

〈논 문〉

천이박리유동의 직접수치모사 Part I : 주 불안정성

양경수*

(1996년 1월 19일 접수)

Direct Numerical Simulation of Transitional Separated Flows Part I : Primary Instability

Kyung-Soo Yang

Key Words : Instability(불안정성), Transition(천이), Direct Numerical Simulation(직접수치모사), Bifurcation(분기), Turbulence(난류)

Abstract

Transitional flow in an obstructed channel is investigated using numerical simulation. Two-dimensional thin obstacles are mounted symmetrically in the vertical direction and periodically in the streamwise direction. Flow separation occurs at the tip of the sharp obstacles. Depending on the Reynolds number, the flow undergoes Hopf bifurcation as the primary instability leading to a two-dimensional unsteady periodic solution. At higher Reynolds numbers, the unsteady solution exhibits a symmetry-breaking bifurcation which results in an unsteady asymmetric solution. The results are compared with experiments currently available, and show a good agreement.

1. 서 론

층류에서 난류로의 천이과정(laminar-turbulent transition)은 층류유동이 유동불안정성(instability)에 의해 촉발된 비정상(unsteady) 유동상태로 전환되는 과정으로서, 완전히 발달된 난류유동으로 발전되기 위한 첫단계로 인식되고 있으며, 이의 명확한 이해는 유동제어 면에서 매우 중요하다고 할 수 있다. 실제로 많은 응용분야에서 층류 혹은 난류중 원하는 유동상태를 유지하기 위하여 천이를 억제하거나 조장하는 기법이 흔히 사용된다. 예를 들어 airfoil에서의 마찰 drag을 줄이기 위해서는

유동상태를 층류로 유지함이 바람직하고, 반면에 연소나 화학적 혼합의 효율을 증대시키거나 혹은 유동박리를 억제하기 위해서는 유동상태를 난류로 유지하는 것이 유리하다. 이러한 이유로 유동 불안정성 및 천이과정에 대한 연구는 유체역학의 중요한 분야로 인식되어 지난 반세기 동안 수많은 연구자들에 의해 집중적인 연구가 수행되어 왔으나 천이과정의 정확한 이해는 아직 달성되지 못한 형편이다. 천이과정은 단순히 레이놀즈 수에 의해서만 결정되는 것이 아니라 압력구배, 자유류교란(free-stream disturbance), 표면거칠기(wall roughness) 등 다른 물리적 요인들의 영향을 받으며, 또한 천이과정이 진행될수록 비선형성(nonlinearity)이 증대되어 해석의 어려움이 가중되는 등 천이과정의 정확한 이해의 주요 걸림돌로 작용하고 있다.

* 회원, 인하대학교 기계공학과

역사적으로 볼 때 유동불안정성의 연구는 두 평행한 평판 사이의 유동이나 평판위 경계층유동과 같은 간단한 형상의 유동장에 대해 Orr-Sommerfeld 방정식을⁽¹⁾ 근간으로 한 Tollmien-Schlichting 파동과 같은 주 불안정성(primary instability)의 고전적인 선형해석이나 약비선형(weakly non-linear) 해석이 주종을 이루었으며 최근 들어 3차원적인 유동불안정성을 설명하기 위해 Floquet 이론에 기초를 둔 이차적 불안정성(secondary instability) 해석이 정립되었다.⁽²⁾ 하지만 이러한 해석방법들은 비선형 유동상태(non-linear stage)에서는 적용될 수 없으며, 또한 선형 유동상태(linear stage)라 하더라도 복잡한 유동형상에는 적용키 어렵다는 등의 문제점들이 지적되어 왔다.

최근들어 급속히 발전된 컴퓨터 하드웨어와 수치해석 알고리즘의 발전은 3차원 수치모사를 이용한 유동불안정성 및 천이과정의 연구를 가능케 하였다.⁽³⁾ 3차원 비정상 Navier-Stokes 방정식의 해를 직접 구함으로써 다양한 유동형상에 대해 컴퓨터의 용량이 허용하는 한, 비선형 유동상태를 포함한 모든 유동상태의 수치해를 구하는 것이 가능하게 되었다. 이러한 수치모사의 결과는 앞서 언급된 선형 또는 약비선형 해석의 검증용으로 사용될 수 있으며,⁽⁴⁾ 또한 유동가시화를 통한 실험결과와의 직접 비교도 가능하게 되었다.⁽⁵⁾

본 논문(Part I)과 그 후속 논문(Part II)에서는 평행한 두 평판 사이에 상하대칭의 날카로운 2차원 장애물이 주기적으로 부착되어(Fig. 1) 박리가 수반되는 유동에서의 유동불안정성 및 천이과정의 직접수치모사를 이용한 전산해석 결과가 제시된다. 얻어진 결과는 같은 유동형상에 대한 최근의 실험결과와⁽⁶⁾ 비교되어 진다. 본 논문에서는 2차원 유동인 주 불안정성이, 후속 논문에서는 3차원 유동인 이차적 불안정성이 각각 고려된다.

이차원 평판 사이 유동에서의 유동불안정성은 임계 레이놀즈수 이상에서의 bifurcation에 의해 설

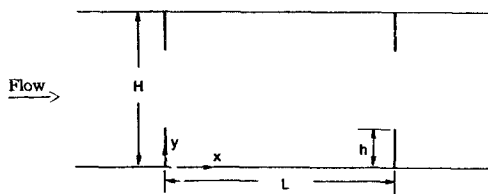


Fig. 1 Physical configuration

명되어 왔다.⁽⁷⁻⁹⁾ 유체역학에서의 bifurcation은 하나의 안정된 정상상태(stable steady state)에서 다른 안정된 정상상태로 이동하는 fold bifurcation과 하나의 안정된 정상상태에서 비정상이지만 주기적인(unsteady periodic) 상태로 이동하는 Hopf bifurcation 등의 두 가지 종류가 주로 관찰된다.⁽¹⁾ 특히 유동형상이 대칭인 경우의 fold bifurcation은 대칭 정상상태(symmetric steady state)에서 비대칭 정상상태(asymmetric steady state)로의 변화이다.^(7,9) 본 논문에서 고려되는 유동 형상은 2차원 평판 사이 유동의 일종으로서 실험적으로는⁽⁶⁾ Hopf bifurcation이 발생함이 보고되었다. 본 논문에서는 고해상도의 수치모사로 Roberts의 실험을 검증하고, 더 나아가 주 불안정성의 특성을 면밀히 고찰하여 후속 논문에서의 이차적 불안정성 수치해석을 위한 기본유동(basic flow)를 구축함을 목표로 한다.

2. 수식전개

Channel내에서의 비정상 유동은 다음과 같은 두 가지 형태로 분류될 수 있다. 첫째는 유량이 시간에 관계없이 고정되고 대신 입구와 출구 사이의 압력차이(Δp)가 시간에 따라 변동되는 경우이고, 둘째는 반대의 경우로서 Δp 가 고정되고 대신 유량이 변동하는 경우이다. 본 논문에서 고려되는 유동에 대해 차분법을 이용한 수치해를 구하는 한, 엄밀하게 유량을 고정시키는 것은 불가능하다. 따라서 본 논문에서는 후자의 방법을 채택하였으며 사용된 모든 변수들은 속도스케일로서 수립된 비정상 주기유동의 평균 bulk velocity (U_m), 길이스케일로서 평판 사이의 간격(H)으로 무차원화하였고, 압력차이는 $1/2\rho U_m^2$ 으로 무차원화하였다. 여기서 ρ 는 유체의 밀도이다. 단 그림에서는 독자들의 편의를 위해 차원을 갖는 변수들로 표기하였다.

본 연구에서는 비압축성 유체에 대해 다음과 같은 연속방정식과 비정상 Navier-Stokes 방정식이 사용되었다.

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

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

여기서, u_i 는 흐름방향(streamwise, x 혹은 x_1), 수직방향(normal, y 혹은 x_2), 횡방향(spanwise, z

혹은 x_3)의 속도성분이 각각 u , v , w (혹은 u_1 , u_2 , u_3)인 속도벡터이고, p 는 압력, Re 는 레이놀즈 수이며 ν 를 kinematic viscosity라 할때 $U_m H / \nu$ 로 정의된다. 물론 주 불안정성은 2차원 유동현상이지만 후속 논문을 고려하여 코드는 3차원으로 작성되었으며 주 불안정성의 계산시에는 매우 작은 z 영역과 매우 낮은 횡방향으로의 해상도를 사용하여 유동계산을 2차원화하였다.

3. 수치해석법

본 연구에서 사용된 코드는 유한체적법(finite volume method)를 적용하여 작성되었고, 사용된 격자는 비균일 엇갈림 직교격자(nonuniform staggered Cartesian grid)로서 주어진 형상에 대해서 가장 적합한 격자라고 할 수 있다. (Fig. 2) 시간에 따른 수치해결을 구하기 위해서 fractional step method가⁽¹⁰⁾ 사용되었다. 모멘텀방정식의 시간에 따른 적분은 복합적인 형태로서, 대류항(convective terms)은 3차 정확도의 Runge-Kutta 방법으로 explicit하게 적분하였고, 점성항(viscous terms)들은 Crank-Nicolson 방법으로 implicit하게 적분이 수행되었다.

$$\begin{aligned} \frac{\hat{u}_i^k - u_i^{k-1}}{\Delta t} = & (\alpha_k + \beta_k) L(u_i^{k-1}) + \beta_k L(\hat{u}_i^k) \\ & - u_i^{k-1} - \gamma_k N(u_i^{k-1}) - \zeta_k N(u_i^{k-2}) \\ & - (\alpha_k + \beta_k) \frac{\partial b^{k-1}}{\partial x_i} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{u_i^k - \hat{u}_i^k}{\Delta t} = -\frac{\partial \phi^k}{\partial x_i} \quad (k=1, 2, 3) \quad (4)$$

여기서,

$$\frac{\partial b^k}{\partial x_i} = \frac{\partial b^{k-1}}{\partial x_i} + \left(\frac{1}{\alpha_k + \beta_k} - \frac{\beta_k \Delta t}{\alpha_k + \beta_k} L \right) \frac{\partial \phi^k}{\partial x_i} \quad (5)$$

$$L = \frac{1}{Re} \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_j}, \quad N(u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) \quad (6)$$

여기서,

$$\gamma_1 = \frac{8}{15}, \quad \gamma_2 = \frac{5}{12}, \quad \gamma_3 = \frac{3}{4}, \quad \zeta_1 = 0$$

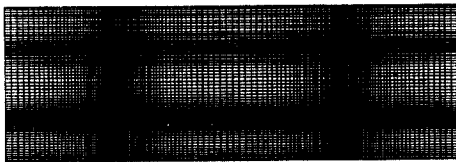


Fig. 2 Grid used for computation

$$\zeta_2 = -\frac{17}{60}, \quad \zeta_3 = -\frac{5}{12} \quad (7)$$

$$\alpha_1 = \beta_1 = \frac{4}{15}, \quad \alpha_2 = \beta_2 = \frac{1}{15}, \quad \alpha_3 = \beta_3 = \frac{1}{6} \quad (8)$$

$$\sum_{k=1}^3 (\alpha_k + \beta_k) = \sum_{k=1}^3 (\gamma_k + \zeta_k) = 1 \quad (9)$$

공간에서의 차분법은 적어도 2차의 정확도를 갖으며, 식 (4)에 연속방정식 조건(divergence free)을 적용하여 부수적으로 얻어지는 Poisson 방정식은 다격자법(multigrid method)을 적용하여 해를 구하였다.

본 연구에 사용된 코드는 저자가 전에 작성한 코드를⁽¹¹⁾ 수정한 것인데, 그 차이점들은 두 가지로 요약될 수 있다. 첫째는 날카로운 장애물들은 유한체적의 한 면에서의 속도가 0이 되는 조건으로 처리하였으며 최대 네 개의 장애물, 즉 유동방향으로 두 개의 파동길이(wavelength)가 계산영역안에 포함되도록 수정하였다. 둘째는 fractional step method에서 사용되는 approximate factorization 부분을 완전히 vectorize하여 이전에 비해 계산속도를 두 배로 증속시켰다. 그 결과 시스템공학연구소의 CRAY Y-MP/C90 슈퍼컴퓨터에서 약 500 MFLOPS(Million Floating Operations Per Second)의 계산속도를 얻을 수 있었다.

4. 경계조건 및 유동파라미터

모든 고체면에서는 no-slip 조건이 적용되었고 x 와 z 방향으로는 주기조건이 사용되었다. 따라서 본 연구에서 고려되는 유동형상은 횡방향으로는 무한히 길고 x 방향으로는 날카로운 장애물이 주기적으로 아래위 평판에 부착된 경우에 해당된다. 본 논문에서는 Roberts의 실험에서의와⁽⁶⁾ 같은 유동형상을 선택하였다. 즉, $h/H=0.25$, $L/H=1.456$ 이다. (Fig. 1)

5. 결과 및 토론

정지된 유동장의 입구와 출구 사이에 일정한 압력차를 갑자기 적용시키면 유동이 발생하기 시작하고 상하대칭인 형상때문에 대칭해(symmetric solution)에 먼저 접근하게 된다. Roberts의 실험에⁽⁶⁾ 의하면 레이놀즈수가 약 100보다 작으면 이 대칭해는 안정되어 그상태를 계속 유지하고, 100보다 크

면 비정상이지만 주기적인 해로의 Hopf bifurcation이 일어남이 보고되었다. 이것을 주 불안정성(primary instability)이라고 칭하고 유동은 2차원 상태를 유지한다. 또한 레이놀즈수가 약 160 이상이면 이러한 2차원 비정상 주기해가 3차원 교란(disturbance)에 불안정해져서 유동은 3차원 상태로 발전됨이 관찰되었다. 이것을 이차적 불안정성(secondary instability)이라 칭하고 후속 논문에서 자세하게 고찰하기로 한다.

유한체적의 개수로는 x, y, z 방향으로 낮은 레이놀즈 수의 경우 각각 $32 \times 32 \times 4$ 혹은 $48 \times 48 \times 4$, 높은 레이놀즈수의 경우 $72 \times 72 \times 4$ 혹은 $96 \times 96 \times 4$ 가 사용되었고, 사용된 해상도의 차이에 의한 수치해의 큰 차이점은 발견되지 않았다. 주 불안정성은 횡방향으로는 변화가 없는 2차원적 현상이므로 3차원 코드를 사용하되 횡방향으로는 단지 네 개의 격자점만 사용하여 2차원 유동계산을 수행하였다.

Fig. 3은 $Re=58.5$ 에서의 유선(streamline)들을 보여준다. 유선은 완전히 상하대칭이고 이 대칭해는 시간이 경과하여도 더 이상 변화하지 않는다. Roberts의 실험가시화와 순수 2차원 계산결과(참고문헌 (6)의 Fig. 3)와 비교해 볼 때 일치된 결과를 보여준다.

5.1 Hopf Bifurcation

Fig. 4는 $t=0$ 에서 $\Delta p = -1.45$ 의 압력차를 갑자기 적용시켜 최종유동이 $Re=130$ 에 도달하는 경우로서, 이 레이놀즈수에서는 대칭해로부터 비정상 주기해로의 Hopf bifurcation이 일어난다. Fig. 4에서는 한 주기동안의 유선의 변화를 나타내며, 각 그림 사이의 시간간격은 $\Delta t = 0.4$ 로서 일정하다. Roberts의 실험가시화와 순수 2차원 계산결과(참고문헌 (6)의 Fig. 6)와 비교해 볼 때 만족된 결과를 보여준다.

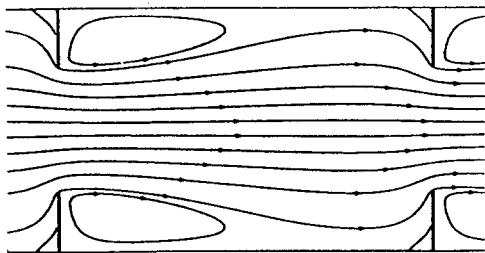


Fig. 3 Streamlines, $Re=58.5$

Fig. 5는 시간에 따른 Re (Fig. 5(a)), 중앙평면($y=0.5$)에서의 수직방향 절대평균속도(V_{ct} , Fig. 5(b)), 중앙평면의 장애물 정중간($x=0.728, y=$

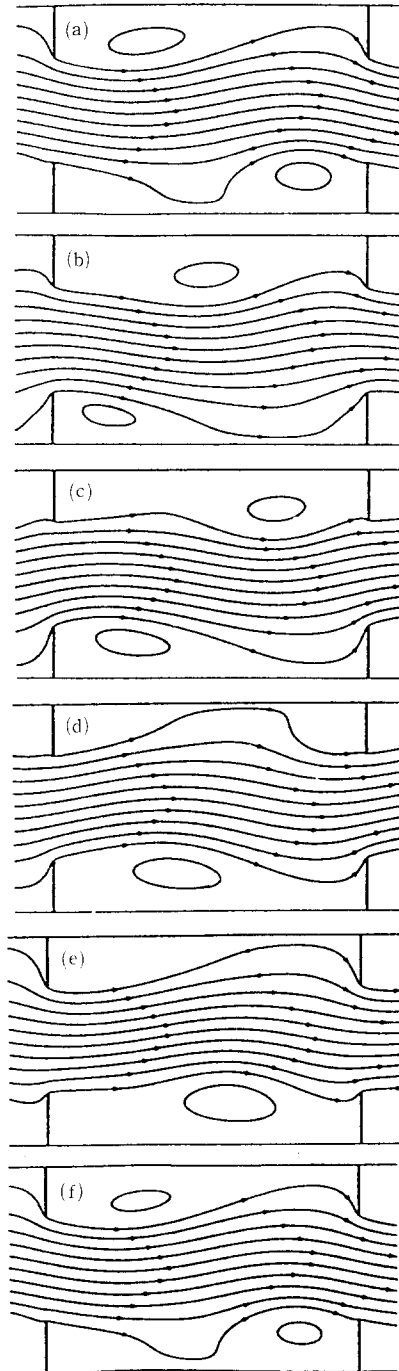


Fig. 4 Streamlines, $Re=130$

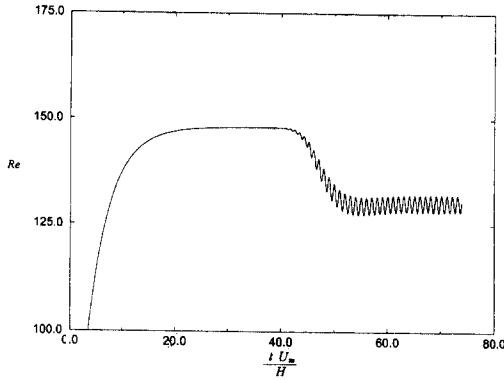


Fig. 5(a) Time history of Re

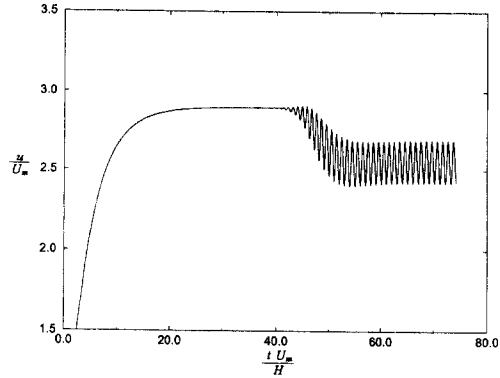


Fig. 5(c) Time history of u

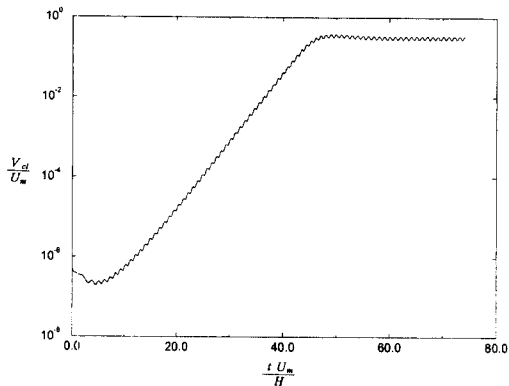


Fig. 5(b) Time history of V_{crl}

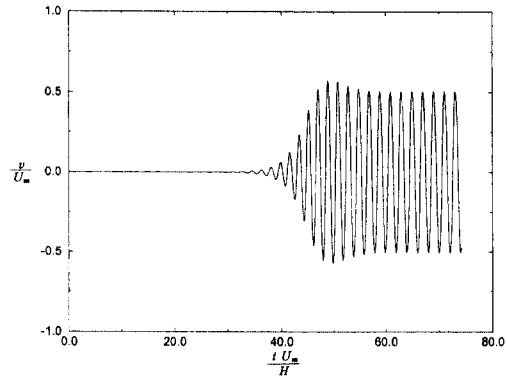


Fig. 5(d) Time history of v

0.5)의 한 점에서의 u (Fig. 5(c))와 v (Fig. 5(d)) 등의 시간에 따른 변화를 보여준다. 여기서, V_{crl} 은 다음과 같이 정의된다.

$$V_{crl} = \frac{1}{LW} \int_0^W \int_0^L |v(x, 0.5, z)| dx dz \quad (10)$$

여기서, W 는 횡방향으로의 계산영역의 크기를 나타내고 주 불안정성 계산의 경우 $W=0.02$ 를 사용하였다. 대칭유동의 경우에는 당연히 $V_{crl}=0$ 이고 유동의 대칭성이 상실됨에 따라 V_{crl} 은 증가하게 되며, 물리적으로는 증앙평면을 통과하는 절대유량이 증가함을 의미한다. 유동의 입구와 출구 사이에 Δp 가 $t=0$ 에서 갑자기 적용되면 Re 는 증가하기 시작하고(Fig. 5(a)) 일정 레이놀즈수를 넘게 되면 유동의 대칭성이 상실되는 비정상 주기해로의 Hopf bifurcation이 일어나기 시작한다(Fig. 5(b), (c)). 평행한 유동(parallel flow)의 유동불안정성 방정식인 Orr-Sommerfeld 방정식의 해는 다음과 같은 normal mode의 형태로 가정된다.⁽¹⁾

$$\mathbf{u}'(x, y, t) = \hat{\mathbf{u}}(y) \exp[i(ax - ct)] \quad (11)$$

그리고

$$p'(x, y, t) = \hat{p}(y) \exp[i(ax - ct)] \quad (12)$$

여기서, \mathbf{u}' 와 p' 는 각각 속도장과 압력의 교란들이고, a 는 본 연구의 경우 실수로서 x 방향의 파동수(wavenumber)이며, c 는 $c = \eta + i\sigma$ 로서 η 는 주파수(frequency), σ 는 성장률(growth rate)을 나타낸다. 또한 식 (11)와 (12)의 실수부만이 물리적인 의미를 가지며, jet이나 전단층(shear layer)에서와 같은 엄밀하지는 않지만 근사적으로 평행한 기본유동에서의 교란도 식 (11), (12)와 같은 형태를 갖게될 것이 기대된다.⁽¹⁾ 본 논문에서 고려하는 주 불안정성의 경우에도 식 (11), (12)와 비슷한 형태로 나타나는데 성장률(growth rate)은 Re 가 증가함에 따라 상응하여 증가하고, $t=30$ 에 이르게 되면 Re 가 최대가 되면서 그 변화가 거의 없고(t 가 30과 40 사이) 따라서 이 구역에서는 성장률이 거

의 일정함을 알 수 있다(Fig. 5(b)). 또한 그 구역에서의 성장률의 값(0.4)은 순수 2차원 계산을 통한 Roberts의⁽⁶⁾ 계산값과 잘 일치된다.

Re 는 최대점을 지나 감소하다가 궁극적으로는 평균점($e=130$)을 중심으로 진동(oscillation)하게 된다(Fig. 5(a)). Re 가 감소하는 이유는 유동의 비대칭성이 두드러지게 증대되고 이 또한 진동하기 때문이다. (Fig. 5(d))

5.2 비정상 탈대칭 bifurcation

Fig. 5의 해로부터 Δp 의 크기를 더 증가시키면 더 높은 Re 의 비정상 주기해로의 bifurcation이 일어난다. Fig. 6는 $Re=375$ 의 경우로서 Fig. 5에서와는 달리 V_{cl} 의 한 주기에 두 개의 극대점(peak)이 나타나며, 이와 같은 현상은 높은 Re 수에서 공통적으로 발견되었다. Fig. 7은 $Re=375$ 에서 한 주기동안의 유선의 변화를 보여준다. 여기서, 각 그림 사이의 Δt 는 일정치 않고 대신 Fig. 6에서의 극소 및 극대점들에 해당된다. 즉 Fig. 7(a)는 V_{cl} 의 극소점($t_a=t_a$), Fig. 7(b)는 극대점($t_b=t_a+0.35$), Fig. 7(c)는 최소점($t_c=t_b+0.48$), Fig. 7(d)는 최대점($t_d=t_c+0.55$), Fig. 7(e)는 다시 극소점($t_e=t_d+0.43$)에 각각 해당된다. Fig. 4와 비교해 볼 때 유동의 비대칭성의 정도가 더욱 증가하였고, 유동형상이 상하대칭임에도 불구하고 Fig. 4와는 달리 주유동이 윗평판과 아랫평판을 향할 때의 비대칭성의 정도(예를 들어 V_{cl} 값)가 다름을 알 수 있다. 이는 2차원 유동에서 흔히 발견되는 정상해의 탈대칭 bifurcation(symmetry-breaking bifurcation, 흔히 'Coanda 효과' 라고도 불리움)과^(7,9) 대응되는 비정상해에서의 현상이라고 할 수

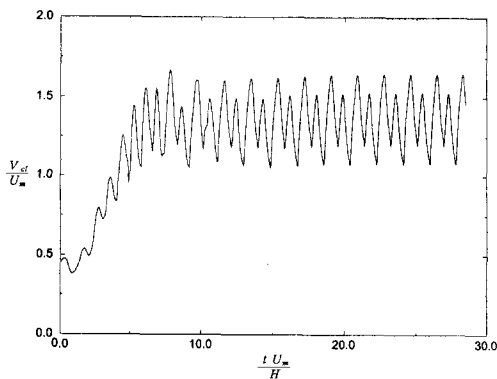
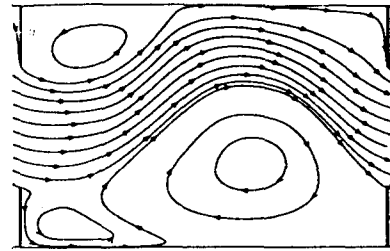
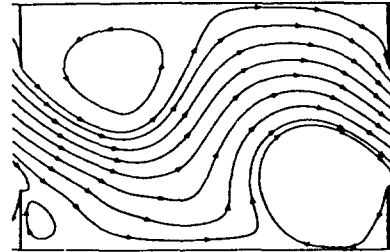


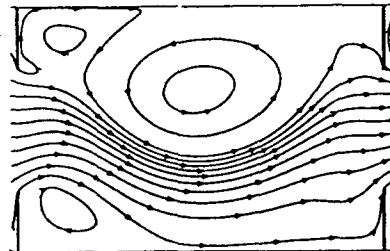
Fig. 6 Time history of V_{cl} , $Re=375$



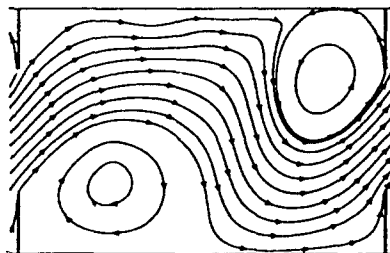
(a)



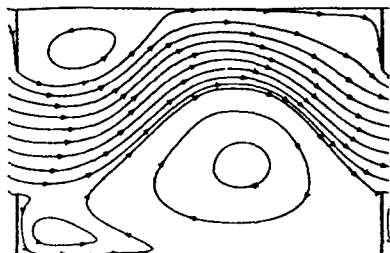
(b)



(c)



(d)



(e)

Fig. 7 Streamlines, $Re=375$

있다. 특히 장애물의 끝(tip) 부근의 유동을 보면 유동이 상류(upstream)로 향하는 역류현상이 아래 위 장애물 끝 부근에서 번갈아 일어나는 것을 알 수 있다. (Fig. 7(b), (d)) 이는 낮은 레이놀즈수에서는 (Fig. 4) 나타나지 않는 현상으로 위에서 언급된 비정상 탈대칭 bifurcation과 관련이 있는 것으로 사료된다.

Figs. 8~10은 각각 u , v , w_z (spanwise vorticity)의 (a) $t=t_c$ 와 (b) $t=t_d$ 에서의 contour plot이다. 실선은 양의 값, 점선은 음의 값을 나타낸다. Fig. 8의 두 그림을 비교해 보면 장애물의 끝 부근에서 음의 u , 즉 상류로 역류되는 부분이 순간적으로 존재함을 알 수 있고 (Fig. 8(b)) 또한 장애물의 끝에서 강한 자유전단층 (free shear layer)

이 발생하여 시간에 따라 상하로 진동하고 있음을 알 수 있다. 이 유동의 주 불안정성은 이러한 자유전단층에서의 와동발생 (vortex rollup)의 형태로 나타남을 알 수 있다. (Figs. 7, 10) Fig. 9는 시간에 따른 순간적인 주유동의 방향이 어느 평판을 향하는지를 보여주며, 낮은 Re 의 경우와 비교해 볼 때, (Fig. 4) 예상대로 비대칭성의 정도가 매우 심화되었음을 보여준다. Fig. 10은 장애물의 끝 부근에서 발생 (shedding) 되는 와류들을 보여주며, $t=t_d$ (Fig. 10(b))의 경우 위쪽 장애물의 앞뒤에서의 w_z 의 부호가 반대임을 보여준다. 이는 앞서 언급된 순간적인 역류현상에 기인되며, 이와 같은 비정상해의 탈대칭성은 복수해 (multiple solution)를 가질 수 있는 Navier-Stokes 방정식의 비선형성의 결과라 할 수 있다.

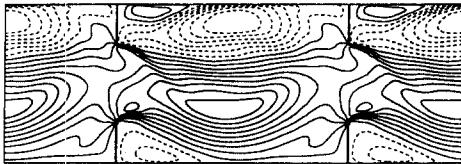


Fig. 8(a) Contours of u , $Re=375$, $t=t_c$: increment, 0.45

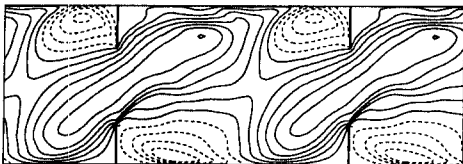


Fig. 8(b) Contours of u , $Re=375$, $t=t_d$: increment, 0.45

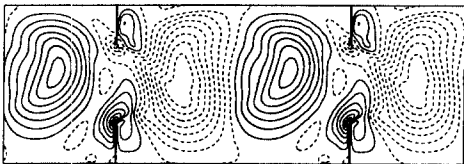


Fig. 9(a) Contours of v , $Re=375$, $t=t_c$: increment, 0.31

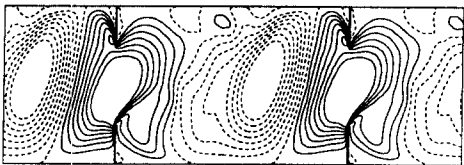


Fig. 9(b) Contours of v , $Re=375$, $t=t_d$: increment, 0.31

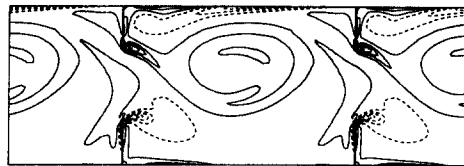


Fig. 10(a) Contours of w_z , $Re=375$, $t=t_c$: increment, 16.9

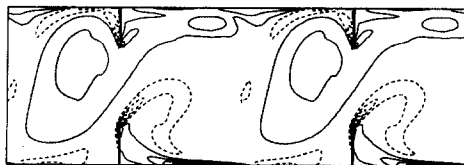


Fig. 10(b) Contours of w_z , $Re=375$, $t=t_d$: increment, 16.9

5.3 파라미터의 의존도

2차원 유동의 계산이기는 하나, 비정상계산이기 때문에 적지 않은 컴퓨터 계산시간이 소요된다. 예를 들어 하나의 Re 의 경우, $96 \times 96 \times 4$ 의 해상도를 사용할 때 충분히 수렴된 비정상 주기해를 구하려면 약 8000 시간단계 (time step)가 필요하며, 한 단계당 시스템공학연구소의 CRAY Y-MP/C90에서 약 2초가 소요되므로 전체적으로는 약 16,000초의 계산시간이 필요하다. 따라서 연속적으로 Re 를 변화시키기 보다는 몇개의 다른 Re 경우에 대하여 ($Re=157, 181, 269$) 추가로 수치해석을 수행하였다. 그 중에서 $Re=269$ 인 경우에서 비정상해의 탈대칭성이 관찰되었다. 각 경우 모두에 대해 격자세

분화연구(grid refinement study)를 수행하였으며 96×96×4의 해상도 이상에서는 성장률과 주파수에서 1% 이내의 차이만이 관찰되었다.

주 유동방향(x) 계산영역의 차이에 의한 영향을 고려하기 위하여 x 방향으로 두 주기, 즉 두 쌍의 장애물이 포함되는 계산영역으로 수치해석을 수행하였으나, 위에서 언급된 모든 Re 수들에서는 차이가 없었다.

6. 요 약

본 논문에서는 박리를 수반하는 복잡한 유동의 주 불안정성에 대해 수치모사를 이용한 전산해석적 연구를 수행하였다. 고려된 유동형상은 평행한 두 평판에 날카로운 장애물이 상하로 대칭적이고 유동방향으로는 주기적으로 평판에 부착된 경우로서, 유동의 박리는 날카로운 장애물의 끝에서 일어난다.

주 불안정성은 2차원적 현상으로, 낮은 레이놀즈수에서는 정상 상하대칭 해로 수렴하였고, 높은 레이놀즈수에서는 비정상 주기해로의 Hopf bifurcation이 발생하였다. 이는 Roberts의 실험적 관찰과 잘 일치된다. 레이놀즈 수가 더욱 증가됨에 따라 비정상 주기해의 상하대칭성이 깨어지는 비정상 탈대칭 bifurcation이 확인되었다. 이러한 상황에서는 장애물의 끝에서 상류로의 역류가 상하 장애물에서 교대로 일어남이 관찰되었다.

후 기

본 연구는 1994년도 한국학술진흥재단 공모과제(신진교수) 연구비 지원에 의하여 수행되었으며, 이에 관계자분들께 감사드린다.

참고문헌

(1) Drazin, P. G. and Reid, W. H., 1981, *Hydrodynamic Stability*, Cambridge University

Press.

- (2) Herbert, Th., 1988, "Secondary Instability of Boundary Layers," *Ann. Rev. Fluid Mech.*, pp. 487~526.
- (3) Orszag, S. A. and Kells, L. C., 1980, "The Transition to Turbulence in Plane Poiseuille Flow and Plane Couette Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 96, p. 159.
- (4) Spalart, P. R. and Yang, K-S., 1987, "Numerical Study of Ribbon-Induced Transition in Blasius Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 178, pp. 345~365.
- (5) Spalart, P. R. and Ferziger, J. H., 1992, "Numerical Studies of Natural Transition in a Decelerating Boundary Layer," *J. Fluid Mech.*, Vol. 240, pp. 433~468.
- (6) Roberts, E. P. L., 1994, "A Numerical and Experimental Study of Transition Processes in an Obstructed Channel Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 260, pp. 185~209.
- (7) Sobey, I. J. and Drazin, P. G., 1986, "Bifurcations of Two-Dimensional Channel Flows," *J. Fluid Mech.*, Vol. 171, pp. 263~287.
- (8) Fortin, A., Fortin, M. and Gervais J. J., 1987, "A Numerical Simulation of the Transition to Turbulence in a Two-Dimensional Flow," *J. Comp. Physics*, Vol. 70, pp. 295~310.
- (9) Fearn, R. M., Mullin, T. and Cliffe, K. A., 1990, "Nonlinear Flow Phenomena in a Symmetric Sudden Expansion," *J. Fluid Mech.*, Vol. 211, pp. 595~608.
- (10) Kim, J. and Moin, P., 1985, "Application of a Fractional Step Method to Incompressible Navier-Stokes Equations," *J. Comp. Physics*, Vol. 59, pp. 308~323.
- (11) 양경수, 1994, "높은 레이놀즈수에서의 난류 장애물유동의 Large-Eddy Simulation," 대한기계학회논문집, 제18권, 제7호, pp. 1999~2010.