

3차원 난류경계층 내에 존재하는 종방향 와동의 유동특성에 관한 수치적 연구

양장식* · 이기백*

(1999년 8월 14일 접수)

A Numerical Simulation of Longitudinal Vortex in Turbulent Boundary Layers

Jang-Sik Yang and Ki-Baik Lee

Key Words: Longitudinal Vortex(종방향 와동), Numerical Simulation(수치해석), Pseudo Compressibility(준압축성), Vortex Generator(와동발생기)

Abstract

This paper represents numerical computations of the interaction between the longitudinal vortex and a flat plate 3-D turbulent boundary layer. In the present study, the main interest is in the behavior of longitudinal vortices introduced in turbulent boundary layers. The flow field behind vortex generator is modeled by the information that is available from studies on the delta winglet. Also, the Reynolds-averaged Navier-Stokes equations for three-dimensional turbulent flows, together with a two-layer turbulence model to resolve the near-wall flow, is solved by the method of pseudo compressibility. The present results show that the boundary layer is thinned in the regions where the secondary flow is directed toward the wall and thickened where it is directed away from the wall, and have a good agreement with the experimental data.

1. 서론

종방향 와동을 포함한 난류경계층은 벽면에 접한 3차원 유동의 중요한 형태이며 공학적으로 많은 관심이 되고 있다. 종방향 와동은 경계층 내에 어떤 장애물이 있거나 곡률이 있는 덕트와 같은 채널유동에서 주로 발생한다. 이러한 유동은 벽면에서 열전달과 운동량전달을 향상시킨다. 따라서 종방향 와동이 경계층에 미치는 유동특성에 대해 잘 예측하는 것은 여러 유체기계의 설계

에 있어 매우 중요하다.

와동과 경계층의 상호작용에 대한 연구는 실험 및 수치적 방법을 통해 연구되고 있다. Pauley 등⁽¹⁾은 와동발생기(vortex generator)의 설치방법에 따라 와동과 경계층의 상호작용에 의해 와동과 와동 사이의 유동이 벽면으로 향하는 유동(common flow down)과 벽면에서 멀어지는 유동(common flow up)에 대해 연구하였다. 이들은 와동으로부터 멀리 떨어진 곳에서의 와동은 인접한 다른 와동의 영향을 받고, 벽면으로부터 상승한 와동의 와도는 느리게 감소한다고 하였다. 그리고 주와동(primary vortex)은 벽면에 의해서만 그 순환값을 소실한다고 하였다. Shabaka와 Mehta 등⁽²⁾은 벽면에 부착된 반삼각익에 의해 발생된 단일와동과 쌍와동에 대해 경계층과의 상호

* 회원, 부산대학교 기계공학부, 기계기술연구소
E-mail : hopelee@hyownon.cc.pusan.ac.kr
TEL : (051)510-2300 FAX : (051)512-5236

작용을 연구하였는데 이 결과에 의하면 난류용력이 간단한 대수적인 와점성 계산법으로는 잘 일치하지 않음을 지적하였다. Liu 등⁽³⁾은 LES를 사용하여 Pauley 등⁽¹⁾의 실험치와 비교하여 좋은 일치성을 보였으나 레이놀즈 응력모델 적용의 한계성을 지적하였다. 평판과 곡률이 있는 덕트 내에서 발생한 난류경계층과 와동의 상호작용에 대해 Kim 등⁽⁴⁾이 실험 및 수치적으로 연구하였으며 Kim 등⁽⁵⁾은 PNS(Parabolized Navier-Stokes)와 표준 $k-\epsilon$ 난류모델을 이용하여 와동과 경계층의 상호작용을 연구하였다.

two-layer 모델을 사용할 경우, 기존의 저레이놀즈수 난류모델에 비해 벽면에서 적은 격자의 배치나 고체벽면에 대한 소산률의 경계조건을 주는데 있어 모호함이 없어지는 이점이 있고, 벽함수(wall function)를 사용하는 $k-\epsilon$ 난류모델은 벽면 근처에서 박리된 유동에 대해서는 적용하기 어려움이 있으나 two-layer 난류모델은 박리된 유동에서도 적용가능 하기 때문이다.

이러한 two-layer의 이점 때문에 본 연구에서는 기존의 연구와 달리 와동발생기 후방에서 발생하는 와동을 해석하기 위해 3차원 Navier-Stokes 방정식과 Chen 등⁽⁷⁾에 의해 제안된 two-layer $k-\epsilon$ 난류모델을 사용하였다. 그리고 수치해석 결과는 Pauley 등⁽¹⁾의 실험결과와 비교하였다.

2. 수치해석

2.1 지배방정식

비압축성 흐름을 지배하는 Navier-Stokes 방정식의 경우 타원형 편미분 방정식 특성을 갖는데 준압축성(pseudo-compressibility)인자의 개념을 도입하면 정상상태의 비압축성 Navier-Stokes 방정식을 압축성 흐름에 대해 사용되는 것과 유사한 쌍곡선형 형태의 지배방정식을 얻을 수 있게 되어 방정식을 효율적으로 풀 수 있다.⁽⁶⁾

무차원화하고 일반화좌표계로 변환한 비압축성 Navier-Stokes 방정식의 연속방정식에 준압축성개념을 도입하면 식 (1)과 같다.

$$\frac{\partial b}{\partial \tau} = -\beta \left[\frac{\partial}{\partial \xi_i} \left(\frac{U_i}{J} \right) \right] \quad (1)$$

여기에서 J 는 변환 자코비안, τ 는 인공시간 변수이고 β 는 준압축성 상수가 된다. 식 (1)과 함께 운동량방정식으로 구성된 지배방정식은 식 (2)~(5)와 같이 정리된다.

$$\frac{\partial \hat{D}}{\partial \tau} = -\frac{\partial}{\partial \xi_i} (\hat{E}_i - \hat{E}_{\nu_i}) \quad (2)$$

식 (2)의 각 항은 다음과 같이 정의된다.

$$\hat{D} = \frac{D}{J} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho \\ u \\ v \\ w \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$\hat{E}_i = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \beta(U_i) \\ (\xi_i)_x \rho + u(U_i + (\xi_i)_x) \\ (\xi_i)_y \rho + v(U_i + (\xi_i)_y) \\ (\xi_i)_z \rho + w(U_i + (\xi_i)_z) \end{bmatrix} \quad (4)$$

$$\hat{E}_{\nu_i} = \frac{1}{ReJ} \begin{bmatrix} 0 \\ \nabla \xi_i \cdot \left(\nabla \xi_j \frac{\partial u}{\partial \xi_j} \right) \\ \nabla \xi_i \cdot \left(\nabla \xi_j \frac{\partial v}{\partial \xi_j} \right) \\ \nabla \xi_i \cdot \left(\nabla \xi_j \frac{\partial w}{\partial \xi_j} \right) \end{bmatrix} \quad (5)$$

여기서 U_i 와 ξ_i 는 다음과 같이 정의된다.

U_i 는 $(\xi_i)_x u + (\xi_i)_y v + (\xi_i)_z w$ 이고, ξ_i 는 $i=1, 2, 3$ 에 대해 ξ, η, ζ 을 의미한다.

2.2 수치해석 방법

본 연구에서 이용된 수치해석 방법은 시간에 대해 2차의 정확도를 얻기 위해 식 (6)의 Crank-Nicolson 방법을 이용하였다.

$$\hat{D}^{n+1} = \hat{D}^n + \frac{\Delta \tau}{2} \left[\left(\frac{\partial \hat{D}}{\partial \tau} \right)^n + \frac{\partial \hat{D}}{\partial \tau} \right] + \alpha(\Delta \tau^2) \quad (6)$$

선형화시켜 정리하면 식 (7)이 주어진다.

$$\left\{ [I] + \frac{\Delta \tau}{2} \mathcal{L} \delta_{\xi_i} (\hat{A}_i^n - \Gamma_i) \right\} (D^{n+1} - D^n) = -\Delta \tau \mathcal{L} [\delta_{\xi_i} (\hat{E}_i - \hat{E}_{\nu_i})^n] \quad (7)$$

$$\hat{A}_i = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 & (\xi_i)_{x\beta} & (\xi_i)_{y\beta} & (\xi_i)_{z\beta} \\ (\xi_i)_x & (\xi_i)_{xu} + U_i & (\xi_i)_{yu} & (\xi_i)_{zu} \\ (\xi_i)_y & (\xi_i)_{xv} & (\xi_i)_{yv} + U_i & (\xi_i)_{zv} \\ (\xi_i)_z & (\xi_i)_{xw} & (\xi_i)_{yw} & (\xi_i)_{zw} + U_i \end{bmatrix}$$

여기서 Γ_1 는 $\frac{1}{Re \cdot J} \left(\nabla \xi \cdot \nabla \xi; I_m \frac{\partial}{\partial \xi_i} \right)$ 으로 정의되고, Γ_2 와 Γ_3 도 동일한 방법으로 정의된다.

$\delta \xi_i$ 는 $\frac{\partial}{\partial \xi_i}$ 으로 정의되고, I_m 은 $diag[0, 1, 1, 1]$ 로 주어진다.

그리고 식 (7)에 AF 알고리즘을 적용하여 정리하면 식 (8)과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned} & \left[[I] + \frac{\Delta \tau}{2} J \delta \xi (\hat{A}_1^n - \Gamma_1^n) \right] \\ & \left[[I] + \frac{\Delta \tau}{2} J \delta \eta (\hat{A}_2^n - \Gamma_2^n) \right] \\ & \left[[I] + \frac{\Delta \tau}{2} J \delta \zeta (\hat{A}_3^n - \Gamma_3^n) \right] (D^{n+1} - D^n) \quad (8) \\ & = -\Delta \tau J \left[\delta \xi (\hat{E}_1 - \hat{E}_{v_1})^n \right. \\ & \quad + \delta \eta (\hat{E}_2 - \hat{E}_{v_2})^n \\ & \quad \left. + \delta \zeta (\hat{E}_3 - \hat{E}_{v_3})^n \right] \end{aligned}$$

식 (8)에서 유한차분자 $\delta \xi_i$ 에 2차 중앙차분을 적용하면 각 sweep방향에서 4×4 block tridiagonal 행렬식을 얻게 되는데, 수치해는 block LU(Lower-Upper triangular)분할 알고리즘을 적용하였다. AF 알고리즘 식 (8)은 공간미분항에 대해 비정렬격자계에서 2차 중앙차분을 사용하므로 홀수와 짝수 격자점간의 분리효과가 발생하고, 특히 고레이놀즈수 유동에서는 비선형성에서 비롯된 수치오차가 크게 나타나 수치해의 안정성에 치명적인 높은 압력진동이 발생한다. 따라서 본 연구에서는 수치 알고리즘의 안정성을 위해 높은 압력진동을 억제할 수 있도록 잔류항(residual term)에는 4차 차분, 내재항에는 2차 혹은 4차 차분 형태의 인공점성항을 적용하였다.^(6,12)

2.3 난류모델

난류모델로는 Chen 등⁽⁷⁾이 제안한 two-layer 난류모델을 채택하였다. 이 모델은 내부층(inner layer)과 외부층(outer layer)을 나누어 내부층에서는 1-방정식모델을 사용하고 외부층에서는 표준 $k-\epsilon$ 모델을 사용하는 것이다. 벽함수 방법에 비해 two-layer 모델의 이점은 벽면 근처에서의

특성속도는 벽면 전단응력보다 난류운동에너지에 의해 공급받으므로 박리된 유동에서도 사용할 수 있다. 또한 많은 레이놀즈수 모델은 벽에서의 운동에너지 소산률의 경계조건을 주는데 모호함이 있으나 two-layer 모델은 소산률에 대한 경계조건이 요구되지 않는다.

내부층에서 사용되는 1-방정식 모델은 단지 난류운동에너지의 해만 필요로 한다. 이 영역에서 운동에너지 소산률은 $\epsilon = k^{2/3}/l_\epsilon$ 이다. 그리고 와점성계수(eddy viscosity)는 $\nu_t = C_\mu \sqrt{k} l_\mu$ 에서 구해진다. 여기서 길이스케일인 l_ϵ 과 l_μ 는 난류 레이놀즈수(turbulence Reynolds number), $R_y (= \sqrt{k} y/\nu)$ 에 의해 벽근처 영역에서 필요한 뎀프효과를 주기 위해 식 (9)~(10)을 사용하였다.

$$l_\mu = C_\mu y (1 - \exp(-R_y/A_\mu)) \quad (9)$$

$$l_\epsilon = C_\epsilon y (1 - \exp(-R_y/A_\epsilon)) \quad (10)$$

l_μ 와 l_ϵ 모두 선형적이 되고 벽면에서의 거리가 증가할수록 $C_\mu y$ 에 가까워진다. 상수 C_i 은 내부층과 외부층 사이의 교차점에서 부드러운 와점성계수분포를 보장하기 위해 식 (11)과 같이 주어진다.

$$C_i = x C_{\mu}^{-3/4} \quad (11)$$

외부층에서는 표준 $k-\epsilon$ 모델에서 와점성계수를 계산한다. 표준 $k-\epsilon$ 모델의 수송방정식은 식 (12)~(13)과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\frac{1}{Re} + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + G - \epsilon \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i \epsilon) &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\frac{1}{Re} + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right] + \\ & \frac{\epsilon}{k} (C_{\epsilon_1} G - C_{\epsilon_2} \epsilon) \quad (13) \end{aligned}$$

여기서 G는 난류 운동에너지 생성항으로 식 (14)와 같다.

$$G = -\frac{u_i u_j}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \left[\nu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (14)$$

표준 $k-\varepsilon$ 모델에 사용되는 상수는 $C_\mu=0.09$, $C_{\varepsilon 1}=1.44$, $C_{\varepsilon 2}=1.92$, $\sigma_k=1.0$, $\sigma_\varepsilon=1.3$ 이다.

2.4 경계조건

본 논문에서는 완전발달한 난류경계층이 반삼각익에 의해 생성된 와동을 인공적으로 도입한 입구조건을 사용하여 하류의 유동특성에 대해 예측하였다. 반삼각익 주위의 전영역에 대해 수치 해석을 행하지 않고 날개 뒤쪽 와동을 계산영역의 입구조건으로 하여 수치해석 하였다. 이는 반삼각익 주위의 유동을 해석하기 위해 많은 격자와 계산 시간이 필요하며 반삼각익 뒤쪽에서 모델링한 와동을 계산 영역의 입구조건으로 사용하여도 충분히 좋은 결과를 예측할 수 있기 때문이다.⁽⁴⁾

입구조건으로 사용된 와동모델에 대해 살펴보면, 자유유동속도는 $U_\infty=16\text{m/s}$ 이며 작동유체는 공기이다. 반삼각익의 a/β 비(Fig. 1 참조)와 가시화를 통해 와동의 위치, 형상을 연구한 Lowson⁽⁸⁾의 연구결과를 참고하여 와동중심의 위치를 정하였으며, 와동중심의 Y축은 반삼각익 코드(L)의 0.24배이고, Z축은 0.48배이다. 와동발생기 후방의 평균유동장은 크기는 반삼각익의 항력과 양력 사이의 관계에서 작게는 주유동방향 속도결손과 원주방향의 최고속도 등의 유동변수들로 결정된다. 본 연구에서 제안된 모델은 여러 형태의 와동발생기 후방에서 자세한 유동장을 측정 한 Leuchter 등,⁽⁹⁾ Phillips 등⁽¹⁰⁾ 그리고 Pauley 등⁽¹¹⁾의 실험치들을 기초로 하였다. Phillips 등⁽¹⁰⁾에 따르면 와동발생기 후방의 주유동방향의 속도는 Gaussian 분포이며 원주방향의 속도는 Rankine 와동과 그것의 가상 와동(image vortex)으로 나타난다 하였다. 이것은 Pauley 등⁽¹¹⁾에 의해 검증되었기 때문에 이러한 가정 하에서 주유동방향의 유동장은 식 (15)와 같이 주어진다.

$$U(r) = 1 - (\Delta U)_{\max} \exp\{-\ln 2(r/r_c)^2\} \quad (15)$$

여기서 $(\Delta U)_{\max}$ 는 무차원속도로 1.0이다. 원주방향의 유동장은 식 (16)과 같다.

$$V_\theta = (V_\theta)_c r/r_c \text{ for } r < r_c$$

$$V_\theta = (V_\theta)_c r_c/r \text{ for } r > r_c \quad (16)$$

여기서 r_c 는 와동의 지름이고, 반삼각익의 코드길이(L)의 0.108배이다. 순환(circulation) Γ_c 는 $2\pi r_c(V_\theta)_c$ 로 주어지고, $(V_\theta)_c$ 는 자유유동속도의 0.501배이다. 식 (16)과 같은 속도분포를 가진 와동이 경계층 내에 있을 때, 벽면의 영향을 고려해야 하기 때문에 3차원 경계층 내 측풍에 대한 Johnston⁽¹¹⁾의 삼각도법을 사용하여 횡방향 속도성분을 유도하였다. 또한 입구에서 와동의 난류물성치를 도입하기 위해 난류운동에너지(k), 소산률(ε), 와점성계수(ν_T)의 분포는 주유동방향 속도와 비슷하게 Gaussian 분포로 가정하였다.

$$k(r) = k_{\max} \exp\{-\ln 2(r/r_c)^2\} \quad (17)$$

$$\nu_T(r) = \nu_{\max} \exp\{-\ln 2(r/r_c)^2\} \quad (18)$$

여기서 k_{\max} 는 $0.05U_\infty^2$ 이고, ν_{\max} 는 100ν 이다.

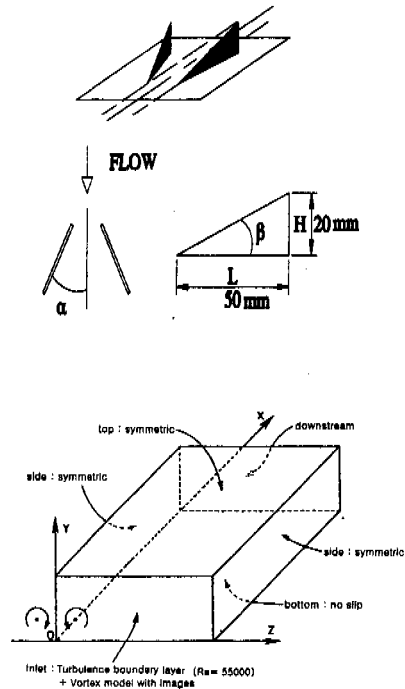


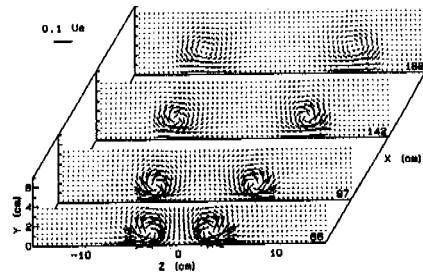
Fig. 1 Delta winglet and boundary condition ($\alpha=18^\circ$ and $\beta=21.8^\circ$)

Fig. 1은 반삼각익의 제원과 수치해석에 사용된 경계조건을 나타낸 것이다. 반삼각익의 코드(L) 및 높이(H)는 각각 50mm, 20mm이고 영각(α)과 반삼각익과 코드가 이루는 각(β)은 각각 18° 와 21.8° 이다. 입구조건은 앞서 언급한 식 (15)~(18)을 사용하였고, 좌측과 우측 그리고 윗면은 대칭조건, 후류영역에서는 Neumann 조건을 사용하였다.⁽⁵⁾ 벽면에서는 점착조건을 사용하였고, 벽면에서 난류운동에너지 값은 $k_{wall}=0$ 이며, 외부층의 기준은 김 등⁽⁴⁾에 의해 제안된 $Y^+=143$ 으로 하였다. 계산격자점은 X, Y, Z 에 대해 $42 \times 57 \times 65$ 으로 선정하였고, X, Y, Z 좌표축은 각각 주유동 방향과 높이방향 그리고 폭방향울 의미한다.

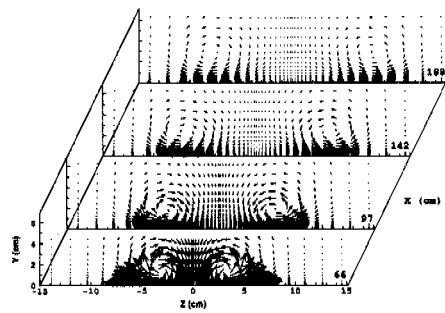
3. 결과 및 고찰

Fig. 2는 종방향와동의 속도벡터를 와동발생기 하류의 각 4개의 단면($X=66, 97, 142, 188\text{cm}$)에서 본 수치해석 결과와 Pauley 등⁽¹⁾의 실험결과 그리고 김 등⁽⁵⁾의 수치해석 결과를 나타낸 것이다. Pauley 등의 실험에서 유동장 측정의 경우, 5공 프로브로 U, V, W 의 평균속도를 구했고, 난류운동에너지와 레이놀즈 응력은 X형 열선 프로브를 이용하여 측정하였다.

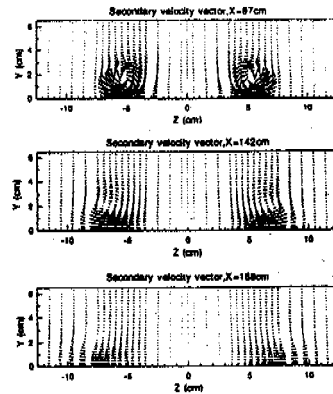
Fig. 2(a)의 첫 번째 단면($X=66\text{cm}$)에서는 와동의 중심 형상이 원형이지만, 하류로 이동할수록 와동이 소멸되고 확산됨에 따라 Z방향으로 확대된 타원형 형상을 나타낸다. 이는 와동이 하류로 이동함에 따라 와동중심에서의 압력이 가장 작고 Y와 Z방향(반경방향)으로 증가하게 된다. 증가된 압력은 주유동방향(U)의 속도성분을 감소시키면서 연속방정식을 만족시키기 위해 와동중심에서 반경방향으로 속도성분(V, W)을 증가시킨다. 이렇게 증가된 속도성분은 와동의 크기를 증가시키며, 또한 난류확산의 영향으로 인해 와동의 중심에서 일정하게 떨어진 위치에서 반경방향의 속도성분은 하류로 이동할수록 감소하게 된다. 와동의 형태를 유지한 채 하류영역 멀리까지 영향을 미치는 것은 와동중심에서 반경방향으로 질량 및 운동량 보존이 되어야 하기 때문이다. Pauley와 Eaton의 실험결과에서는 주와동과 벽면의 점착조건에 의해 반대부호의 2차 와동(secondary vortex)이 발생되고 하류로 이동할수록 주와동과 2차 와동의 상호작용이 약해



(a) Experiment(Pauley & Eaton)



(b) Present result



(c) The result performed by Kim et al^[5]

Fig. 2 Secondary velocity vector at $X=66, 97, 142, 188\text{cm}$

짐으로 인해 $X=142\text{cm}$ 부터 폭방향으로 타원형인 주와동형상이 나타남을 확인할 수 있다. 그러나 본 연구에서 채택된 난류모델은 Boussinesq approximation 개념을 도입한 와점성계수 모델이기 때문에 주와동과 벽면의 점착조건으로 인해 발생하는 2차 와동의 형상을 정확하게 예측하지 못함

으로 인해 실험결과에 비해 더 빠르게 폭방향으로 평활화되는 경향을 보였다. 또한 Fig. 2(c)의 김 등⁽⁵⁾의 수치해석 결과는 측정단면 $X=97\text{cm}$ 에서 Pauley 등⁽¹⁾의 실험결과를 입구조건으로하여 수치해석한 결과이다. 본 수치해석 결과와 비교해 볼 때 김 등⁽⁵⁾의 수치해석 결과와 입구조건을 모델

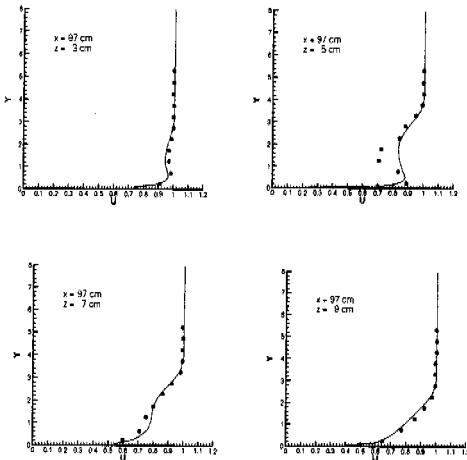


Fig. 3 Longitudinal mean velocity(u-velocity) at $X=97\text{cm}$ (lines: calculation., symbols: experiment(Pauley & Eaton))

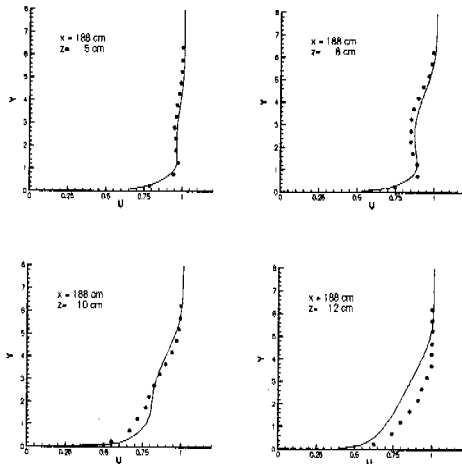
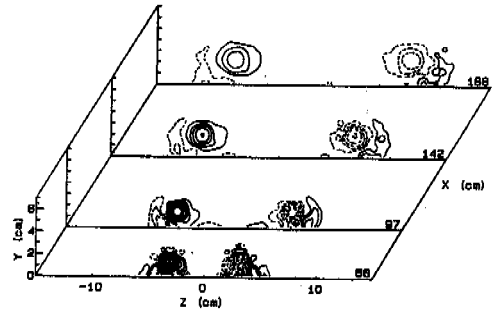


Fig. 4 Longitudinal mean velocity(u-velocity) at $X=188\text{cm}$ (lines: calculation., symbols: experiment(Pauley & Eaton))

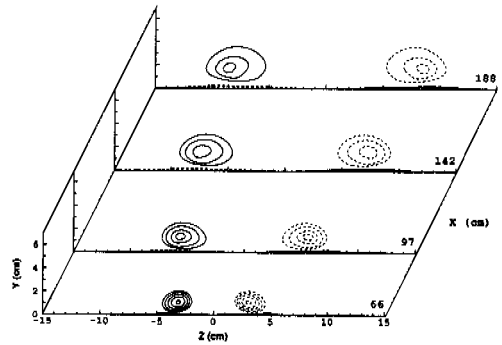
링한 본 수치해석 결과는 유사한 경향을 나타내었다.

Fig. 3과 4는 $X=97\text{cm}$ 과 188cm 단면에서 주유동방향의 무차원 속도성분($U=u/U_\infty$)에 대해 계산치와 실험치를 나타낸 것이다. Fig. 3은 $X=97\text{cm}$ 에서 폭방향으로 4개의 단면($Z=3, 5, 7, 9\text{cm}$)에서의 주유동방향의 무차원 속도성분을 나타낸 것이다. 단면(Z) 3, 5, 7, 9cm는 각각 down wash영역, 와동중심영역, upwash영역, upwash영역과 와동의 영향을 받지 않는 영역의 중간영역을 의미한다.

Fig. 4는 $X=188\text{cm}$ 에서 폭방향으로 4개의 단면($Z=5, 8, 10, 12\text{cm}$)에서의 주유동방향의 무차원속도성분을 나타낸 것이다. 단면(Z) 5, 8, 10, 12cm는 각각 downwash영역, 와동중심영역, upwash영역, upwash영역과 와동의 영향을 받지 않는 영역의 중간영역을 의미한다. 그림에서 알 수 있



(a) Experiment(Pauley & Eaton)



(b) Present result

Fig. 5 Streamwise vorticity contour values ($\Omega_x/U_\infty = \pm 0.02, 0.05, 0.1, 0.2, 0.4, 0.6, 0.9, 1.2[1/\text{cm}]$)

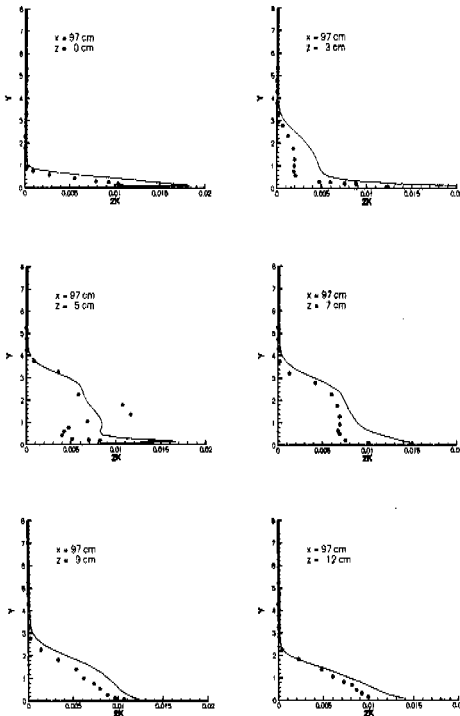


Fig. 6 Turbulent kinetic energy at $X=97\text{cm}$
(lines: calculation, symbols: experiment^[1])

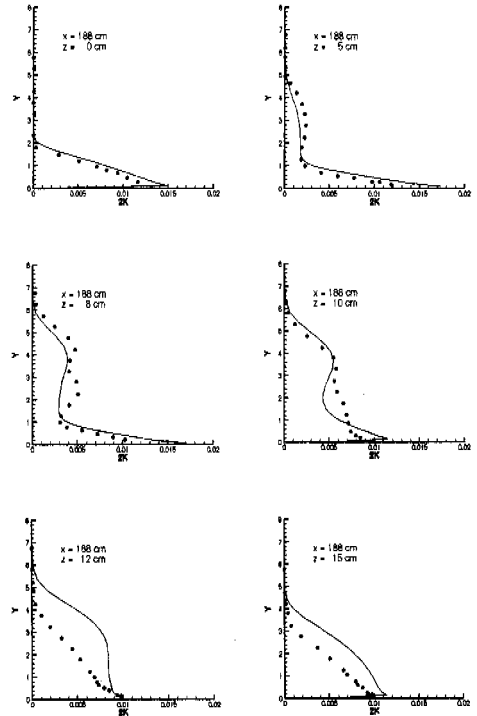


Fig. 7 Turbulent kinetic energy at $X=188\text{cm}$
(lines: calculation, symbols: experiment^[1])

듯이 와동에 의해 발생하는 주유동방향의 무차원 속도성분의 주요한 경향은 실험치와 계산치가 잘 일치함을 알 수 있다. 또한 난류경계층 내에 와동이 존재함으로써 경계층에 강한 뒤틀림 현상을 확인할 수 있고, 와동과 와동 사이의 영역에서는 downwash 유동에 의해 경계층의 두께가 얇아지지만, 와동의 오른쪽 영역에서는 주와동이 벽면의 저 운동량의 유체를 upwash영역으로 이동시키기 때문에 경계층의 두께가 두꺼워지는 현상을 확인할 수 있다. 그러나 와동의 중심에서 실험 결과에 비해 수치해석의 결과가 약간 크게 예측되는 경향을 보였다.

Fig. 5 (a), (b)는 주유동방향의 등와도분포 (Ω_x/U_∞)를 하류의 각 4개 단면($X=66, 97, 142, 188\text{cm}$)에서 Pauley와 Eaton의 실험치와 계산치를 비교한 것이다. 그림의 등와도분포에서 알 수 있듯이 와동간의 상호작용은 하류로 이동할수록 일어나지 않지만, 경계층과는 강한 상호작용을 일으킨다. Fig. 5(a)의 실험결과에서는 주와동과

벽면의 점착조건으로 인해 2차 와동이 발생하고 하류로 이동할수록 경계층과 와동의 상호작용으로 인해 2차 와동은 upwash영역으로 이동함을 확인할 수 있다. 그러나 Fig. 5(b)의 수치해석 결과에서는 뚜렷이 나타나지 않았다. 이는 Boussinesq approximation 개념을 도입한 와점성계수 모델이 벽면 근처에서 발생하는 난류의 비등방성을 잘 예측하지 못하기 때문인 것으로 여겨진다.

Fig. 6과 7은 $X=97$ 과 188cm 단면에서 난류운동 에너지 분포를 나타낸 것이다. Fig. 6은 $X=97\text{cm}$ 에서 폭방향으로 6개의 단면($Z=0, 3, 5, 7, 9, 12\text{cm}$)에서의 난류운동 에너지를 나타낸 것이다. 단면($Z=0, 3, 5, 7, 9, 12\text{cm}$)는 각각 와동과 와동 사이의 영역, downwash영역, 와동중심영역, upwash영역, upwash영역과 와동의 영향을 받지 않는 영역의 중간 영역 그리고 와동의 영향을 받지 않는 영역을 의미한다. Fig. 7은 $X=188\text{cm}$ 에서 폭방향으로 6개의 단면($Z=0, 5, 8, 10, 12,$

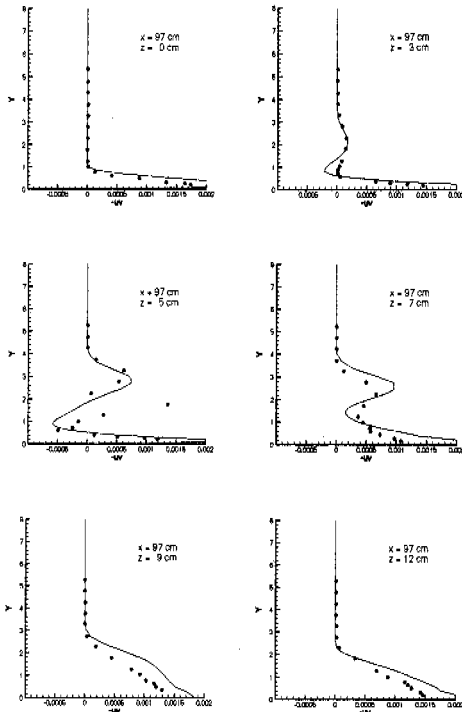


Fig. 8 Reynolds shear stress $-\overline{uv}$ at $X=97\text{cm}$
(lines: calculation, symbols: experiment^{[1])})

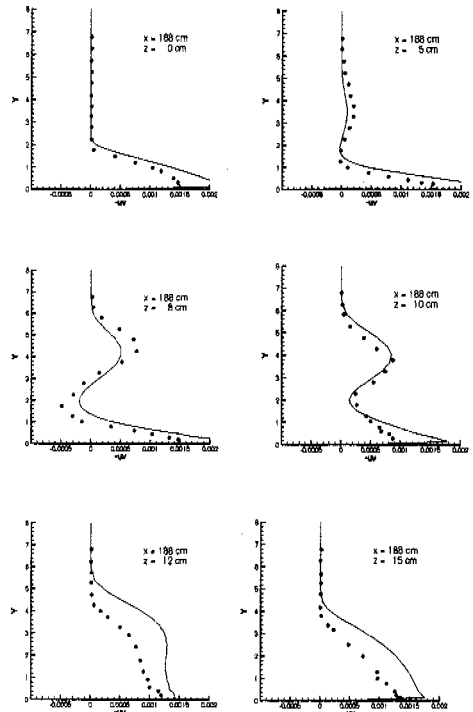


Fig. 9 Reynolds shear stress $-\overline{uv}$ at $X=188\text{cm}$
(lines: calculation, symbols: experiment^{[1])})

15cm)에서의 난류운동에너지를 나타낸 것이다. 단면(Z) 0, 5, 8, 10, 12, 15cm는 각각 와동과 와동 사이의 영역, downwash영역, 와동중심영역, upwash영역, upwash영역과 와동의 영향을 받지 않는 영역의 중간 영역 그리고 와동의 영향을 받지 않는 영역을 의미한다. Fig. 6과 7을 보면 벽면 근처에서 강한 난류에너지를 볼 수 있고, 이 강한 난류에너지는 주와동에 의해 벽면에서 외부 유동의 영역쪽으로 확산되고 있음을 확인할 수 있다. 또한 와동중심에서 강한 난류에너지가 형성되었고, upwash영역에서는 벽면에서 멀어지는 곳으로 약한 난류에너지가 형성되었다. 이러한 경향은 본 수치해석의 결과에서도 확인되었다. 본 수치해석의 난류에너지값의 분포는 실험치와 유사한 경향을 보이나 와동의 중심영역에서는 실험치에 비해 다소 큰 값으로 예측되었다.

또한 하류로 이동할수록 와동중심과 upwash영역의 난류에너지가 감소하는 것을 볼 수 있는데 이것은 상류보다 하류의 2차 유동 속도성분이 더

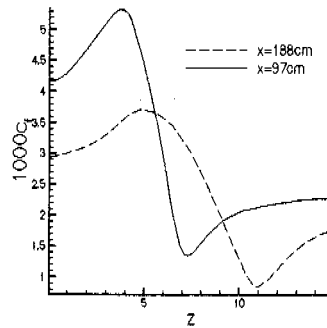


Fig. 10 Skin friction coefficient

약하고 와동중심에서 확산의 증가로 와동중심 주변과의 속도구배가 줄어들기 때문이다. 또한 와동이 하류로 진행됨에 따라 와동의 중심에서 높은 난류에너지의 결손을 볼 수 있다.

Fig. 8과 9는 $X=97$ 과 188cm 단면에서 Z 방향의 레이놀즈 응력 $-\overline{uv}$ 을 나타낸 것이다.(Z 방향의

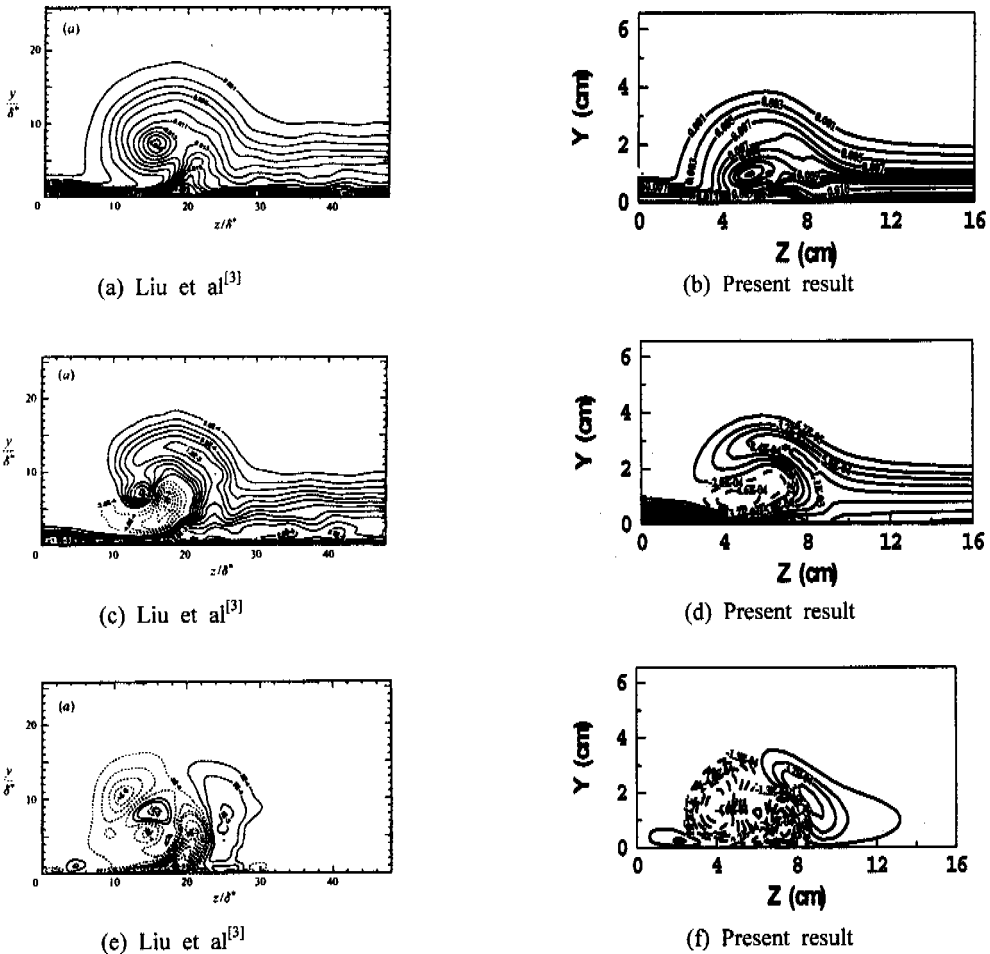


Fig. 11 Comparison of the present result with the result performed by Liu et al^[3] at X=97cm

(a), (b): turbulent kinetic energy , (c), (d): Reynolds shear stress $-\overline{uw}$

(e), (f): Reynolds shear stress $-\overline{uw}$)

각단면은 Fig. 6과 Fig. 7과 동일함)

Fig. 8과 9를 비교해 보면, 와동의 윗 부분은 높은 레이놀즈 응력이 나타나고 와동중심에서는 속도결손에 따른 음의 부호를 가진 레이놀즈 응력의 영역이 나타났다. 와동중심에서 레이놀즈 응력이 음의 부호를 가지는 것은 주유동방향의 속도구배가 와동중심에서 벽면근처나 와동의 윗 부분과는 달리 반대의 기울기를 가지고 있는데 이것은 와동중심에서는 Y가 증가하는 방향을 따라 주유동방향의 속도는 감소한다는 것을 의미한다. 하류쪽으로 이동할수록 주유동방향의 속도구

배가 감소하고 와동중심에서의 확산 때문에 상류 쪽보다 전체적으로 레이놀즈 응력이 낮아지는 것을 볼 수 있다.

Fig. 10은 X=97과 188cm 단면에서 주유동방향의 표면마찰계수를 폭방향으로 나타낸 것이다.

Fig. 3과 4의 무차원 주유동방향의 속도분포에서 알 수 있었듯이 downwash영역, 와동과 와동 사이의 영역, 그리고 upwash영역의 순으로 주유동방향의 속도구배가 감소하는 경향을 보이고 있기 때문에 Fig. 10의 그림에서 downwash영역에서 표면마찰 계수가 가장 크며, upwash영역에서 표

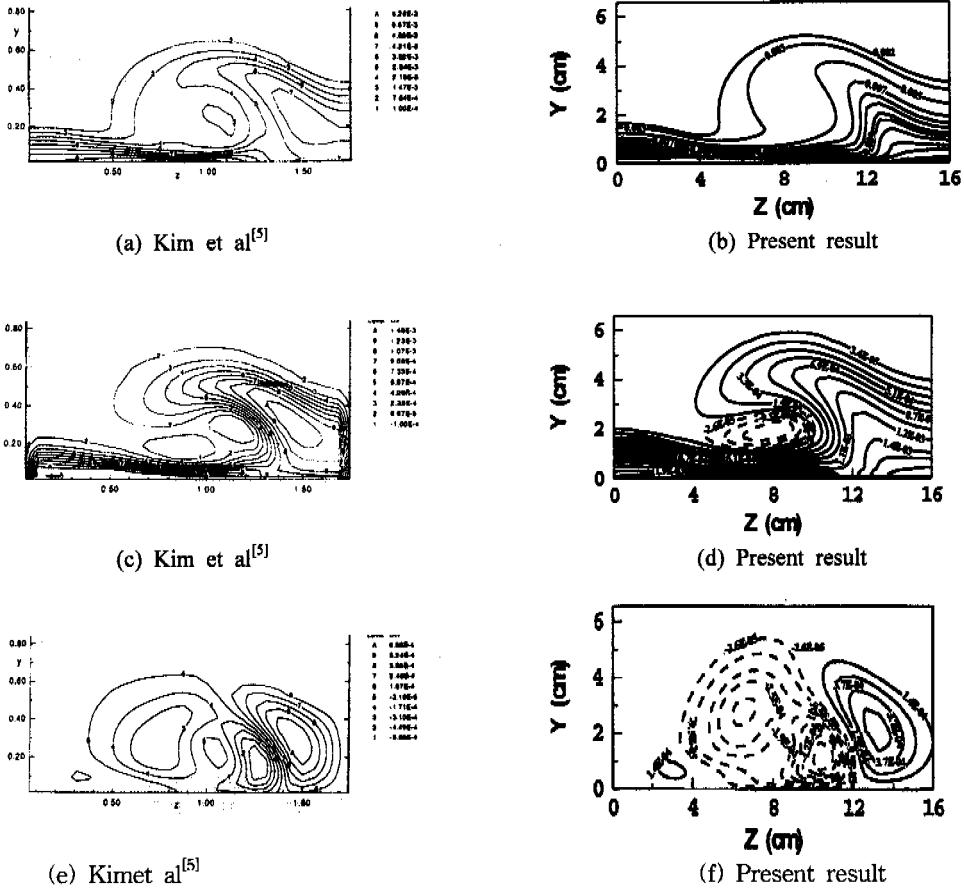


Fig. 12 Comparison of the present result with the result performed by Kim et al[5] at $X=188\text{cm}$

(a), (b): turbulent kinetic energy , (c), (d): Reynolds shear stress $-\overline{uw}$
 (e), (f): Reynolds shear stress $-\overline{uv}$)

면마찰계수가 가장 작게 나타나는 현상을 볼 수 있다. 또한 수치해석의 결과에서 알 수 있듯이 하류로 이동할수록 표면마찰계수의 최대값 및 최소값의 위치가 폭방향으로 증가하고 있다. 이는 난류확산으로 인해 주유동방향의 와동의 성장을 의미하며, Fig. 5의 등와도 선도에서도 확인되었다.

Fig. 11는 $X=97\text{cm}$ 에서 난류운동에너지와 레이놀즈 응력을 분포를 나타낸 것이다. (a), (c), (e)는

Liu 등⁽³⁾의 결과이며 (b), (d), (f)는 본 수치해석 결과이다. Liu 등⁽³⁾은 LES모형을 사용해서 수치해석을 수행하였고 격자수는 본 연구와 달리 $197 \times 73 \times 128$ 이며 배제두께를 기준으로 한 레이놀즈수는 Pauley 등⁽¹⁾의 실험결과의 1/3인 830으로 수치해석을 수행하였다. 따라서 본 수치해석의 경우는 Pauley 등⁽¹⁾의 실험결과와 동일한 실험조건에서 수치해석을 수행하였기 때문에 Lui 등⁽³⁾의 수치해석 결과와 비교하기는 곤란하지만 전체적

인 경향은 유사하며 레이놀즈수의 증가로 인해 폭 방향으로 확산되는 경향이 Lui 등⁽³⁾의 수치해석의 결과에 비해 큼을 확인할 수 있다.

Fig. 12는 $X=188\text{cm}$ 에서 난류운동에너지와 레이놀즈 응력을 분포를 나타낸 것이다. (a), (c), (e)는 김 등⁽⁵⁾의 결과이며 (b), (d), (f)는 본 수치해석 결과이다. 그리고 김 등⁽⁵⁾의 수치해석 결과는 Lui 등⁽³⁾의 수치해석 결과와 달리 Pauley 등⁽¹⁾의 실험결과와 동일한 조건에서 수치해석을 수행하였다.

Fig. 12(a)~(f)의 결과에서도 알 수 있듯이 난류운동에너지, 레이놀즈 응력의 결과들이 본 수치해석 결과와 김 등⁽⁵⁾의 수치해석 결과가 잘 일치하는 것으로 보아 본 수치해석 결과의 타당성을 확인할 수 있다.

4. 결 론

본 연구에서 채택된 Chen 등⁽⁷⁾의 two-layer $k-\epsilon$ 난류모델을 반삼각의 하류에서 발생하는 종방향 와동에 적용하여 다음과 같은 수치해석 결과를 얻었다.

two-layer $k-\epsilon$ 난류모델에 대한 수치해석결과를 Pauley와 Eaton의 실험결과와 비교해 볼 때, 하류로 이동할수록 2차 유동의 속도벡터의 크기가 감소하고 와동의 확산이 빨리 진행됨을 확인할 수 있었다. 이로 인해 와동의 형태가 폭방향으로 확대된 타원형 형상을 나타냈으며, 주와동의 세기는 하류로 이동할수록 감소하였지만 주와동의 형태는 먼 하류까지 지속적으로 존재하였다. 그리고 Pauley와 Eaton의 실험결과에서 나타났던 와동의 downwash영역에서 경계층이 얇아지고, upwash영역에서 경계층이 두꺼워지는 현상과 표면마찰계수, 레이놀즈 응력 등은 본 수치해석 결과에서도 잘 예측할 수 있었다. 그러나 2차 와동의 발달과 난류운동에너지는 실험결과와 차이가 있는데 이는 난류모델의 등방성 가정에 원인이 있는 것으로 여겨진다. 따라서 차후 난류의 비등방성을 고려한 모델의 연구가 필요할 것이다.

후 기

이 논문은 1997년도 한국학술진흥재단의 공모

과제 연구비에 의하여 연구되었음.

참고문헌

- (1) Pauley, W. R. and Eaton, J. K., 1988, "The Fluid Dynamics and Heat Transfer Effects of Streamwise Vortices Embedded in a Turbulent Boundary Layer," Report MD-51, Department of Mechanical Engineering, Stanford University
- (2) Shabaka, I. M. M. A. and Mehta, R. S., 1985, "Longitudinal Vortices Imbedded in Turbulent Boundary Layers. Part 1. Single Vortex," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 155, pp. 37~57.
- (3) Liu, J., Piomelli, U., and Philippe, R. S., 1996, "Interaction between a Spatially growing Turbulent Boundary Layer and Embedded Streamwise Vortices," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 326, pp. 151~179.
- (4) Kim, W. J. and Patel, V. C., 1994, "Influence of Streamwise Curvature on Longitudinal Vortices Imbedded in Turbulent Boundary Layers," *Journal of Computers Fluid*, Vol. 23, No. 5, pp. 647~673.
- (5) Kim, J. Q., Ryou, H. S., Jeong, J. Y., and Dedousis, V., 1996, "Numerical Simulation of 3-D turbulent Flows with Imbedded Longitudinal Vortex," *Computation Fluid Dynamics*, Vol. 4, No. 4, pp. 473~488.
- (6) Kwak, D., Chang, J. L. C., Shanks, S. P., and Chakravarthy, S., 1986, "A Three-Dimensional Incompressible Navier-Stokes Flow Solver Using Primitive Variables," *AIAA Journal*, Vol. 24, No. 3, pp. 390~396.
- (7) Chen, H. C. and Patel, V. C., 1987, "Practical near Wall Turbulence Model for Complex Flow Including Separation," *AIAA Paper* 87-1300.
- (8) Lowson, M. V., 1989, "Visualization Measurements of Vortex Flows," *AIAA paper*-89-0191.
- (9) Leutcher, O. and Solignac, J. L., 1983, "Experimental Investigation of the Turbulence Structure of Vortex Wakes," *Proceeding 4th Symposium on Turbulent Shear Flows*, Germany

- (10) Phillips, W .R . C. and Graham, J. A. H., 1984, "Reynolds Stress Measurements in a Turbulent Trailing Vortex," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 147, pp. 353~371.
- (11) Johnston, J. P., 1960, "On The Three-Dimensional Turbulent Boundary Layer Generated by Secondary Flow," *Journal of Basic Engineering*, pp. 233~248.
- (12) 박원규, 1997, 전산유체역학 강의노트 I, II, 부산대학교.