

〈논 문〉

Bluffbody 비정상 유동장에 대한 수치해석

류명석* · 강성모** · 김용모***

(1996년 9월 16일 접수)

Numerical Simulation of Unsteady Flow Field behind Bluffbody

Myung-Seok Lyu, Sung-Mo Kang and Yong-Mo Kim

Key Words : Random Vortex Method(랜덤 와동해법), Bluffbody Flow Dynamics (bluffbody 유동역학), Transitional Flow Regime(천이유동영역)

Abstract

The transient incompressible flow behind the axisymmetric bluffbody is numerically simulated using the random vortex method(RVM). Based on the vorticity formulation of the unsteady Navier-Stokes equations, the Lagrangian approach with a stochastic simulation of diffusion using random walk technique is employed to account for the transport processes of the vortex elements. The numerical solutions for 2-dimensional recirculating flow behind a backward-facing step in the laminar range of Reynolds number are compared with experimental data. The present simulation focuses on the transitional flow regime where the recirculation zone behind the bluffbody becomes highly unsteady and large-scale vortex eddies are shed from the bluffbody wake due to intrinsic shear layer instabilities. The unsteady vortical flow structures and the mixing characteristics behind the bluffbody are discussed in detail.

1. 서 론

큰 Reynolds 수에서 난류유동장은 와도(vorticity)가 밀집하여 와동(vortex, eddy)으로 불리우는 응집유동구조(coherent structure)를 형성한다. 와동은 상호작용을 통하여 와류유동(vortical flow)을 유지하고 비정상 유동구조에서 중요한 역할을 한다. 난류유동장에 대한 수치해석에서는 난류모델을 수반하는 시간평균된 Navier-Stokes(NS)방정식에 대해 유한차분법이나 유한요소법을 통상적으로 사용하고 있다. 이러한 Averaging-closure 방법은 난류 correlation 항들에 대한 난

류모델을 필요로 하고 모델상수들은 문제의존적이며 특히 시간평균과정에서 난류의 기본 메커니즘에 대한 정보를 상실하기 때문에 비정상 난류유동 및 응집유동구조를 예측할 수 없는 결점을 가지고 있다. 그러므로 시간평균 하지 않은 본래의 NS 방정식을 사용하여 와류유동 내의 반경방향으로의 유동 특성 변화와 유동의 발달을 정확히 예측하고 유동장 내에서 국부적인 속도구배를 가지는 얇은 전단층으로 계산요소를 밀집시키는 이산화를 통해 수치효율과 정확도를 높일 수 있는 수치방법을 고안하는 것이 요구된다. 본 연구의 랜덤 와동해법(random vortex method, RVM)은 그러한 수치방법 중의 하나로서 본래의 NS 방정식을 기반으로 하기 때문에 물리모델에 관련된 상수들의 세밀한 조정이나 유동특성에 대한 사전정보를 필요로 하지 않으며 난류유동장에서의 비정상 와류유동 특성을

*회원, 대우고등기술연구원 자동차기술연구소

**회원, 한양대학교 대학원 기계공학과

***회원, 한양대학교 기계공학과

용이하게 예측할 수 있다. 또한 와도의 구배가 큰 영역으로 와도가 밀집하는 자가적응적(self adaptive)인 특성 때문에 불안정한 전단유동에서 큰 와류유동구조에 관련된 비정상 유입(entrainment) 과정을 효율적으로 해석할 수 있는 수치적 장점도 가지고 있다.

Helmholtz (1858)로부터 시작된 와동연구는 19세기에는 Lord Kelvin에 의해 그리고 금세기 초반에는 Prandtl과 그의 Göttingen학파에 의해 지속되었고, 지난 30년 동안 물리, 수학, 공학분야에서 지속적인 발전을 하였다. 와도를 이용한 수치적인 연구는 표면와도법(surface vorticity method)⁽²⁴⁾을 이용한 포텐셜유동의 해석에만 한정되어 있었고 최근에 경계층과 후류영역에서의 유체의 회전선향과 유동박리 현상을 모델링하기 위해 많은 연구자들의 노력이 시도되었다. Rosenhead⁽¹⁾는 와도장을 이산화된 점들에서의 점와동(point vortex)들로 나타낸 이산와동법(discrete vortex method, DVM)을 처음으로 적용하여 비점성 조건에서 와동면의 Kelvin-Helmholtz 불안정을 점와동들의 대류수송으로 설명하였다. 초기의 이산와동법은 뚜렷한 유동박리점을 가지는 비점성 유동에 대하여 유동경계면에서 포텐셜유동을 가정하고 유동내부로 박리되는 전단층을 이산화된 와요소(vortex element)들의 분포로 나타낸 후에 흔히 와동역학(vortex dynamics)으로 불려지는 와요소 집단의 대류수송을 통해 와류유동구조를 해석하였다. 와요소로서 중심에서 무한대의 고립와도를 가지는 점와동을 사용하면 두 점와동간의 거리가 0으로 접근할수록 속도가 무한대로 되는 비물리적인 특이해⁽²⁾를 포함하지만, 상대적으로 적은 수의 점와동과 수작업으로 계산을 수행한 Rosenhead의 결과⁽¹⁾에서는 나타나지 않았다.⁽³⁾ Chorin⁽⁴⁾은 점와동의 이러한 문제점을 극복하기 위해 유한 단면적(와핵, vortex core) 내부에서 일정한 와도분포를 가지는 Rankine 와동을 와요소로 사용하여 Euler 방정식을 근사시킨 뒤 컴퓨터에서 발생시킨 난수(random number)를 이용하여 자유와도(free vorticity)의 점성확산을 통계적으로 처리하는 random walk 기법을 DVM에 접합시킨 랜덤와동해법(RVM)을 제시하였다. 그 후에 Chorin⁽⁵⁾은 random walk 기법으로 유동경계면에서 발생한 표면와도의 점성확산을 고려함으로써 RVM을 이용한 경계층해석을 가능하게 하였고, 경계층에서의 수렴속도를 향상시키기 위해

Prandtl의 경계층이론과 경계층방정식을 RVM에 적용할 수 있도록 와동면(vortex sheet)개념을 도입하였다.

본 연구의 랜덤 와동해법은 시간평균 하지 않은 NS 방정식에 대한 Helmholtz 와도수송방정식을 이용하였다. 수치계산영역은 내부유동영역과 벽영역으로 분리하였고 와도수송을 위해 두 영역에서의 와도장을 Rankine 형 와요소와 와동면의 분포로 각각 이산화시켰다. 점성항 분리해법⁽⁶⁾을 적용하여 각 영역에 대한 와도수송방정식을 대류방정식과 점성확산방정식으로 나누어 고려하였다. 이 두 방정식의 해를 결합해서 고려중인 영역에 대한 해를 구하고 벽영역과 내부유동영역의 경계면에서는 두 영역의 해가 일치되게 와요소를 변환시켰다. 유동장은 와요소의 분포로부터 유도되는 회전속도성분과 포텐셜속도성분의 중첩으로 구하였다. 수치해법에서는 벽면에서의 점성부착(no-slip) 경계조건 수행과 유동장의 회전속도성분을 예측하기 위한 랜덤와동해법과 대류와 확산에 의한 와도수송에서 연속방정식과 법선경계조건을 만족시키는 포텐셜 속도성분을 구하기 위해 기하학적으로 복잡한 경계면에서 용이하게 Neumann 경계조건을 부과할 수 있는 Galerkin 유한요소법⁽⁷⁾을 결합하였다. 와도수송단계에서는 대류에 의한 와도수송을 Lagrangian 유동해법으로 고려하여 수치격자의 사용으로 인한 수치확산과 NS 방정식의 대류비선형에 관련된 어려움을 제거하였으며 확산에 의한 와도수송을 Lagrangian 유동해법에 적합하게 모델링될 수 있는 random walk 기법^(4,8)에 의해 통계적으로 처리하였다. 영역경계에서는 Neumann 경계조건을 가지는 속도 포텐셜에 대한 Laplace 방정식의 해로부터 구해지는 포텐셜 속도성분을 유동장에 더해서 법선경계조건을 만족시켰고, 벽면에서의 점선속도를 상쇄시키기 위해 일정한 강도의 순환(circulation)을 가진 와동면을 발생시켜 점성부착 경계조건을 부과하였다.

본 연구에서는 랜덤 와동해법을 이용하여 채널 내의 완전발달유동과 재순환유동영역을 가지는 2차원 층류후향계단유동을 수치해석하여 실험결과⁽¹⁸⁾와 비교한 뒤에 bluffbody 후류의 비정상 난류유동장을 예측하였다. 두꺼운 지름비를 가지는 축대칭 bluffbody 후류유동장은 동축제트의 속도비와 bluffbody의 기하학적 조건에 따라 안정영역, 천이영역, 불안정영역으로 구분된다.^(20,21) 본 연구에서

는 와동의 비정상 상호작용으로 인한 전단층 불안정이 증가하여 주기적인 와동홀림(shedding)과 뭉침(merging) 현상이 일어나는 천이영역에서의 비정상 와류유동구조를 정량적, 정성적으로 비교하였다.

2. 랜덤 와동해법의 수치모델

축대칭, 비압축성, 점성유동에 대한 무차원 지배방정식은 다음과 같다.

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{D\vec{u}}{Dt} = -\nabla p + \frac{1}{Re} \Delta \vec{u} \quad (2)$$

여기서 $\vec{u} = (u, v)$ 는 속도벡터이고 각각 반경방향과 축방향 속도성분을 나타낸다. 모든 변수들은 유로반경(Da)과 원주를 따른 입류유동속도(U_a)로 무차원화하였고 Reynolds 수는 $R_2 = U_a D_o / \nu$ 로 정의하였다. 와도수송방정식은 식 (2)에 curl을 취해서 유도⁽⁹⁾되고 와도는 방위각 방향으로 정의한다.

$$\omega_\theta = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial v}{\partial r} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \omega - u \frac{\omega}{r} = \frac{1}{R_2} \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \omega}{\partial r} - \frac{\omega}{r^2} \right) \quad (4)$$

여기서 uw/r 는 와핵(vortex ring)의 반경방향 신장(stretching)과 수축에 관련된 와동신장항이다. 와도수송을 대류와 확산수송으로 나누어 고려하기 위해 식 (4)에 점성항 분리해법을 적용하면 아래 식들을 얻는다.

$$\frac{D}{Dt} \left(\frac{\omega}{r} \right) = 0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = \frac{1}{R_2} \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} \right) \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\omega}{r} \right) = \frac{1}{R_2} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\omega}{r} \right) \quad (7)$$

2.1 대류수송

축대칭 유동장에 대해 랜덤 와동해법은 와도장을 N 개의 와환요소로 식 (8)처럼 이산화시킨다. Γ_i 는 $\vec{X}_i = (\rho_i, \xi_i)$ 에 위치한 와환요소의 순환이고 $\delta(\cdot)$ 는 Dirac delta 함수이다.

$$\omega(\vec{x}, t) = \sum_{i=1}^N \Gamma_i \delta(\vec{x} - \vec{X}_i) \quad (8)$$

Γ_i 의 순환을 가지고 \vec{X}_i 에 위치한 와환요소에 대해 임의의 점 $\vec{x} = (r, z)$ 에서의 Stokes 유량함수⁽¹⁰⁾는 다음과 같다.

$$\phi(r, z) = \frac{\Gamma_i}{2\pi} (s_{2i} + s_{1i}) [K(\lambda_i) - E(\lambda_i)]; \quad 0 \leq \lambda_i \leq 1 \quad (9)$$

$$s_{2i1i} = \sqrt{(r + / - \rho_i)^2 + (z - \xi_i)^2} \\ \lambda_i = (s_{2i} - s_{1i}) / (s_{2i} + s_{1i}) \quad (9a)$$

$$K(\lambda) = \int_0^1 \frac{1}{\sqrt{(1-t^2)(1-\lambda^2 t^2)}} dt \\ E(\lambda) = \int_0^1 \frac{\sqrt{1-\lambda^2 t^2}}{\sqrt{1-t^2}} dt \quad (9b)$$

여기서 $K(\lambda_i)$ 과 $E(\lambda_i)$ 는 각각 제1종, 제2종 타원형적분(complete elliptic integral)을 나타낸다. 연속방정식을 만족시키는 Stokes 유량함수를 아래처럼 정의하면 \vec{x} 에 위치한 와환요소가 점 \vec{x} 에 대해 유도하는 속도를 구할 수 있고 다수의 와환요소에 의한 유도속도는 각각의 중첩으로 나타낼 수 있다.

$$u_i = -\frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial z}, \quad v_i = \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} \quad (10)$$

$$u_i(\vec{x}, t) = \frac{-\Gamma_i}{2\pi r} \frac{(z - \xi_i)(s_{1i} + s_{2i})}{s_{1i}s_{2i}} \times \left[K(\lambda_i) - \frac{E(\lambda_i)(s_{2i} + s_{1i})}{2} \right] \quad (11a)$$

$$v_i(\vec{x}, t) = \frac{\Gamma_i}{2\pi r} \left[\left(\frac{r - \rho_i}{s_{1i}} + \frac{r + \rho_i}{s_{2i}} \right) (K(\lambda_i) - E(\lambda_i)) + \frac{s_{2i} - s_{1i}}{2} E(\lambda_i) \left(\frac{r + \rho_i}{s_{2i}^2} - \frac{r - \rho_i}{s_{1i}^2} \right) \right] \quad (11b)$$

$$u_w(\vec{x}, t) = \sum_{i=1}^N u_i(\vec{x}, t), \quad v_w(\vec{x}, t) = \sum_{i=1}^N v_i(\vec{x}, t) \quad (12)$$

이때 Dirac delta 함수로 주어지는 고립와도는 중심에서 무한대의 유도속도를 가지므로 이러한 비물리적인 불연속성을 피하기 위해 와핵(vortex core)을 가지는 와환요소로 와도장을 이산화시켰다.⁽⁴⁾ 와핵의 모델로서 자연에서 쉽게 관찰되는 Rankine형 와핵^(11, 12)을 가정하였고 와핵내부에서의 유도속도는 와핵의 중심에서의 유한한 값과 식 (11 a, b)를 이용하여 와핵 반지름에서 계산된 값 사이에서 선형적으로 변한다고 가정하였다. 와환요소의 중심($|\vec{x} - \vec{X}_i| = 0$)에서의 자가유도속도(self induced velocity, v_s)는 아래의 Kelvin의 공식^(9, 13)으로부터 계산하였다.

$$u_{s,i} = 0$$

$$u_{s,i} = \frac{\Gamma_i}{4\pi\rho_i} \left(\ln \frac{8\rho_i}{\delta_i} - 0.25 \right) \text{for } \delta_i/\rho_i < 1 \quad (13)$$

여기서 δ 는 와핵의 반지름을 나타낸다. 이러한 와핵모델을 가지고 \vec{X}_i 에 위치한 임의의 와환요소가 임의의 점 \vec{x} 에 대해 유도하는 속도를 아래와 같이 계산하였다.

$|\vec{x} - \vec{X}_i| > \delta$ 이면 $(u, v)_i$ 는 식 (11)에서 구해지고

$|\vec{x} - \vec{X}_i| \leq \delta$ 이면 $(u, v)_i$ 는 \vec{X}_i 에서의 자가유도 속도 $(0, v_s)_i$ 와

$\vec{u}(\vec{X}_i + \delta\vec{e})$ 를 선형보간해서 구해진다. \vec{e} 는 $(\vec{x} - \vec{X}_i)$ 방향의 단위벡터이다.

대류수송에서 와환요소는 순환의 변화 없이 유체입자의 궤적을 따라 움직이므로 아래와 같은 일련의 상미분방정식을 적분하여 와환요소의 수송을 수행하였다.

$$d\vec{X}_i/dt = \vec{u}_w(\vec{X}_i, t) \quad (14)$$

이때 궤적에 대해 1차정확도의 시간적분을 사용하면 수치오차로 인하여 와동의 분산(spreading)⁽²³⁾을 예측하기 때문에 본 연구에서는 이러한 오류확산을 줄이기 위해 2차정확도를 가지는 Heun의 시간적분법⁽¹⁵⁾을 이용하여 와환요소의 수송을 결정하였다.

predictor step

$$x_{j,adv}^* = x_j^n + \Delta t (u_{w,j}^n + u_{pot}(x_j^n)) \quad (15a)$$

corrector step

$$x_{j,adv}^{n+1} = x_j^n + \frac{\Delta t}{2} ([u_{w,j}^n + u_{pot}(x_j^n)] + [u_{w,j}^* + u_{pot}(x_j^*)]) \quad (15b)$$

2.2 확산수송

확산수송은 random walk^(4,8)와 직접적인 수송⁽¹⁶⁾의 두 단계로 이루어진다. 첫 단계의 점성확산을 고려하는 random walk 기법은 식 (6)에 대한 1차원 Green 함수가 평균치와 표준편차($\sigma = \sqrt{2\Delta t/R_2}$)를 가지는 Gaussian 랜덤변수, η 의 PDF (probability density function)와 동일하다는 점에 기본을 두고 있다. 2차원의 경우에 PDF는 1차원 PDF의 적(product)으로 나타낼 수 있으므로 두 개의 독립된 Gaussian 랜덤변수(η_1, η_2)를 이용하여 식 (6)의 해를 통계적으로 계산하였다.

$$G(x, t) = (R/4\pi t)^{1/2} \exp(-x^2 R/4t) \quad (16)$$

$$P(\eta, t) = (1/2\sigma^2\pi)^{1/2} \exp(-\eta^2/2\sigma^2) \quad (17)$$

두번째 단계에서는 식 (7)을 MOC 방식⁽¹⁷⁾에 의해 계산하여 아래식과 같이 반경방향으로 주어지는 부가적인 증분항만큼 와환요소를 변위시켰다.

$$\Delta\rho_{j,adv} = \sqrt{(\rho_j^n)^2 - 2\Delta t/R_2} - \rho_j^n \quad (18)$$

최종적인 와도수송은 아래처럼 대류수송과 확산수송의 중첩으로 구하였다.

$$\rho_j^{n+1} = \rho_{j,adv}^{n+1} + \eta_{j1} + \Delta\rho_{j,adv} \quad (19a)$$

$$\xi_j^{n+1} = \xi_{j,adv}^{n+1} + \eta_{j2} \quad (19b)$$

2.3 경계조건

영역경계에서 법선경계조건을 만족시키기 위해 $\vec{u}_{pot} = \nabla\phi$ 로 주어지는 포텐셜유동 속도성분을 속도장 \vec{u}_w 에 중첩시켰다.⁽¹⁴⁾ 중첩된 유동장의 속도는 $\vec{u} = \vec{u}_w + \vec{u}_{pot}$ 로 나타낼 수 있으므로 아래의 Neumann 경계조건을 가지는 속도포텐셜에 대한 Laplace 방정식의 해를 Galerkin 유한요소법을 사용하여 구하였다.

$$\nabla^2\phi = 0 \text{ with } \frac{\partial\phi(s)}{\partial n} = (\vec{u}_p - \vec{u}_w(s)) \cdot \vec{n} \quad (20)$$

여기서 s 는 유동경계를 따라 정의한 원호길이, \vec{u}_p 는 유동경계면에 부과된 경계속도이고 벽영역에서의 모든 변수들을 벽면좌표계로 나타내었다.

점성부착 경계조건은 고체경계를 따라 h 간격으로 분포시킨 점들에서 아래와 같이 점선속도(\vec{u}_s)를 계산하여 $\Gamma = -\vec{u}_s \cdot \vec{h}$ 의 순환을 가진 와동면⁽⁶⁾을 발생시켜서 만족시켰다. 여기서 γ_j 는 와동면의 단위강도(unit strength)이다. 와동면은 각 고체벽에서 벽영역으로 확산된 후에 국부속도에 따라 대류와 확산수송을 거친다. 벽영역의 두께(Δs)는 와동면이 단 한번의

$$\vec{u}_s(x) = U_\infty(x) - \sum_{j=1}^N \gamma_j(x), \quad \gamma_j = \Gamma_j/h \quad (21)$$

$$\Gamma = - \int_a^b \vec{u}_s ds + 0 + 0 + 0 = -\vec{u}_s h \quad (22)$$

random walk에 의해 벽영역을 벗어나는 것을 방지하기 위해 random walk의 표준편차(σ) 크기로 주었고 내부유동영역으로 들어간 와동면은 와환요소로 변환시켰다.

3. 결과 및 고찰

본 연구에서는 랜덤 와동해법을 이용하여 채널 내의 완전발달유동과 재순환유동영역을 가지는 2차원 층류 후향계단유동을 수치해석하여 실험결과⁽¹⁸⁾와 비교한 뒤에 높은 Reynolds 수에서 동축제트를 가지는 bluffbody 후류의 비정상 와류유동구조⁽¹⁹⁾를 예측하였다.

3.1 층류후향계단유동

Fig. 1은 후향계단을 가진 채널 내의 유동장에 대한 수치계산영역을 나타낸다. 수치관련상수는 $Re_2 = U_{in} h_s / \nu = 125, 229$, $h = 0.3$, $\Delta t = 0.3$ 등이 사용되었다.

Fig. 2는 Fig. 3에 대한 순간속도장을 와요소의 속도벡터로 보여주며 Fig. 3은 이러한 순간속도장을 시간평균했을 때의 등유선도를 나타낸다. Fig. 4는 두 Reynolds 수에 대해 Denham과 Patrick의 실험결과⁽¹⁸⁾와 수치해결을 비교한 결과를 나타낸다. Reynolds 수 125인 경우의 수치해는 실험치에 근접함을 보여준다. 반면에 Reynolds 수 229인 경우에는 확대부 입구에서와 재부착점 부근에서 정량적인 오차를 나타냈으며 이에 대한 원인으로 실험에서 확대부 입구에서 완전발달한 유동분포를 얻지 못한 점과 재부착점 부근에서의 천이영역의 시작으로 보이는 속도의 요동이 관찰된 점을 들 수 있겠다.

3.2 축대칭 bluffbody 후류의 비정상 난류유동장

Fig. 5는 축대칭 bluffbody 유동장에 대한 수치

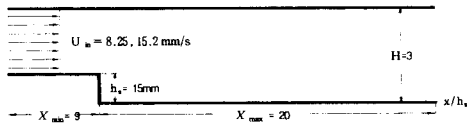


Fig. 1 The computational domain of backward-facing step

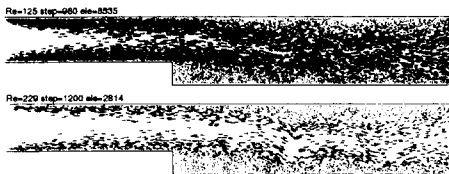


Fig. 2 The flowfield in terms of vortex elements and their instantaneous velocity vectors

계산영역을 나타낸다. 높은 Reynolds 수에서 두꺼운 지름비를 가질 때 bluffbody 후류유동은 환상유동과 중앙제트의 속도비에 따라 Fig. 6과 같은 세

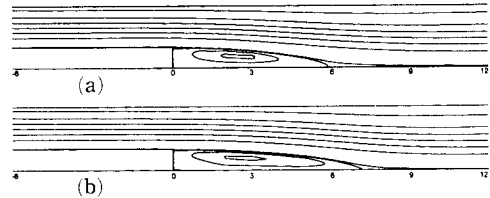


Fig. 3 Mean streamlines, (a) Re=125, (b) Re=229

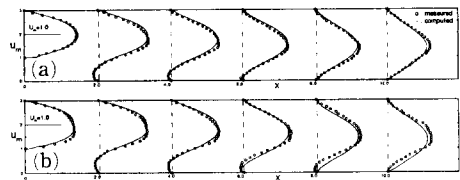


Fig. 4 Comparison between computed and measured profiles of mean streamwise velocity, (a) Re=125, (b) Re=229

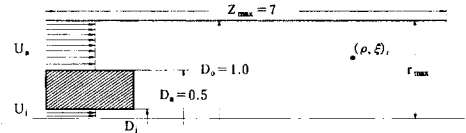
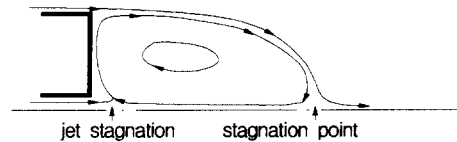
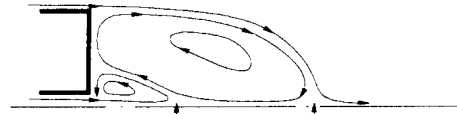


Fig. 5 The computational domain of bluffbody

(a) Annular flow dominate



(b) Transition



(c) Central jet dominate

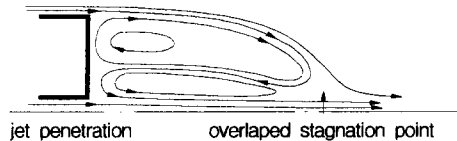


Fig. 6 Unsteady flow structures behind a thick bluffbody

영역의 비정상 응집유동구조(안정영역, 천이영역, 불안정영역)를 나타낸다.⁽²⁰⁾ 환상(annular)유동 지배에서는 중앙제트유동이 환상유동의 재순환영역에 의해 정체되어 길고 안정된 재순환 후류영역을 이룬다. 천이영역에서는 제트유동의 속도가 증가함에 따라 제트유동 와동이 성장하게 되고 환상유동 와동과의 상호작용으로 인한 전단층의 불안정이 증가하여 주기적인 큰 와동홀림(vortex shedding)과 뭉침(merging) 현상이 일어난다. 마지막 제트유동 지배에서는 제트유동이 재순환영역을 뚫고 나가 두 개의 정체점을 중첩시키는 유동구조를 이루고 있다. 본 연구에서는 전단유동의 불안정 증가로 인한 강한 비정상성이 지배적인 천이유동영역에 대해 수치해석을 수행하였다.

수치관련 상수는 $R_2 = U_a U_b / \nu = 7,000$, $D_a / D_j = 10/1$, $U_a / U_j = 1./0.667$, $h = 0.05$, $\Delta t = 0.05$, 각 와동면의 최대순환, $\Gamma_m = 0.004$ 그리고 각 고체벽에서 벽영역의 수직두께 $\Delta_s = 2\sigma$ 를 사용하였고 입구와 출구에서는 유동방향으로 포텐셜유동을 가정하였다.

Fig. 7은 천이영역 bluffbody 유동장을 와동의 성장, 홀림 그리고 혼합와동을 형성하는 한 주기에 대해 시간에 따라 와요소의 속도장으로 보여주고 있다. 혼합유동구조의 주기는 환상유동 경계층의 감김(rollup)과 중앙제트유동 경계층의 감김으로 인한 와동의 성장으로 시작된다(Fig. 7a). 감김 초기단계에 일부의 와요소들이 와동에서 이탈하고 전 주기에 형성된 혼합와동이 하류 쪽으로 흘러감을 볼 수 있다(Fig. 7b). Bluff body 양단에서 형성된 와동이 성장하면서 두 개의 초기 정체점이 축대칭 중심선을 따라 형성된다(Fig. 7d). 앞쪽 정체점은 제트유동이 바깥 쪽 재순환유동에 의해 정체되는 위치를 나타내며 뒤 쪽 정체점은 재순환유동의 끝부분을 표시한다. 제트유동으로 인한 와요소들이 제트유동 와동으로 계속 유입되어 제트유동 와동은 bluffbody 외부반지름의 절반 이상으로 성장하고 환상유동 와동을 두 개로 나누기 시작한다. 유동박리된 바깥 쪽 와동은 하류 쪽으로 움직이고 안 쪽의 작은 와동은 bluffbody 가까이 머무른다(Fig. 7 e). 이 와동이 bluffbody의 외부지름 유동영역에서 내부지름 유동영역으로 성장하면서 제트유동 와동을 불안정하게 만들어 bluffbody에서 박리시킨다. 유동박리된 제트유동 와동은 앞서 분리된 환상유동의 바깥 쪽 와동과 뭉쳐서 혼합와동을 형성한다

(Fig. 7f). 예측된 혼합와동의 형성과정은 와동의 뭉침과 홀림으로 특징지어지는 천이영역에서의 비정상 와류유동구조와 혼합유동구조의 주기성을 잘 보여주고 있다(Fig. 7g~h).

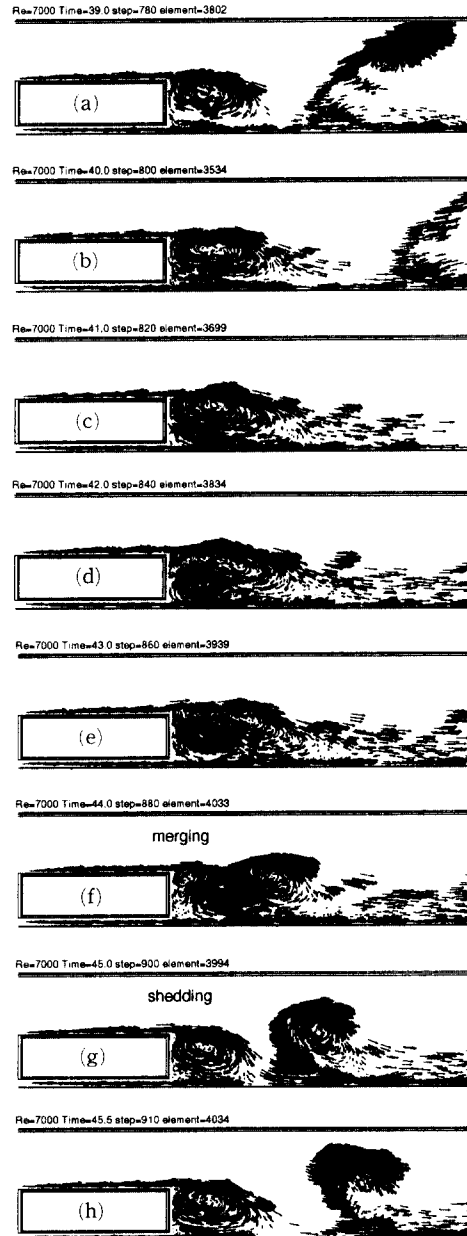


Fig. 7 A sequence of time frames showing the flow field in terms of vortex elements and their instantaneous velocity vectors

Fig. 8은 900 시간증분(100~1000)의 순간속도장을 시간평균한 속도장과 등유선도를 나타내고 Fig. 9는 다른 축방향위치에서 시간평균한 축방향 속도 성분과 실험치⁽²²⁾를 비교한 결과를 나타낸다. 정량적인 차이의 가장 큰 원인으로 속도비의 차이를 들

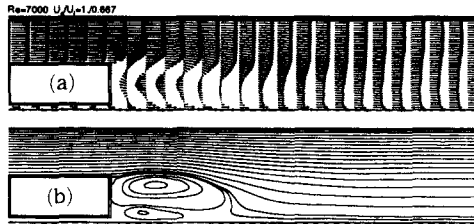


Fig. 8 (a) The mean velocity distribution, (b) the mean streamline

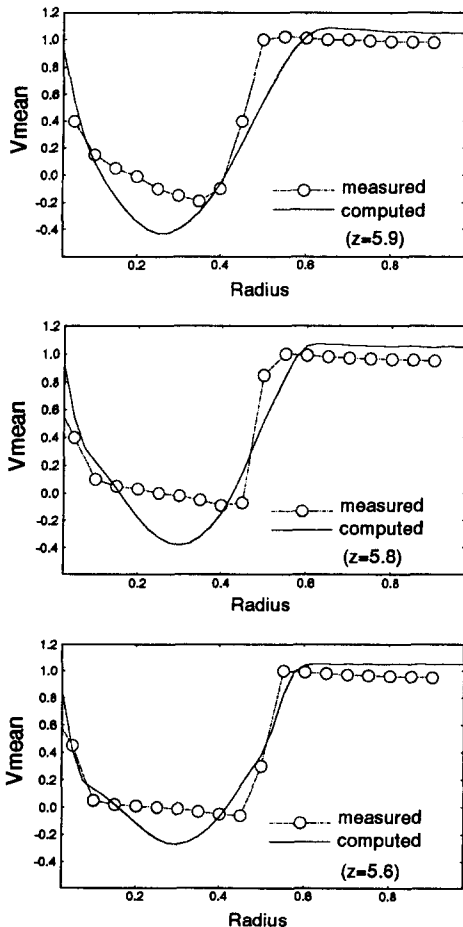


Fig. 9 Comparison of mean axial velocity at three axial stations downstream

수 있다. 수치해석에서는 공기에 대해 $U_j=0.667$ 를 사용한 반면에 실험에서는 메탄에 대해 $U_j=0.84$ 를 사용하였고 이는 같은 운동량비를 가질 때 공기에 대해 $U_j=0.623$ 에 해당한다. 동축제트의 속도비는 전단유동 불안정의 원인이 되어 Fig. 7에서 보여졌던 것처럼 천이영역에서 bluffbody 후류의 비정상 유동구조에 큰 영향을 미친다. 다음으로 시간평균시에 이용된 샘플 데이터의 양이 적어서 주기성 비정상유동에서 나타나는 각 주기의 영향이 남아 있다고 볼 수 있다. 이외에도 수치해석과 실험간의 입구제트 속도분포 차이, 작은 Reynolds 수의 차이 그리고 3차원성 영향 등으로 인한 정량적인 차이를 고려하면 정성적인 유동구조를 잘 예측하였다.

4. 결 론

본 연구의 랜덤 와동해법을 이용한 수치해석 결과로부터 다음과 같은 결론을 내렸다.

(1) 랜덤 와동해법은 본래의 Navier-Stokes 방정식을 기반으로 하기 때문에 Reynolds 수와 무관하게 층류 및 난류유동장을 해석할 수 있었고 와요소의 Lagrangian 수송으로 회전유동장을 설명하므로 경계층 박리와 감김으로 시작되는 와동의 형성과 지속적인 전단층의 비정상 유입과정을 효율적으로 해석하였다.

(2) 높은 Reynolds 수의 천이영역 bluffbody 후류에서 예측된 와동출력, 뭉침 그리고 혼합와동형성과 같은 강한 비정상 와류유동구조는 와동의 상호작용으로 인한 전단층 불안정의 증가로 인해 발생되었고 비정상 응집유동구조가 주기성을 가지고 있음을 알 수 있었다.

참고문헌

- (1) Rosenhead, L., 1931, "The Formation of Vortices from a Surface of Discontinuity," *Proc. Roy. Soc. London, Ser. A*, Vol. 134, pp. 170~192.
- (2) Kuwahara, K. and Takami, H., 1973, "Numerical Studies of Two-dimensional Vortex Motion by a System of Point Vortices," *J. Phys. Soc. of Japan*, Vol. 34, No. 1, pp. 247~253.
- (3) Leonard, A., 1980, "Review : Vortex Methods for Flow Simulation," *J. Comput. Phys.*, Vol. 37,

- pp. 289~335.
- (4) Chorin, A. J., 1973, "Numerical Study of Slightly Viscous Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 57, pp. 785~796.
- (5) Chorin, A. J., 1978, "Vortex Sheet Approximation of Boundary Layers," *J. Comput. Phys.*, Vol. 27, pp. 428~442.
- (6) Beal, J. T. and Majda, A., 1981, "Rates of Convergence for the Viscous Splitting of the Navier-Stokes Equations," *Math. of Computation*, Vol. 37, pp. 243~259.
- (7) Chung, T. J., 1978, *Finite Element Analysis in Fluid Dynamics*, McGraw-Hill, New York.
- (8) Ghoniem, A. F. and Sherman, F. S., 1985, "Grid-Free Simulation of Diffusion Using Random Walk Method," *J. Comput. Phys.*, Vol. 61, pp. 1~37.
- (9) Saffman, P. G., 1992, *Vortex Dynamics*, Cambridge Univ. Press, New York.
- (10) Lamb, H., 1945, "*Hydrodynamics*," 6th Edition, Dover Publications, New York.
- (11) Milinazzo, F. and Saffman, P. G., 1977, "The Calculation of Large Reynolds Number Fluid Flow Using Discrete Vortices with Random Walk," *J. Comput. Phys.*, Vol. 23, pp. 380~392.
- (12) 장근식, 노오현, 1991, 自然과 技術에서 渦流動, 大英社, 서울.
- (13) Leonard, A., 1985, "Computing Three-Dimensional Incompressible Flow with Vortex Filaments," in *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 17, pp. 523~559.
- (14) Batchelor, G. K., 1967, *An Introduction to Fluid Mechanics*, Cambridge University Press.
- (15) Gerald, G. F. and Wheatley, P., 1984, *Applied Numerical Analysis*, Addison Wesley.
- (16) Sod, G. A., 1979, "Automotive Engine Modeling with a Hybrid Random Choice Method II," SAE Paper 790242, SAE Congress, Detroit, MII.
- (17) Carrier, G. F. and Pearson, C. E., 1976, *Partial Differential Equations, Theory and Technique*, Academic Press.
- (18) Denham, M. K. and Patrick, M. A., 1974, "Laminar Flow over Downstream-Facing Step in a Two-Dimensional Flow Channel," *TRANS. INSTN CHEM. ENGRS*, Vol. 52, pp. 361~367.
- (19) Ghoniem, A. F., 1991, "Effect of Velocity Ratio on Bluffbody Flow Dynamics; Steady and Transitional Regimes," AIAA-91-0508, 29th Aerospace Sciences Meeting.
- (20) Lightman, A. J. et al., 1980, "Velocity Measurements in a Bluff-Body Diffusion Flame," AIAA-80-1544 AIAA 15th Thermophysics Conference, July 14-16
- (21) Martins, L. F. and Ghoniem, A. F., 1993, "Simulation of the Nonreacting Flow in a Bluff-Body Burner; Effect of the Diameter Ratio," *Transactions of the ASME*, Vol. 115, pp. 474~484, September.
- (22) Kelly, J., Namazian, M., and Schefer, S., 1988, "Characterization of Nonpremixed Turbulent Bluffbody Burner Flames," *GRI Report* 88/0168.
- (23) Sethian, J. A., 1988, "Validation Study of Vortex Methods," *J. Comput. Phys.*, Vol. 74, pp. 283~317.
- (24) Martensen, E., 1959, "Berechnung der Druckverteilung an Gitterprofilen in ebener Potential-Strömung mit einer Fredholmschen Integralgleichung," *Arch. Rat. Mech., Anal.* 3, 235~270.