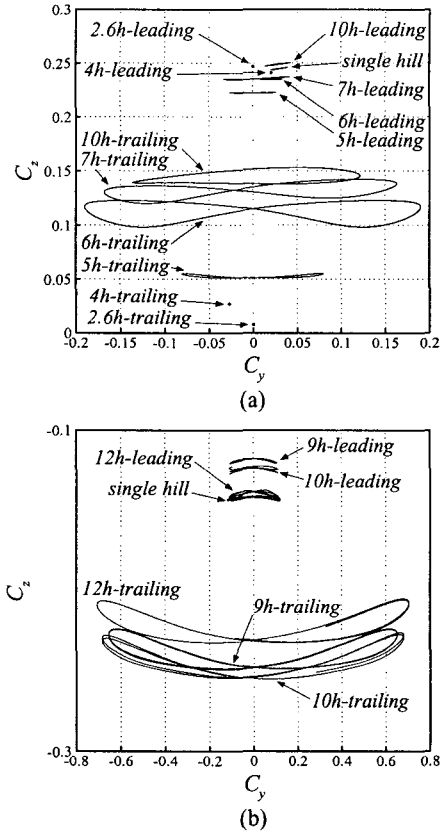


Fig. 8 Phase diagrams for neutral and stratified flows, $Re=300$: (a) neutral, (b) $Fr=0.2$

에서는 $d=6h$ 까지 와홀림의 진폭이 증가하는 것을 (a)를 통해 확인 할 수 있으며 $7h$ 이상에서는 거리 증가에 따라 진폭이 감소하며 동시에 수평방향 비대칭성이 나타나는 것을 볼 수 있다. $d=10h$ 에서는 상류 쪽 언덕 주위 와홀림 특성이 하나의 언덕일 때와 유사해진 것도 확인 할 수 있다. 주목할 부분은 $d=4h$ 일 때 대칭 정상상태(SS)로 판정했던 하류 쪽 언덕의 C_y 가 0이 아니라는 것이다. 이는 비대칭 구조인 상류 쪽 유동이 하류 쪽 언덕의 양력에 영향을 주고 있기 때문이며, 후류의 유동구조는 대칭적이지만, 양력은 한쪽으로 치우치는 결과를 낳고 있다.

강성층에서의 수평방향 양력계수는 비성층일 때보다 4배 가량 큰 것을 확인할 수 있다. $d=12h$ 일 때 상류 쪽 언덕의 와홀림 구조가 하나의 언덕 주위 유동과 거의 일치하여 그림 상에서 거의 포개져 있는 것을 확인할 수 있다.

4.2 항력계수 및 와홀림 진동수와 임계 거리

Fig. 9는 언덕 간 거리에 따른 두 언덕의 평균

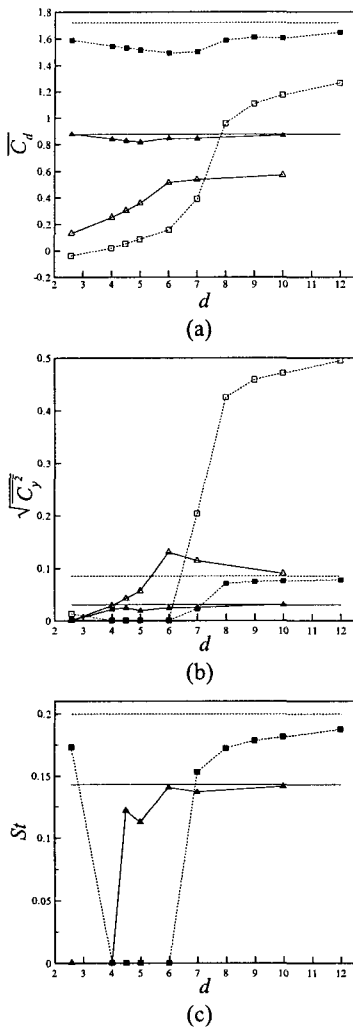


Fig. 9 Variation of flow statistics with d , $Re=300$: (a) averaged drag coefficient, (b) RMS of spanwise lift coefficient, (c) Strouhal number ; — (single hill, neutral), —▲— (leading hill, neutral), —△— (trailing hill, neutral), - - - (single hill, $Fr=0.2$), - - -■- - (leading hill, $Fr=0.2$), - - -□- - (trailing hill, $Fr=0.2$)

항력 계수와 수평방향으로의 양력 계수의 RMS 값, 그리고 Strouhal 수를 나타낸 그림이다. (a)에서 보듯이 비성층일 경우 상류 쪽 언덕이 받는 항력은 $d=5h$ 일 때 최소가 된다. 그리고 언덕간 거리가 멀어짐에 따라 그 값이 하나의 언덕이 받는 항력 값으로 거의 회복되고 있는 것을 알 수 있다. 반면, 하류 쪽 언덕이 받는 항력은 언덕간 거리가 가장 가까운 $d=2.6h$ 에서 최소값을 가지며 거리가 멀어질수록 항력도 증가하는 것을 알 수 있다. $d \geq 6h$ 에서는 항력값이 거의 수렴한 것을 알 수 있으며 이는 거리가 멀어져도 하류 쪽 언

덕의 항력은 하나의 언덕이 받는 항력으로 쉽게 회복되지 않는다는 것을 의미한다.

강성층일 경우, 비성층에 비해 언덕 간 거리에 따른 항력 변화의 폭이 더 크다. 언덕 간 거리가 증가함에 따라 상류 쪽 언덕의 항력은 감소하며 하류 쪽 언덕의 항력은 증가하는 것을 볼 수 있다. 상류 쪽 언덕은 $d=6h$ 에서 항력이 최소가 되며 언덕간 거리 증가에 따라 하나의 언덕이 받는 항력 값으로 회복되고 있다. 반면 하류 쪽 언덕의 경우 $7h < d < 8h$ 에서 항력이 급격히 증가하며 언덕 간 거리가 증가함에 따라 하나의 언덕이 받는 항력의 약 74% 값으로 수렴한다. 거리가 멀어지더라도 하나의 언덕이 받는 항력 값으로 쉽게 회복되지 않는 것은 비성층일 때와 동일한 결과이다.

(b)에서 나타낸 수평방향의 양력 계수의 RMS 값($\sqrt{C_y^2}$)을 통해 비성층에서의 하류 쪽 언덕의 $\sqrt{C_y^2}$ 이 $d=6h$ 에서 최대가 됨을 알 수 있다. 이는 하류 쪽 언덕이 받는 항력이 $d=6h$ 에서 일정 값으로 수렴하는 것과 관련되며 4.1 절에서 언급된 와구조와 언덕의 재부착 여부와도 직결된다. 따라서 비성층에서의 임계거리를 $6h$ 로 정의하고자 한다. 강성층의 경우, 하류 쪽 언덕의 $\sqrt{C_y^2}$ 이 $7h < d < 8h$ 에서 급격히 상승한다. 이는 4.1 절에 설명했듯이 상류 쪽 언덕에서 발생한 와흐림이 하류 쪽 언덕의 영향을 받지 않는 것과 관련된다 따라서 $Fr=0.2$ 에서의 임계거리는 $8h$ 로 정의하고자 한다.

(c)는 와흐림 진동수가 언덕간 거리의 영향을 받는 것을 보여주고 있다. 두 언덕의 와흐림 진동수가 서로 거의 동일하여 그래프상에서 완전히 겹쳐 있는 모습이다. 이는 곧 하류 쪽 언덕이 상류에서 발생한 와흐림 구조에 지배되고 있는 것을 뜻한다. 정상상태 유동을 보이는 구간을 제외하고는 언덕간 거리가 멀어짐에 따라 하나의 언덕일 때와 동일한 와흐림 진동수로 가까워지는 것을 확인할 수 있다. 비성층의 경우, 다소 의아하게 St 가 진동하며 수렴하는 양상을 볼 수 있다 그 이유는 다음과 같이 추측되는데, $d=4.5h$ 는 정상상태에서 와흐림으로 분기되는 지점이며, $d=6h$ 는 상류 쪽 와구조가 하류 쪽 언덕과 분리되는 임계거리이기 때문이다. 강성층일 경우, 언덕이 하나일 때의 와흐림 진동수로 수렴하기 위해서는 비성층에 비해 더 먼 언덕 간 거리가 필요하다. 이는 비성층일 경우보다 임계거리가 더 먼 것과 관련된다.

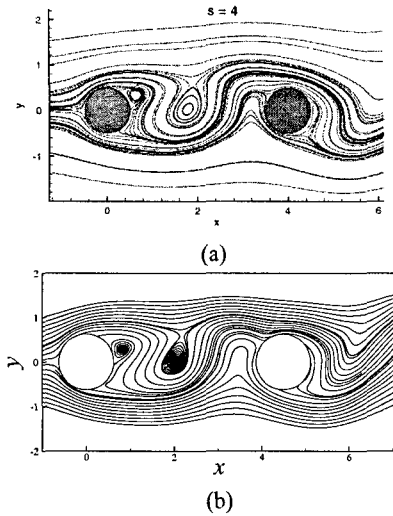


Fig. 10 Comparison between instantaneous streamlines around two circular cylinders (Sharman et al.⁽¹⁷⁾) and those around the two hills (current) : (a) two circular cylinders, $s=4$, (b) two hills ($d=9h$, $z/h=0.025$)

4.3 2차원 원형실린더 주위 유동과의 유사성

4.2 절에서 보여진 강한 성층에서의 수평적 유동 현상은 앞서 언급했듯이 2차원 원형단면 실린더 주위의 유동과 유사하며, Sharman 등⁽¹⁷⁾의 논문에서는 항력이 급상승하는 임계거리를 실린더 지름의 3.75 배와 4 배 사이의 값으로 결론 내리고 있다. 본 연구에서는 임계거리가 약 $9h$ 로 나타났으며, 이는 언덕의 바닥면 지름의 3.6 배에 해당하는 거리로써, Sharman 등⁽¹⁷⁾의 결과와 유사한 것을 알 수 있다. 또한 이를 통해 강성층에서의 3차원 언덕 주위 유동의 특성은 장애물 바닥면의 지름에 의해 결정된다는 것을 알 수 있다.

Fig. 10는 Sharman 등⁽¹⁷⁾의 논문에서 인용한 $s=4$ 일 때의 유선과 본 연구에서 수행된 $d=9h$ 일 때 $z/h=0.025$ 에서의 유선을 서로 비교한 것이다. 두 그림을 통해 유선의 양상이 서로 유사한 것을 알 수 있다. Sharman 등⁽¹⁷⁾의 논문에서도 설명되었다시피 상류 쪽 실린더의 하부에서 시작된 상당수의 유선이 하류 쪽 실린더의 상부로 통과하는 것을 볼 수 있으며 이것이 두 번째 실린더의 양력 상승에 주요인으로 작용된다.

두 번째 유사성은 장애물 간 거리가 가까울 때 하류 쪽 장애물에서 발생하는 항력의 음수화이다. 이는 주유동과 반대 방향의 힘을 받고 있는 것을 뜻하며 Sharman 등⁽¹⁷⁾의 논문에서는 $2 \leq s \leq 3$ 일 때 항력의 음수화가 나타나는 것을 그래프로 보여주었다. 본 연구에서도 $d=2.6h$ 일 때 두 번째

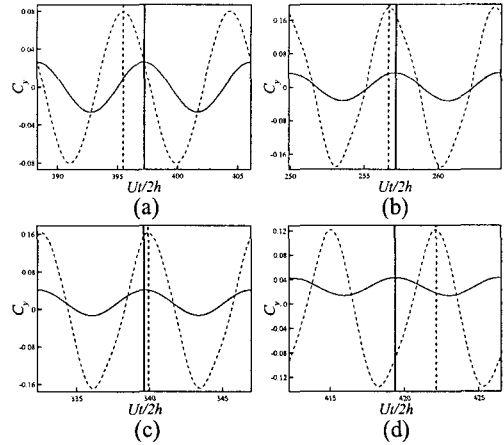


Fig. 11 Variation of the phase of C_y (neutral), $Re=300$: (a) $d=5h$, (b) $d=6h$, (c) $d=7h$, (d) $d=10h$; — (leading hill), - - - (trailing hill)

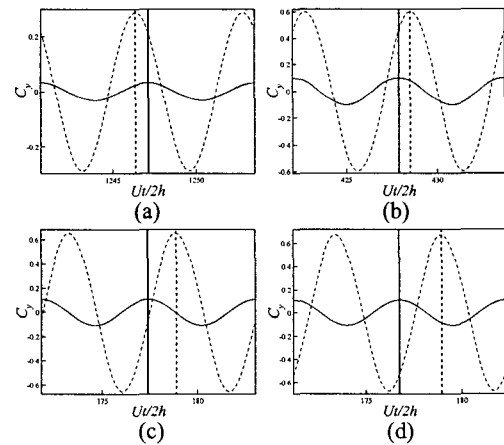


Fig. 12 Variation of the phase of C_y ($Fr=0.2$, $Re=300$): (a) $d=7h$, (b) $d=8h$, (c) $d=9h$, (d) $d=10h$; — (leading hill), - - - (trailing hill)

Table 2 Phase difference between two tandem hills versus d at neutral flow, $Re=300$

d	5h	6h	7h	10h
Phase difference	-70.15	-22.25	14.15	139.9

(degree)

Table 3 Phase difference between two tandem hills versus d at stratified flow, $Re=300$, $Fr=0.2$

d	7h	8h	9h	10h
Phase difference	-42.06	38.77	93.12	141.72

(degree)

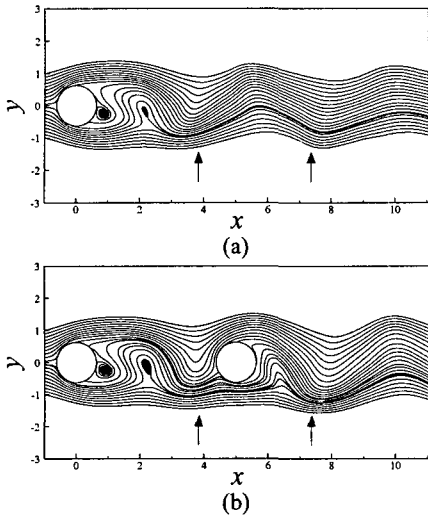


Fig. 13 Comparison between instantaneous streamlines of single hill and those of the two hills, $Re=300$, $Fr=0.2$: (a) single hill, $z/h=0.025$, (b) $d=10h$, $z/h=0.025$

언덕의 항력 계수가 -0.0404 로 측정된 것을 Fig. 9(a)를 통해 확인할 수 있다.

4.4 거리에 따른 수평방향 양력의 위상 변화

Fig. 11 과 Fig. 12 는 와홀림이 발생하는 경우 비성층과 강성층 각각의 시간에 따른 C_y 의 변화를 언덕간 거리 별로 보여주고 있다. 하류 쪽 언덕 C_y 의 위상이 언덕간 거리가 증가함에 따라 상류 쪽 언덕 C_y 를 기준으로 양의 방향으로 평행이동하는 것을 알 수 있다. Table 2 와 Table 3 은 그 위상차를 표로 나타낸 것이며 비성층과 강성층 모두 언덕간 거리 증가에 따라 거의 선형적으로 변화하는 것을 알 수 있다. 따라서 선형 보간을 통해 비성층에서는 $d=6.61h$ 일 때, 강성층에서는 $d=7.52h$ 일 때 두 언덕이 같은 위상의 C_y 를 갖는 것을 알 수 있다. 또한 동일한 위상의 양력을 갖게 될 또 다른 언덕 간 거리를 각각 $15.18h$ 와 $14.72h$ 로 예상할 수 있다.

강성층의 경우, Fig. 13 에서 비교한 두 유선의 양상은 흥미로운 결과를 보여주고 있다. (a)는 한 개의 언덕 $z/h=0.025$ 에서의 유선을 나타낸 그림이며 (b)는 $d=10h$ 일 때 두 개의 언덕 $z/h=0.025$ 에서의 유선을 나타낸 그림이다. 두 그림 모두 상류 쪽 언덕이 y 축 음의 방향으로 최대 양력을 받고 있는 순간의 유동장이다. 그림을 통해 하류 쪽에 언덕이 추가되더라도 유선의 구조는 거의 변화가 없으며 단지 하류 쪽 언덕을 지나며 와홀

림의 진폭이 증가하는 것을 알 수 있다. 이는 유체가 하류 쪽 언덕을 만나면서 보다 더 바깥쪽으로 우회하기 때문에 발생하는 현상이다. 앞서 언급했던 $d=7.52h$ 와 $d=14.72h$ 는 유동장에서 유선의 곡률이 가장 심한 부분 근처이며 (↑ 표시) 이곳에 위치한 2 차적인 장애물은 상류 쪽 언덕과 동일하게 최대의 수평방향 양력을 받게 된다.

5. 결론

두 개의 언덕이 주유동방향으로 나란히 정렬되어 있을 때 비성층과 강성층 하에서의 유동 구조를 분석하였으며 언덕간의 거리 변화에 따른 언덕 주위의 유동의 변화를 살펴보았다.

그 결과 비성층과 강성층 모두에서 임계거리를 찾아낼 수 있었으며 임계거리를 기점으로 항력과 양력의 큰 변화가 발생하는 것을 확인할 수 있었다. 예측된 임계거리는 비성층은 $d=6h$, 강성층은 $d=8h$ 로 나타났다. 상류에서 발생한 와구조가 하류 쪽 언덕에 재부착되는지의 여부가 임계거리를 결정짓는 중요한 요인이 되며, 임계거리보다 멀어짐에 따라 상류 쪽 언덕 주위의 유동은 하나의 언덕 주위 유동으로 회복된다. 상대적으로 상류 쪽 언덕이 하류 쪽 언덕에 주는 영향이 그 반대의 경우보다 상대적으로 큰 것을 알 수 있었으며 하류 쪽 언덕이 하나의 언덕 주위 유동으로 회복되려면 상당한 거리가 필요한 것을 알 수 있었다.

두 언덕 사이의 거리가 임계거리보다 가까울 경우, 두 언덕 사이에는 고립적 재순환 영역이 형성되는 것을 알 수 있었다. 즉, 이러한 상황에서 오염물질이 언덕 사이에 유입될 경우, 오염물질은 하류 쪽으로 확산되지 않고 정체되며 그 지역의 환경에 큰 악영향을 끼치게 될 것이다. 비성층에서 언덕 간 거리가 증가함에 따라 유동은 불안정성을 얻게 되는데 특이한 것은 $5 \leq d \leq 6$ 에서 하류 쪽 언덕의 존재가 상류 쪽 언덕의 유동을 대칭화시킨다는 것이다. 언덕 간 거리가 증가함에 따라 불안정성을 띄는 비성층에서의 특성은 강성층에서도 나타나며 정상상태이던 유동은 $d \geq 7h$ 에서 와홀림 구조를 보이며 불안정성을 갖게 된다. 단, $d=2.6h$ 일 경우에는 두 언덕이 마치 하나의 언덕처럼 작용하여 하류 쪽 언덕의 후류에서는 와홀림이 발생하며 불안정성을 보이게 된다.

장애물 후류에서의 와홀림은 규칙적이며 따라서 두 언덕이 적당한 거리를 두고 위치할 때 두 언덕은 같은 위상의 수평방향 양력을 받게 된다.

분석을 통해 그 거리가 비성층과 강성층 각각 $d=6.61h$, $d=7.52h$ 라는 것을 알 수 있었다.

강성층에서의 상류 언덕에 의해 발생된 강한 와홀림 구조는 하류 언덕의 영향을 거의 받지 않은 채 진행된다. 단, 하류 쪽 언덕을 지나며 와홀림의 진폭이 증가하게 되는데 이는 하류 쪽 언덕으로 인해 유체가 더 바깥쪽으로 우회하기 때문이다.

완전히 3 차원적인 두 개의 언덕주위의 유동을 연구함으로써 기존의 2 차원적인 두 개의 언덕 주위 유동 연구의 한계를 극복하였으며 두 언덕 간의 다양한 상호 작용을 살펴보았다. 본 연구 결과는 복잡한 지형물 주위의 기상 예측을 위한 기초자료로 활용될 수 있다.

후 기

이 논문은 인하대학교의 지원에 의하여 연구 되었음.

참고문헌

- (1) Long, R. R., 1953, "Some Aspects of the Flow of Stratified Fluids: I. A Theoretical Investigation," *Tellus*, Vol. 5, pp. 42~58.
- (2) Sheppard, P. A., 1956, "Airflow over Mountains," *Q. J. R. Met. Soc.*, Vol. 75, pp. 528~529.
- (3) Drazin, P. G., 1961, "On the Steady Flow of a Fluid of Variable Density past an Obstacle," *Tellus*, Vol. 13, pp. 239~251.
- (4) Castro, I. P., Snyder, W. H. and Marsh, G. L., 1983, "Stratified Flow over Three-Dimensional Ridges," *J. Fluid Mech.*, Vol. 135, pp. 261~282.
- (5) Vosper, S. B., Castro, I. P., Snyder, W. H. and Mobbs, S. D., 1999, "Experimental Studies of Strongly Stratified Flow past Three-Dimensional Orography," *J. Fluid Mech.*, Vol. 390, pp. 223~249.
- (6) Vosper, S., 1996, "Gravity-Wave Drag on Two Mountains," *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, Vol. 22, pp. 993~999.
- (7) Gheusi, F., Stein, J. and Eiff, O. S., 2000, "A Numerical Study of Three-Dimensional Orographic Gravity-Wave Breaking Observed in a Hydraulic Tank," *J. Fluid Mech.*, Vol. 410, pp. 67~99.
- (8) Mayr, G. J. and Gohm, A., 2000, "2D Airflow over a Double Bell-Shaped Mountain," *Meteorol. Atmos. Phys.*, Vol. 72, pp. 13~27.
- (9) Ding, L., Calhoun, R. J. and Street, R. L., 2002, "Numerical Simulation of Strongly Stratified Flow over a Three-Dimensional Hill," *Boundary-layer Meteorol.* Vol. 107, pp. 81~114.
- (10) Eiff, O. S. and Bonneton, P., 2000, "Lee-Wave Breaking over Obstacles in Stratified Flow," *Physics of Fluids*, Vol. 12, No. 5, pp. 1703~1086.
- (11) Hunt, J. C. R. and Snyder, W. H., 1980, "Experiments on Stably and Neutrally Stratified Flow over a Model Three-Dimensional Hill," *J. Fluid Mech.*, Vol. 96, part 4, pp. 671~704.
- (12) Liu, H., Zhang, B., Sang, J. and Cheng, A. Y. S., 2001, "A Laboratory Simulation of Plume Dispersion in Stratified Atmospheres over Complex Terrain," *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, Vol. 89, pp. 1~15.
- (13) Grisogono, B., Pryor, S. C. and Keislar, R. E., 1993, "Mountain Wave Drag over Double Bell-Shaped Orography," *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, Vol. 119, pp. 199~206.
- (14) Gyure, B. and Janosi, I. M., 2003, "Stratified Flow over Asymmetric and Double Bell-Shaped Obstacles," *Dyn. Atmos. Oceans*, Vol. 37, pp. 155~170.
- (15) Yoon, D. H. and Yang, K. S., 2005, "An Immersed Boundary Method for Simulation of Density-Stratified Flows," *Trans. of the KSME B*, Vol. 29, pp. 940~947.
- (16) Jeong, J. and Hussain, F., 1995, "On the Identification of a Vortex," *J. Fluid Mech.*, Vol. 285, pp. 69~94.
- (17) Sharman, B., Lien, F. S., Davidson, L. and Norberg, C., 2005, "Numerical Predictions of Low Reynolds Number Flows over Two Tandem Circular Cylinders," *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, Vol. 47, pp. 423~447.