

회전각이 큰 터빈 동익 누설유동 영역에서의 열(물질)전달 특성

이 상 우[†] · 권 현 구^{*}

(2003년 11월 13일 접수, 2004년 3월 13일 심사완료)

Heat(Mass) Transfer Characteristics in the Tip-Leakage Flow Region of a High-Turning Turbine Rotor Blade

Sang Woo Lee and Hyun Goo Kwon

Key Words: Tip-Leakage Flow(팁누설유동), Tip Clearance(팁간극), High-Turning Turbine Rotor Blade(고회전 터빈동익), Heat (Mass) Transfer Coefficient(열(물질)전달계수)

Abstract

The heat (mass) transfer characteristics in the tip-leakage flow region of a high-turning first-stage turbine rotor blade has been investigated by employing the naphthalene sublimation technique. The heat transfer data in the tip-leakage flow area for the tip clearance-to-span ratio, h/s , of 2.0% are compared with those in endwall three-dimensional flow region without tip clearance ($h/s = 0.0\%$). The result shows that the thermal load in the tip-leakage flow region for $h/s = 2.0\%$ is more severe than that in the endwall flow region for $h/s = 0.0\%$. The thermal loads even at the leading and trailing edges for $h/s = 2.0\%$ are found larger than those for $h/s = 0.0\%$. The tip-leakage flow results in heat transfer augmentations near the tip on both pressure and suction sides in comparison with the mid-span results.

기호설명

c : 코드길이	$P_{v,w}$: 벽면에서의 나프탈렌 증기압
D : 공기중에서 나프탈렌의 물질확산계수	Pr : Prandtl 수 = ν/α
h : 팁간극 (tip clearance height)	R : 나프탈렌 증기의 기체상수 = 64.87 J/kg-K
h_m : 물질전달계수	Re : 입구 Reynolds 수 = $U_\infty c/\nu$
k : 공기의 열전도율	s : 스펠, Fig. 2
δl : 나프탈렌의 승화 깊이	Sc : Schmidt 수 = ν/D (나프탈렌 = 2.28)
\dot{m} : 단위면적 당 물질전달율 또는 물질플럭스 (mass flux)	Sh : Sherwood 수 = $h_m c/D$
Nu : 국소 Nusselt 수	s_p : 압력면 곡면 좌표, Fig. 2
	s_s : 흡입면 곡면 좌표, Fig. 2
	δt : 풍동실험에서 나프탈렌이 유동장에 노출된 시간
	T_w : 벽면 온도
	U_∞ : 자유유동 속도
	x : 주유동방향 방향 좌표, Fig. 2
	y : 폭(피치) 방향 좌표, Fig. 2
	z : 높이(스팬) 방향 좌표, Fig. 2

[†] 책임저자, 회원, 금오공과대학교 기계공학부

E-mail : swlee@kumoh.ac.kr

TEL : (054)467-4209 FAX : (054)467-4050

^{*} 회원, 한국철도기술연구원

그리스문자

α : 공기의 열확산계수

ν : 동점성계수

ρ_s : 고체 나프탈렌의 밀도 = 1145 kg/m³

$\rho_{v,w}$: 벽면에서의 나프탈렌 증기농도

1. 서론

가스터빈 엔진의 효율을 향상시키기 위해서는 터빈 입구온도를 높여야 하며, 이에 따라 현재 고성능 터빈의 입구 온도는 1500℃에 이르고 있다. 이와 같이 높은 입구 온도 때문에 고온의 연소가스와 접하는 터빈의 여러 구성 요소에 대한 냉각이 필수적이며, 이들 고온 부품 표면에서의 정확한 열부하(thermal load)를 알아야 적절한 냉각 시스템을 도입할 수 있다. 따라서 터빈 익형 표면에서의 열전달계수 데이터는 터빈의 열시스템 설계에 있어서 매우 중요한 기초 자료이다. 특히 터빈 동익(rotor blade)의 경우 케이싱(casing)에 고정된 정익(stator vane)과는 달리 고속회전을 해야 하므로, 그 끝 부분에 틱간극(tip clearance)이 존재한다. 이 틱간극을 통하여 익형의 압력면(pressure surface)에서 흡입면(suction surface)으로 강한 2차유동이 발생하는데, 이 유동을 틱누설유동(tip-leakage flow)이라고 한다. 이 틱누설유동은 틱간극을 통과한 뒤 흡입면을 따라 나선형으로 돌면서 하류로 이동한다. 이와 같은 누설와류(leakage vortex)에 의해 터빈 동익 끝단 근처의 열부하는 크게 증가하며, 이것이 터빈 동익의 파손 원인이 된다. 특히 터빈 동익은 고속 회전에 따른 원심력에 의해 스펀 방향으로 큰 인장력을 받으므로 파손에 더욱 취약하다.

틱누설유동 영역에서의 열전달 특성에 대해서는 Mayle와 Metzger⁽¹⁾ 이래로 많은 연구가 진행되었다. 그러나 초창기의 연구는 터빈 익열(cascade)이 아닌 이상화된 모델에 대해 진행되었다. Chyu 등⁽²⁾은 쉬라우드(shroud)가 있는 사각형 공동(cavity)에서의 열전달 특성에 대하여 연구하였다. 그 결과 공동에서의 열전달은 종횡비, 간극 깊이, 누설유동 Reynolds 수 등에 큰 영향을 받았고, 쉬라우드와 공동 사이의 상대운동의 효과는 비교적 작았다. Metzger 등⁽³⁾은 누설유동에 대한 수치해석을 통하여, 단순한 유동 및 열전달 모델을 실

제 터빈에 연결시키는 시도를 하였다. Metzger와 Rued⁽⁴⁾ 및 Rued와 Metzger⁽⁵⁾는 단순 모사 모델에서 틱간극 누설이 유동 및 열전달 특성에 미치는 영향을 연구하였다. 그 결과 누설유동의 영향이 흡입면에서 두드러짐을 밝혔다. 최근 들어 Jin과 Goldstein⁽⁶⁾은 터빈 익열에서 틱간극이 익형 표면에서의 열전달 특성에 미치는 영향을 연구하였다. 그러나 그들이 사용한 동익 익형은 회전각(turning angle)이 107도 정도로 비교적 작고, 종횡비 즉 코드에 대한 스펀의 비(span-to-chord ratio)는 2.5로 실제 터빈과 비교할 때 지나치게 높았다.

터빈 동익 끝단 근처의 열응력 분포를 알려면 틱 근처 동익 표면에서의 정확한 열전달계수 데이터가 있어야 한다. 그러나 회전각이 큰 터빈 동익에 대한 누설유동 영역 열부하 측정 연구는 아직 이루어지지 않고 있다. 본 연구에서는 회전각이 큰 터빈 제 1 단 동익에 대하여 실제 터빈 동익과 동일한 종횡비로 터빈 동익 익열을 제작하고, 이에 대해 틱누설 영역에서의 열(물질)전달 특성을 연구하고자 한다. 연구 결과 얻어진 틱누설 영역에서의 터빈 동익 열부하 데이터는 틱누설유동 영역에서 발생하기 쉬운 "burn-out" 현상의 원인을 규명하고, 동익 틱영역 냉각시스템 설계의 기초 자료로 활용할 수 있을 것이다.

2. 실험

2.1 나프탈렌 승화법

열전달의 연구에 있어서 열전달과 물질전달의 유사성(heat and mass transfer analogy)을 이용한 실험방법이 널리 이용되고 있다. 나프탈렌승화법은 그 중 한 방법으로 열전달계(heat transfer system)와 똑같은 기하학적 형상으로 나프탈렌을 주조하여 일정시간 유동장에 노출시킨 뒤, 물질전달계(mass transfer system)에서 승화된 나프탈렌의 깊이를 측정하여 물질전달계수를 구하고, 적절한 상사 관계식을 이용하여 열전달계수를 구하는 방법이다.⁽⁷⁾ 나프탈렌 표면에서의 질량유속(mass flux) \dot{m} 은 실험 중 승화된 나프탈렌의 깊이 δl 을 측정함으로써 다음의 식으로 얻어진다.

$$\dot{m} = \rho_s \frac{\delta l}{\delta t} \quad (1)$$

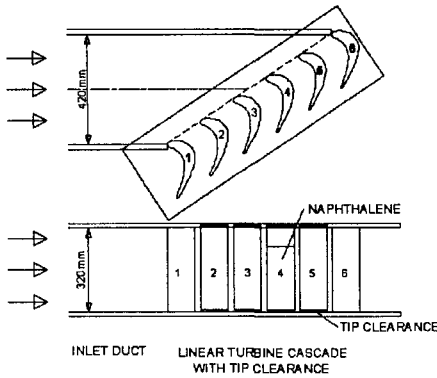


Fig. 1 Turbine rotor cascade with tip clearance

여기서 ρ_s 는 고체 나프탈렌의 밀도이고, δt 는 유동장에 노출된 시간이다. 물질전달계수의 정의식에 식 (1) 및 상태방정식을 대입하면 다음의 관계식이 얻어진다.

$$h_m = \frac{\rho_s}{\rho_{v,w}} \frac{\delta l}{\delta t} = \frac{\rho_s}{P_{v,w}/RT_w} \frac{\delta l}{\delta t} \quad (2)$$

이 식에서 나프탈렌 벽면에서의 증기압 $P_{v,w}$ 는 벽면 온도에 매우 민감한데, 본 연구에서는 Ambrose 등⁽⁸⁾이 제안한 증기압 실험식을 사용하여 $P_{v,w}$ 를 구하였다. 식 (2)에서 알 수 있듯이, 벽면온도 T_w 가 h_m 에 직접적으로 영향을 주므로 실험시 나프탈렌 주조면의 온도를 일정하게 유지해야 한다. 만약 Prandtl 수 Pr 과 Schmidt 수 Sc , 난류 Prandtl 수 Pr_t 와 난류 Schmidt 수 Sc_t 가 각각 서로 같고, 동시에 열전달계와 물질전달계의 경계조건이 서로 상사하다면, 열전달계와 물질전달계의 지배방정식이 서로 상사하게 된다. 따라서 이 경우 열전달계수와 물질전달계수가 서로 같게 된다. 난류유동에 있어서 Pr_t 와 Sc_t 가 서로 같음이 실험적으로 입증되었지만,⁽⁷⁾ 일반적으로 공기의 Pr 과 공기 중에서 확산되는 나프탈렌의 Sc 는 서로 같은 값을 갖지 않으므로, Sherwood 수와 Nusselt 수는 다음과 같은 식으로 주어진다.

$$\frac{Nu}{Sh} = \left(\frac{Pr}{Sc} \right)^n \quad (3)$$

식 (3)에서 상수 n 은 대략 0.33 (층류유동) ~ 0.4 (난류유동) 정도의 값을 갖는다. 식 (3)의 Sh 는 다음과 같이 정의된다.

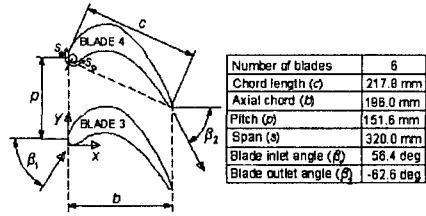


Fig. 2 Arrangement of turbine blade cascade

$$Sh = \frac{h_m c}{D} \quad (4)$$

식 (4)에서 주어진 공기 중에서의 나프탈렌 확산계수 D 는 온도와 압력의 함수이며 Goldstein과 Cho⁽⁷⁾에 그 관계식이 주어져 있다.

2.2 익열 풍동 및 측정장치

본 연구에서 사용된 익열 풍동은 개방형 풍동, 입구덕트, 터빈 익열 등으로 구성된다. 개방형 풍동은 면적축소비가 9.0이고, 인버터에 의해 최대 40 m/s까지 출구 유속의 조절이 가능하다. 이 개방형 풍동을 통과한 균일 유동은 익열 상류에 위치한 입구덕트로 유입된다(Fig. 1). 이 입구덕트의 단면은 420 mm × 320 mm이고, 폭방향 중심에서 그 길이는 1.2 m이다. 이것의 입구 상하 벽에는 직경 2 mm의 트립와이어(trip wire)와 사포(sand paper)가 차례로 부착되어 있어서, 상하 벽 근처의 유동이 난류 경계층으로 발달된다. 입구덕트 하류에 설치된 터빈 익열에는 총 6개의 선형 익형이 설치되어 있다. 이것은 산업용 가스터빈 엔진의 터빈 제 1 단 동익의 미드스팬(mid-span) 형상을 근거로 large-scale로 제작되었다. Fig. 2에 이 익열의 중요 치원이 제시되어 있으며, 그 중 코드길이(c), 피치(p), 스펠(s) 등은 각각 217.8 mm, 151.6 mm, 320.0 mm 등이다. 본 연구에서 사용한 익형은 교회전 동익으로 그 회전각은 119도로 Goldstein 등⁽⁶⁾의 107도 보다 12도 정도 크다. 이 선형 익형의 형상 좌표는 이상우 등⁽⁹⁾에 자세히 기술되어 있다. 6개의 익형 중 #1과 #6 익형은 그 상하에 위치하는 알루미늄 판에 볼트로 고정되는 반면, 나머지 4개의 익형은 상판에 뚫려 있는 익형 단면 형상의 홈 내부에 삽입되어 볼트로 윗벽에만 고정된다(Fig. 1). 따라서 틈간극은 익열

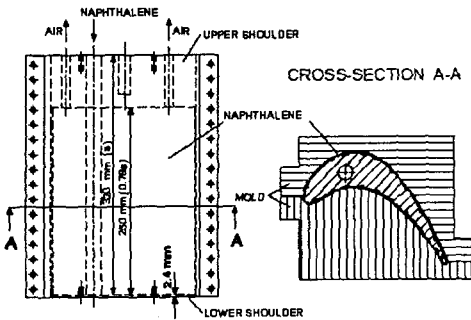


Fig. 3 Casting mold for naphthalene coated blade

하단에 존재하게 되며, 삽입 깊이를 조절하면 틱 간극 높이의 변화가 가능하다. 본 연구에서는 Fig. 2에서와 같이 두 종류의 좌표계를 도입하였다. xyz 직교 좌표계에서는 하류 방향을 x -축, 폭(피치) 방향을 y -축, 그리고 높이(스팬) 방향을 z -축으로 설정하였다. 이때 z 는 틱모서리로부터 스펬 방향 거리를 나타낸다. Fig. 2에서 s_p 와 s_s 는 각각 익형의 압력면과 흡입면 표면을 따라 이동한 거리를 나타내는 곡면 좌표이다. 이 좌표계의 원점은 익형 선단(leading edge)에 접하는 원의 중심에서 익형 입구각(blade inlet angle) β_1 으로 상류로 연장한 선과 익형 표면이 만나는 점으로 설정하였다.

본 연구에서는 IBM PC AT-486으로 온도, 경계층 속도, 난류 측정시스템 전체를 온라인화 하였으며, 이를 위해 다기능입출력보드(National Instruments, AT-MIO-16D-H-9)가 컴퓨터에 내장되어 있다. 압력변환기(Furness Controls, FCO12)에 의해 변환된 압력신호는 다기능입출력보드의 12비트 A-D변환기를 통해 컴퓨터로 전달된다. 입구 자유유동의 난류강도를 측정하기 위해서 정온형 열선유속계(Kanomax, 1010)와 선형화기(Kanomax, 1013)를 사용하였다. 각 측정 위치에서 나프탈렌 승화 깊이의 측정에는 선형가변차동변환기 즉 LVDT(Linear Variable Differential Transformer)를 사용하였다. 이 LVDT(Sensotec, model 060-3590-02)의 최대 측정범위는 ± 1.0 mm이며 그 분해능은 $1 \mu\text{m}$ 이다. 온도측정을 위하여 나프탈렌 주조면에는 T-형 열전대가 설치되었고, 열전대로부터의 전압 측정에는 디지털전압계(Keithley, 2001)와 GPIB 보드(National Instruments, AT-GPIB)가 사용되었다. 이 열전대의 보정에는 항온조

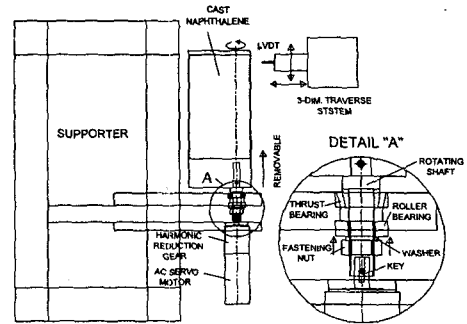


Fig. 4 Schematic diagram of 4-axis profile measurement system

(Fisher Scientific, 9010)와 표준온도계가 이용되었다. Fig. 3은 나프탈렌이 주조될 익형 및 연삭 가공된 상하 주형 덮개를 나타낸다. 이 주조용 익형과 주형덮개는 모두 두랄루민으로 제작되었다. 용융된 나프탈렌은 Fig. 3과 같은 상부 주입구를 통해 주입되며, 주입구 아래에 뚫려 있는 구멍들을 통해 주형덮개와 주형 사이의 공간으로 들어간다. 따라서 이렇게 주입된 나프탈렌은 익형 하단으로부터 차 올라오게 되며, 주조 공간 내부의 공기는 그 상부에 뚫려 있는 공기배출 구멍으로 자연스럽게 배출된다. 나프탈렌이 완전히 응고된 후, 주조 면과 평행한 방향으로 주형덮개에 충격을 가해 분리하면 매끄러운 나프탈렌 면이 얻어진다. Fig. 3에서 알 수 있듯이, 나프탈렌이 주조되는 부분은 익형 스펬의 70%이며, 주조된 나프탈렌의 두께는 대략 2 mm이다.

2.3 승화깊이 측정방법

터빈 익형과 같이 곡률이 위치에 따라 변하는 복잡한 곡면에서, 나프탈렌 승화깊이를 정확히 측정하기 위해서는 LVDT가 곡면에 수직인 상태에서 측정이 이루어져야 한다. 따라서 형상측정시스템은 각 측정 위치에서의 곡률에 따라 익형을 회전시키고 회전된 곡면 상의 측정 위치로 LVDT를 3차원으로 이송시킬 수 있어야 한다. 본 연구에서는 Fig. 4와 같은 4-축 나프탈렌 형상측정시스템을 사용하였다. 이 측정 시스템에 대해서는 권현구 등⁽¹⁰⁾에 자세히 소개되어 있다.

계대로 주조된 익형은 풍동에서의 노출실험에 앞서, 4-축 승화깊이 측정시스템에 장착되어 각 측정 위치에서 나프탈렌 면의 기준치가 측정된

다. 이렇게 1차 측정이 끝난 주형은 익열(Fig. 1)의 주형 #4 위치에 설치되어 대략 90분 동안 유동장에 노출된다. 풍동 실험이 끝난 익형은 다시 이 형상측정시스템에 장착되어 각 측정 위치에서 2차 승화깊이 측정이 이루어진다. 이 승화깊이에는 1차 승화깊이 측정이 이루어진 이후 승화된 나프탈렌의 깊이, 주형을 익열에 설치하는 동안 승화된 깊이, 풍동실험이 끝난 뒤 주형을 측정시스템에 설치하는 동안 승화된 깊이, 이후 2차 깊이 측정 전에 승화된 깊이 등이 모두 포함되어 있다. 따라서 순수하게 풍동 실험시 승화된 깊이 δl 을 구하기 위해서는 LVDT로 측정한 깊이에서 이들 값을 모두 빼 주어야 한다. 실제 승화깊이 측정시, 스펀 방향 (z -축 방향)으로 15개, 흡입면과 압력면을 모두 합해 코드 방향으로 62개 등 총 930 위치에서 승화깊이를 측정하였다. 이것을 모두 측정하는 데에는 대략 50분 정도의 시간이 소요되었다. 풍동에서의 노출 실험시, 나프탈렌 표면 온도의 변화는 $0.2\text{ }^{\circ}\text{C}$ 이내였다. 최종적으로 구한 δl 을 풍동 실험시간 δt 로 나누면 이 시간 동안 승화된 나프탈렌의 평균 깊이가 계산된다. 이 값을 식 (2)에 대입하여 물질전달계수 h_m 을 구하고, 이 h_m 을 식 (4)과 같이 무차원화하면 Sherwood 수 Sh 가 얻어진다.

본 연구에서는 자유유동속도를 15m/s 로 고정하고 실험을 수행하였다. 따라서 입구유동의 Reynolds 수($Re = U_{\infty}c/\nu$)는 2.09×10^5 이다. 익열 입구로부터 $1.5c$ 상류에서 측정된 자유유동 난류 강도는 0.3% 이며, 끝벽에서 경계층두께, 배제두께, 운동량두께는 각각 44.7mm , 5.16mm , 4.04mm 이었다. 본 연구에서는 스펀에 대한 팁간극의 비 (h/s)를 실제 엔진에서의 대표치에 해당하는 2% 로 고정하였다. 본 연구에서는 Abernethy 등⁽¹¹⁾의 방법으로 오차해석을 수행하였다. 오차해석의 절차는 전상배⁽¹²⁾에 자세히 소개되어 있으며, Sh 의 오차범위는 $\pm 7.0\%$ 로 계산되었다.

3. 결과 및 검토

3.1 팁누설유동 영역에서의 국소 Sherwood 수 분포

Fig. 5(a)는 압력면 팁누설유동 영역에서 측정된 국소 Sherwood 수의 분포를 나타낸다. 전체적

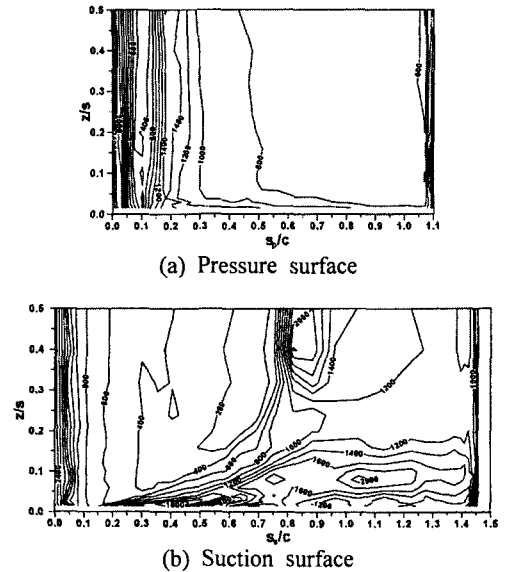


Fig. 5 Contours of Sh for $h/s = 2.0\%$

인 경향을 살펴보면, 대체로 팁모서리($z/s = 0$)에 매우 가까운 영역을 제외한 대부분의 영역에서 Sh 의 분포가 스펀방향으로 거의 일정하다. 이와 같은 사실은 압력면에서 흡입면 쪽으로 이동하는 팁간극 유동이 존재하여도 압력면에서의 Sh 변화는 팁 근접 영역에만 국한됨을 의미한다. 특히 익형 선단에서는 팁모서리 근처에서도 각 등 Sh 선이 거의 수직선 형태를 유지하고 있다. 그러나 s_p/c 가 1.1에 해당하는 끝단(trailing edge)에서는 Sh 의 폭방향 불균일이 미드스팬 쪽으로 크게 확대되어 있다. 이것은 팁간극을 통해 흡입면으로 넘어간 누설유동에 의해 발생하는 누설와류가 끝단에서의 와류유출(vortex shedding)에 영향을 미쳐 끝단 Sh 를 크게 변화시키기 때문이다. 특히 익형의 선단과 끝단을 제외한 익형 중간부(mid-chord) 영역에서는 팁모서리 근처로 접근함에 따라 Sh 는 증가하는 경향을 보여 준다. 이 Sh 의 증가는 압력면을 따라 팁간극으로 접근하는 유동이 압력면 쪽 팁모서리 근처에서 가속되면서 대류열전달을 촉진시키기 때문이다. 팁모서리에서 충분히 떨어진 영역 즉 z/s 가 0.5인 곳에서의 Sh 분포를 보면, 팁간극이 없을 때 전형적으로 익형 압력면에서 관찰되는 것과 동일하다. 일반적으로 정체점 근처에서는 Sh 의 절대값 및 그 구배가 매우 크고, $s_p/c = 0.1$ 근처에서는 변곡점(inflexion point)

에서의 층류 박리로 인해 Sh 가 400정도의 최소값을 가진다. 이후 재부착(re-attachment)으로 인해 급격히 증가하여 s_p/c 가 0.2근처에서 1400정도의 극대값을 가진 뒤, 매우 완만하게 감소한다. 특히 s_p/c 가 0.5부터 1.0사이의 영역에서는 Sh 가 800 정도의 값으로 매우 균일하였다. 그러나 끝단에 도달하면, 끝단에서의 유동 박리에 의해 Sh 가 소폭 감소한 뒤, 와류유출 등에 의해 다시 증가하였다.

Fig. 5(b)는 흡입면 팁누설유동 영역에서의 Sh 의 분포를 나타낸다. 팁누설유동이 존재하지 않는 흡입면 미드스팬 영역에서는 선단 근처에서 Sh 가 매우 크고, 하류방향으로 이동함에 따라 Sh 는 지속적으로 감소되어 흡입면 경계층의 박리가 일어나는 곳에서 최소가 된다. 이어 Sh 의 국소 최대치가 존재하는데, 이 곳은 박리된 경계층의 재부착이 일어나는 위치와 일치한다. 재부착 이후 난류경계층이 다시 성장함에 따라 Sh 는 서서히 감소하고, 익형의 끝단에 이르면 끝단에서의 유동 박리 및 뒤 이은 와류유출 현상에 의해 Sh 의 급격한 감소 및 증가가 수반된다. 그러나 팁모서리에 근접한 영역에서의 Sh 분포는 미드스팬의 Sh 에 비하여 정성적으로 전혀 다른 양상을 보인다. 이 사실은 팁모서리 근처에서는 흡입면에서 나타나는 전형적인 경계층 거동이 더 이상 존재하지 않음을 뜻한다. 팁모서리 영역을 따라 선단에서 익형 중간부로 이동하면, 누설유동에 의해 영향을 받는 범위가 미드스팬 쪽으로 점차 확대된다. s_p/c 가 0.9 근처부터는 누설유동의 범위가 팁모서리로부터 0.2s까지 확대되며, 이후 이 범위는 일정하게 유지된다. 이 팁누설유동 영역 내부를 자세히 살펴보면, Sh 가 큰 영역이 크게 두 부분으로 나누어져 있음을 확인할 수 있다. 그 첫 번째 부분은 팁모서리 근처 $0.35 < s_p/c < 0.5$ 에서 발견된다. 이곳에서는 Sh 의 최대치가 1800에 이를 정도로 Sh 가 매우 크며, 그 영역이 팁모서리 근처로 제한되어 Sh 의 구배가 대단히 크다. 두 번째 부분은 $0.7 < s_p/c < 1.4$ 의 범위에서 팁모서리와 $z/s = 0.2$ 사이에 존재하는 영역으로, 그 범위가 비교적 넓고 Sh 최대치는 2000에 이른다. 이 두 부분 사이에는 Sh 가 600정도로 매우 작은 영역이 존재하는 것이 흥미롭다.

Bindon⁽¹³⁾은 Fig. 6과 같은 팁간극 누설유동 모델을 제시하였다. 그의 이론에 의하면 팁간극을

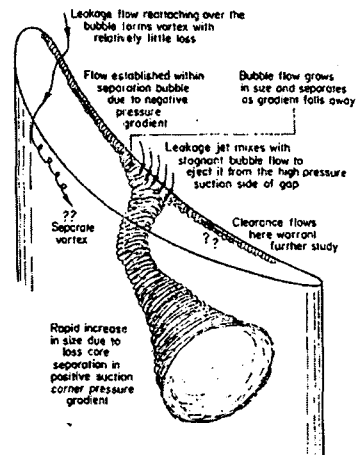


Fig. 6 A tip leakage flow model suggested by Bindon⁽¹³⁾

통한 누설유동의 두 개의 경로 즉 상류 누설채널과 중간부 누설채널을 통해 주로 이루어진다. 상류 누설채널은 익형 선단 바로 하류에 위치하는데, 그는 이 누설채널을 통한 유동을 “separate vortex”로 명명하였다. 중간부 누설채널은 익형의 중간부에 존재하며, 대부분의 누설유동이 이 중간부 채널을 통해 압력면에서 흡입면 쪽으로 이동한다. Fig. 5(b)에서 흡입면 쪽 팁모서리를 따라 Sh 가 큰 영역이 각각 $0.35 < s_p/c < 0.45$ 와 $0.6 < s_p/c < 0.8$ 에 존재하였다. 이 두 영역은 각각 Bindon⁽¹³⁾에 의해 제안된 상류 누설채널과 중간부 누설채널의 흡입면 쪽 출구 영역과 일치할 것으로 추측된다.

3.2 끝벽 근처 영역과 팁누설유동 영역에서의 국소 Sherwood 수 분포의 비교

동익 익형의 경우 그 허브(hub) 쪽 뿌리 부분에는 끝벽(endwall)이 존재하고, 반대쪽 즉 케이싱 쪽 끝 부분에는 팁간극이 존재한다. 끝벽 근처 3차원 유동영역에서도 팁간극 누설유동 영역과 마찬가지로 열부하가 증가하는 현상이 발견되는데, 여기서는 이 두 3차원 유동영역에서의 열부하 분포를 비교하고자 한다. 이를 위해 권현구 등⁽¹⁰⁾에 의해 본 연구와 똑같은 입구 유동조건에서 측정된 끝벽 근처 국소 Sh 결과를 Fig. 7에 인용하였다.

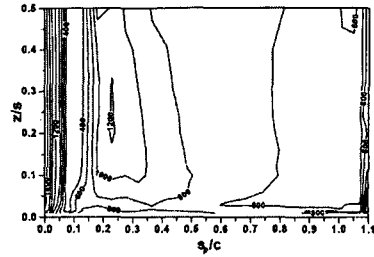
압력면에서 두 Sh 분포를 비교해 보면(Fig. 5(a)와 Fig. 7(a)), 정성적인 Sh 분포는 서로 비슷하나, 팁간극이 존재하는 경우[Fig. 5(a)]의 Sh 가 그렇지

않은 경우[Fig. 7(a)]에 비해 전반적으로 더 크게 나타났다. 특히 간극이 있을 때, 익형 선단에서는 Sh가 30% 정도 증가하였고 팁모서리 근처에서도 Sh가 증가하였다. 이와 더불어 익형 끝단에서의 Sh도 틱간극 누설유동에 의해 큰 변화가 있었다. 틱간극이 없는 경우, 끝단 대칭면($s_j/c = 1.1$)에서 Sh의 최대치는 $z/s = 0$ 에 존재하였지만 틱간극이 있는 경우에는 그 위치가 $z/s = 0.1$ 로 이동하였고, 그 최대치도 크게 증가하는 경향을 보여 주었다. 틱간극이 없는 경우[Fig. 7(a)], 끝벽 모서리에서의 Sh 증가는 주로 압력면 선단모서리와류(suction-side leading -edge corner vortex)와 압력면 모서리와류(pressure-side corner vortex)가 존재하기 때문이지만, 틱간극이 존재하는 경우 Sh의 증가는 압력면 쪽에서 틱간극으로 들어가려는 유동에 의해 야기되는 대류열전달의 증가에 기인한다.

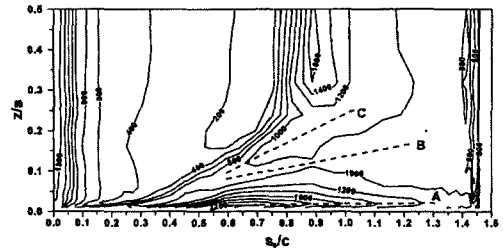
흡입면에서의 결과[Fig. 5(b)와 Fig. 7(b)]를 비교해 보자. 틱간극이 없을 경우, 흡입면 끝벽 근처에는 흡입면 선단모서리와류(suction-side leading-edge corner vortex), 흡입면 모서리와류(suction-side corner vortex), 통로와류(passage vortex) 등에 의해 Sh의 분포가 스펠방향 즉 z -축 방향으로 크게 변형되고 Sh도 크게 증가한다. Fig. 7(b)에서 “곡선 A”는 흡입면 모서리와류의 궤적이며, “곡선 B”는 Sh의 극소값들을 연결한 궤적으로, 이것은 통로와류에 의한 상향류가 흡입면으로부터 박리되는 곳으로 생각된다. 끝벽으로부터 가장 멀리 떨어진 점선 즉 “곡선 C”는 Sh의 스펠방향 극대치를 연결한 것으로, 흡입면 상의 통로와류 인접 영역에 그것과 반대방향으로 회전하는 벽면와류(wall vortex induced by passage vortex)와 관련이 있는 것으로 알려져 있다. 틱간극이 존재하면, 이와 같은 와류들을 대신하여 강력한 틱간극 누설와류가 흡입면 쪽에 존재하므로, Sh의 분포가 정성적인 측면에서도 크게 변화하고, Sh가 큰 범위도 스펠방향으로 크게 확대됨을 확인할 수 있다.

3.3 Sherwood 수의 코드방향 분포

Fig. 8은 z/s 가 0.02, 0.06, 0.12, 0.2 등일 때, Sh의 코드방향 분포를 그린 것이다. 각 그림에는 틱간극이 없는 경우의 결과($h/s = 0\%$)가 함께 제시되어 본 연구 결과($h/s = 2\%$)와의 직접적인 비교가 가능하다. 전반적으로 익형의 선단 영역에



(a) Pressure surface



(b) Suction surface

Fig. 7 Contours of Sh without tip clearance ($h/s = 0.0\%$) by Kwon et al.⁽¹⁰⁾

서는 틱간극이 존재하면 틱간극이 없는 경우에 비해 Sh가 크게 증가하는 경향을 보이는데 이와 같은 현상은 스펠방향 위치에 관계없이 나타났다. 이것은 틱누설유동으로 인하여 익형 선단을 따라 익형의 허브에서 틱간극 쪽으로 스펠방향으로 흐르는 유동이 발생하기 때문이다.⁽¹³⁾ 이에 따라 익형의 정체점에서조차 스펠방향의 흐름이 존재하게 된다. 특히 $s_j/c = 0$ 에서 두 경우의 Sh값의 차이는 z/s 가 증가함에 따라 서서히 감소하는 경향을 보여 주었다. 이것은 틱간극이 존재할 때 익형 선단에서의 스펠방향 속도성분이 팁모서리에서 멀어질수록 감소하여 대류열전달 양이 줄어들기 때문이다. 틱간극의 영향은 대체로 압력면에서 보다 흡입면에서 두드러졌다. 압력면에서는 $z/s = 0.02$ 의 경우에는 틱간극이 있는 경우의 Sh가 그렇지 않은 경우에 비하여 비교적 크게 나타났다. 이것은 앞에서 언급한 바와 같이 압력면 모서리를 넘어 틱간극 내부로 흘러들어 가는 유동에 의한 대류열전달의 증가에 기인한다. 그러나 z/s 가 0.02보다 더 커지게 되면, 변곡점 근처 재부착 영역을 제외하면 두 경우의 Sh가 거의 일치하였다.

흡입면에서의 Sh 분포를 살펴보면, z/s 가 0.12보다 작을 때 틱누설유동 영역과 끝벽 근처 3차원

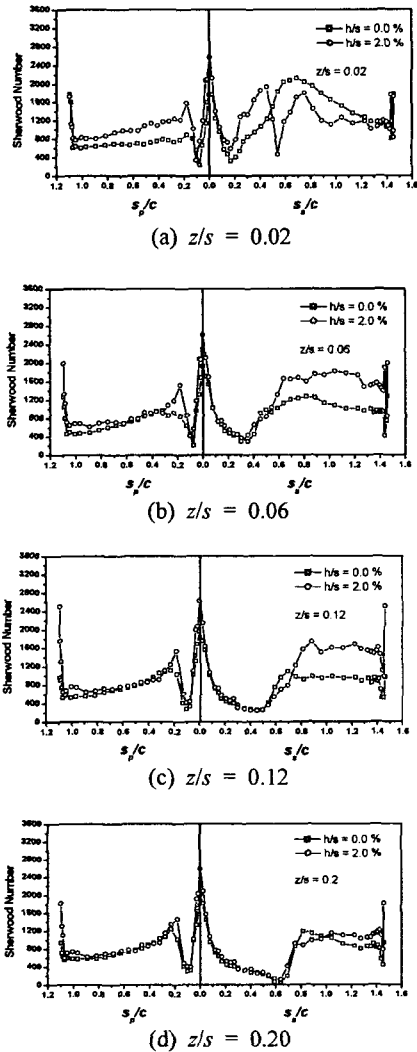


Fig. 8 Chord-wise profiles of Sh for $h/s = 0.0$ and 2.0%

유동영역에서의 Sh의 차이가 비교적 크게 나타나고 있다. 팁모서리에 가장 가까운 $z/s = 0.02$ 에서는 이 두 경우의 Sh 분포는 정성적으로도 크게 다르다. 누설유동 영역에서는 s_p/c 가 0.15와 0.55 근처에서 극소값이 존재하고, s_p/c 가 0.45와 0.75부근에서 극대값이 나타난다. 이와 같은 현상에 대해서는 Bindon⁽¹³⁾의 연구를 인용하며 자세히 언급한 바 있다.

그러나 끝벽 근처 3차원 유동영역에서는 s_p/c 가 0.7 근처에서 오직 하나의 극대값만이 발견되며,

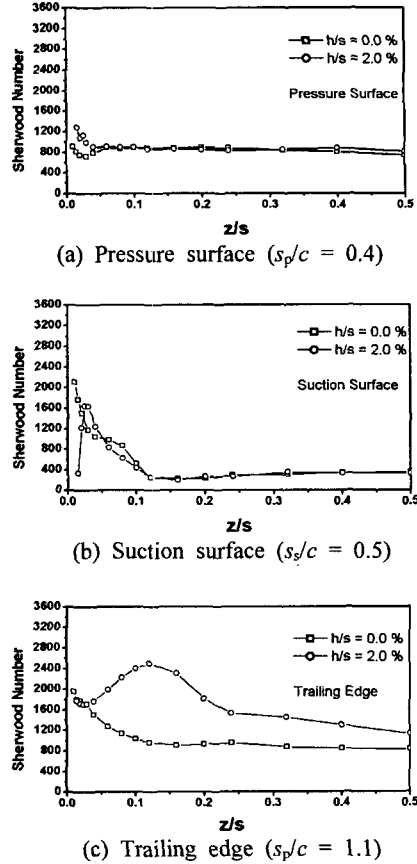


Fig. 9 Span-wise profiles of Sh for $h/s = 0.0$ and 2.0%

이 값은 누설유동 영역에서의 Sh 최대치($s_p/c = 0.45$)와 거의 일치하였다. $z/s = 0.06$ 에서는 두 경우의 Sh의 변화 경향이 정성적으로 서로 비슷하게 나타났다.

특히 s_p/c 가 0.3과 0.4 사이에서 나타나는 Sh의 최소값이 거의 일치하였다. 두 경우의 차이는 s_p/c 가 0.55보다 큰 하류영역에서 두드러졌고, 이곳에서 누설유동에 의한 Sh가 끝벽영역에 비해 대략 50% 정도 크게 나타났다. 이와 같은 흡입면 열전달 특성은 $z/s = 0.12$ 에서도 그대로 관찰되었다. 이곳에서 미드스팬 쪽으로 더 이동하면[Fig. 8(d)], 두 경우의 차이는 더욱 축소되는 양상을 보여준다.

이것은 두 경우 모두 3차원 유동영역 즉 누설유동 영역과 끝벽 근처 3차원유동 영역으로부터 벗어남으로써 나타나는 자연스런 결과이다.

3.4 Sherwood 수의 폭방향 분포

Fig. 9는 익형의 압력면, 흡입면, 끝단에서 Sh 의 스패방향 변화를 그린 것이다. 이 그림에도 틱간극이 없는 경우의 결과를 제시하여 누설유동이 존재하는 경우의 결과와 비교하였다. s_p/c 가 0.4인 압력면에서의 결과를 살펴보면[Fig. 9(a)], 두 경우의 차이는 오직 z/s 가 0.5보다 작은 제한된 영역에서만 나타났다. s/c 가 0.5인 흡입면에서는[Fig. 9(b)], 두 경우의 차이는 z/s 가 0.1보다 작은 곳에서만 나타났다. 이때 끝벽 근처에서는 Sh 가 지속적으로 증가하여 벽 근처에서 2100정도의 값을 갖는 반면, 누설유동 영역에서는 틱모서리 방향으로 이동함에 따라 Sh 가 증가하여 $z/s=0.05$ 에서 1600정도의 최대가 된 뒤 급격히 감소하였다. 이것은 틱간극 내부로부터 벗어나 흡입면 쪽 통로로 이동하는 누설유동이 틱간극 출구 모서리에서 박리를 일으키기 때문이다. Fig. 9(a)와 (b)에서 알 수 있듯이, 3차원 유동영역에서 벗어나게 되면 틱간극의 존재 유무에 관계없이 Sh 가 매우 잘 일치하고 있다. 이와 같은 사실은 본 연구 측정결과의 정확성을 나타낸다고 볼 수 있다. Fig. 9(c)는 익형 끝단 대칭면($s_p/c = 1.1$)에서 측정된 Sh 의 스패방향 분포를 나타낸다. 틱간극이 없을 경우, 끝벽으로 근접함에 따라 Sh 는 지속적으로 증가하는 양상을 보인다. 이와는 달리 틱간극이 있을 경우에는 z/s 가 대략 1.2에서 Sh 가 최대가 된 뒤 급격히 감소하고, 틱모서리 근처에서 다시 소폭 증가하였다. 이와 같이 현상은 익형 끝단에서 틱누설와류와 와류유출의 상호작용의 결과로 발생하리라 추측된다.

3.5 평균 Sherwood 수

Fig. 10은 Sh 를 $z/s = 0$ 에서 0.5까지 스패 방향으로 평균 낸 Sherwood 수 \overline{Sh} 의 코드방향 분포를 그린 것이다. 틱간극이 없는 경우와 틱간극이 2%인 경우의 결과를 비교해 보면, 대체로 두 경우의 분포가 정성적으로 잘 일치하고 있으나 틱간극이 있는 경우의 \overline{Sh} 가 항상 더 크게 나타났다. 익형 선단에서는 틱간극이 있는 경우의 \overline{Sh} 가 30% 정도 더 높으며, 압력면에서는 변곡점 하류 재부착점 근처를 제외하면 두 경우의 결과가 거의 같았다. 흡입면에서는 s/c 가 0.7보다 큰 하류 영역에서 틱간극이 있는 경우의 \overline{Sh} 가 더 높게

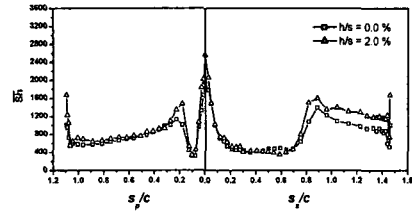


Fig. 10 Chord-wise profile of mean Sh averaged in the span-wise direction from $z/s = 0.0$ to 0.5 for $h/s = 0.0$ and 2.0 %

나타났고, 이 경향은 익형 끝단까지 지속되었다.

3.6 기존의 연구 결과와의 비교

본 연구의 결과를 Jin과 Goldstein⁽⁶⁾의 결과(회전각 107도)와 비교하여 회전각 및 블레이드 형상 차이가 익형 표면 열전달 특성에 미치는 영향을 살펴보았다. 본 연구에서 도입된 고회전 익형(회전각 119도)의 경우, 흡입면에서의 박리 및 재부착이 훨씬 상류인 미드코드 근처에서 발생하여 열부하의 분포가 매우 다르게 나타났고, 틱 누설유동 영역의 범위도 많은 차이를 보여 주었다. 본 연구의 압력면 Sh 분포와 비교할 때, Jin과 Goldstein⁽⁶⁾의 결과에서는 Sh 의 급격한 감소-최소값 이후의 급격한 증가-최대값-완만한 감소의 과정이 관찰되지 않았다. 본 연구의 결과에서 흡입면 틱 근처 누설유동 영역이 크게 두 부분으로 나누어졌지만, Jin과 Goldstein⁽⁶⁾의 결과에서는 본 연구에서 언급된 첫 번째 영역의 존재가 불분명하였다. 본 연구의 Fig. 9(c)를 보면, 틱간극이 존재할 때 블레이드 끝단에서의 열전달계수가 틱으로부터 멀어짐에 따라 급격히 증가하여 최대치를 갖는 현상을 보여 주었다. 그러나 Jin과 Goldstein⁽⁶⁾의 결과에서는 이와 같은 현상이 관찰되지 않았다.

4. 결 론

본 연구에서는 나프탈렌승화법을 적용하여 회전각이 큰 터빈 제 1단 동익 틱간극 누설유동 영역에서 열(물질)전달계수 분포를 측정하였다. 그 결과 틱누설유동 영역에서의 열부하 분포는 미드스팬 근처에 비하여 다음과 같은 특징을 보여 주었다.

- (1) 압력면 틱모서리 근처 영역에서는 틱간극으

로 흘러 들어가는 유동의 영향으로 열부하가 미드스팬 근처보다 더 크게 나타났다. 그러나 이와 같은 열부하의 증가는 변곡점 하류 팁모서리 근처 영역에만 국한되어 나타났다.

(2) 흡입면에서 팁누설유동 영역 열부하는 미드스팬 근처보다 크게 증가하는 경향을 보여 주었다. 특히 흡입면 팁모서리 근처에는 열부하가 큰 두 영역이 존재하였다.

팁누설유동 영역에서의 열부하 분포를 팁간극이 없는 끝벽 근처 3차원 유동영역에서의 데이터와 비교한 결과, 다음과 같은 결론이 도출되었다.

(3) 팁간극이 존재할 경우, 익형 선단에서의 열부하는 팁간극이 없는 경우에 비하여 크게 증가하였다. 이것은 익형 선단에서 팁모서리 쪽으로 흐르는 스팬방향 속도성분에 의해 대류열전달이 증가하기 때문이다.

(4) 압력면 팁모서리 근처에서는 팁간극이 존재하는 경우의 열부하가 팁간극이 없는 경우에 비하여 더 크게 나타났다.

(5) 흡입면에서 팁누설유동 영역의 열부하는 팁간극이 없는 경우의 끝벽 근처 3차원 유동영역에 비하여 더 크게 나타났고, 열부하가 큰 영역의 범위도 더 넓었다.

(6) 팁간극이 존재하면, 익형 끝단에서의 열부하는 크게 증가하는 경향을 보여 주었다.

후 기

본 연구는 금오공과대학교 학술연구비에 의하여 연구된 논문입니다. 관계자 여러분께 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Mayle, R. E. and Metzger, D. E., 1982, "Heat Transfer at the Tip of an Unshrouded Turbine Blade," *Proceedings of 7th International Heat Transfer Conference*, Vol. 3, pp. 87~92.
- (2) Chyu, M. K., Moon, H. K. and Metzger, D. E., 1989, "Heat Transfer in the Tip Region of Grooved Turbine Blades," *ASME Journal of Turbomachinery*, Vol. 111, pp. 131~138.
- (3) Metzger, D. E., Dunn, M. G. and Hah, C., 1992, "Turbine Tip and Shroud Heat Transfer," *ASME Journal of Turbomachinery*, Vol. 113, pp. 502~507.
- (4) Metzger, D. E. and Rued, K., 1989, "The influence of Turbine Clearance Gap Leakage on Passage Velocity and Heat Transfer Near Blade Tips, Part I - Sink Flow Effects on Blade Pressure sides," *ASME Journal of Turbomachinery*, Vol. 111, pp. 284~292.
- (5) Rued, K. and Metzger, D. E., 1989, "The influence of Turbine Clearance Gap Leakage on Passage Velocity and Heat Transfer Near Blade Tips, Part II - Source Flow Effects on Blade Suction sides," *ASME Journal of Turbomachinery*, Vol. 111, pp. 293~300.
- (6) Jin, P. and Goldstein, R. J., 2002, "Local Mass/Heat Transfer on Turbine Blade Near-Tip Surfaces," ASME Paper No. GT-2002-30556.
- (7) Goldstein, R. J. and Cho, H. H., 1995, "A Review of Mass Transfer Measurements Using Naphthalene Sublimation," *Experimental Thermal and Fluid Science*, Vol. 10, pp. 416~434.
- (8) Ambrose, D., Lawrenson, I. J. and Sprake, C. H. S., 1975, "The Vapour Pressure of Naphthalene," *J. Chem. Thermodynamics*, Vol. 7, pp. 1173~1176.
- (9) Lee, S. W., Jun, S. B. and Park, B. K., 2001, "Measurements of Endwall Heat Transfer Coefficient in a Linear Turbine Cascade," *Transactions of KSME (B)*, Vol. 25, pp. 356~365.
- (10) Kwon, H. G., Lee, S. W. and Park, B. K., 2002, "Measurements of Heat (Mass) Transfer Coefficient on the Surface of a Turbine Blade With a High Turning Angle," *Transactions of KSME (B)*, Vol. 26, pp. 1077~1087.
- (11) Abernethy, R. B., Benedict, R. P. and Dowdell, R. B., 1985, "ASME Measurement Uncertainty," *ASME Journal of Fluids Engineering*, Vol. 107, pp. 161~164.
- (12) Jun, S. B., 2000, Endwall Heat Transfer Coefficient in a Linear Cascade, MS Thesis, KIT.
- (13) Bindon, J. P., 1989, "The Measurement and Formation of Tip Clearance Loss," *ASME Journal of Turbomachinery*, Vol. 111, pp. 257~263.