

〈논 문〉

전향각이 큰 선형터빈 익렬을 통하는 난류유동의 수치해석

이훈구* · 유정열** · 윤준원***

(1996년 5월 31일 접수)

Numerical Simulation of Turbulent Flows through Linear Turbine Cascades with High Turning Angles

Hun Goo Lee, Jung Yul Yoo and Jun Won Yun

Key Words : Linear Turbine Cascade(선형터빈익렬), RNG Method(RNG 방법), Tip Clearance(익단간극), Secondary Flow(2차유동)

Abstract

A numerical analysis on three dimensional turbulent incompressible flows through linear cascades of turbine rotor blades with high turning angles has been performed by using a generalized k- ϵ model which is a high Reynolds number form and derived by RNG (renormalized group) method to account for the variation of the rate of strain. A second order upwind scheme is used to suppress numerical diffusion in approximating the convective terms. Body-fitted coordinates are adopted to represent the complex blade geometry accurately. For the case without tip clearance, velocity vectors and static pressure contours are shown to be in good agreement with previous experimental results. For the case with tip clearance, the effects of the passage vortex and tip clearance flow on the total pressure loss as well as their interactions are discussed.

1. 서 론

터빈 블레이드의 압력면과 흡입면 사이의 큰 압력차이는 블레이드 익단과 익단쪽 끝벽 사이의 익단간극을 통하는 익단누설유동을 발생시킨다. 이 익단누설유동은 큰 총압력손실을 유발하며, 블레이드 익단에 강한 열부하를 초래한다. 터빈익렬에서 익단누설유동의 수치해석은 압축기 익렬의 경우와는 달리 비교적 최근에 보고되고 있는데, 이는 터빈의 날개 형상이 두꺼우므로 압축기 익렬에서처럼 익단 형상에 대하여 영두께 가정(zero thickness assumption)을 도입할 수 없는 데 기인한다.

Moore 등⁽¹⁾은 이상화된 2차원 익단간극 형상에 대하여 총류유동을 계산함으로써 Reynolds수가 익단간극유동에 미치는 영향에 대하여 조사하였다. Moore와 Moore⁽²⁾는 두께를 익단간극보다 작게 함으로써 끝벽 경계층의 효과를 배제할 수 있는 실험을 수행하였다. 그들의 측정치는 Liu와 Bozzola⁽³⁾가 코드 검증을 위하여 사용하였는데, 이들은 선형터빈익렬에서의 익단간극유동의 해석에서 Baldwin-Lomax eddy viscosity 모델을 도입하였다. Choi⁽⁴⁾는 블레이드 익단에서의 박리와 축류(vena contracta)같은 미세 규모의 점성거동을 포함하여 회전하는 익렬과 정지된 슈라우드 사이의 익단누설유동을 예측하였다. Basson과 Lakshminarayana⁽⁵⁾는 인공소산항과 효율적인 격자계 생성을 포함하는 수치해법을 개발하였고 인공점성항과 격자 크기를 최적화함으로써 익단간극 유동장이 정확히 예측됨

*회원, 산업과학기술연구원

**회원, 서울대학교 공과대학

***회원, 군산대학교 공과대학

을 보였다. Gallus 등⁽⁶⁾은 축류터빈 단계에서 끝벽 효과와 비정상유동 현상을 실험적 및 수치해석적으로 연구하였다. 그들은 비정상 다단익렬계산이 전체적인 시간평균 유동장을 매우 잘 예측하지만, 정상유동장 계산은 단출구에서 2차유동을 정확히 예측하지 못함을 보였다. Mizuki와 Tsujita⁽⁷⁾는 익단의 형상을 정확히 다룸으로써 익단간극이 있는 경우와 없는 경우에 대하여 익렬유동을 해석하였다. 그들은 경계밀착좌표계를 사용하여 단순히 표준 $k-\epsilon$ 난류모델을 포함하는 지배방정식을 수치계산하였다. 그들의 계산 결과는 Yamamoto,⁽⁸⁾ Yamamoto와 Nouse⁽⁹⁾ 및 Yamamoto⁽¹⁰⁾의 일련의 실험결과들과 비교되었는데, 그 실험결과들은 낮은 중형비와 solidity, 두꺼운 익렬선단 및 후단, 그리고 큰 전향각(turning angle)을 가지는 저속 선형 터빈동익렬(linear turbine rotor cascade)에 대하여 얻어진 것들이었다.

본연구에서는 RNG방법 등⁽¹¹⁾에 의하여 유도된 높은 Reynolds수의 형태를 가지는 일반화된 난류모델을 채택하였다. 그 이유는 이 모델이 표준 $k-\epsilon$ 모델에 비하여 익렬의 큰 전향각과 관련된 변형률의 변화를 보다 잘 설명할 수 있을 것으로 생각되기 때문이다. 대류항을 처리하기 위하여는 2차 정도의 상류도식을 적용하였다. 계산된 결과는 주로 기존의 많은 수치해석적 연구의 비교대상이 되고 있는 Langston 등⁽¹²⁾의 실험결과와, Yamamoto와 Nouse⁽⁹⁾ 및 Yamamoto^(8,10)의 실험결과와 비교하였다.

2. 수치해석방법

Fig. 1은 본 연구에서 고찰하는 계산영역 및 경계에 대한 개략도이다. Cartesian좌표계가 적용되며 x, y, z 는 각각 축방향, 피치방향 및 스펠방향을 나타낸다. 다음과 같은 시간평균 비압축성 정상 난류유동장에 대한 지배방정식의 해를 수치해석적으로 구한다:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho U_k)}{\partial x_k} &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho U_k U_i) &= -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \overline{\rho u_i u_j} \right] \end{aligned}$$

난류모델로는 RNG $k-\epsilon$ 모델⁽¹¹⁾을 채택한다:

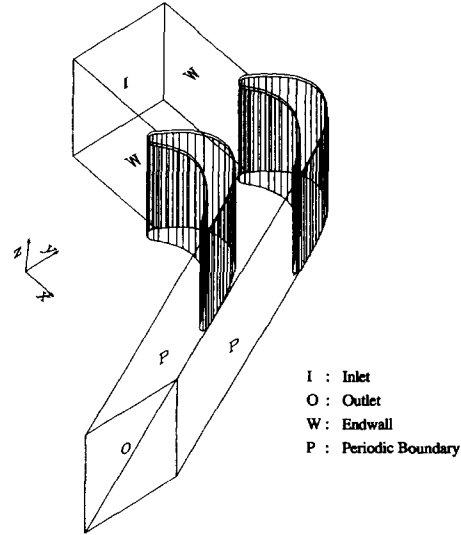


Fig. 1 Coordinate system and boundary surfaces on physical domain

$$\begin{aligned} \frac{Dk}{Dt} &= \nu_t S^2 - \epsilon + \frac{\partial k}{\partial x_i} \left(\alpha_k \nu_t \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) \\ \frac{D\epsilon}{Dt} &= C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} \nu_t S^2 - C_{\epsilon 2} \frac{\epsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha_\epsilon \nu_t \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right) - R \\ \nu_t &= C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \\ R &= \frac{\nu_t S^3 (1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta \eta^3} = \frac{C_\mu \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta \eta^3} \frac{\epsilon^2}{k} \\ \eta &= \sqrt{\frac{C_{\epsilon 2} - 1}{C_\mu (C_{\epsilon 1} - 1)}}, \quad \eta = S \frac{k}{\epsilon}, \quad S = \sqrt{2 S_{ij} S_{ij}} \end{aligned}$$

여기서 $C_\mu=0.085$, $C_{\epsilon 1}=1.42$, $C_{\epsilon 2}=1.68$, $\alpha_k=1.39$, $\alpha_\epsilon=1.39$, $\beta=0.012$ 이고 변형률의 변화를 다루는데 필수적인 새로운 항 R 은 ϵ 에 대한 이송방정식에 포함된다. 터빈 동익의 복잡한 기하 형상을 따라서 경계조건을 지정하고, 유동 현상과 맞추어서 계산 격자계를 용이하게 배치하기 위하여 경계 밀착좌표계를 채택하였다. 입구 경계층내에서는 평판경계층 실험⁽¹³⁾으로부터 얻어진 경험치와 식이 사용되었다. 입구면에서 경계층 외부의 에너지 소산율은 아래 식으로부터 얻는다:

$$\epsilon = \frac{C_\mu k^{3/2}}{L}$$

여기서 L 은 특성길이로서 Hah⁽¹⁴⁾의 연구에서처럼 $L=0.01P$ (P 는 피치)로 주어진다. 출구면은 익렬 끝단으로부터 충분히 먼 하류에 위치하여 반복 계산 동안 입구유량과 출구유량이 같아지도록 출구

속도성분을 수정한다. 압력면, 흡입면, 허브쪽 끝벽, 익단면 및 익단쪽 끝벽을 포함하는 벽들의 경계조건으로는 벽근처의 격자수를 줄이기 위하여 벽법칙을 사용한다. 입구부터 익렬선단까지 그리고 익렬후단부터 출구까지의 경계면에 대해서는 모든 변수들에 대하여 주기조건을 적용한다.

Cartesian 좌표계에서의 비균일 격자제는 대수적 방법으로 경계밀착좌표계에서의 균일격자제로 변환된다. 지배방정식의 차분화를 위하여, 엇물림 격자계를 채택하며 유한체적법을 사용한다. 대류항을 처리하기 위하여 Yoo와 Yun⁽¹⁵⁾에서 사용되었던 2차 정도의 상류도식을 이용한다. 압력장의 계산에는 SIMPLE 알고리즘⁽¹⁶⁾을 채택한다. 차분화된 지배방정식은 TDMA를 사용하여 ADI 방식으로 풀어진다. 수렴판정은 아래와 같이 주어진다 :

$$\frac{\sum |Res_p|}{\sum N_p} < 10^{-3}$$

여기서 $\sum N_p$ 는 입구값들의 합을 나타낸다. 본 연구에서의 수치해석 결과는 익단간극이 고려되지 않은 Langston 익렬유동 및 익단간극 효과를 포함하는 Yamamoto 익렬유동에 대한 실험결과 및 표준 k-ε 모델을 채택한 수치해석 결과와 비교된다. Langston 익렬유동에 대하여서는 100×35×19의 격자계가 사용된다. Yamamoto 익렬유동에 대하여서는 익단간극이 없는 경우 96×43×40, 간극이 있는 경우에는 90×43×47의 격자계가 사용된다. 후자의 경우에, 2차정도 상류도식을 사용하는 계산은 벡터화된 프로그램으로 Cray-YMP 컴퓨터에서 반복계산의 1단계 당 48초의 CPU를 필요로하며 수렴에 필요한 반복계산 횟수는 1500-2000이다.

3. 결과 및 토의

3.1 Langston 익렬에 대한 계산결과

앞 절에서 기술한 수치 해석방법을 Langston 평면터빈익렬내의 비압축성 유동에 적용한다. Langston 등⁽¹²⁾은 이 평면터빈익렬에 관하여 끝벽 경계층 유동에 의하여 발생하는 2차유동 등의 3차원 점성유동 현상과 이에 따른 유동 손실값을 정확히 측정하였다. 본 연구에서는 이러한 익렬 형상 및 실험적 연구에서 주어진 유동 조건을 근거로 하여 계산을 수행하였는 바, 기존의 실험결과 및 최근에 표준 k-ε 난류모델을 채택함으로써 수치해석을 수

행한 Yoo와 Yun⁽¹⁵⁾의 연구 결과와 비교하였다. 익렬의 기하학적 형상에 대한 자료는 아래와 같다 :

- 축방향 코드, $C_{ax}=281.3\text{mm}$
- 코드/축방향 코드, $C/C_{ax}=1.2242$
- 피치/축방향 코드, $P/C_{ax}=0.9555$
- 중횡비(스팬/축방향 코드), $H/C_{ax}=0.9888$
- 평균 캠버선(mean camber line) 각도 : 선단에서 46.01°, 후단에서 64.02°

입구 경계면은 터빈 익렬선단에서 유동 방향으로 0.66m 상류 지점에 설정하고 입구 유동은 평형 상태의 경계층을 가진 자유유동으로 간주하여 다음과 같은 입구 경계면에서의 유동값을 부여하였다 :

- 자유유동 속도, $U_{in}=33.5\text{m/s}$
- Reynolds수, $Re=U_o C_{ax}/\mu=5.9 \times 10^5$
- 경계층두께, $\delta=33\text{mm}$
- 배제두께, $\delta^*=3.45\text{mm}$
- 운동량두께, $\theta=2.57\text{mm}$
- 입구유동각, $\alpha=45.3^\circ$
- 입구유동 난류강도=1.0%

출구 경계면은 익렬 끝단에서 축방향으로 축방향 코드의 1.1 배만큼 떨어진 하류 지점에 위치시켰다.

무차원수 η 는 표준 k-ε 난류 모델에서는 0이나, 채널유동과 같은 실제유동에서는 대수층(logarithmic layer)에서의 3정도부터 완충영역(buffer region)에서의 20정도까지 변한다.⁽¹¹⁾ $\eta > \eta_0=4.38$ 인 경우에는 $R > 0$, $\eta < \eta_0$ 경우에는 $R < 0$ 이므로 ε방정식에 대하여 상반된 영향을 미친다. Fig. 2는 축방향으로 0.144 C_{ax} 단면에서 η 의 분포를 나타낸다. η 의 분포는 와도가 존재하는 부근에서는 η_0 보다 작으며 그 중심은 와도의 중심과 약간 차이가 있다.⁽¹⁷⁾ 또한 midspan에서부터 20% span까지는 거의 2차원 유동이며 η 는 대략 8~10 사이의 값을 가진다.

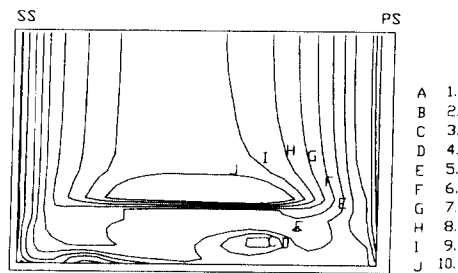


Fig. 2 Distribution of η at 0.144 C_{ax} for Langston cascade

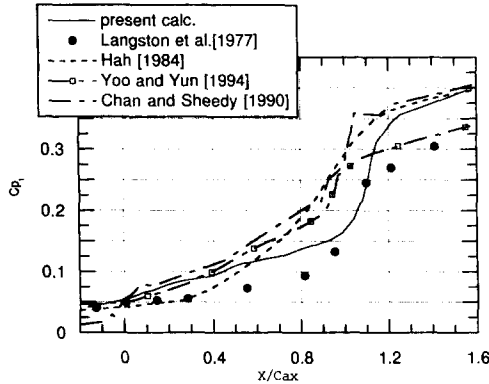


Fig. 3 Mass-averaged total pressure loss coefficient as a function of axial distance for Langston cascade

3차원 효과를 나타내는 2차유동장과 끝벽 경계층 내부에서 η 의 큰 구배가 존재한다. 더욱 하류로 이동함에 따라 통로와류의 중심 부분과 거의 일치하는 위치에 η 의 최소값이 존재한다는 것을 알 수 있다.⁽¹⁷⁾

Fig. 3은 다음과 같이 정의되는 질량-평균 전압손실계수(mass-averaged total pressure loss coefficient)를 축 방향에 따라 나타낸 것으로 실험 결과⁽¹²⁾ 및 기존의 계산 결과(Hah,⁽¹⁴⁾ Yoo와 Yun,⁽¹⁵⁾ Chan과 Sheedy⁽¹⁸⁾)와 비교하였다:

$$\overline{Cp_t} = \frac{\int_{y_s}^{y_p} \int_0^{MS} Cp_t U dz dy}{\int_{y_s}^{y_p} \int_0^{MS} U dz dy}$$

여기서 y_p 는 압력면의 좌표, y_s 는 흡입면의 좌표, MS는 midspan의 z 좌표를 나타낸다. 후류 영역에서는 표준 $k-\epsilon$ 난류 모델과 2차 정확도의 차분식을 사용한 Yoo와 Yun⁽¹⁵⁾의 결과보다 높은 전압손실계수를 나타냈다. 본 연구에서는 Yoo와 Yun과 동일한 격자계를 사용하였고, 같은 종류의 벽함수를 사용하였으므로, 이러한 차이는 주로 수정된 $k-\epsilon$ 난류모델이 복잡한 후류 영역을 기술하는 데에는 적절하지 않기 때문인 것으로 여겨진다. 그러나 후류 영역을 제외한 익렬 내부, 즉 Cax 가 1보다 작은 영역에 대하여는 전반적으로 손실은 잘 예측되었으므로 익렬 내부유동에 관한 한, 이 수치 해석 방법의 유효성을 확인할 수 있다.

3.2 Yamamoto익렬에 대한 계산 결과

익단 간극이 없는 선형터빈동익렬에 대한

Yamamoto와 Nouse⁽⁹⁾의 실험과 스펠의 2.1%로 지정된 익단 간극이 있는 선형터빈동익렬에 대한 Yamamoto^(6,10)의 실험에 대하여 계산을 수행하였다. 모든 경우에 입구 안내판(inlet guide plate)의 고정각은 7.2° 이며, 이는 설계점에 가깝다. 이 동익렬에 대한 중요 변수들은 아래와 같다:

- 축방향 코드 $Cax=72.6\text{mm}$
- 코드 $C=73.5\text{mm}$
- 피치 $P=61.42\text{mm}$
- 중횡비 $H/C=1.37$
- solidity $C/P=1.20$
- 블레이드 최대두께 $=0.257C$
- 평균캠버선 각도: 선단에서 49.8° , 후단에서 63.5°
- 입구유동 난류강도 $=0.5\%$

날개 형상, 실험 장치 및 실험조건 등에 대한 보다 구체적인 정보에 관하여는 Yamamoto⁽¹⁹⁾를 참고하기 바란다.

3.2.1 익단간극이 없는 경우

입구 경계조건에 대하여 가용한 실험자료는 Yamamoto와 Nouse⁽⁹⁾에 의하여 얻어진 것들로서(그들의 실험에서, 익단쪽 경계층은 다소 두꺼우며, 항상 완전 난류 상태인 반면에, 허브쪽 경계층은 더 얇고 천이상태에 있다), 익렬선단에서 $0.336Cax$ 만큼 상류에 위치한 면에서 측정된 피치 방향으로 질량평균된 속도분포와 요유동각(yaw flow angle)이다. 익렬 선단에서 $1.239Cax$ 만큼 하류에 위치한 곳에서의 질량 평균된 속도와 익렬 코드를 근거로 한 Reynolds수는 약 $Re_c \approx 1.8 \times 10^5$ 이다. 그러나, 익렬 선단에서 $0.336Cax$ 만큼 상류에 위치한 면은 익렬선단으로부터 충분히 멀지 않으며, 따라서 Yamamoto와 Nouse⁽⁹⁾가 스스로 언급한 것처럼 이 입구 경계조건들은 익렬에 의하여 영향을 받는다. 그러므로 충분히 먼 상류 위치에서 임의의 경계조건을 부여한 계산을 수행하여 익렬 선단에서 $0.336Cax$ 만큼 상류에서의 계산결과가 실험결과와 일치할 때까지 입구경계조건을 계속 수정하면서 반복계산을 수행하는 방법을 채택하여야 하나, 이는 막대한 계산시간과 비용을 요하는 작업으로써, 본 계산에서는 단순히 익렬선단에서 $1.0Cax$ 만큼 상류에 위치한 면에서 앞서 기술된 Yamamoto와 Nouse의 측정자료들을 경계조건으로 부여하였다. 이 자료들은 피치방향으로 질량평

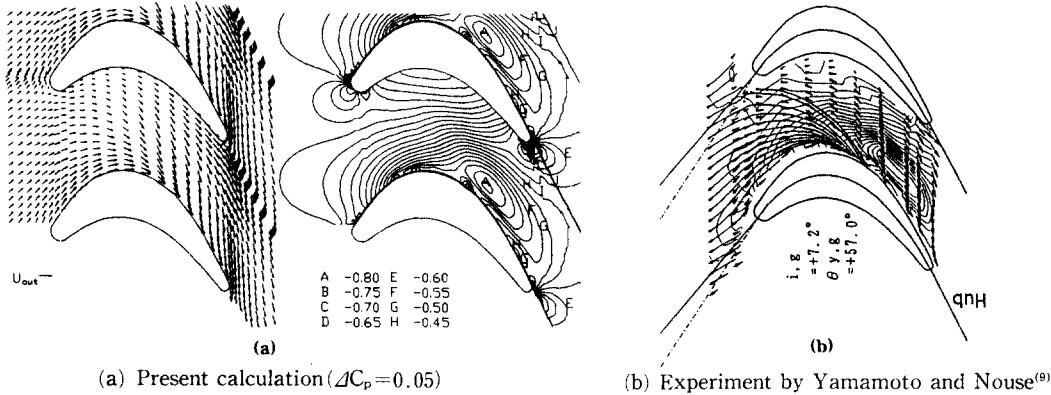


Fig. 4 Velocity vectors and static pressure contours at a distance 0.01H away from the hub side endwall without tip clearance

균된 값들이므로 이런 방법으로 얻어진 결과들을 실험결과들과 정량적으로 비교하는 것은 어려우나 정성적인 비교는 가능할 것으로 여겨진다. 이 자료들을 사용함에 있어서 고려하여야 할 또 다른 문제점은 이들의 일부가 천이상태에 있는 경계층으로부터 측정되었다는 것이다. 따라서 익렬유동에서 천이상태의 경계층을 서술할 수 있는 난류모델을 채택하여야 하나, 이것에 관하여는 현재 많은 연구가 진행중이며 본 연구에서는 우선적으로 익렬의 큰 전향각과 관련된 변형율의 변화를 보다 잘 설명할 수 있을 것으로 생각되는 모델을 채택하였다. 실험에서는 대기압을 기준정압 p_0 및 기준전압 p_{10} 로 사용하였으나, 본 계산에서는 입구 경계의 midspan에서의 정압 및 전압을 기준치로 사용하였다.

Fig. 4는 허브쪽 끝벽으로부터 0.01H만큼 떨어진 곳에서 정압계수와 속도벡터들을 나타낸다. 본 계산 결과와 실험을 비교하면, 익렬선단 부근의 압력면에서 시작하여 이웃하는 익의 흡입면으로 가는

끝벽유동이 정성적으로 잘 예측됨을 알 수 있다. Fig. 5는 더 두꺼운 입구 경계층이 만나는 익단 쪽 끝벽에서 0.01H만큼 떨어진 곳에서의 정압 분포와 속도 벡터를 나타낸다. 선단 부근에서 말굽와류에 의하여 생성되는 안장점(saddle point)이 보인다. Fig. 4와 Fig. 5를 비교함으로써 알 수 있듯이 입구 경계층의 두께는 통로 와류의 강도에 큰 영향을 준다.

3.2.2 익단간극이 있는 경우

Basson과 Lakshminarayana⁽⁵⁾는 81×57×57격자계를 사용하였으며, 익단 간극에 41×21×15의 격자계를 배치하였다. 본 연구에서는 Fig. 1에 개략도로 보여진 것과 같은 90×43×47격자계를 사용하였으며, 익렬은 blockage로 처리하였고, 계산격자중 익렬부분을 제외한 익단 간극 내에서의 격자수는 30×9×8으로서 상대적으로 적은 격자점을 사용한다. 그러나 그들은 저 Reynolds수 $k-\epsilon$ 모델인 Chien 모델⁽²⁰⁾을 사용하므로 벽근처에서 많은 격자점을 필요로 하는 반면에, 본 연구는 고 Reynolds수 형태의 $k-\epsilon$ 모델을 사용하고 따라서 벽법칙을 쓴다. 본 연구에서는 격자수의 변화에 따른 영향을 고찰하기 위하여 73×37×35(익단간극에 24×7×7), 81×41×38(익단간극에 27×7×7), 90×47×43(익단간극에 30×8×9)의 세 가지 경우에 대하여 계산된 결과를 비교하였는데, 현재의 격자계가 적절한 것으로 판정되었으며 이 경우 익단 누설영역내의 대부분 영역에서 $y^+ > 10$ 이었다. 계산 대상으로는, 익단 간극이 선형터빈익렬의 익단 끝벽 영역

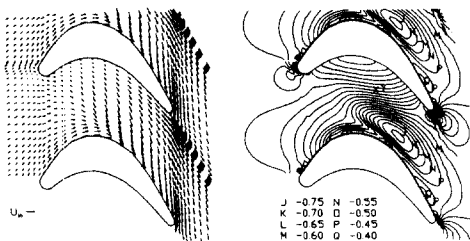


Fig. 5 Calculated velocity vectors and static pressure contours ($\Delta C_p=0.05$) at a distance 0.01H away from the tip side endwall without tip clearance

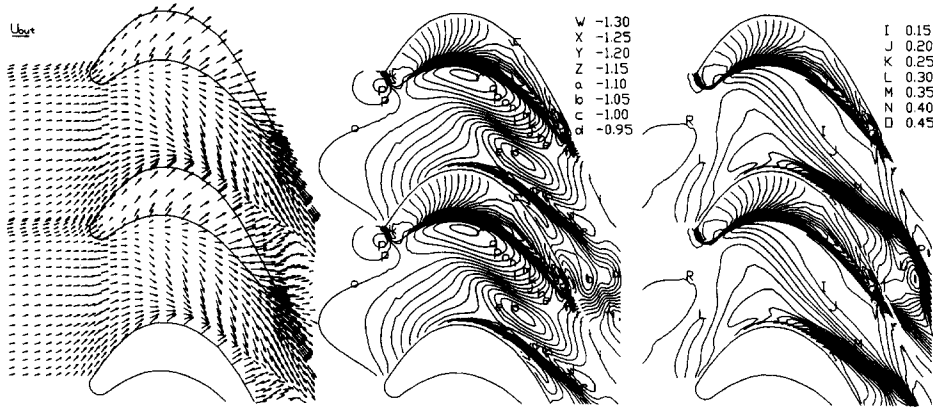


Fig. 6 Velocity vectors, static pressure contours and total pressure loss contours inside the tip clearance at a distance 1.527mm from the tip side endwall ($\Delta C_p=0.05$, $\Delta C_{pt}=0.05$)

부근에서 발생하는 3차원 유동 및 관련된 손실의 메커니즘에 미치는 영향을 조사한 Yamamoto^(6,10)의 실험을 선택하였다. 특히, 익렬의 span 길이의 2.1% (2.14mm)에 해당하는 중간 크기의 간극에 대하여 얻어진 실험 결과를 본 수치해석 결과들과 주로 비교하였다. 여기서 익렬선단으로부터

1.19 C_{ax} 만큼 하류에 위치한 곳에서의 Re_c 는 약 1.7×10^5 이다.⁽¹⁰⁾ 그러나, 계산을 시작할 수 있는 입구 경계자료가 규정되지 않았으므로, 그의 기존의 연구결과⁽⁶⁾에 제시된 자료로서, 익렬선단에서 0.35 C_{ax} 만큼 상류에 위치한 곳에서 2.3%의 익단 간극에 대하여 측정된, span방향으로의 입구 속도분포와 요각을 전절에서와 같은 관점에서 익렬선단으로부터 1.0 C_{ax} 만큼 상류에 위치한 평면에

입구 경계조건들로 부여한다. 익선단에서 1.239 C_{ax} 만큼 하류에 위치한 곳에서의 Re_c 는 2.0×10^5 이다.

Fig. 6은 익단쪽 끝벽으로부터 1.527mm떨어진 곳에서 익단 간극내에서의 2차유동의 속도벡터, 정압선도 및 전압손실선도를 나타내는데, 이는 Yamamoto⁽¹⁰⁾의 Fig. 5에 제시된 실험결과와 잘 일치한다. 2차유동 속도벡터들은 익단 누설유동과 통로와류 사이의 상호작용에 의하여 생성되는 박리선을 명확히 보여 준다. 정압선도에서 압력면과 흡입면 근처의 큰 압력구배는 익단누설유동을 유발하는데, 이는 실험결과와 정성적으로 잘 일치하는 것을 알 수 있다. 전압손실선도에서 높은 전압 손실은 익단누설유동이 통로와류와 만나는 곳에 존재한다.

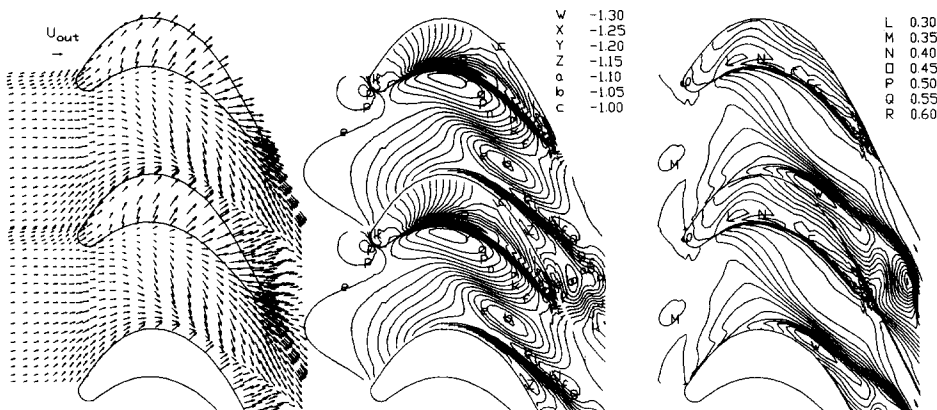


Fig. 7 Velocity vectors, static pressure contours and total pressure loss contours nearest the tip side endwall (0.132mm away from the tip side endwall, $\Delta C_p=0.05$, $\Delta C_{pt}=0.05$)

Fig. 7은 익단쪽 끝벽에 가까운 곳(끝벽에서 0.132mm 떨어진 곳)에서 계산된 결과이다. Fig. 6과 비교할 때 익단 끝벽에서 계산된 축방향으로부터의 유동각이 익단 간극내에서 계산된 것보다 크다.

Fig. 8은 축방향을 따라 속도벡터와 전압손실계수들의 진전을 나타낸다. 익렬선단에서 $0.847C_{ax}$ 되는 곳에서 익단누설유동에 의하여 큰 와류가 생성되며 통로 와류에 기인한 손실이 명확히 보여진다. 익선단에서 $1.239C_{ax}$ 되는 곳에서 익단누설유동에 의해서 강한 와류와 큰 손실이 나타나는데, 이는 익단누설와류와 통로와류가 서로 반대방향으로 회전함을 보여주는 Yamamoto⁽⁶⁾의 실험 결과(그의 Fig. 8)와 정성적으로 잘 일치한다. 그러나, 통로와류에 의한 손실의 위치는 실험에서보다 익단 끝벽에 가깝게 예측되며 shedding vortex는 실험에서보다 midspan에 가깝게 예측된다. 격자밀도가 midspan 지역에서 성글고 입구 경계층이 실험과 다르므로 와류들의 강도와 위치가 부정확하게 예측될 가능성이 있다.

Fig. 9는 피치평균된 요각의 span 방향으로의 분

포를 축방향을 따라가며 나타낸다. 요각의 비교를 위하여는 2.7% 익단간극에 대하여 Yamamoto가 측정된 결과들^(8,9)을 채택하였는데, 이 그림에서 볼 수 있는 바와 같이 이 자료들 간에는 다소 일관성이 결여되어 있음을 알 수 있다. 이는 아마도 각각의 실험에 대한 입구조건들 간에 상당한 차이가 있기 때문인 것으로 여겨진다. 어쨌든 익단간극이 입구조건에 별 영향을 미치지 않는 것을 제시한 Yamamoto⁽⁶⁾의 요각 측정결과에 비중을 두어 2.7%의 익단간극의 경우에, 지금까지와 동일한 입구경계조건을 적용한 계산을 수행하여 그 결과를 비교하기로 한다. 여기서 유동의 강한 under-turning이 익단누설유동으로 인하여 익렬 선단에서 발생하는 것으로 보인다. 선단에서 $0.02C_{ax}$ 만큼 하류에 위치한 곳에서 입구 경계층의 비대칭성을 볼 수 있다. 선단에서 $0.295C_{ax}$ 되는 곳에서, 익단누설유동이 익단쪽 끝벽 근처에서 요각에 미치는 영향이 보여지기 시작한다. 익단누설유동에 의해서 발생하는 요각의 국소최소치의 위치는 하류로 가면서 익단 끝벽으로부터 멀어진다. 이는 익단누설유동과 통로와류의 상호작용 및 발달에 관련된

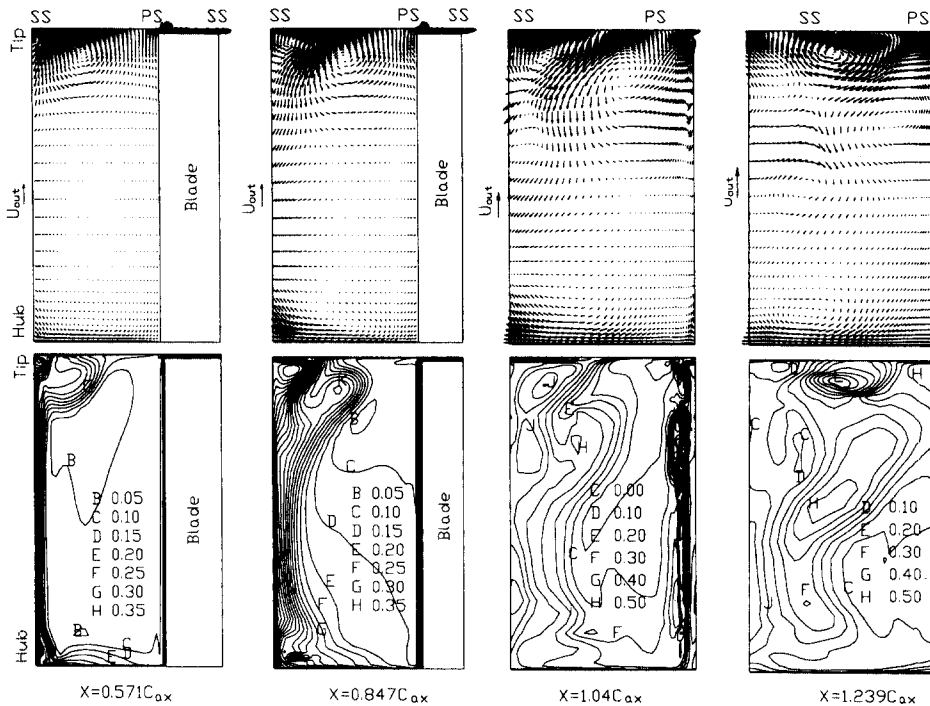


Fig. 8 Development of computed secondary flow velocity vectors and total pressure loss coefficients ($\Delta C_p = 0.05$) along the axial direction

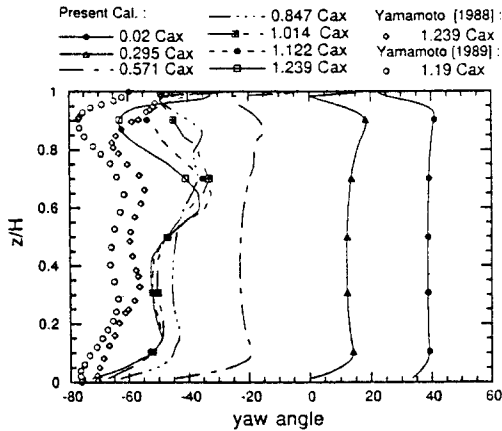


Fig. 9 Spanwise distribution of pitch-averaged yaw angle(in degrees) along the axial direction

다. 익렬선단에서부터 1.239 C_{ax} 만큼 하류에 위치한 곳에서 허브쪽 끝벽의 통로 와류에 관련된 국소 최대치는 0.15z/H인 곳에서 일어난다. 계산된 평균요각의 실험치와의 차이는 약 8°이다. 이들 불일치는 부정확한 입구 경계조건들과 상대적으로 성근 격자체를 midspan부터 허브쪽 끝벽 사이에 배치하였기 때문에 일어나는 것으로 여겨진다.

4. 결 론

본 연구에서는 3차원 비압축성 Navier-Stokes 방정식을 근거로 하여, 전향각이 큰 터빈익렬유동에 대한 수치 시뮬레이션이, 익단간극이 있는 경우와 없는 경우에 대하여 수행되었다. RNG방법에 의하여 고 Reynolds수 형태로 유도된 일반화된 $k-\epsilon$ 모델이 익렬들의 큰 전향각에 기인하는 변형률의 변화를 나타내는 Reynolds 응력들을 모델링하기 위하여 사용되었다. 2차정도의 상류도식이 수치확산을 줄이기 위하여 대류항을 차분화하는데 채택되었으며, 경계밀착좌표계가 복잡한 날개 형상을 정확히 나타내기 위하여 채택되었다.

후류영역을 제외한 익렬 내부영역에서는 본 수치 해석 방법이 기존의 방법들에 비하여 보다 더 적절하다는 것을 확인할 수 있었다. 익단 간극이 없는 경우에는 정압계수, 전압손실계수 등이 예측되었는데, 기존 실험결과와 잘 일치하는 것이 제시되었다. 익단 간극이 있는 경우에는 블레이드 통로와류와 익단간극누설유동의 특성과 전개과정이 그들의 상호작용과 함께 예측 되었으며, 기존 실험결과와

비교함으로써 정성적으로 설명되었다.

후 기

이 연구를 위하여 터보동력기계연구센터로부터 받은 재정적인 지원에 대하여 심심한 감사를 표하며, CRAY-YMP Supercomputer의 사용을 지원하여 주신 삼성항공산업주식회사에도 감사를 포함한다.

참고문헌

- (1) Moore, J., Moore, J. G., Henry, G. S. and Chaudhry, U., 1989, "Flow and Heat Transfer in Turbine Tip Gaps," *ASME Journal of Turbomachinery*, Vol. 111, pp. 301~309.
- (2) Moore, J. and Moore, J. J. 1991, "A Computational Study of Tip Leakage Flow and Losses in a Linear Turbine Cascade," AGARD-CPP-510.
- (3) Liu, J. -S. and Bozzola, R., 1993, "Three-Dimensional Navier-Stokes Analysis of Tip Clearance Flow in Linear Turbine Cascades," *AIAA Journal*, Vol. 31, No. 11, pp. 2068~2074.
- (4) Choi, D. 1992, "3D Navier-Stokes Analysis for a Tip Leakage Flow in a Low Aspect Ratio Turbine," *AIAA Paper* 92~0395.
- (5) Basson, A. and Lakshminarayana, 1993, "Numerical Simulation of Tip Clearance Effects in Turbomachinery," *ASME Paper* 93-GT-316.
- (6) Gallus, H. E., Zeschky, J. and Hah, C., 1994, "Endwall and Unsteady Flow Phenomena in an Axial Turbine Stage," *ASME Paper* 94-GT-143.
- (7) Mizuki, S. and Tsujita, H., 1994, "Numerical Calculation of Flow for Cascade with Tip Clearance," *ASME Paper* 94-GT-361.
- (8) Yamamoto, A., 1988, "Interaction Mechanisms between Tip Leakage Flow and the Passage Vortex in a Linear Turbine Rotor Cascade," *ASME Journal of Turbomachinery*, Vol. 110, pp. 329~338.
- (9) Yamamoto, A. and Nouse, H., 1988, "Effects of Incidence on Three-Dimensional Flows in a

- Linear Turbine Cascade," *ASME Journal of Turbomachinery*, Vol. 110, pp. 486~496.
- (10) Yamamoto, A. 1989, "Endwall Flow/Loss Mechanisms in a Linear Turbine Cascade with Blade Tip Clearance," *ASME Journal of Turbomachinery*, Vol. 111, pp. 264~275.
- (11) Yakhot, V. Orszag, S. A., Thangam, S., Gatski, T. B. and Speziale, C. G., 1992, "Development of Turbulence Models for Shear Flows by a Double Expansion Technique," *Phys. Fluids A*, Vol. 4, No. 7, pp. 1510~1520.
- (12) Langston, L. S., Nice, M. L. and Hooper, R. M., 1977, "Three-Dimensional Flow within a Turbine Cascade Passage," *ASME Journal of Engineering for Power*, Vol. 99, pp. 21~28.
- (13) Cebeci, T. and Smith, A. M. O., 1974, "Analysis of Turbulent Boundary Layer," *Academic Press, Inc.*, p. 108.
- (14) Hah, C. 1984, "A Navier-Stokes Analysis of Three-Dimensional Turbulent Flows inside Turbine Blade Rows at Design and Off-Design Conditions," *ASME Journal of Engineering for Gas Turbine and Power*, Vol. 106, pp. 421~429.
- (15) Yoo, J. Y. and Yun, J. W., 1994, "Calculation of a Three-Dimensional Turbulent Cascade Flow," *Computational Mechanics*, Vol. 14, pp. 101~115.
- (16) Patankar, S. V., 1980, "*Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*," McGraw-Hill, Inc.
- (17) 이훈구, 1995, "익단간극을 포함한 터빈익렬 내부유동에 대한 수치해석적 연구," 서울대학교 공학박사학위논문.
- (18) Chan, D. C. and Sheedy, K. P., 1990, "Turbulent Flow Modeling of a Three-Dimensional Turbine," *AIAA paper* No. 90~2124.
- (19) Yamamoto, A. 1987, "Production and Development of Secondary Flows and Losses in Two Types of Straight Turbine Cascades : Part 2 - A Rotor Case," *ASME Journal of Turbomachinery*, Vol. 109, pp. 194~200.
- (20) Chien, K. -Y. 1982, "Predictions of Channel and Boundary-Layer Flows with a Low-Reynolds-Number Turbulence Model," *AIAA Journal*, Vol. 20, No. 1, pp. 33~38.