

## 2차원 정방형 캐비티유동장의 비정상특성

### Unsteady Characteristics of a Two-Dimensional Square Cavity Flow

이 영 호\*, 최 장 운\*, 도 덕 희\*\*

Y. H. Lee, J. W. Choi, D. H. Doh

**Key words :** Cavity flow (캐비티흐름), Conservation form (보존형), Unsteady flow (비정상유동), High Reynolds number (고레이놀즈수), TLV(Typhoon-Like Vortex)

#### Abstract

The present numerical study is aimed to investigate time-dependent characteristics of a two-dimensional lid-driven square cavity flow of three high Reynolds numbers,  $7.5 \times 10^3$ ,  $10^4$  and  $3 \times 10^4$ . A conservative convection term on irregular grids was adopted by renewing the MAC type difference schemes on regular grids. Relaxation of velocity and pressure is implemented by SOLA algorithm. In case of  $Re=7.5 \times 10^3$ , flow behavior converges to steady state after a transient period. But for  $Re=10^4$ , periodic unsteady sinusoidal fluctuation of local velocity and kinetic energy is found and continuous movements of small eddies in the secondary flow regions are also discovered. Random generation of eddies and their active migrating behavior are detected for  $Re=3 \times 10^4$ , resulting in complete unsteady and non-linear flow characteristics. And, an organized structure similar to a Moffat vortex is also observed from the time-mean flow patterns. Furthermore, a typhoon-like vortex(TLV) appears intermittenly and rotates along the separation regions and boundary layers.

#### 1. 서 론

연속벨트 또는 이동덮개의 구동에 의해 캐비티내부에서 형성되는 흐름은 완전밀폐 유동장에 속하며, 특히 단순한 경계조건으로 인하여 전산유체역학분야에서 자주 인용되고 있다. 그러나 지금까지 2차원 수치해석의 경우에는 모두 정상해에 접근하며 3차원의 실험 또는 수치해석에서 보이는 비정상적인 유동특성은 보고되어 있지 않다.

본 연구에서는 NS방정식의 대류항에 관한 기존의 기법을 개선하여 고레이놀즈수의 2차원 캐비티 유동장의 비정상 유동특성을 규명하고자 하였다. 즉, 부등간격 엇물립격자상에서 MAC법의 등간격 보존형 차분식에 이용되는 변수를 내분의 원리에 의해 보간하는 방법<sup>(1)</sup>을 제시하였다.

제안된 방법을 2차원의 점성, 비압축성의 정방형 캐비티유동장에 적용하여 고레이놀즈수의 유동특성을 고찰하였다. 레이놀즈수는  $7.5 \times 10^3$ ,  $10^4$  및  $3 \times 10^4$ 의 세 종류이다. 이 유동장에 관해서는 지금까지 많은 적용예가 보고되어 있으나, 레이놀즈수  $10^4$ 까지의 경우에는 최종적인 유동장이 정상상태에

\* 한국해양대학교 기계공학과

\*\* 한국해양대학교, 냉동공조공학과

접근한다고 알려져 있다. 그러나, 본 연구에서는 주와류(primary vortex)의 속도분포는 Ghia 등이 행한 연구<sup>(2)</sup>와 유사한 결과를 얻고 있으나, 하부의 모서리영역에서 비정상적으로 발생하여 이동하는 다수의 와류를 재현하고 있다. 이와 비슷한 결과는 Huser 등이 행한 자유표면의 전단구동(sheared-driven)에 의한 캐비티계산<sup>(3)</sup>에서도 나타나고 있으나 대상 레이놀즈수는  $3 \times 10^4$ 이다. 단, 자유표면 경계면에서의 마찰속도를 대표속도로 이용하고 있다.

본 연구에서는  $Re=3 \times 10^4$ 에서 새로운 유동특성을 보이고 있다. 즉, 유동장은 전 영역에 걸쳐 언제나 비정상적인 특성을 보이고 있으며, 특히 모서리에서 발생하는 와류는 대단히 큰 세력으로 존재함과 동시에 주와류의 회전방향으로 방출된 와류들이 성장, 결합 및 소멸과정을 불규칙하게 반복하고 있다. 그 결과 주와류의 형태까지도 크게 영향을 미치며 전체적인 유동은 대단히 불안정한 모습을 보이고 있음을 알 수가 있다. 그러나 시간평균 유동은 일정한 질서구조를 유지하고 있으며 태풍의 발생 및 성장 그리고 소멸과정과 유사한 TLV (typhoon-like vortex)의 유동특성이 새롭게 관찰되었다.

## 2. 계산방법

NS방정식을 이산화하는 방법으로서 차분법이 주로 사용되고 있으나, 특히 이 방정식의 비선형성에 따른 반복과정에서의 안정성과 수축성이 문제가 되어 이를 해결하기 위한 많은 알고리즘이 제안되고 있다. 유동장에 따라 최적의 방법이 다르나, 보통 유한차분의 형태가 보존형을 유지하며 반복과정에서 적당한 보정량이 쉽게 얻어지는 것이 바람직하다. 속도 및 압력을 이용한(u, v, w, p)계의 정식화방법으로서 연속의 식을 만족시키는 MAC법이 일찌기 제안되었고 수많은 개량을 거쳐서 보편적인 유동해석프로그램인 SOLA 시리즈의 원전이 되고 있다.

MAC계열의 차분법<sup>(4)</sup>은 전산유체역학분야에서 자주 인용되고 있으며, 지금까지 이에 관련된 많은 연구결과가 발표되고 있다. 그러나 보존형의 대류항기법은 등간격격자상에서만 가능하며 부등간격

격자에서도 보존형 및 정도를 그대로 유지할 수 있는 기법은 아직까지 보고된 바가 없다. 일반적으로 보존형의 기법은 비보존형에 비하여 정도면에서 우수한 것으로 알려져 있으나<sup>(5)</sup> 무엇보다 전자의 경우에는 운동량이 보존됨으로서 물리적인 근거를 유지하고 있는 점이 평가될 수 있다. 이와 같은 배경으로 부터 부등간격의 격자상에도 보존형을 그대로 유지할 수 있는 이산화식이 제공된다면 보존형의 장점을 유지하면서 공간해상도를 높힐 수 있을 것으로 예상하였다. 본 연구에서는 부등간격의 격자상에서 내분의 원리를 이용한 1차의 선형내삽방법으로 검사면적의 운동량 플럭스를 계산하였으며, 압력항 및 점성항에 관해서도 부등간격격자를 고려한 보정을 행하였다. 속도 및 압력에 관한 완하기법으로서는 SOLA의 방법을 택하였다.

본 연구에서는 보존형의 대류항기법중에서 MAC법의 중심차분을 인용하였다. Fig.1과 같은 변수 분포를 갖는 격자상에서 차분근사를 행하기로 한다. x방향에 대하여 2차원의 대류항 차분식은 부등간격의 격자배치에 대하여 아래의 식과 같이 변형된다. 그림에서 A는  $\Delta x_i$ 를 의미하며 B는  $\Delta x_{i+1}$ 를 D는  $\Delta y_j$ 를 나타내고 있다.

$$\partial u^2 / \partial x \approx 2(u_R^2 - u_L^2) / (A + B) \quad (1)$$

$$\partial uv / \partial y \approx (v_U u_U - v_D u_D) / D, \quad (2)$$

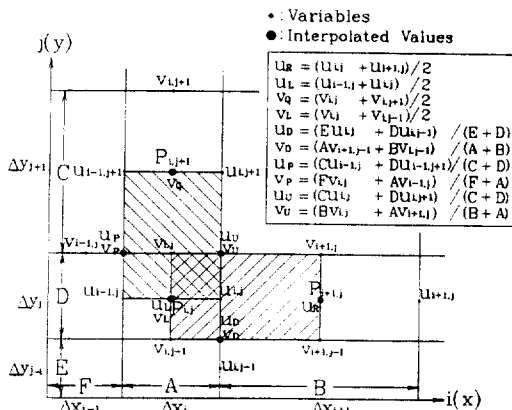


Fig.1 Variable Allocation on Irregular Grid

한편, 확산항은 2차정도의 중심차분을 이용하여 다음과 같이 압력항과 함께 부등간격 격자의 보정을 행한다.

$$\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}\right)_{i,j} \approx \frac{2}{s(s+1)} \cdot \frac{u_{i+1,j} - (1+s)u_{i,j} + su_{i-1,j}}{A^2},$$

$$s = B/A \tag{3}$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{i,j} \approx \frac{2}{(A+B)}(p_{i+1,j} - p_{i,j}) \tag{4}$$

다음으로 제안된 대류항의 인공점성을 알아보기 위해 Hirt의 안정성해석<sup>(6)</sup>을 행하였다. Hirt는 등간격상에서의 중심차분에 대한 해석결과를 제시하고 있다. 부등간격에 대해서는 x방향에 대하여 격자보간에 따른 식이 다음과 같이 정리된다. 그러나, 격자간격을 동일하게 처리하면 2차정도를 갖는 Hirt의 식으로 귀착함을 알 수 있다. 식에 사용된 격자기호는 Fig.1과 동일하다.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} + \frac{\partial p}{\partial x} - g_1 = \left(v - \frac{\Delta t}{2}u^2 - G_1\right) \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$$

$$+ \left(v - \frac{\Delta t}{2}v^2 - G_2\right) \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + G_3 \tag{5}$$

$$G_1 = (B-A)u + \frac{1}{2}(A^2 - AB - B^2) \frac{\partial u}{\partial x}$$

$$+ \frac{1}{8}(B-A)(A^2 + B^2) \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$$

$$G_2 = \frac{1}{8} \left\{ (C-E)v + \frac{1}{2} \frac{\partial v}{\partial y} (C+2D+E)D \right.$$

$$\left. + \frac{D^2}{8} \frac{\partial^2 v}{\partial^2 y^2} (C-E) \right\}$$

$$G_3 = \frac{A-B}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2$$

위 식에서 보면 인공점성항과는 무관한  $G_3$ 항이 부가되어 있으나 식의 내용상 오차성분이 무시될 수 있다. 따라서  $G_1$  및  $G_2$ 가 수치적인 점성계수의 값으로 산출되나 식의 첫번째항을 보면 인접하는

격자크기의 미소차 ( $A-B$ ) 또는 ( $C-E$ )로 평가된다. 따라서 완전한 2차정도를 갖기는 어려우나 이에 근접하는 정도를 유지할 수 있음을 알 수가 있다.

격자수는 경계면의 기상셀을 포함하여  $80 \times 80$ 의 크기를 갖는다. 최소격자는 대표길이의  $1/400$ 이며 최대크기는  $1/53$ 이다. 부등간격격자를 계산하는 식은 다음과 같다.

$$\Delta X(i) = \left\{ \sin\left(\pi \frac{i}{M-1} + CF\right) \right.$$

$$\left. / \sum_{j=1}^{M-2} \left\{ \sin\left(\pi \frac{j}{M-1}\right) + CF \right\} \right\} \tag{6}$$

$$i, j = 1, 2, 3, \dots, M-1$$

단,  $M$ 은 격자수이며  $CF$ 는 격자의 크기를 조정할 수 있는 가중계수이다. 본 계산에서는  $CF$ 를 0.01로 하였다.

Fig.2는 본 연구에서 대상으로 하는 캐비티유동장을 도식적으로 나타나고 있다. 상부에서 무한으로 연속된 벨트 또는 덮개가 캐비티에 완전히 밀착하여 우측으로 등속이동하면서 유동장에 전단운력을 계속 공급하게 된다. 이로 인하여 캐비티의 내부에서는 주와류 및 모서리에서의 고차와류를 동반하는 복잡한 밀폐내부류의 특성을 보이게 된다.

경계조건으로서 좌우 및 하부의 정지벽면의 가상 격자에서는 점착조건을 부여하였으며 상부의 이동

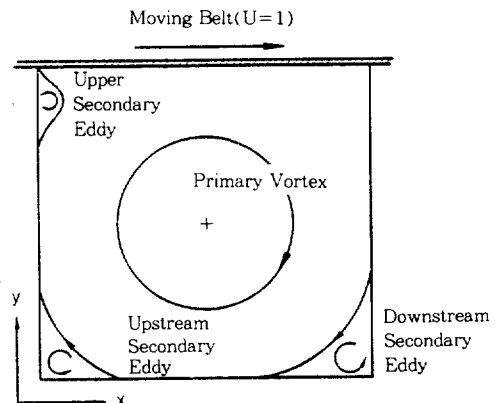


Fig.2 Schematic Cavity Flow

경계면의 가상격자에는 무차원의 대표속도( $U=1$ )을 만족하도록 유동장격자의 속도값을 직선외삽하였다. 시간적분은 1차정도를 갖는 양적인 오일러기법을 적용하였다. Courant수 및 확산수를 만족시키는 값에 안정계수를 곱하여 시간간격을 정하였다. 안정계수는 레이놀즈수에 따라나  $Re=7.5 \times 10^3$ 에서는 0.8,  $Re=10^4$ 는 0.6을,  $Re=3 \times 10^4$ 에서는 0.4의 값을 부여하였다. 완전히 발달된 유동장에서 시간간격은  $Re=7.5 \times 10^3$ 에서 0.002,  $Re=10^4$ 는 0.0015 그리고  $Re=3 \times 10^4$ 에서는 0.001 전후이다. 속도 및 압력의 반복수축 판정조건으로서 격자에서의 발산(divergence)의 최대값 0.002를 기준으로 하였다. 한 시간간격에 대하여 평균 20회미만의 반복횟수를 나타내었다. 계산시간은  $486D \times 2(66MHz)$ 상에서 무차원시간  $t=100$ 당 약 20시간이 소요되었다.

3. 계산결과 및 고찰

Fig.3은  $Re=7.5 \times 10^3$ 에서 무차원시간 1000-1100사이의 시간평균 속도벡터를 보이고 있으며 Ghia등의 연구결과<sup>(2)</sup>와 잘 일치하고 있다. 특히 하부의 좌우측의 모서리에서 제3와류(tertiary

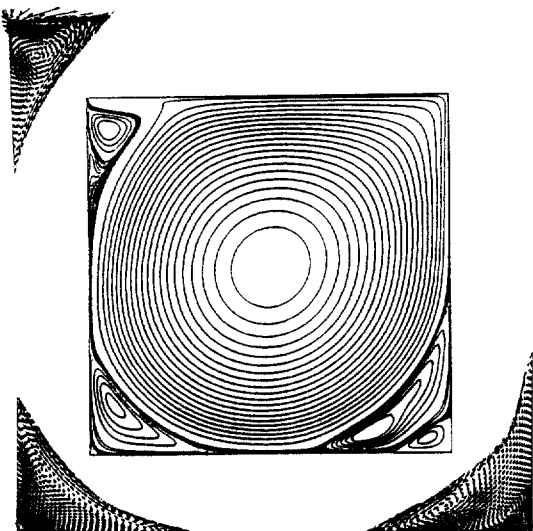
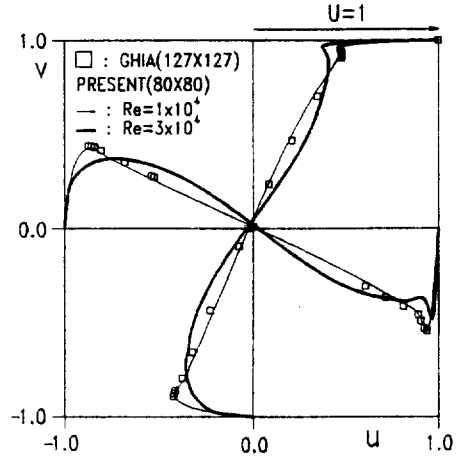
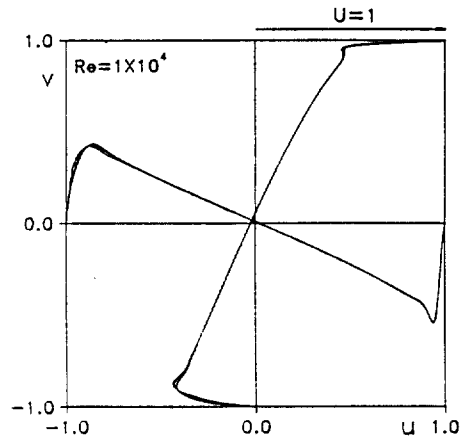


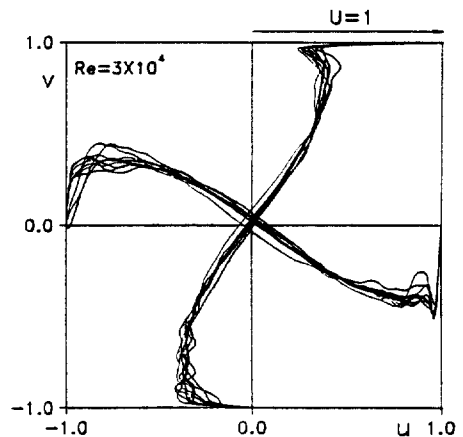
Fig.3 Time-mean Flow Patterns of Eddies ( $Re=7.5 \times 10^3, t=1000-1100$ )



(A) Time-mean( $t=1000-1100$ )



(B) Overlapped( $\Delta t=10, Re=10^4$ )



(C) Overlapped( $\Delta t=10, Re=3 \times 10^4$ )

Fig.4 Different Velocity Profiles

eddy)가 재현되고 있음을 알 수 있다. 이 레이놀즈수에서는 완전히 발달한 유동장에 대하여 정상흐름을 보이고 있으며 상부의 이동벽으로부터 공급받은 전단력은 압력성분 및 마찰점성력의 형태로 일정하게 배분됨을 알 수 있다.

Fig.4는 캐비티의 기하학적 중심에서  $Re=10^4$ 와  $Re=3 \times 10^4$ 의 시간평균( $t=1000-1100$ )의 속도분포를 보이고 있다(FigA). 그러나 등간격자를 사용한 Ghia의 결과와 비교하여 약간 감소한 값을 보이고 있다. 이것은 주와류의 중앙부에서의 부등간격자의 크기가 등간격의 경우보다 크므로 공간해상도가 떨어지는 점 및 공급되는 전단력 성분중의 일부가 박리영역내부에서의 비정상적인 와류의 운동에 기여하기 때문으로 추정된다. Fig(B) 및 Fig(C)는 캐비티의 기하학적 중앙단면에서 무차원 시간간격을 10으로 하여 10회분의 속도분포를 중첩하여 보여주고 있으며 속도분포의 비정상 변동특성을 쉽게 보여준다.  $Re=10^4$ 의 수직속도 성분은 좌측의 봉우리에서 수평 성분은 하측의 봉우리에서 미소한 비정상 변동특성이 나타나고 있으며 Fig(C)의  $Re=3 \times 10^4$ 의 경우에는 모든 곳에서 보다 불규칙한 속도분포의 변동을 보이고 있다. 어느 경우나 상부덮개 및 우측 벽면에서의 경계층의 속도구배는 일정하며  $Re=3 \times 10^4$ 의 경우가 크게 나타나고 있다. 또한  $Re=10^4$ 의 경우에는 상부덮개 근처에서만 수평속도 성분에 "kink" 현상이 발생하나  $Re=3 \times 10^4$ 의 경우에는 우측의 벽면에서의 수직속도 성분에서도 이와 같은 특징이 재현되고 있다. 따라서 이 레이놀즈수에서는 전단유동이 덮개로부터 공급된 강한 전단운력을 대부분 유지한 채로 우측벽면에 접하여 회전하고 있음을 보여준다.

격자점에 분포된 속도값을 이용하여 계산된 운동에너지 성분( $u^2+v^2$ )/2을 전유동장에 걸쳐 더한 값은 캐비티유동장 전체의 비정상특성을 알아 보는 데 유리하다. Fig.5는 세가지의 레이놀즈수에 있어서 무차원시간 1000부터 1100까지의 값을 0.25간격으로 계산한 결과이다. 레이놀즈수가 커질수록 비정상적인 특성이 강하게 나타나고 있으며,  $Re=3 \times 10^4$ 에서는 완전한 비선형거동을 보이고 있다. 이와 같은 결과로부터 2차원 정방형 캐비티 유동장에서 비정상적인 특성이 나타나기 시작하는 임계레

이놀즈수는  $7.5 \times 10^3$ 이상이며  $Re=10^4$ 전후에서는 주기적인 변동특성이 지배적임을 보이고 있다. 또한, 완전히 불규칙한 변동특성이 나타나기 시작하는 레이놀즈수가 존재함을 알 수 있다. 한편 일정구간의 시간간격을 0.25에서 0.03으로 하여 계산한 결과는 서로 일치하였다. 따라서 전운동에너지의 변동주파수의 시간해상도는 표본시간간격을 0.25로 하여도 충분한 것으로 판단하였다.

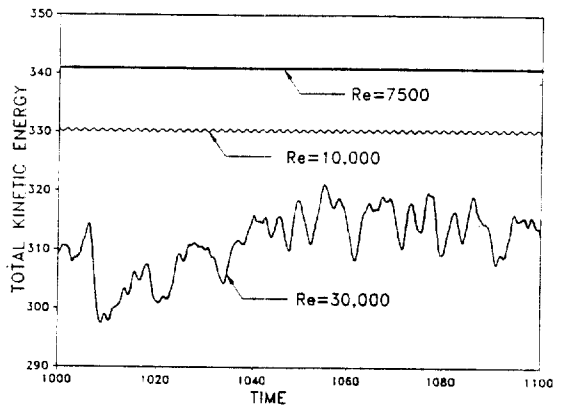


Fig.5 Time History of Total Kinetic Energy ( $t=1000-1100$ )

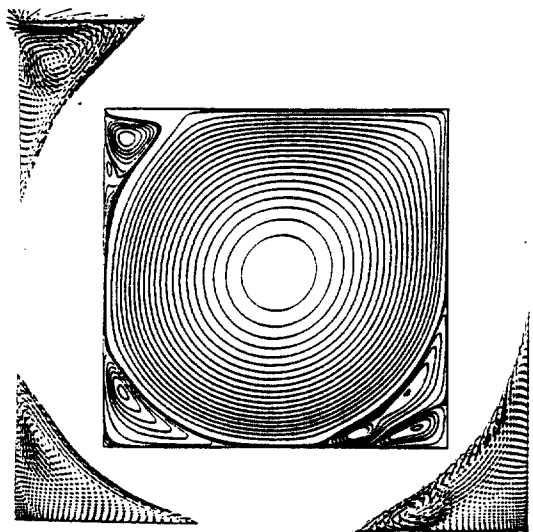


Fig.6 Time-mean Flow Patterns of Eddies ( $Re=10^4, t=1000-1100$ )

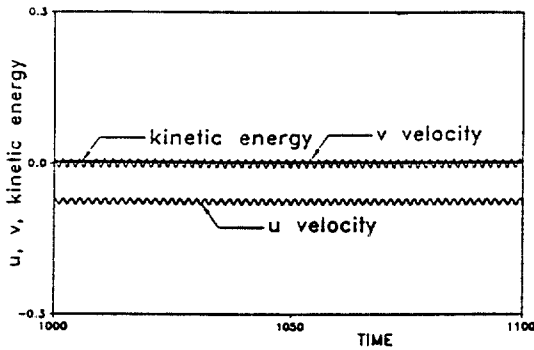
Fig.6은  $Re=10^4$ 에서의 시간평균( $t=1000-1100$ )의 속도벡터이다. Ghia의 유선도<sup>(2)</sup>와 비교를 해보면 전체적으로 거의 유사한 분포를 보이고 있다. 단, 하부의 우측박리부에서의 2차와류의 구조가 다르게 나타나고 있다. 이와 같은 구조는 Huser의 자유표면 전단구동의 계산결과<sup>(3)</sup>에서  $Re=3 \times 10^4$ 의 특성으로 나타나고 있으나 레이놀즈수의 정의가 다르므로서 직접적인 비교는 불가능하다.

Fig.7은 좌측하단 모서리를 원점으로 한 좌표위치에서의  $u, v$  및 운동에너지( $u^2+v^2$ )/2의 시계열 변동특성을 보이고 있다. 레이놀즈수는  $10^4$ 이다. Fig(A)는 상부 이동벽면의 우측모서리(DSE)의 경우이며 Fig(B)는 하부의 우측모서리의 2차와류의 중심부분의 결과이다. 수평 및 수직방향 속도성분이 주기적으로 변동하여 Fig.5의 운동에너지변

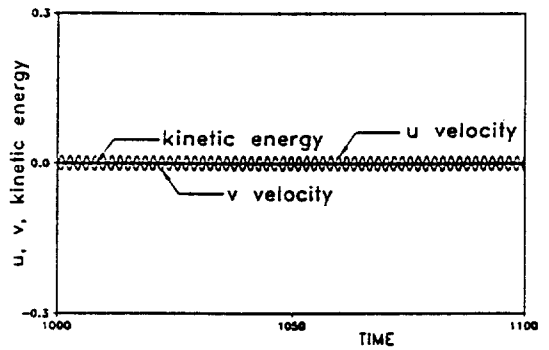
화와 동일한 정현파의 특징을 보이고 있다. 속도  $u$  및  $v$ 의 파형에서 나타나는 위상차는 속도검출점에서의 속도벡터의 방향에 따라 달라진다.

Fig.8은  $Re=10^4$ 에서 순간속도벡터를 보이고 있다. 특히 좌측 모서리에서 보다 활발한 비정상특성을 보이고 있으며 와류의 크기 및 형태가 크게 변하고 있다. 우측의 모서리(DSE)에서는 하부벽면에 근접하여 발생한 와류가 소멸되지 않고 유사한 크기를 유지하고 있으며 동일장소에 머물고 있음을 알 수 있다. 그림 가운데에 위치하고 있는 이동덮개의 좌측박리부에서는 크게 발달된 단일와류가 존재하며 하부에서 미소한 변화가 발견된다.

Fig.9는  $Re=3 \times 10^4$ 의 순시 및 시간평균( $t=1000-1100$ )의 결과를 보이고 있다. Fig(A) 및 (B)는 무차원시간 100의 간격으로 처리한 순시 유선도이나 모서리에서 매우 활발한 박리와류의 거

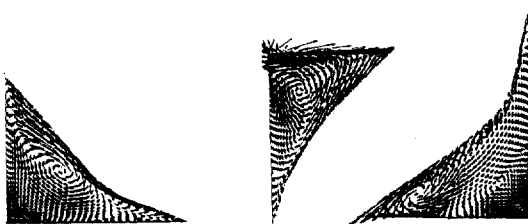


(A)  $x=0.1, y=0.9$

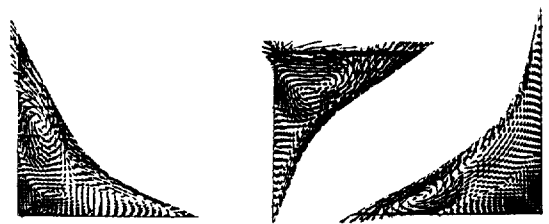


(B)  $(x=0.15, y=0.15)$

Fig.7 Time History of  $u, v$  and Kinetic Energy ( $Re=10^4$ )



(A)  $t=1053.0$



(B)  $t=1053.9$

Fig.8 Time-Sequential Patterns of Corner Eddies( $Re=10^4$ )



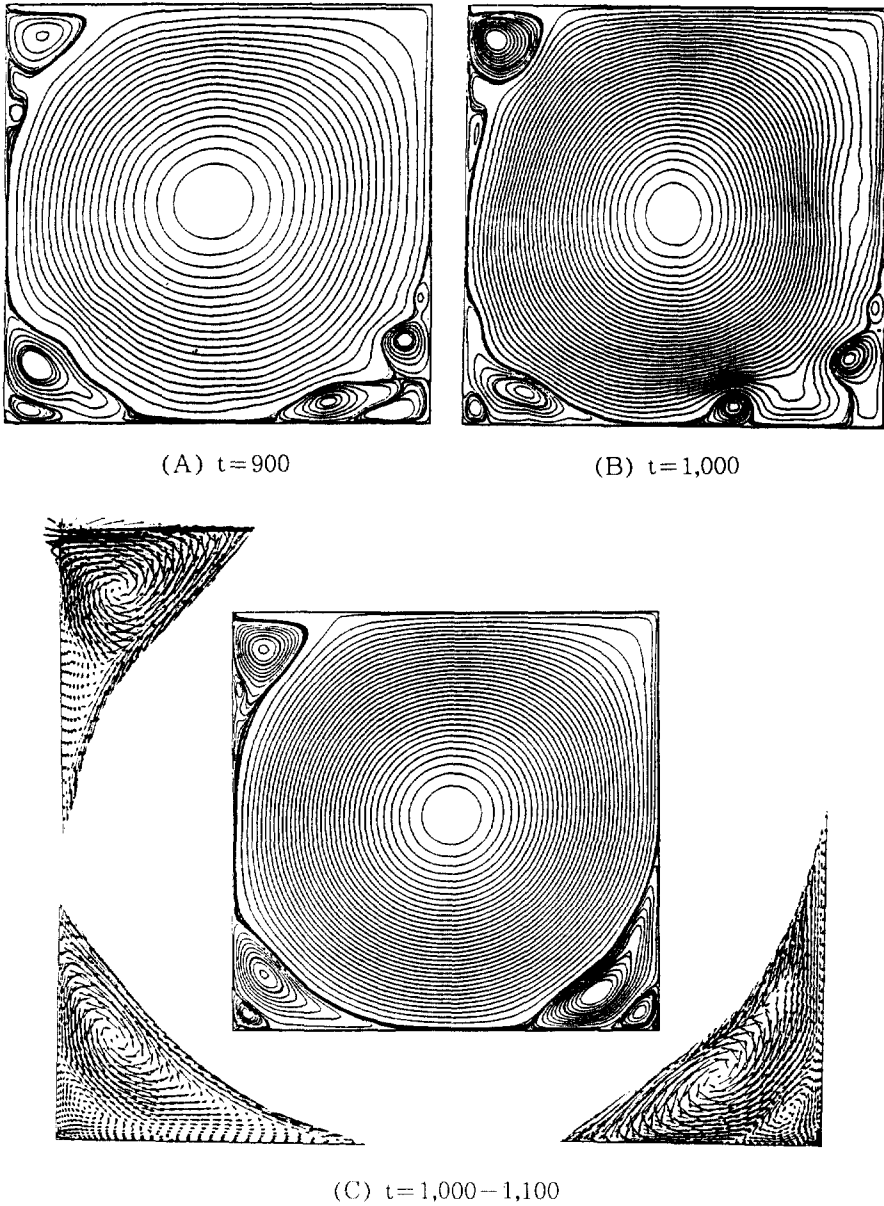
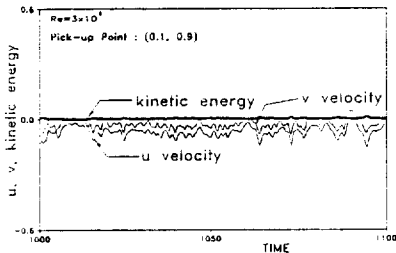


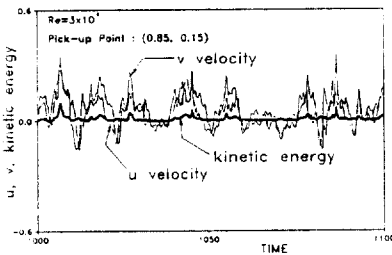
Fig.9 Flow Patterns of  $Re=3 \times 10^4$

동특성을 나타내고 있다. Fig(C)는 시간평균 유선도 및 모서리에서의 속도벡터이나 하부의 양쪽모서리영역에서 미약한 제4와류(quaternary eddy)가 새롭게 나타나고 있다. 즉 레이놀즈수가 커질수록 상부의 이동벽면으로부터 공급되는 운동에너지가 점성땀핍효과를 극복하여 박리구동을 위한 전단응력을 증가시킨 결과이다. 이와 같은 특성은

Moffat<sup>(7)</sup>와의 이론해석과 유사하다. 즉, Moffat는 모서리각이 146도이하에서 Stokes박리유동을 가정하여 정점을 향해 와류의 크기 및 강도가 기하급수적으로 감소하는 무한개의 와류가 발생함을 증명하고 있다. 실험에서는 가시화조건의 어려움으로 2차와의 재현<sup>(8)</sup>에 머물고 있다. 또한 Fig(C)는  $Re=3 \times 10^4$ 의 비정상, 비선형유동이 일정한 질서조



(A)  $x=0.1, y=0.9$

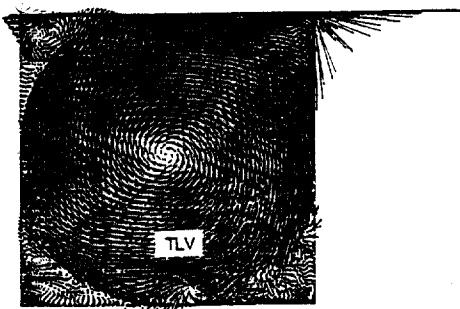


(B)  $x=0.85, y=0.15$

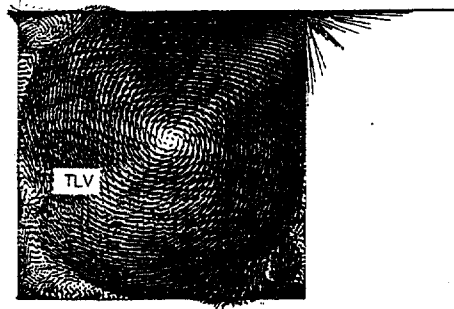
Fig.10 Time History of u, v and Kinetic Energy( $Re=3 \times 10^4$ )

직을 유지하면서 행해지고 있음을 보여주고 있다. 이것은 캐비티와 같은 완전밀폐형 유동장에서 발견되는 불안정성구조의 한 특성으로 보여진다.

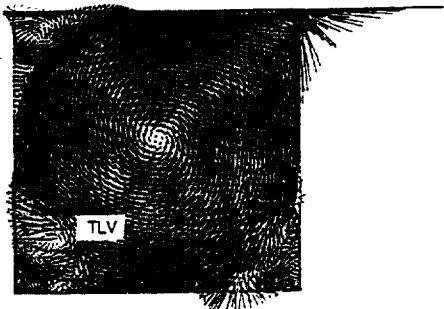
Fig.10은  $Re=10^4$ 에서와 같은 위치에서의 u, v 및 운동에너지의 시간변동과형을 나타낸다. 어느 경우에서나 불규칙한 변동을 보이며 특히 Fig(B)에서는 이와 같은 경향이 더욱 증가하고 있다. 스펙트럼분석에 의한 탁월주파수 성분 및 변동속도 성분을 이용한 난류통계량을 구해 보면 보다 유익한 유동특성을 제공할 것으로 예상된다. Huser<sup>(3)</sup>는 본 연구에서의  $Re=10^4$ 전후의 계산과 유사한 결과를 이용하여 박리부에서의 변동성분을 난류의 관점에서 논하고 이를 천이영역에서의 불안정성까지로 해석하고 있다. Koseff 등이 주도한 일련의 실험 결과<sup>(9)</sup> 및 Freitas 등의 수치해석<sup>(10)</sup>에서는 3차원 캐비티 유동에서 난류특성이 레이놀즈수  $3 \times 10^3$ 전후부터 발생함을 보고하고 있다. 그러나 2차원의 경우에는 실험이 원리적으로 어려움으로서 정량적으로 비교할 수 있는 연구결과가 보고되어 있지 않다.



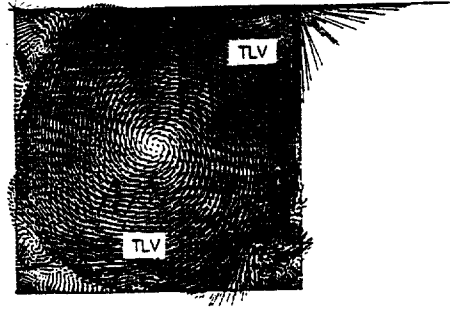
(A)  $t=1052.0$



(C)  $t=1056.0$



(B)  $t=1054.0$



(D)  $t=1062.0$

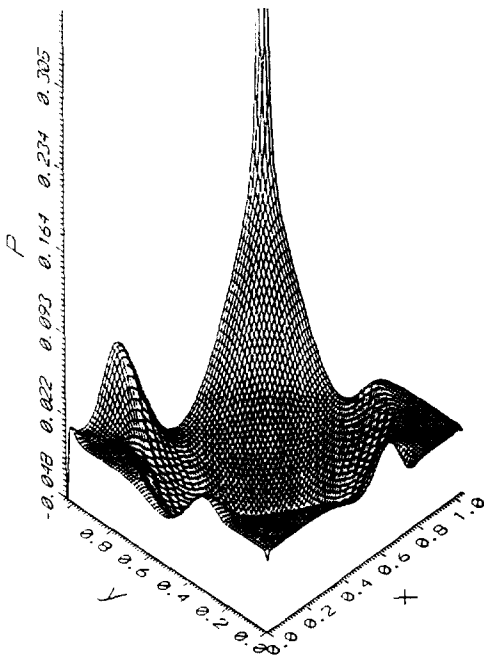
Fig.11 Characteristic Patterns of Shedding Vortex( $Re=3 \times 10^4$ )



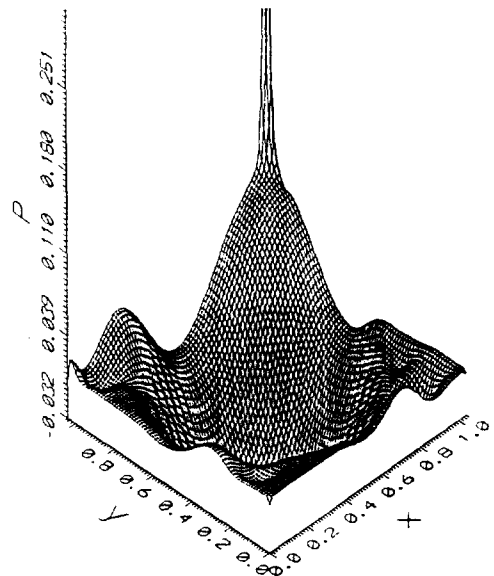
Fig.11은  $Re=3 \times 10^4$ 에서의 순간속도벡터를 시계열적으로 보이고 있다. 모서리영역에서는 매우 강한 다수의 와류현상을 나타내고 있으며 외견상 이와 같은 특성은 박리부에 한정된 것으로 보여진다. 그러나 한가지 흥미있는 현상은 박리부에서 탈출한 와류는 국소유동장과 강한 상호작용을 일으키면서 주와류의 회전방향으로 이동하는 점이다. 마치 태풍이 발생하여 이동하면서 그 세력을 크게 확장하고 육지에서 소멸하는 것과 유사한 "Typhoon-Like Vortex(TLV)"가 재현되고 있다.

Fig(A)는 하부우측박리부에서 떨어져 나온 와류가 반시계방향으로 회전운동을 하면서 주와류의 회전방향으로 이동하는 모습을 보여준다. 다음으로 좌측모서리의 박리와류에 접근하면서 이곳에서 발달해 있는 반시계방향의 와류성분과 결합한 뒤에 성장하여 뚜렷한 강제와류의 형태를 유지하고 있다(FigB). Fig(C)는 좌측벽면에 접근하여 이동하는 모습을 보이고 있으며 이는 벽면 경계층에서의 점성팽창작용이 와류의 세력을 완전히 억제할 수 없

음을 나타낸다. 계속 이동한 와류는 상승하여 좌측의 상부모서리에서 발달해 있는 반시계방향의 와류 성분과 다시 한번 결합하여 성장하면서 커다란 박리와류를 형성한다. 이 와류는 이동경계면에서의 강력한 전단속도구배에 의하여 그세력이 매우 약화되나 경우에 따라서는 그대로 소멸되지 않고 이동벽면을 따라 이동하면서 Fig(D)에서와 같이 우측의 상부모서리에서 다시 한번 그 영향력을 나타내고 있다. 그러나 좌측의 벽면에서의 강한 전단작용에 의해 매우 약화된 TLV는 초기에 이동와류가 발생했던 우측의 하단모서리의 박리영역에서 소멸된다. Fig(D)에서 보면 하부의 벽면근처에서 또 다시 Fig(A)에서와 같은 방출와가 형성되고 있으나 크기가 작아서 좌측의 박리영역에서 합류된 와류는 더 이상의 이동을 하지 못하였다. 지금까지의 결과로부터 TLV의 발생은 우측 하단의 박리영역에서 비롯됨을 알 수가 있다. 이것은 상부의 이동벽으로부터 공급된 높은 운동에너지를 갖는 흐름이 박리영역에 유입되면서 다수의 고차와류를 형성



(A)  $Re=10^4$



(B)  $Re=3 \times 10^4$

Fig.12 Time-mean Pressure Distribution

하며 이들 중 일부의 와류가 점성댐핑, 압력구배 또는 주와류의 원심력의 영향으로 분리되어 일어난다고 추정된다. 또한 방출된 TLV 및 박리영역에서 결합이 되는 와류의 회전방향이 같음으로서 와류의 강도 및 크기가 증가되는 특성을 보이고 있다. 이러한 TLV의 발생주기 또는 일생에 관한 구체적인 내용은 보다 면밀한 검토를 필요로 한다.

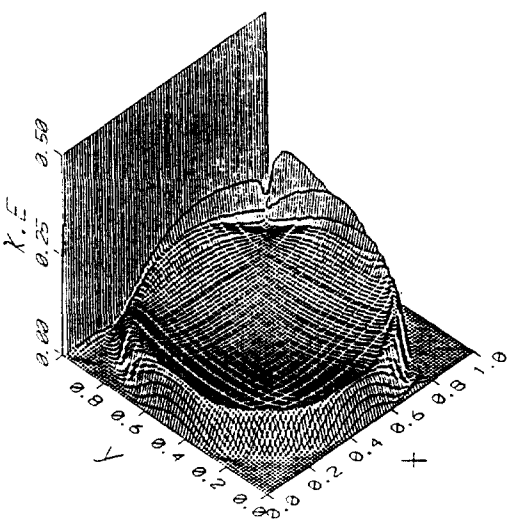
Fig.12는 시간평균 압력분포를 3차원표시로 나타낸 것이다. 어느 경우에도 우측의 상단 모서리부분에서 속도의 급격한 감소로 인하여 압력은 크게 증가하고 있다. 또한 벽면 경계층을 따라 발생하는 압력고개 (pressure hill)는 유동의 흐름방향으로 역압력구배를 형성하여 모서리에서의 박리발생에 큰 영향을 미치고 있음을 알 수가 있다.  $Re=3 \times 10^4$ 의 경우에서는 박리영역중에서 와류의 중심위치에서 압력이 보다 감소됨을 알 수 있다.

Fig.13은 시간평균 운동에너지의 3차원표시이다.  $Re=10^4$ 에서는 주와류의 경계부분을 따라 급격한 구배를 보이고 있으며  $Re=3 \times 10^4$ 에서는 보다 완만한 분포를 나타내고 있다. 이것은 Fig.4에서의 중앙단면 속도분포와 비교될 수 있으며 유동장의 비정상적인 특성에 의해 운동에너지의 분배구조가 다르기 때문으로 보여진다.

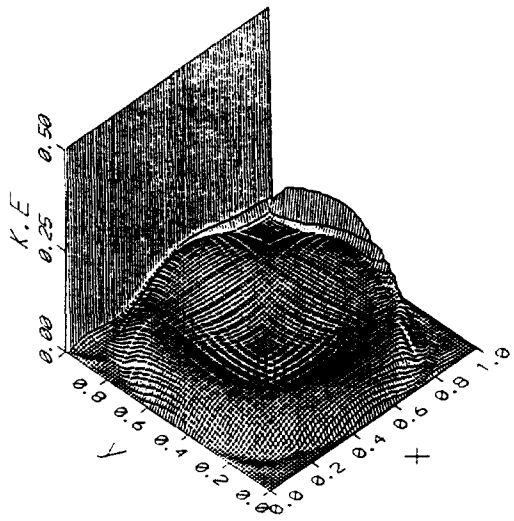
이상에서와 같이 2차원의 정방형 캐비티의 비정상적인 유동특성을 세가지의 고레이놀즈수에 대하여 고찰하였다. 대류항에 있어서는 보존형 및 부동간격격자의 사용의 잇점이 잘 나타나고 있으며, 특히 캐비티유동과 같이 흐름의 상하류구별이 어려운 경우에는 중심차분의 장점이 발휘되고 있다. 차후에는 보다 높은 레이놀즈수의 계산에 있어서 난류의 특성을 포함한 유동의 불안정성구조에 관한 연구가 필요하다고 보여진다.

4. 결 론

본 연구에서는 이동덮개 또는 벨트구동에 의한 2차원 정방형캐비티의 비정상특성을 고레이놀즈수 영역에서 규명하고자 하였다. 차분법으로서 부동간격 엇물림격자상에서 보존형을 유지하기 위하여 MAC법에서의 대류항의 중심차분의 변수를 내분의 원리에 의해 보간하는 방법을 채택하였다. 제안된 차분식을 세종류의 레이놀즈수  $7.5 \times 10^3$ ,  $10^4$  및  $3 \times 10^4$ 에 대하여 적용하였다. 그 결과  $Re=7.5 \times 10^3$ 에서는 완전히 발달된 유동장이 과도기를 지나 정상상태에 접근하였다.  $Re=10^4$ 에서는 속도값이 정현파의 주기적인 변동특성을 보이며 박리영역



(A)  $Re=10^4$



(B)  $Re=3 \times 10^4$

Fig.13 Time-mean Kinetic Energy Distribution

에서는 비정상적으로 움직이는 다수의 와류가 발견되었다.  $Re=3 \times 10^4$ 에서는 다양한 형태의 와류가 모서리에서 활발하게 작용하며 속도 및 운동에너지의 시간적인 변동은 완전한 비정상 및 비선형의 특성을 나타내었다. 또한 시간평균의 유동특성은 일정한 질서구조를 유지하고 있음이 관찰되었다. 한편 TLV(Typhoon-Like Vortex)가 간헐적으로 발생하여 박리영역에서의 와류들과 결합하여 주와류의 회전방향으로 이동하면서 벽면의 경계층구조를 변화시키는 현상이 새롭게 보고되었다. 이와 같은 거동은 고레이놀즈수의 2차원 정방형의 이동벽면 구동에 의한 캐비티유동의 본질적인 특성으로 보여지며 밀폐유동장의 안정성 구조와도 밀접한 관련이 있을 것으로 예상하였다.

#### 참 고 문 헌

1. Young-Ho Lee, 1992, "Active control of aerodynamic properties of the 2-D square prism by backward ejection", Proc. of the 5th ACFM, pp. 554~557.
2. U. Ghia, K. N. Ghia and C. T. Shin, 1982, "High-Re solution for incompressible flow using the Navier-Stokes equations and a multigrid method", J. Comp. Phys. 48, pp. 387~410.
3. A. Huser and S. Biringen, 1992, "Calculation of two-dimensional shear-driven cavity flows at high Reynolds numbers", Int. J. of Numerical Methods in Fluids, Vol. 14, pp. 1087~1109.
4. F. H. Harlow and J. E. Welch, 1965, "Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface", Phy, Fluids Vol. 8 No. 12, pp. 2182~2189.
5. P. J. Roache, 1976, Computational Fluid Dynamics, Hermora Publishers..
6. C. W. Hirt, 1968, "Heuristic stability theory for finite-difference equation, J. Comp. Phys. Vol. 2, pp. 339~355.
7. S. Taneda, 1988, Fluid dynamics learned from image, Asakura Book Co., pp. 20~21 (in Japanese).
8. M. V. Dyke, 1988, An album of fluid motion, Parabolic Press, p.13.
9. J. R. Koseff and R. L. Street, 1984, "The lid-driven cavity flow : A synthesis of qualitative and quantitative observations", Trans. ASME, J. Fluids Eng. Vol. 106, pp. 390~398.
10. C. J. Freitas and R. L. Street, 1988, "Non-linear transient phenomena in a complete re-circulating flow : A numerical investigation", Int. J. for Numerical Methods, Vol.8 pp. 769~802.