



터빈익렬 말단간극에 따른 누설유동특성에 대한 수치해석적 연구

Numerical Study of Leakage Flow Characteristics by Tip Clearance of Turbine Cascades

*양 승 용*¹⁾, 명 현 국²⁾

S. Y. Yang, H. K. Myong

Numerical analysis has been conducted in order to simulate the flow characteristics by tip clearance of turbine cascades. A 3-D Navier-Stokes CFD code based on body-fitted coordinate system, pressure-correction and finite volume method has been used along with a commercial CFD code. The present results have showed that the development and generation of leakage vortex, vortex within tip clearance, etc. are clearly simulated, consistent with the generally known tendency. The leakage vortex occurs mainly by a separation of leakage flow that arises due to a pressure difference between two surfaces of the blade at the tip.

1. 서 론

말단간극(tip clearance)의 누설유동(leakage flow)은 터빈로터(turbine rotor)내의 가장 일반적이고 유력한 특징중의 하나이다. 누설유동은 이것과 연관된 와류와 함께, 다양한 이유로 터보 기계의 성능에 좋지 않은 영향을 미치게 된다. 말단 누설유동과 와류의 가장 중요한 결과는 통로와류(passage vortex)의 방해와 하류로의 비정상상태를 유발하는 것이다. 또한 말단의 복잡한 유동이 일어나는 부분에서 고온의 연소가스와 접촉하게 되어 심한 열적 부하를 받게된다. 따라서, 블레이드 통로와 말단간극에서 유동특성을 이해하는 것은 터빈의 최적설계에 매우 중요하다.

허브벽(hubwall) 근처의 2차유동(secondary flow)에 대한 모델은, 광범위하고도 상세한 실험과 허브벽 경계층유동에 대한 수치해석을 통하여 Langston[1,2]에 의해 제시되었다. 이후 여러 연구자들에 의해 다각적인 수치해석이 이루어졌고, 말단 간극을 포함하는 터빈익렬에 대한 연구 Yamamoto[3]와 Lee[4]등에 의해 수행되었으며

Tallman과 Lakshiminarayana 등[5]은 누설유동과 와류가 그리는 유체입자의 궤적을 나타내기 위하여 라그랑지안 방법(Lagrangian method)을 이용하였다.

본 연구에서는 Rhee 등[6]이 터빈익렬(turbine cascades)의 슈라우드(shroud)에서 열/물질 전달 특성에 관한 연구를 수행한 블레이드(blade)를 이용하여 그들이 수행하지 못한 말단간극을 포함하는 터빈익렬의 누설유동특성을 고찰하기 위하여 수치해석방법을 사용하였다. 여기에는 유한체적법과 SIMPLE해법에 기초하고 경계고정좌표계(이하 일반좌표계)와 정렬격자계를 채택하여 자체 개발한 MOSA3D코드를 사용하였으며, 이 코드의 적합성을 검증하기 위하여 상용코드인 STAR-CD와도 병행하여 수행하였다.

2. 수치해석방법 및 해석모델

2.1 일반좌표계를 적용한 지배방정식

일반좌표계는 변환 $x_i = x_i(\eta_j)$ 에 의해 정의되며, 이를 이용하여 Cartesian 좌표계에 대한 도함수를 일반좌표계로 변환하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial x_i} = \frac{\partial \phi}{\partial \eta_j} \frac{\partial \eta_j}{\partial x_i} = \frac{\partial \phi}{\partial \eta_j} \frac{\beta_{ji}}{J} \quad (1)$$

1) 국민대대학원 기계공학과 : yang@kookmin.ac.kr

2) 국민대 기계자동차공학부 : myong@kookmin.ac.kr

여기서 β_{ij} 는 좌표변환 $x_i = x_i(\eta_j)$ 의 Jacobian에서 $\partial x_i / \partial \eta_j$ 의 여인자(cofactor)를 나타낸다. 이러한 좌표변환을 적용하여 정상상태, 비압축성 유동을 가정하고 시간평균개념을 도입하여 질량, 운동량, 스칼라 양의 수송을 표현하는 난류유동에 대하여, 연속방정식, 운동량방정식 및 스칼라 방정식은 각각 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \eta_j} (\rho \bar{u}_m \beta_{mj}) = \bar{s}^m \quad (2)$$

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \eta_j} [(\rho \bar{u}_m \bar{u}_i - (\bar{T}_{mi} - \rho \bar{u}'_m \bar{u}'_i)) \beta_{mj}] = \bar{s}^i \quad (3)$$

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \eta_j} [(\rho \bar{u}_m \bar{\phi} - (\bar{q}_m - \rho \bar{u}'_m \bar{\phi}')) \beta_{mj}] = \bar{s}^{\phi} \quad (4)$$

여기서, 응력텐서, 플럭스 벡터, 레이놀즈응력, 스칼라의 섭동으로 인한 난류 스칼라플럭스, 그리고 난류점성과 난류열확산계수는 다음과 같다.

$$T_{mi} = -p\delta_{mi} + \tau_{mi} = -p\delta_{mi} + \frac{\mu}{J} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \eta_n} \beta_{mn} + \frac{\partial \bar{u}_m}{\partial \eta_l} \beta_{li} \right) \quad (5)$$

$$q_m = \frac{\Gamma_{\phi}}{J} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial \eta_n} \beta_{mn} \quad (6)$$

$$-\rho \bar{u}'_m \bar{u}'_i = \frac{\mu_t}{J} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \eta_n} \beta_{mn} + \frac{\partial \bar{u}_m}{\partial \eta_l} \beta_{li} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{mi} \quad (7)$$

$$-\rho \bar{u}'_m \bar{\phi}' = \frac{\Gamma'_{\phi}}{J} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial \eta_n} \beta_{mn} \quad (8)$$

식 (4)에서 ϕ 를 k 와 ϵ 으로, Γ_{ϕ} 에 대해 μ_t/σ_k 와 μ_t/σ_{ϵ} 으로 치환하였을 때, k 와 ϵ 에 대한 방정식의 좌변과 같고, 개별 생성항은 다음 형식을 취한다.

$$J \bar{s}^k = S^k = G - \rho \epsilon \quad (9)$$

$$J \bar{s}^{\epsilon} = S^{\epsilon} = \frac{\epsilon}{k} C_1 G - C_2 \rho \frac{\epsilon^2}{k} - \rho R \quad (10)$$

G 는 난류 운동에너지의 생성율로, 다음과 같이 정의되며, 난류모델상수는 Table 1과 같다.

$$G = \tau'_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \frac{\mu_t}{J^2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \eta_n} \beta_{jn} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial \eta_m} \beta_{im} \right) \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \eta_n} \beta_{jn} \right) \quad (11)$$

Table 1. Coefficients of $k-\epsilon$ turbulence model

Model	C_{μ}	C_1	C_2	σ_k	σ_{ϵ}
Standard	0.09	1.44	1.92	1.0	1.22
RNG	0.085	1.42	1.68	0.719	0.719

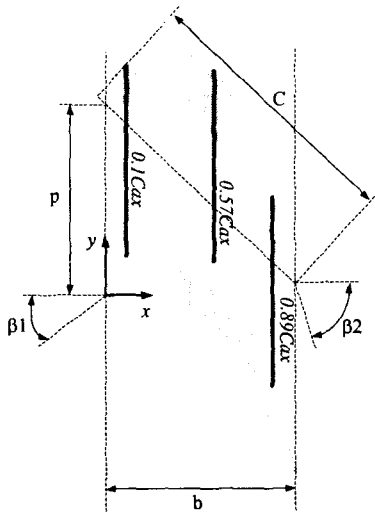
R is $\frac{C_{\mu} \rho^3 (1 - \eta/\eta_0) \epsilon^2}{1 + \beta \eta^3} \frac{\epsilon^2}{k}$ ($\eta_0 = 4.38, \beta = 0.012$) for RNG model and zero otherwise.

2.2 해석모델

해석모델에 대한 형상정보는 Fig. 1에 나타나었고, 격자계와 경계조건은 Fig. 2에 나타내었다. 입구 경계면은 익렬선단(leading edge)으로부터 입구유동각과 평행한 방향으로 축방향 chord의 1.7배만큼 떨어진 상류지점에 위치시켰다. 입구 유동은 경계층 두께 15mm를 가진 평형상태의 자유유동(8m/s)으로 고려하고, 입구 경계에서의 난류 강도는 0.7%로 설정하였다. 출구 경계면은 익렬끝단(tailing edge)에서 출구유동각과 평행한 방향으로 축방향 chord의 2.2배만큼 떨어진 하류 지점에 위치시켰다. 계산격자는 중간스팬(mid-span)에서 블레이드의 선단과 끝단을 제외하고 압력면(pressure side)과 흡입면(suction side)상의 벽면 첫 번째 격자가 벽법칙 적용에 합리적인 값을 갖도록 하였으며(압력면 : $31.7 \leq y^+ \leq 79.5$, 흡입면 : $32.6 \leq y^+ \leq 95.8$), 허브와 슈라우드의 벽은 입구쪽과 선단 그리고 압력면쪽 일부를 제외하고 y^+ 값이 30이상 이 되도록 하였다. 격자의 수는 축방향으로 119개, 피치(pitch)방향으로 34개를 사용하였으며, 스펠방향으로 말단간극의 크기 0%, 1.41%, 2.85%에 따라, 각각 45, 48, 51개의 격자를 사용하였다.

큰 변형율을 갖는 익렬선단의 안장점(saddle point) 부근에서 표준 $k-\epsilon$ 모델보다 RNG $k-\epsilon$ 모델이 정확한 결과를 예측하는 것으로 알려져 있기 때문에, 여기서는 MOSA3D와 STAR-CD 코드에 RNG $k-\epsilon$ 모델을 적용하였으며, 상류차분 도식을 사용하였다.

뒤에 제시되는 결과들은 MOSA3D와 STAR-CD의 결과가 매우 유사하기 때문에, 라그랑지안 방법(Lagrangian method)으로 유체입자의 궤적을 나타낸 결과를 제외하고는, 모두 MOSA3D로 얻어진 것들임을 미리 밝혀둔다.



- Chord length of blade (C) : 160 mm
- Pitch to Chord ratio (p/C) : 0.7
- Axial Chord to Chord ratio (b/C) : 0.704
- Aspect ratio (l/C) : 1.21875
- Blade inlet angle (\$\beta_1\$) : 35 deg.
- Blade outlet angle (\$\beta_2\$) : -72.5 deg.

Fig. 1 Blade arrangement and geometry data

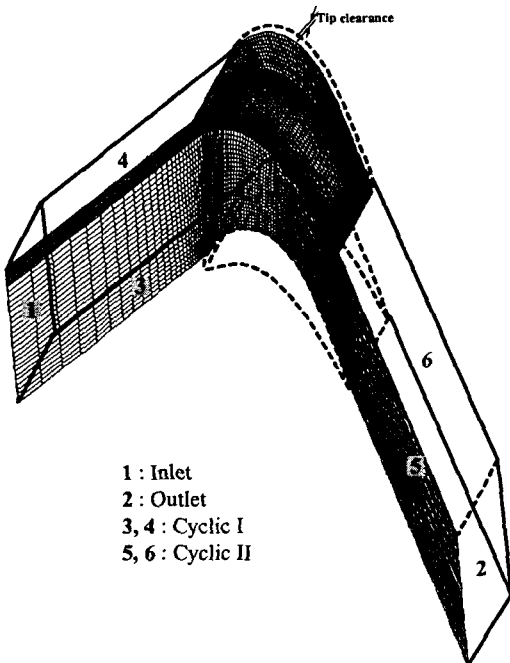


Fig. 2 Mesh(119×34×48) and schematic diagram of B.C.

3. 결과 및 고찰

3.1 말단간극에 따른 누설유동

먼저 예비계산 단계로, 말단간극을 포함하지 않은 경우에 대한 유동결과는 끝단에서 평균유속이 20.81m/s로 예측되었고, Rhee 등[6]의 측정 결과는 20m/s로, 4%정도의 오차를 보였다.

Fig. 3은 허브로부터 스패น(span)방향으로 50% 되는 위치에서의 블레이드 압력면과 흡입면상의 압력계수 분포를 측정값(Rhee 등[6])과 비교한 것이다. 여기서 압력계수는 다음과 같이 정의되었다.

$$C_{ps} = \frac{P_s - P_{t,ref}}{0.5\rho U_{in}^2} \quad (12)$$

압력면, 흡입면 모두 어느 정도 일치된 값들을 보이고 있으나, 흡입면 0.8 \$C_{ax}\$ 위치에서는 차이를 보이고 있다. 두 결과에서 나타난 차이를, 유선을 따라 전압이 일정함을 의미하는, Bernoulli 방정식을 이용한 \$C_{ps}\$ 값의 1차원적 해석으로 판단해 보면 Table 2와 같다(단, 사용된 \$V_0\$의 값은 예측의 경우는 50% 스패น 위치 끝단의 불규칙한 영역을 벗어난 부분의 국부적 속도(23.8m/s)이며, Rhee 등[6]의 실험에서는 동일 위치에서 알려진 속도가 없기 때문에 출구에서의 평균속도(20m/s)를 사용하였다.).

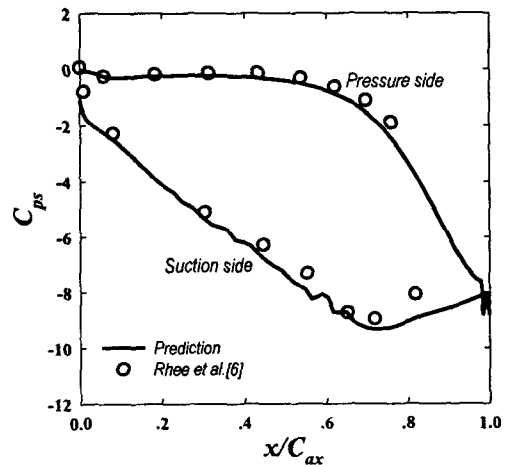


Fig. 3 Static pressure coefficient distributions on blade surface(50% span)

Table 2. One-dimensional prediction of static pressure coeff.(C_{ps}) using the Bernoulli eqn.

	V_i	V_o	$\frac{V_o}{V_i}$	Increase and decrease $0.5\rho V^2$	$C_{ps}(P_i)$	P_i
Rhee at al.[6]	8	20	2.5	+6.25	-6.25	0
Prediction	8	23.8	2.98	+8.88	-8.88	0

이후는 말단간극을 포함하는 터빈익렬에 대한 결과들을 제시하고 그 결과를 분석하도록 하겠다.

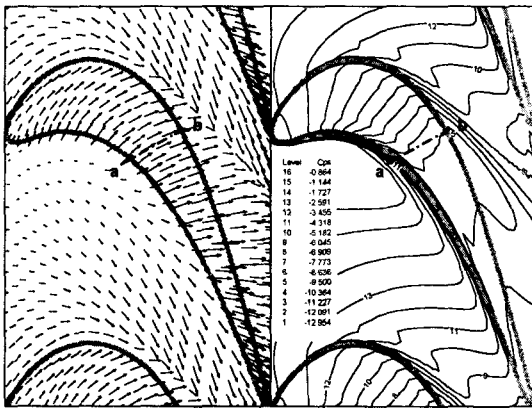


Fig. 4 Velocity vectors and static pressure coefficient distribution in the 99.4% span for 1.41% tip clearance

Figure 4는 말단간극이 1.41%인 경우 99.4% 스패น 위치에서 말단간극내의 유동패턴을 나타내고 있다. 말단간극에서 일어나는 유동원인을 살펴보기 위하여 다음과 같은 관계식을 사용하고자 한다. 간극에서 일어나는 유동이 연속된 유선으로 유지되며, 점성효과는 무시되고, 간극을 가로지르는 누설속도는 비압축성 유동이라 가정하면, Bernoulli 방정식과 식 (12) 및 입구속도 U_{in} 를 사용하여 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$V_L = \sqrt{\frac{2(p_+ - p_-)}{\rho}} = U_{in} \sqrt{C_{ps+} - C_{ps-}} \quad (13)$$

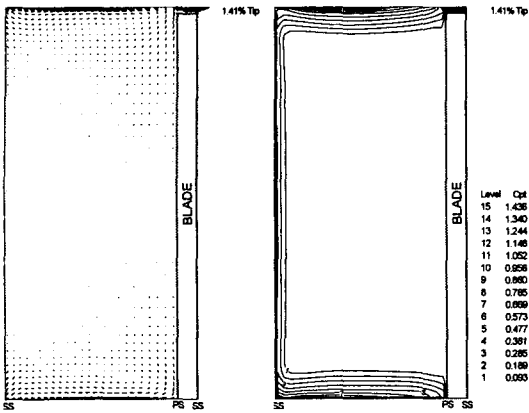
여기서 "+"는 압력면을 "-"는 흡입면을 가리킨다. a 위치에서 $C_{ps+} = -4.318$ 이며, b 위치에서

$C_{ps-} = -9.500$ 으로, 식 (13)으로부터 $V_L = 18.21$ m/s의 누설속도를 갖는다. 그리고 Fig. 4의 왼쪽 속도 분포에서 ab의 중간 위치에서의 속도 벡터의 크기는 17.68 m/s ($u = 16.16$ m/s, $v = 7.14$ m/s)이다. 이는 말단간극을 가로질러 변하는 압력구배가 다른 방향으로의 구배보다 크기 때문에, 말단간극 유동은 캠버선(camber line)에 수직한 방향으로 고려할 수 있음을 의미하며, 누설유동의 주된 원인이 "블레이드의 두면 사이의 압력차" 라는 점을 뒷받침해주는 것이라 말할 수 있다.

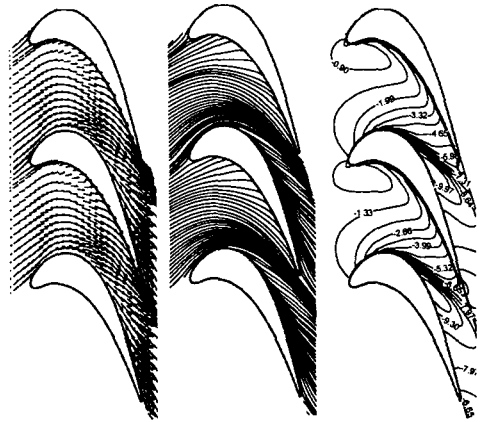
Figure 5는 말단간극이 1.41%인 경우, 축방향에 수직한 위치 (a) $0.1 C_{ax}$, (b) $0.57 C_{ax}$, (c) $0.89 C_{ax}$ 에 대하여 2차유동과 전압손실계수분포를 나타낸 것이다. 2차유동의 속도벡터성분들을 구할 때, 자유유동속도는 50% 스패んの 속도로 가정하여, 허브 및 슈라우드로부터 50% 스패ん까지의 각 격자층마다 이를 빼는 Langston[1]과 같은 방법으로 계산하였다. 전압손실계수는 다음 식을 사용하였다.

$$C_{\mu} = \frac{P_{t,ref} - P_t}{0.5\rho U_{in}^2} \quad (14)$$

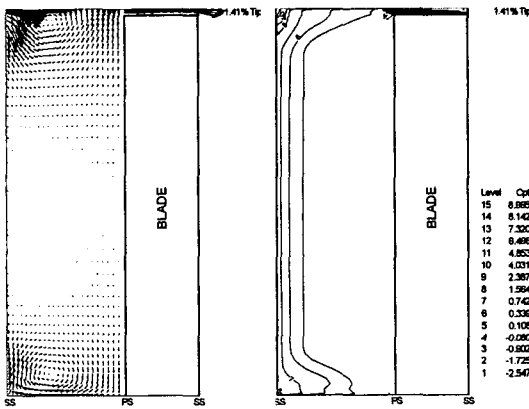
Fig. 5 (a)는 허브영역의 선단말굽와류(leading edge horseshoe vortex)를 관찰할 수 있으며, 슈라우드 영역에서도 이 와류의 모양이 거의 유지되고 있어, 말단간극으로 누설되는 유동은 아직 크지 않은 상태이다. (b)에서는 누설유동의 영향으로 허브영역의 통로와류와 비교했을 때 와류의 크기가 작아졌고, 흡입면의 말단에서 박리되어 허브쪽으로 하강하는 2차유동이 관찰되고 있다. 또한 압력면쪽의 말단 근처에서는 말단간극으로의 누설영향으로 말단쪽으로 상승하는 속도 벡터 분포들이 보인다. 전압손실계수는 누설과 그 누설된 유동의 유입으로 그 분포 면적과 변화 폭이 허브영역과는 다른 것을 볼 수 있다. (c)에서는 누설유동으로 슈라우드영역에서 상당히 복잡한 유동 경향을 보이고 있으며, 전압손실계수 분포를 살펴보면 손실이 큰 코어(core)가 나타나기 시작하며, 여기에는 나타내지 않은 $0.97 C_{ax}$, $1.1 C_{ax}$ 와 비교해, 축방향으로 진행할수록 그 코어의 위치가 압력면쪽으로 이동하는 것을 관찰할 수 있다.



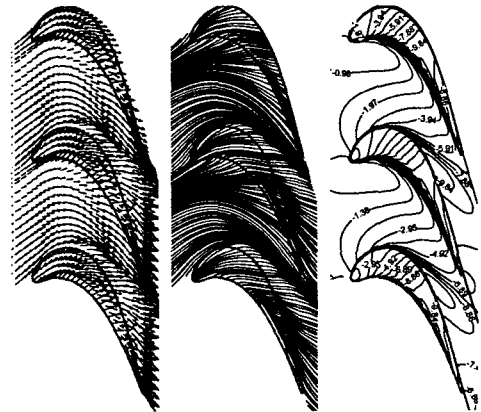
(a) $x = 0.1 C_{ax}$



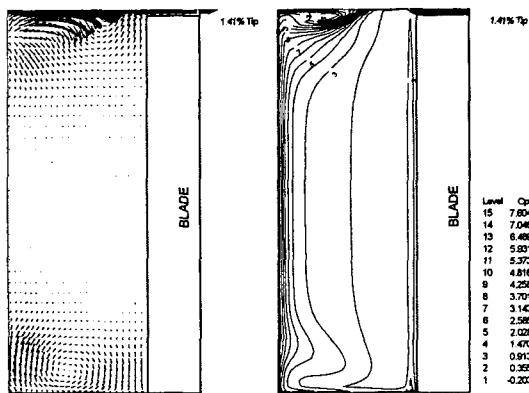
(a) 97.1% span



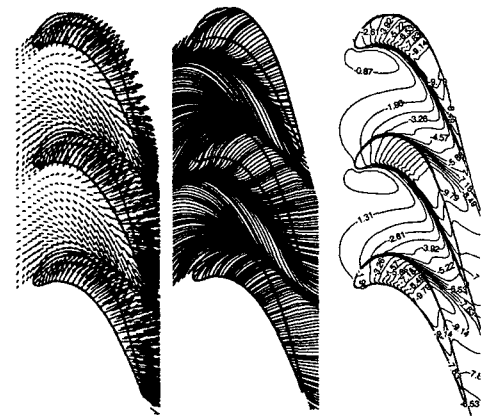
(b) $x = 0.57 C_{ax}$



(b) 97.8% span



(c) $x = 0.89 C_{ax}$



(c) 99.9% span

Fig. 5 Secondary flow and velocity vectors and total presure coeff. distributions along the axial direction for 1.41% tip clearance

Fig. 6 Flow field for 2.85% tip clearance (velocity vectors, streamlines, static pressure coefficient)

Figure 6은 말단간극이 2.85%인 경우, 스패위치 (a) 97.1%, (b) 97.8%, (c) 99.9% 상에서의 속도벡터와 유선, 압력계수(식 (12)에 의해 정의)분포를 나타내고 있다. Fig. 6 (a)는 스패방향으로 블레이드를 포함하는 마지막 격자층으로, 그 다음의 스패방향 cell층부터는 말단간극 영역이 시작되는 위치가 되는 곳이다. 속도벡터와 유선분포의 u , v 성분으로부터 압력면을 따라 흘러야 할 유동이 압력면에 부딪히는 경향을 보이고 있다. 이것은 흡입면에서 보이고 있는 누설유동이 주유동경로를 압력면쪽으로 밀어내는 경향 때문이다. 압력계수 분포에서는 흡입면의 압력구배가 증가(등고선이 밀한 영역)된 영역과 누설유동 방향으로 그 분포가 편향된 모습을 볼 수 있다. Fig. 6 (b)와 (c)는 각각 스패방향으로 말단간극 영역이 시작되는 첫 번째 격자층과 슈라우드에 접한 격자층으로 블레이드 말단으로 누설되고 있는 유동경향을 관찰할 수 있다. 유동특성은 블레이드 선단 근처부터 집중되어 나타나는 유선에서 볼 수 있는 것처럼, "누설되는 유동영역"과 주유동 경로를 따라 흐르는 유동이, 상류의 "누설유동과 상호작용하여 나타나는 유동영역"으로 나누어 볼 수 있다. 특히 (b)에서 블레이드 압력면 말단(대략 $0.6 C_{ax}$ 이후)에서 나타나는 유선이 급격하게 꺾이는 모습은 뒤에서 설명되었지만, 간극내에서도 와류가 형성되기 때문이다.

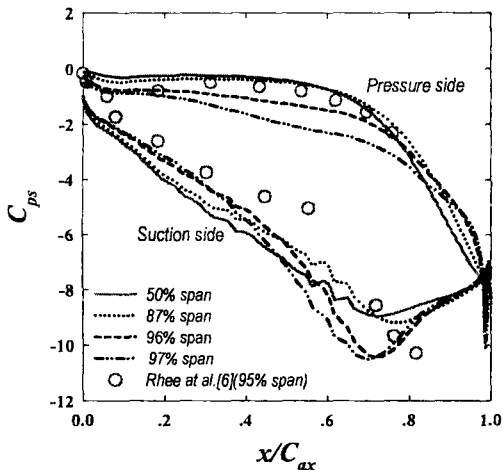


Fig. 7 Static pressure coefficient distribution on blade surfaces for 2.85% tip clearance

Figure 7은 말단간극이 2.85%인 경우 식 (12)로 정의된 정압계수분포를 나타낸 것이다. 중간 스패에서 말단에 가까워지면서 압력계수분포는 중간 스패에서의 값보다, 대략 $0.7-0.8 C_{ax}$ 까지 감소하는데, 압력면쪽의 누설과 관계가 있으며, 스패가 증가하는 방향으로 압력구배가 형성되도록 한다. 즉, 말단간극으로 유동이 끌려 들어가게 되는 것이다. 압력계수의 분포가 다시 역전되어 중간 스패 값보다 상승하는 영역이 대략 $0.8 C_{ax}$ 부터 관찰된다. 상대적으로 흡입면에서는 스패위치가 증가함에 따라 압력계수 분포가 증가하는 영역이 있으며, 이후 그 현상이 역전되는 영역이 이어진다. 압력면과는 반대로 스패방향이 감소하는 방향으로 압력구배가 형성되며, 이후 이 구배는 역전된다. 이 결과는 누설유동은 압력계수가 중간 스패보다 증가한 영역에서 스패가 감소하는 방향으로 하강하는 유동이 형성되고, 구배가 역전된 영역에서는 상승하게 되는데, 이는 누설유동이 흡입면을 빠져 나와 통로쪽으로 하강하여 흡입면쪽에서 상승하는 시계방향의 와류를 형성하기 때문이다.

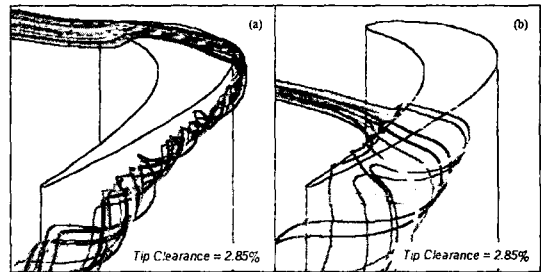


Fig. 8 Particle trace through tip clearance

이상에서 분석된 말단간극에 따른 유동패턴을 3차원으로 알아보기 위하여 라그랑지안 방법(Lagrangian meth.)으로 유체입자의 자취를 추적하여 그려지는 궤적을 Fig. 8에 나타내었다. 이결과는 STAR-CD에서 제공하는 후처리방법을 통하여 얻은 결과이다. 선단근처에서 누설되어 흡입면 쪽을 빠져나가면서 박리되어 형성된 와류가 코어로 발달된다(Fig. 8 (a)). 누설와류의 시작점을 피치(pitch)반대 방향으로 진행하면서

관찰하면, 누설되어 형성된 와류들은 그보다 시작점이 앞선 와류 주위를 감싸면서, 와류의 회전 반경과 나선의 피치가 커지는 형태의 와류로 발달하게 된다(Fig. 8 (b)). 특히 말단간극 내에서도 와류가 형성됨을 알 수 있다. 이러한 말단 와류의 코어는 낮은 압력을 가지며, 액체가 작동유체인 경우 공동현상(cavitation)을 유발하여 블레이드 손상과 효율감소의 원인이 된다.

3.2 말단간극 누설유동의 3차원 모델

이상의 결과들을 바탕으로 말단간극의 누설유동 특성에 대한 모델을 제시하면 Fig. 9와 같다.

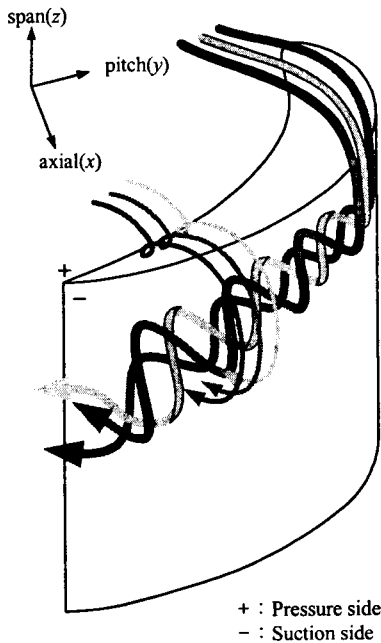


Fig. 9 Pattern for leakage flow through turbine cascades

4. 결 론

터빈블레이드 말단간극의 유동특성을 알아보기 위하여, MOSA3D 코드를 사용하였으며, 코드의 적합성을 검증하기 위하여 상용코드인 STAR-CD도 병행하였다.

MOSA3D와 STAR-CD로 예측된 결과는 상당히 유사하였으며 따라서 이러한 유동예측에

대한 MOSA3D 코드의 적합성이 입증되었다. 예측된 유동특성은 선단에 가까운 쪽에서 누출된 유동은 말단과 흡입면이 이루는 모서리 부분에서 박리되어, 누설와류의 코어부분이 되며, 이어 블레이드 캠버선을 따라 누설된 유동은, 이미 상류에서 생성된 와류의 코어 주위를 감싸며 누설와류의 반경이 커져 가며 흡입면으로부터 이탈되어 가는 발달과정을 나타내었다.

후 기

본 연구는 한국학술진흥재단 협동연구과제(과제번호:KRF-99-042-E0005)에 의하여 이루어졌음을 밝히며, 이에 감사드린다.

참고문헌

- [1] Langston, L. S., Nice, M. L. and Hooper, R. M., 1977, "Three-dimensional flow within a turbine cascade passage," *J. Eng. Power*, Vol. 99, pp. 21-28
- [2] Langston, L. S., 1980, "Cross Flow in a Turbine Cascade Passage," *ASME J. Eng. Power*, Vol. 102, pp. 866-874
- [3] A. Yamamoto, 1989, "Endwall flow/loss mechanisms in a linear turbine cascades with blade tip clearance," *ASME J. Turbomach* Vol. 111, pp 264-275
- [4] 이훈구, 1995, "익단간극을 포함한 터빈 익렬 내부 유동에 대한 수치해석적 연구," 박사학위논문, 서울대
- [5] Tallman, J. and Lakshminarayana, B., 2000, "Numerical Simulation of Tip Leakage Flow in Axial Flow Turbines, with Emphasis on Flow Physis, Part I : Effect of Tip Clearance Height," *ASME Paper No. 2000-GT-0514*
- [6] 이동호, 최종현, 조형희, 2000, "터빈 블레이드 말단간극에 따른 슈라우드에서의 열/물질 전달 특성," *유체공학학술대회 논문집*, pp. 595-598