

종방향 와동과 난류경계층의 상호작용에 관한 수치해석

양 장 식*

(원고접수일 : 2005년 3월 18일, 심사완료일 : 2005년 5월 27일)

Numerical Simulation on Interactions of Longitudinal Vortices in a Turbulent Boundary Layer

Jang-Sik Yang*

Abstract : This paper describes the numerical simulation of the interaction between longitudinal vortices ("common flow up") and a 3-D turbulent boundary layer over a flat plate. To analyze the common flow up produced from vortex generators, the flow field behind the vortex generators is modeled by the information that is available from studies on a half-delta winglet. Also, the Reynolds-averaged Navier-Stokes equation for three-dimensional turbulent flows, together with a two-layer turbulence model to resolve the near-wall flow, is solved by the method of AF-ADI. The computational results predict 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. Also, the numerical results, such as Reynolds stresses, turbulent kinetic energy and skin friction characteristics generated from the vortex generators, are reasonably close to the experimental data.

Key words : Longitudinal vortex(종방향 와동), Vortex generator(와동발생기), Numerical simulation(수치해석), Half-delta winglet(반삼각익)

1. 서 론

종방향 와동을 포함한 난류경계층은 3차원 유동의 중요한 형태이며 공학적으로 많은 관심의 대상이 되고 있다. 종방향 와동은 경계층 내에 어떤 장애물이 있거나 곡률이 있는 덕트와 같은 채널유동에서 주로 발생한다.

와동과 경계층의 상호작용에 관한 연구는 실험

및 수치해석 방법을 통해 수행되고 있다. 실험적 방법으로서, Pauley 등^[1]은 와동발생기의 영각을 변화시켰을 때 두 가지의 유동형태, 즉 "common flow down"과 "common flow up"에 관한 연구를 하였으며, Wendt 등^[2]은 난류경계층 내에 폭 방향으로 와동발생기를 배열하고, 배열된 와동발생기의 간격변화에 따라 와동이 벽면에 근접해지며, 이로 인해 와동과 경계층의 상호작용이 악화

* 책임저자((주) 기경 IE&C, 환경에너지 신기술 개발연구소), E-mail : yangjs@pusan.ac.kr, Tel : 051)510-3239

됨을 확인하였다. Reichert 등^[3]은 S 형태의 덕트 내에서 와동발생기의 위치와 간격, 형상, 배열을 변화시켜 압력과 속도장을 측정하였다. 이들의 연구결과에 의하면 와동발생기의 배열에 따라 전체 압력의 왜곡은 개선되고 박리영역도 감소하였지만 전압력 회복에는 크게 기여하지 못한다고 하였다. 최근에는 열교환기로서의 와동발생기의 성능에 관해 연구가 폭넓게 이루어지고 있으며, Fiebig^[4]는 종방향 및 횡방향의 와동에 대해 종방향 와동의 경우가 횡방향의 와동에 비해 유동 손실이 적고 열전달 효과가 크게 나타난다고 하였다. Zhu 등^[5]은 덕트 내에 리브(rib)와 사각 날개를 조합하여 열전달 효과를 연구하였다.

또한 수치적 연구방법으로서, Anderson 등^[6]은 S 덕트 입구에서 여러 개의 와동발생기를 기하학적으로 배열하고, PNS(Parabolized Navier-Stokes) 방정식을 이용하여 와동발생기 하류에서 발생하는 유동에 대해 조사했다. Kim 등^[7]은 평판과 곡률이 있는 덕트 내에서 발생한 난류경계층과 와동의 상호작용에 대해 실험 및 수치적 방법으로 연구하였으며, Kim 등^[8]은 PNS와 표준 $k-\epsilon$ 난류모델을 이용하여 와동과 경계층의 상호작용을 연구하였다. 그리고 김 등^[9]은 two-layer $k-\epsilon$ 난류모델과 와동발생기 끝단에서 와동을 모델링하여 "common flow down" 유동에 대해 수치해석을 수행하였다.

이와 같은 종방향 와동은 난류경계층을 왜곡시켜 열전달과 운동량전달을 향상시키기 때문에 종방향 와동이 경계층에 미치는 유동특성을 잘 예측하는 것은 유체기계 및 열교환기 설계에 있어 매우 중요하다.

따라서 본 연구에서는 김 등^[9]의 연구와 달리 와동발생기 후방에서 발생하는 "common flow up" 유동이 유동장에 미치는 영향을 해석하기 위해 3차원 레이놀즈 평균 Navier-Stokes 방정식과 Chen 등^[10]이 제안한 two-layer $k-\epsilon$ 난류모델을 이용하여 와동발생기 하류의 유체유동 특성을 수치해석 하였으며 수치해석결과를 Pauley 등^[11]의 실험결과와 비교하였다.

2. 수치해석

2.1 지배방정식

비정상 3차원 비압축성 점성유동의 연속방정식, 레이놀즈 평균 Navier-Stokes 방정식은 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\rho \partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_t) \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \right] \quad (2)$$

표준 $k-\epsilon$ 모델의 수송 방정식은 식(3)~(4)와 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + G - \epsilon \quad (3)$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i \epsilon) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right] + \frac{\epsilon}{k} (C_{\epsilon_1} G - C_{\epsilon_2} \epsilon) \quad (4)$$

여기서 G 는 난류운동에너지 생성항으로 식(5)와 같다.

$$G = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \left[\nu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (5)$$

표준 $k-\epsilon$ 모델에 사용되는 상수는 $C_\mu=0.09$, $C_{\epsilon_1}=1.44$, $C_{\epsilon_2}=1.92$, $\sigma_k=1.0$, $\sigma_\epsilon=1.3$ 이다. 레이놀즈 평균 Navier-Stokes 방정식 그리고 표준 $k-\epsilon$ 방정식의 해는 무차원화하고 차분화하여 AF-ADI(Approximate Factorization-Alternating Direction Implicit) 방법^[11]으로 구하였고, 난류모델로 Chen 등^[10]이 제안한 two-layer 난류모델을 채택하였다(자세한 내용은 참고문헌[9] 참조).

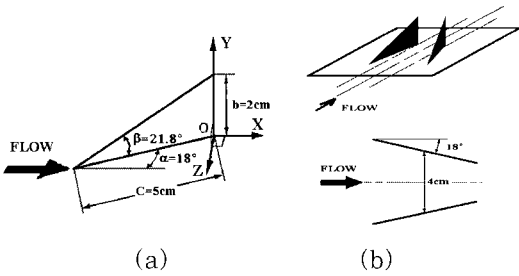


Fig. 1 Schematic of a half-delta winglet

- (a) Angle of attack of a vortex generator
- (b) Layout of a vortex generator

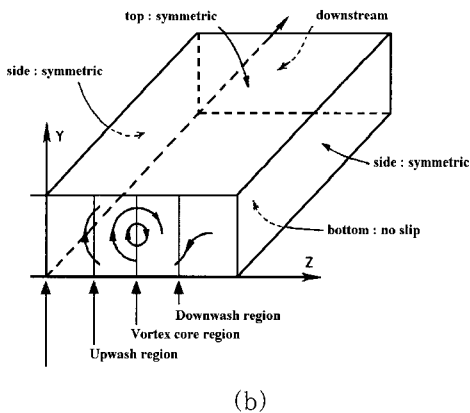
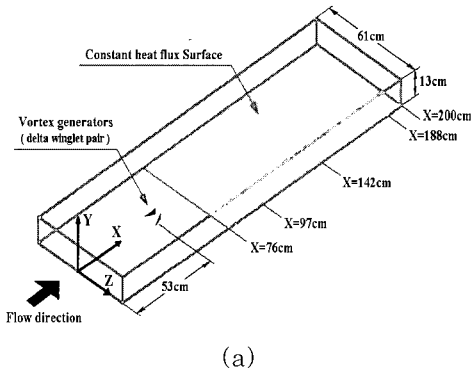


Fig. 2 Solution domain and boundary condition

- (a) Physical wind tunnel domain
- (b) Computation domain and conditions

2.2 경계조건

입구조건으로 사용된 와동모델에 대해 살펴보

면, 자유유동속도는 $U_e = 16 \text{ m/s}$ 이며 작동유체는 공기이다. 반삼각익의 α/β 비(Fig. 1 참조)와 가시화를 통해 와동의 위치, 형상을 연구한 Lowson^[12]의 연구결과를 참고하여 와동중심의 위치를 정하였으며, 와동중심의 Y축은 반삼각익 코드(C)의 0.24배이고, Z축은 0.32배이다.

Phillips 등^[13]에 따르면 와동발생기 후방의 주 유동방향의 속도는 가우시안(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(6)과 같이 정의하였다.

$$U(r) = 1 - (\Delta U)_{\max} \exp\{-\ln^2(r/r_c)^2\} \quad (6)$$

여기서 $(\Delta U)_{\max}$ 는 무차원속도로 1.0이다. 원주방향의 유동장은 식(7)과 같다.

$$\begin{aligned} V_\theta &= (V_\theta)_c r/r_c & \text{for } r < r_c \\ V_\theta &= (V_\theta)_c r_c/r & \text{for } r > r_c \end{aligned} \quad (7)$$

여기서 r_c 는 와동의 지름이고, 반삼각익의 코드 길이의 0.108배이다^[7]. 순환(circulation) Γ_c 는 $2\pi r_c (V_\theta)_c$ 로 주어지고, $(V_\theta)_c$ 는 자유유동속도의 0.501배이다. 식(7)과 같은 속도분포를 가진 와동이 경계층 내에 있을 때, 벽면의 영향을 고려해야 하기 때문에 3차원 경계층 내 측풍에 대한 Johnston^[14]의 삼각도법을 사용하여 횡방향 속도 성분을 유도하였다. 또한 입구에서 와동의 난류물 성치를 도입하기 위해 난류운동에너지(k), 소산률(ϵ), 와점성계수(ν_t)의 분포는 주유동방향 속도와 비슷하게 가우시안분포로 가정하였다.

$$k(r) = k_{\max} \exp\{-\ln^2(r/r_c)^2\} \quad (8)$$

$$\nu_t(r) = \nu_{\max} \exp\{-\ln^2(r/r_c)^2\} \quad (9)$$

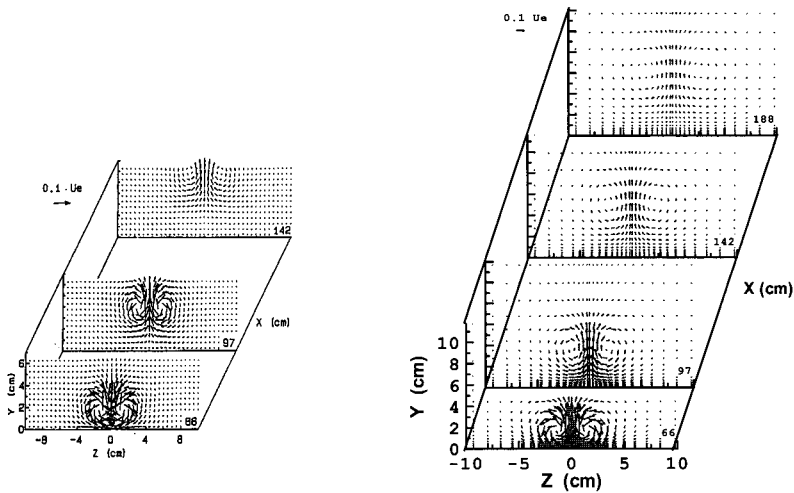
여기서 k_{\max} 는 $0.05 U_e^2$ 이고, ν_{\max} 는 100ν 이다. 반삼각익 와동발생기와 사각 채널 내에서의 설

치형태를 Fig. 1에 나타내었다. 반삼각익의 코드 길이를 기준으로 한 레이놀즈 수는 55,000이며 작동유체는 공기이고, 자유유동속도는 $U_e = 16$ m/s 이다. Fig. 2(a)는 물리적 영역을 나타낸 것이며, Fig. 2(b)는 경계조건 및 단면의 구조로서 좌측과 우측 그리고 윗면은 대칭조건, 하류 영역에서는 Neumann 조건을 사용하였다^{[7]~[10]}. 입구조건은 식(6)~(9)을 사용하며, 벽면에서는 점착조건을

사용하였고, 벽면에서 난류 운동에너지 값(k_w)은 0이다. 계산 격자점은 X, Y, Z에 대해 $47 \times 80 \times 57$ 로 선정하였다.

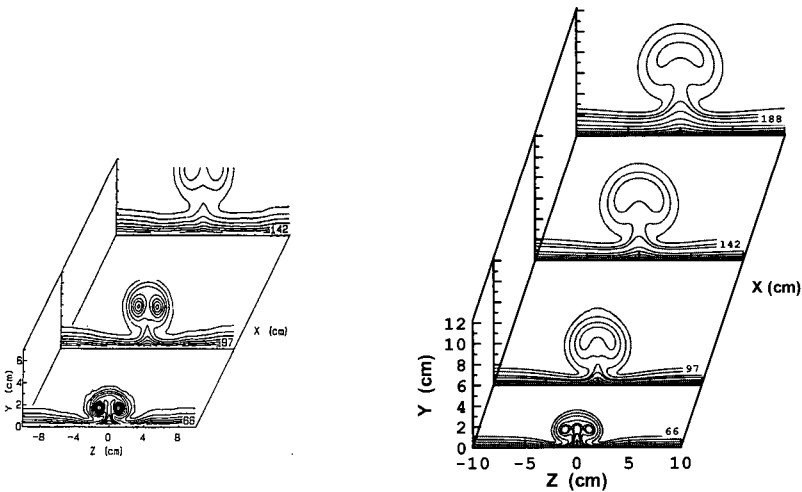
3. 결과 및 고찰

Fig. 3 (a)와 (b)는 주유동방향의 2차 유동(secondary flow) 속도벡터를 와동발생기 하류



(a) Experiment (Pauley and Eaton) (b) Present result

Fig. 3 Secondary velocity vectors at X=66, 97, 142, 188 cm



(a) Experiment (Pauley and Eaton) (b) Present result

Fig. 4 Streamwise velocity contours at X=66, 97, 142, 188cm

의 4개의 단면(X=66, 97, 142, 188 cm)에서 실험결과와 수치해석결과를 나타낸 것이다. 중심 영역(Z=0 cm)을 기준으로 각각 시계방향과 반시계방향으로 회전하는 두 개의 와동쌍이 발생하고 있다. 시계방향의 와동은 중심영역에서 upwash 유동(Fig. 2(b) 참조)이 발생하고, 중심의 바깥쪽 영역에서 downwash 유동(Fig. 2(b) 참조)이 발생한다. 또한 두 개의 와동은 상호간에 강하게 작용하고 있음을 알 수 있다. 하류로 이동할수록 와동의 속도벡터 크기가 감소하지만, 와동과 와동

사이의 거리는 거의 변하지 않고, 벽면으로부터의 와동의 상승은 하류로 이동할수록 뚜렷이 증가함을 알 수 있다. 이러한 와동의 상승은 벽면을 중심으로 와동과 대칭 위치에 존재하는 가상 와동(image vortex)에 의해 벽면 상부의 와동을 중심영역(Z=0 cm)의 위치로 이동시키려는 영향에 의해 발생하며, 하류로 이동할수록 중심영역으로 이동한 와동의 강한 상호작용에 의해 벽면에서 대류되어져 벽면으로부터 와동이 상승하게 된다. 수치해석결과가 실험결과에 비해 난류확산이 더 빠

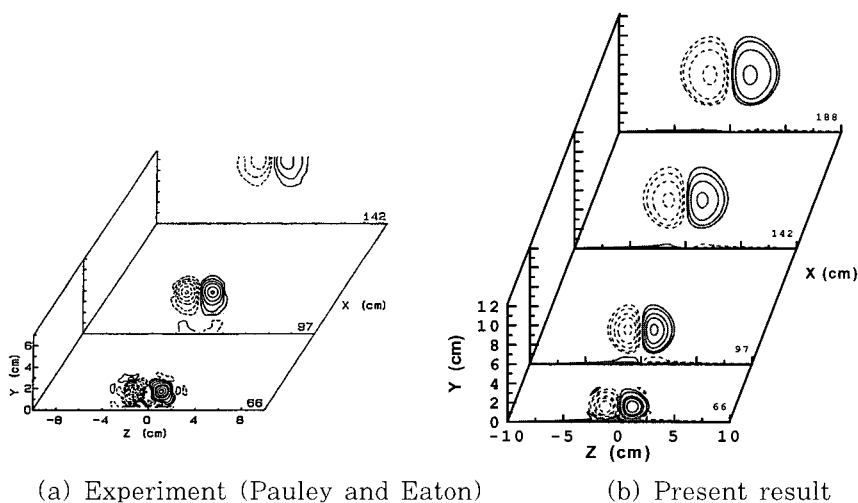


Fig. 5 Streamwise vorticity contours at X=66, 97, 142, 188cm

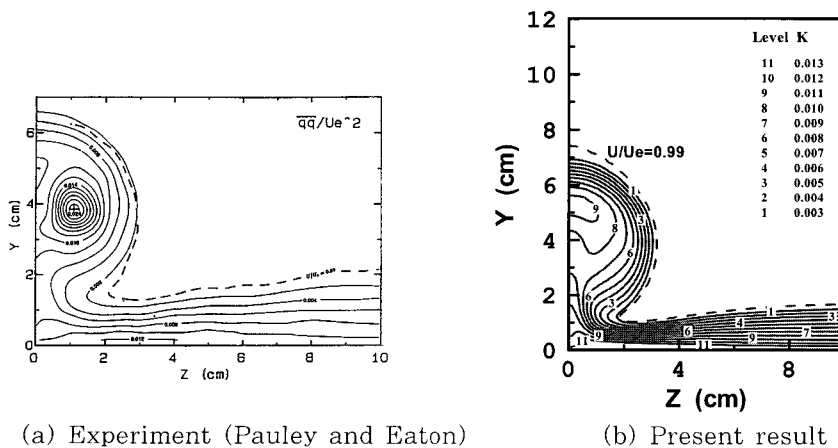


Fig. 6 Turbulent kinetic energy at X=97cm

르게 진행됨으로 인해 와동이 평활화되어 높이방향(Y방향)으로 확대된 타원형 형상으로 나타났다.

Fig. 4 (a)와 (b)는 주유동방향의 등속도분포(U/U_e)를 와동발생기 하류의 4개의 단면($X=66, 97, 142, 188$ cm)에서 실험결과와 수치해석결과를 나타낸 것이다. 바깥쪽 영역은 자유유동속도를 의미하기 때문에 주유동방향의 등속도분포에서 알 수 있듯이 와동상호간의 작용은 경계층 두께 변화에 지대한 영향을 미친다. 이러한 경향은 주와동이 벽면의 저 운동량의 유체를 downwash영역에서 upwash영역으로 이동시키기 때문이다. 또한 와동이 발생하는 영역에서 경계층의 심한 변형을 확인할 수 있다. 하류로 갈수록 이러한 현상은 더욱 심하며, 수치해석결과에서도 이러한 현상을 잘 예측하고 있다.

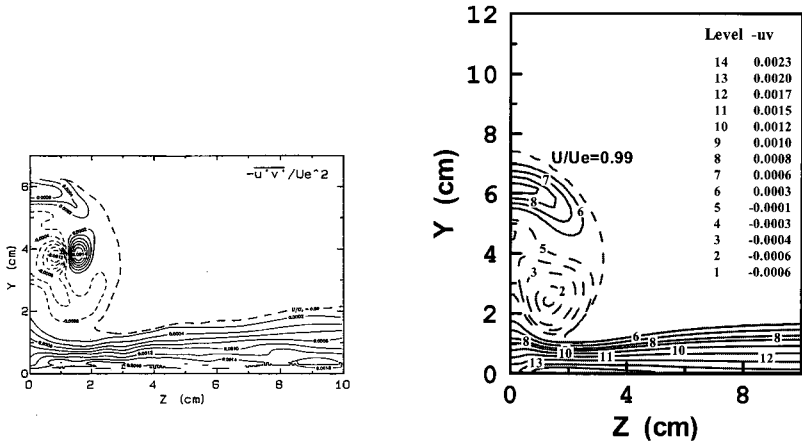
Fig. 5는 주유동방향의 등와도분포(Ω_x/U_e)를 하류의 각 4개의 단면($X=66, 97, 142, 188$ cm)에서 실험결과와 수치해석결과를 비교한 것이다. Pauley와 Eaton의 실험결과에서는 와동의 중심 형상이 원형에 가깝지만, 수치해석결과에서는 난류확산에 의해 와도성분이 빠르게 평활화되어 높이 방향으로 확장된 타원형 형상을 나타냈다. 실험결과($X=66, 97$ cm)에서는 주와동과 벽면의 점착조건으로 인해 반대부호의 2차 와동이 발생하였지만 하류로 이동할수록 경계층과 와동의 상호작용이 약해짐으로 인해 반대부호의 2차 와동은 발생하지 않았다. 수치해석결과에서도 역시 2차 와동이 upwash영역으로 이동하는 현상이 나타나고 있다.

Fig. 6은 $X=97$ cm 단면에서 난류운동에너지에 대한 수치해석결과와 Pauley와 Eaton의 실험결과를 나타낸 것이다. 벽면 근처와 와동중심에서 강한 난류에너지가 형성되었고, upwash영역에서는 벽면에서 멀어지는 곳으로 약한 난류에너지가 형성되었다. 수치해석에서도 역시 downwash영역과 벽면 근처의 영역 그리고 와동의 외부영역에서는 실험결과와 잘 일치하였다. 그러나 와동의 중심영역의 난류에너지 값은 실험결과에 비해 수치해석결과가 더 작게 예측하였다. 이것은 와동의 중심영역에서 평균속도의 구배가 급격하게 변하는 데 반

해 수치해석의 격자수가 작음으로 인해 평균속도의 급격한 구배를 예측하기 힘들기 때문에 발생하는 것으로 판단된다.

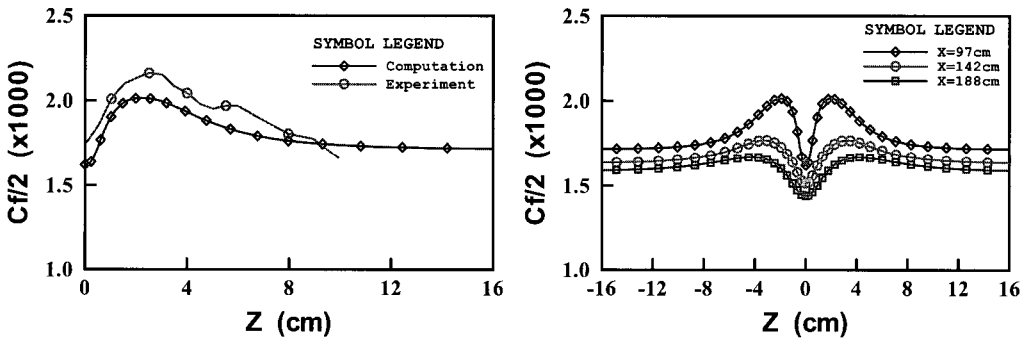
Fig. 7은 $X=97$ cm 단면에서 Z방향의 레이놀즈 응력 $-\overline{uw}$ 을 나타낸 것이다. 와동의 윗부분에 높은 레이놀즈 응력이 나타나고 와동중심에서는 속도결손에 따른 음의 부호를 가진 레이놀즈 응력의 영역이 나타났다. 와동중심에서 레이놀즈 응력이 음의 부호를 가지는 것은 와동중심에서는 주유동방향의 속도구배가 벽면 근처나 와동의 윗부분과는 달리 반대의 기울기를 가지기 때문이다. 실험결과나 수치해석결과는 전체적으로 유사한 경향을 보이거나 와동의 중심영역에서 실험결과와 같은 레이놀즈 응력 핵(core)을 예측하지 못하였다. 이는 Fig. 6의 난류에너지 해석에서처럼 수치해석의 격자수가 평균속도의 급격한 구배를 분해할 정도로 많지 않기 때문인 것으로 여겨진다.

Fig. 8(a)는 $X=97$ cm 단면의 표면마찰계수를 Pauley와 Eaton의 실험결과와 수치해석결과와 비교한 것이고, Fig. 8(b)는 수치해석결과인 주유동방향의 표면마찰계수를 3개의 단면($X=97, 142, 188$ cm)에서 나타낸 것이다. Fig. 8(a)의 경우, downwash영역에서는 주와동이 경계층 외부에 있는 고 운동량의 유체를 벽면으로 옮기기 때문에 표면마찰계수가 커지고 upwash영역에서는 벽면 근처의 저 운동량의 유체를 벽면 위쪽으로 옮기기 때문에 표면마찰계수가 작게 나타난다. 따라서 표면마찰계수는 downwash영역에서 가장 크며, upwash의 바깥쪽 영역($Z=0$ cm)에서 가장 작게 나타난다. 표면마찰계수의 최대값은 수치해석결과가 실험결과보다 약 8%정도 작게 예측하였다. 그리고 Fig. 8(b)에서 알 수 있듯이 하류로 이동할수록 와동의 확산으로 인해 표면마찰계수가 감소하고 있음을 알 수 있고, 최대값의 위치는 거의 이동하지 않음을 알 수 있다. 이것으로부터 "common flow up"의 경우 와동과 와동 사이의 상호작용은 강하게 발생되지만 와동과 경계층과의 상호작용은 상대적으로 약하게 발생함을 알 수 있다.



(a) Experiment (Pauley and Eaton) (b) Present result

Fig. 7 Reynolds shear stress at X=97cm



(a) Experiment and present results at X=97cm (b) Present result

Fig. 8 Spanwise distributions of skin friction

4. 결 론

준압축성 방법을 이용한 3차원 비압축성 점성 유동의 레이놀즈 평균 Navier-Stokes 방정식과 two-layer $k-\epsilon$ 난류모델을 적용하여 반삼각의 와동발생기 하류에서 발생하는 “common flow up” 유동에 의한 유동장을 해석한 결과 다음과 같은 결과를 얻었다.

“common flow up”의 경우 하류로 이동할수록 두 와동간의 간격은 거의 변화가 없지만, 와동의 강한 상호작용으로 인해 벽면으로부터의 상승효과가 증대하였고, 2차 유동의 속도벡터의 크기와 주 와동의 세기가 감소하였으며, 주와동의 형태는 먼 하류까지 지속적으로 존재하였다. 주유동방향의

표면마찰계수의 경우, 하류로 이동할수록 최대값과 최소값의 차이는 거의 없었다. 또한 와동의 downwash영역에서 경계층이 얇아지고 upwash 영역에서 경계층이 두꺼워지는 현상과 난류운동에너지와 레이놀즈 응력은 본 수치해석결과에서도 잘 예측하였다. 그러나 와동의 중심영역에서는 난류운동에너지 및 레이놀즈 응력을 작게 예측하였는데, 이는 난류모델의 등방성 가정에 원인이 있는 것으로 여겨진다. 따라서 차후 난류의 비등방성을 고려한 모델의 연구가 필요할 것이다.

참고문헌

[1] W. R. Pauley and J. K. Eaton, “The

- Fluid Dynamics and Heat Transfer Effects of Streamwise Vortices Embedded in a Turbulent Boundary Layer." Report No. MD-51, Department of Mechanical Engineering, Stanford University, 1988.
- [2] B. J. Wendt and W. R. Hingst, "Flow Structure in the Wake of a Wishbone Vortex Generator," AIAA Journal, Vol. 32, No. 11, pp. 2234-2240, 1993.
- [3] B. A. Reichert and B. J. Wendt, "An Experimental Investigation off S-Duct Flow Control Using Arrays of Low Profile Vortex Generations," AIAA Paper 93-0019, 1993.
- [4] M. Fiebig, "Vortices and Heat Transfer," Zeitschrift fur Angewandte Mathematik und Mechanik, Vol. 77, No. 1, pp. 3-18, 1997.
- [5] J. X. Zhu, M. Fiebig and N. K. Mitra, "Numerical Investigation of Turbulent Flows and Heat Transfer in a Rib-Roughened Channel with Longitudinal Vortex Generators," International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol.38, No. 3, pp. 495-501, 1995.
- [6] B. H. Anderson and J. Gibb, "Application of Computational Fluid Dynamics to the Study of Vortex Flow Control for the Management of Inlet Distortion," AIAA paper 92-3177, 1992.
- [7] W. J. Kim and V. C. Patel, "Influence of Streamwise Curvature on Longitudinal Vortices Imbedded in Turbulent Boundary Layers," Journal of Computers Fluid, Vol. 23, No. 5, pp. 647-673, 1994.
- [8] J. Q. Kim, H. S. Ryou, J. Y. Jeong and V. Dedousis, "Numerical Simulation of 3-D Turbulent Flows with Imbedded Longitudinal Vortex," Computational Fluid Dynamics Journal, Vol. 4, No. 4, pp. 473-488, 1996.
- [9] 김정환, 양장식, 김봉환, 이기백, "주유동방향 와동과 난류경계층과의 상호작용에 관한 수치적 연구," 한국박용기관학회, 제24권, 제1호, pp. 31-40, 2000.
- [10] H. C. Chen and V. C. Patel, "Practical near Wall Turbulence Model for Complex Flow Including Separation," AIAA Paper 87-1300, 1987.
- [11] 박원규, 전산유체역학 강의노트 I, II, 부산대학교, 1997.
- [12] M. V. Lowson, "Visualization Measurements of Vortex Flows," AIAA paper 89-0191, 1981.
- [13] W. R. C. Phillips and J. A. H. Graham, "Reynolds Stress Measurements in a Turbulent Trailing Vortex," Journal of Fluid Mechanics, Vol. 147, pp. 353-371, 1984.
- [14] J. P. Johnston, "On the Three-Dimensional Turbulent Boundary Layer Generated by Secondary Flow," Journal of Basic Engineering, pp. 233-248, 1960.

저 자 소 개



양장식 (梁長植)

1961년 1월생, 1984년 부산대학교 공과대학 기계공학과 졸업(학사), 1986년 동대학원 졸업(석사), 1995년 동대학원 졸업(박사), 현재 (주) 기경 IE&C 연구소 책임연구원, 부산대학교 기계기술연구소 전임연구원.