

축대칭 물체의 경계층 유동소음에 대한 실험적 연구 (I)

- 축대칭 물체 전두부 및 실린더 벽면 섭동압력 -

이승배* · 김휘중** · 권오섭** · 이상권*
(1999년 12월 10일 접수)

Experimental Study on Flow Noise Generated by Axisymmetric Boundary Layer (I)

- Wall Pressure Fluctuations on Axisymmetric Noses and on a Cylinder in an Axial Flow -

Seungbae Lee, Hooi-Joong Kim, O-Sup Kwon and Sang-Kwon Lee

Key Words: Axisymmetric Body(축대칭 물체), Laminar Separation(층류박리), Near-Field Noise(근거리장 소음), Wall Pressure Spectrum(벽면 섭동압력 스펙트럼), Turbulent Boundary Layer(난류경계층)

Abstract

The axisymmetric bodies considered in this study have hemispherical and ellipsoidal noses. The near-field pressure fluctuations over each nose model at $Re_D=2.43 \times 10^5$ were investigated in the laminar separation region and developing turbulent boundary layers using a 1/8" pin-holed microphone sensor. The wall pressure fluctuations were also measured in an axisymmetric boundary layer on a cylinder parallel to mean flow at a momentum thickness Reynolds number of 850 and a boundary layer thickness to cylinder radius ratio of 1.88.

기호설명

- | | |
|---|--|
| <p>a : 실린더 반지름</p> <p>C_p : 압력 계수</p> <p>d^+ : 내층변수로 스케일된 핀 홀 지름</p> <p>f^+ : 무차원 주파수(=$f \nu / U_r^2$)</p> <p>P : 평균압력</p> <p>P_{rms} : 섭동압력의 제곱평균제곱근</p> <p>Re_θ : 운동량두께에 대한 레이놀즈수</p> <p>r.m.s. : 제곱평균제곱근</p> | <p>t^+ : 무차원 점성시간(=$t U_r^2 / \nu$)</p> <p>U_∞ : 자유유동속도</p> <p>U_c : 대류속도</p> <p>U_r : 전단 속도</p> <p>ω : 진동수(=$2\pi f$)</p> <p>Λ : 층류박리의 무차원계수</p> <p>$\Phi(\omega)$: 섭동하는 벽압력의 주파수 스펙트럼 밀도</p> <p>$\Phi(t, \tau)$: 평탄화 커널</p> <p>δ : 경계층 두께</p> <p>δ^* : 경계층의 배제두께</p> <p>θ : 경계층의 운동량두께</p> <p>ν : 유체의 동점성계수</p> <p>τ_w : 평균 벽면 전단응력</p> |
|---|--|

* 회원, 인하대학교 기계공학과
E-mail: sbealee@inha.ac.kr
TEL: (032)860-7325 FAX: (032)868-1716
** 인하대학교 대학원 기계공학과

1. 서론

수중무기체계의 고속화는 물수체(submerged body) 주위의 유동장에 의한 유동소음을 급격히 증대시키며 소나(sonar)의 탐지성능을 저하시킨다. 따라서 유동소음의 제어 및 유동소음 신호를 성공적으로 분리하기 위한 전제조건으로서 유동장과 관련된 표면 섭동압력 성분에 대한 상세한 지식이 요구된다. 특히 외부신호는 물체표면의 낮은 파동수(wave number) 영역에서 탐지되므로, 이 영역에서의 자체소음(self-noise) 특성의 파악이 중요하게 된다.

일반적으로 난류경계층은 두 가지 형태의 섭동압력을 일으킨다. 첫 번째 형태는 난류경계층 내에 국한된 근거리장소음(near-field noise)이며, 또 다른 하나는 경계층 밖으로 전파하는 낮은 파동수의 방사장소음이다. 이러한 방사장소음 에너지는 근거리장소음에 비해 매우 약하다. 근거리장소음은 강제 표면의 경계층 밖으로 전파되지는 않으나, 컴플라이언트 벽면의 경우에는 주파수에 따라 매우 강한 소음을 방사하기도 하며 회절 등을 통해 소나의 탐지 성능을 떨어뜨릴 수 있다. 따라서 벽면 압력스펙트럼은 섭동압력에 의한 구조물의 진동으로 야기되는 음향창으로의 전파뿐만 아니라 방사소음의 관점에서 오랫동안 연구되어져 왔다.

소나돔 혹은 타스 같은 긴 실린더벽면에서의 벽면 압력스펙트럼과 근거리 혹은 방사소음 측정을 위해서는 낮은 배경소음 레벨을 갖는 수동 혹은 풍동실험장치가 요구되어진다. 난류경계층 내에서의 와동 분출과 버스팅에 의한 섭동압력 혹은 대류속도의 변화를 연구하기 위해 풍동에 설치된 물수체 모델을 이용하여 많은 실험들이 이루어져 왔다.⁽¹⁻⁴⁾ 일반적으로 매끄러운 평판에서의 벽면 압력스펙트럼의 저주파수($\omega \delta^*/U_\infty < 2$) 에너지는 레이놀즈수에 의해 영향을 받고 대략 $\omega^{-0.7}$ 가량의 기울기를 가지며 경계 외층변수로 잘 스케일링되며, 고주파수($\omega \nu/U_r^2 > 0.5$)에서의 에너지는 경계 저층변수로 잘 스케일링되며 센서의 크기에 의해 최대 측정 주파수 등이 제한을 받게 된다. 또한 벽면에서 큰 진폭의 섭동압력을 일으키는 이벤트의 지속시간은 무차원 점성시간

($t^+ = tU_r^2/\nu$)으로 10에서 16 사이이며, 이벤트들 사이의 시간 간격은 무차원 점성시간으로 약 100에서 600정도이다.⁽⁵⁾ 또한 방사소음과 연관된 말굽모양 와동의 파열과 관련된 무차원 주파수($f^+ = f\nu/U_r^2$)는 약 0.0325로 상대적으로 저주파수에서 나타났다.⁽⁶⁾

본 논문의 전반부인 제 I 부에서는 물수체 전두부의 곡률반경 변화시 층류박리 특성 및 벽면 섭동압력을 파악하기 위해 물수체 전두부의 형상이 반구 및 타원체인 세 가지 형상에 대하여 층류박리 및 박리점 이후에서의 벽면 압력스펙트럼을 측정하였다.

선배열 음탐기(TASS)와 같은 긴 실린더 벽면 난류경계층은 곡률반경의 변화에 따라 경계외층이 직접적인 영향을 받으며, 이러한 경계외층에서 큰 스케일의 유동변화는 경계저층(sublayer)과 로그층에 걸쳐 있는 머리핀(hairpin) 혹은 말굽(horseshoe) 모양의 와동분출과 파열 주기 등에 영향을 주게 된다. 즉 실린더 축방향으로의 난류경계층 특성은 실린더 반경 a 와 경계층 두께 δ 와의 비인 δ/a 의 값에 의해 좌우된다. δ/a 의 크기가 1보다 작은 경우에는 평판의 경우와 비교하여 경계층 특성이 크게 변하지 않는다.⁽²⁾ 그러나 δ/a 의 값이 1보다 훨씬 커지는 경우에는 평균속도분포가 평판유동에 비추어 더욱 두툼해지며, 전단응력 계수값이 증가하는 등 횡방향 곡률효과가 나타나게 된다. 본 연구에서는 긴 실린더 축방향으로의 난류경계층 특성을 δ/a 의 값이 약 2.0인 근처에서 측정하였으며 근거리장 소음 관점의 벽면 압력스펙트럼 실험 결과를 기존 결과와 비교·분석하였다.

2. 핀 홀 마이크로폰 센서를 이용한 축대칭 물체 벽면 압력스펙트럼 측정

본 연구에서는 축대칭 물체(axisymmetric body) 전두부에서의 근거리장 소음 특성을 분석하기 위해 핀 홀 마이크로폰 센서를 이용하여 벽면 압력스펙트럼을 측정하였다. Bakewell⁽⁷⁾은 유선형 축대칭 물체에 대하여 근거리 섭동압력을 연구하였으며, Haddle 등⁽⁸⁾은 반구형태의 앞부분

을 가진 축대칭 물체에서의 근거리 및 원거리 소음장을 부력을 이용한 실험을 통하여 측정하였다. Arakeri⁽⁹⁾는 수동(water tunnel)에서의 반구형 전두부(hemispherical nose) 실험에서 점성경계층에서의 층류박리 발생 위치(s/D)는 레이놀즈수에 크게 영향을 받지 않는 것으로 보고한 바 있다.

실제 물수체 소나돔에서의 벽면 난류경계층을 무향풍동 내에 설치된 축대칭 모델의 곡률변화를 갖는 난류경계층으로 상사하려면 요구되는 높은 레이놀즈수에 의해 모델의 상류 부근에서의 천이가 이루어지도록 하여야 한다. 그러나 풍동에서 축대칭 물체의 전두부가 반구 혹은 타원형의 형상을 갖는 모델을 이용하여 매우 빠른 속도 ($U_{\infty} > 30\text{m/s}$)에서 실험이 이루어지더라도, 층류박리(laminar separation)가 대개는 천이 이전에 발생하게 된다. 그러나 동일 형상의 실제 물수체인 경우에는 매우 높은 레이놀즈수(10^7)로 인해 천이가 역압력구배로 인한 박리발생 이전에 발생하며, 난류유동으로 박리유동이 억제되어 물수체에서의 벽면 압력스펙트럼은 같은 s/D(s:곡선길이)에서 풍동 모델을 이용하여 측정된 벽면 압력스펙트럼과 매우 다를 수가 있게 된다. 따라서 모델의 상류에서의 천이 및 층류박리층 크기 제어의 시도는 본 연구의 제II부⁽¹⁰⁾에서 다루고 있다.

본 연구에서는 축대칭 물체 전두부의 층류박리 영역에서 벽면 압력스펙트럼에 대한 곡률의 영향을 분석하기 위하여 Von Karman과 Pohlhausen⁽¹¹⁾이 축대칭 물체의 층류경계층에 최초로 적용한 무차원 변수인 Λ 를 사용하여 곡률효과 및 경계층 변수의 변화에 따른 벽면 스펙트럼을 비교하였다:

$$\Lambda = \frac{\delta^2(x)}{\nu} \frac{dU_{\infty}}{dx} \quad (1)$$

여기서 dU_{∞}/dx 는 속도구배이며, 일반적으로 층류박리는 $\Lambda = -12$ 에서 발생한다.

실험은 모델 1(x/D=0.5), 모델 2(x/D=0.75), 모델 3(x/D=1.0)인 세 가지 다른 곡률변화를 가지는 축대칭 물체 전두부에 대하여 수행되었다 (Fig. 1).

축대칭 물체 전두부는 지름이 0.15m이고 0.75m의 아크릴 판에 연결되었으며, 뒷부분에는 유동

을 안정화시키기 위해 지름이 0.15m인 반구 형태의 모형을 부착하였고 Fig. 2의 실험장치도와 같이 설치하여 측정하였다. 축대칭 물체의 지지대(supporter)는 NACA65₂A015인 익형으로 축대칭 물체 밑부분만 지지하였다. 경계층 속도분포의 측정은 매우 작은 구멍($\phi=0.1\text{mm}$)의 경계층용 피토 튜브를 이용하였으며, 각 모델에 대하여 s/D에 따른 C_p 분포 측정을 위해 축대칭 물체 표면에 매우 작은 정압구멍을 설치하였다. 벽면 섭동 압력에 대한 실험은 1/8" 핀 홀 마이크로폰(구멍 0.02mm)을 축대칭 물체 표면에 부착하여 전두부의 곡률을 갖는 표면과 단차가 없도록 제작하여 수행되었다. 이러한 핀 홀 마이크로폰 센서를 이용한 평판 난류경계층에서의 벽면 섭동 압력 측정 시 정확도 및 오차의 분석은 이승배 등⁽⁶⁾에 의해 수행된 바 있다.

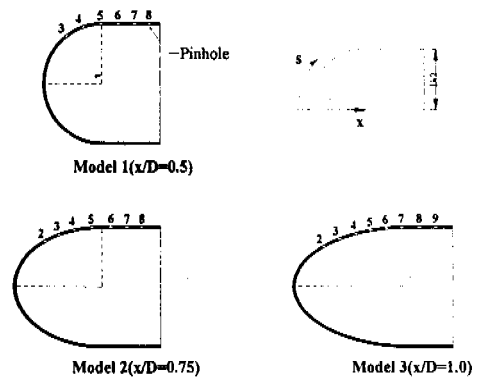


Fig. 1 Axisymmetric nose models(Model1(x/D=0.5) Model2(x/D=0.75), Model3(x/D=1.0))

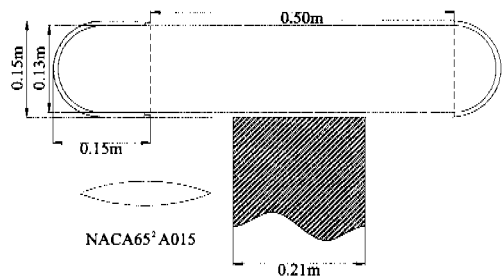


Fig. 2 Schematic measurement setup of axisymmetric body and measuring device

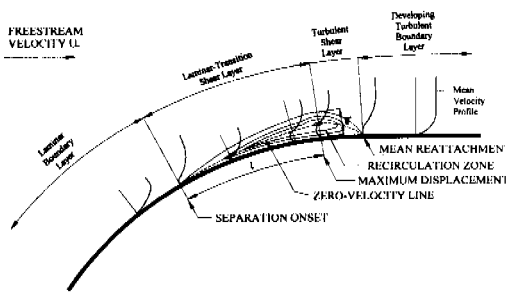


Fig. 3 Sketch of a laminar separation

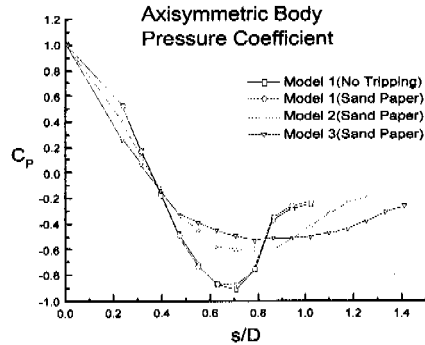


Fig. 4 Pressure-coefficient distributions at each s/D stations for axisymmetric nose models

Table 1 Characteristics of boundary layer and non-dimensional parameter Λ for each axisymmetric nose models

		Model1(x/D=0.5) Axisymmetric body(No tripping)					Model1(x/D=0.5) Axisymmetric body(sandpaper)				
hole #	s/D	δ (m)	Re_{δ}	C_p	Λ	s/D	δ (m)	Re_{δ}	C_p	Λ	
3	0.524	3.98483E-4	626	-0.637	3.86	0.524	5.937E-4	931	-0.651	8.63	
4	0.655	4.94845E-4	770	-0.896	0.98	0.655	8.146E-4	1265	-0.875	0.69	
5	0.785	0.001295	1991	-0.764	-	0.785	0.001628	2508	-0.761	-	
6	0.916	0.002736	4171	-0.311	-	0.916	0.002630	4127	-0.291	-	
7	1.047	0.004282	5427	-0.241	-	1.047	0.004525	7352	-0.219	-	
8	1.178	0.005637	10300	-	-	1.178	0.005567	10200	-	-	
9	1.439	0.007110	11620	-	-	1.439	0.007100	11600	-	-	
		Model2(x/D=0.75) Axisymmetric body(sandpaper)					Model3(x/D=1) Axisymmetric body(sandpaper)				
hole #	s/D	δ (m)	Re_{δ}	C_p	Λ	s/D	δ (m)	Re_{δ}	C_p	Λ	
2	0.524	5.6687E-4	913	-0.437	4.32	0.524	0.000458	773	-0.379	1.44	
3	0.655	5.2245E-4	825	-0.588	0.61	0.655	0.000622	1018	-0.471	1.47	
4	0.785	5.2381E-4	848	-0.610	0.12	0.785	0.000675	1059	-0.531	1.26	
5	0.916	7.6491E-4	1196	-0.536	-3.26	0.916	0.000796	1227	-0.512	-0.30	
6	1.047	0.001105	1753	-0.384	-9.67	1.047	0.000851	1480	-0.494	-2.12	
7	1.177	0.001247	1936	-0.238	-	1.177	0.001068	1738	-0.440	-5.74	
8	1.306	0.003390	5440	-0.180	-	1.306	0.001253	1967	-0.330	-8.75	
9						1.439	0.001493	2346	-0.296	-	

Fig. 3에서와 같이 박리가 발생하면 박리 상류 벽면에서는 양의 $\partial U_x / \partial y$ 구배가 되고 박리점에서는 구배가 영이며, 역류(reverse flow) 지역에서는 음의 구배를 가진다. 층류 박리 유동에서는 역압력구배(adverse pressure gradient) 영역에서는 층류에서 천이지역과 난류 전단층까지 발달하며, 재부착점 위치부터 난류경계층으로 발달하게 된다.

각 곡물 위치에서의 축대칭 물체 전두부에 대한 경계층 분포특성은 Table 1에 정리되어 있다. 각 전두부 모델의 정체점 지점에 AA 120 규격의 사포를 폭이 1cm인 띠로 부착한 세 가지 경우와 모델 1에 대하여 사포를 부착하지 않은 경우 모두 네 가지 경우에 대해서 수행하였다. Fig. 4의

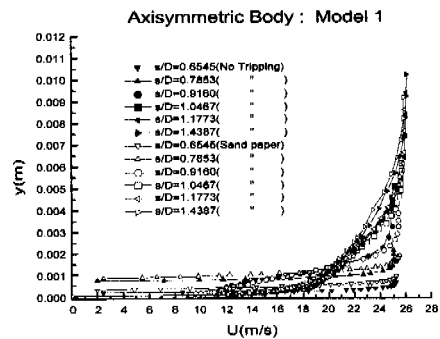


Fig. 5 Distributions of mean streamwise velocity at each s/D station for axisymmetric nose model 1 with and without tripping

C_p 분포는 세 가지 모델인 모델 1, 2, 3에 사포를 부착한 경우와 모델 1에 트리핑(tripping)을 하지 않은 경우에 대하여 축대칭 물체 전두부에서의 압력분포를 보여주고 있다. C_p 분포로부터 곡물이 커지면 C_p 의 최소치가 감소하며, 압력 회복구간도 짧아짐을 알 수 있다. 또한 레이놀즈수(Re_{δ})에 따른 변화는 모델 1인 축대칭 물체 전두부의 경우 레이놀즈수 증가에 따라 빠르게 압력이 회복됨을 알 수가 있다. 경계층 특성 분포에 대한 실험은 $U_{\infty}=25.5\text{m/s}$ 로 고정된 상태에서 수행되었다.

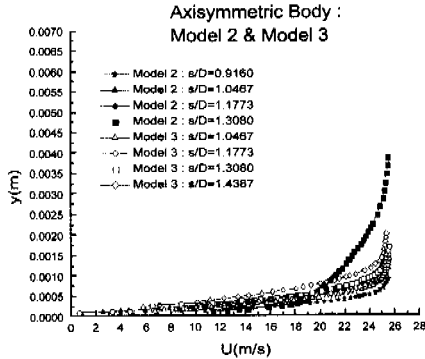


Fig. 6 Distributions of mean streamwise velocity at each s/D station for axisymmetric nose model 2, 3 with tripping

Table 1에서 보듯이 층류박리가 발생하는 $\Lambda = -12$ 인 지점은 모델 1의 경우에 s/D가 0.655와 0.785 사이에서 형성되고, 모델 2의 경우는 s/D가 1.047과 1.177의 사이에서 층류박리가 발생하며, 모델 3의 경우는 s/D가 1.308과 1.439의 사이에서 나타나고 있다. Fig. 5는 모델 1(no tripping)의 경우와 모델 1의 사포를 부착한 경우의 경계층 내 평균속도 분포를 나타내며, 박리는 s/D가 0.655 부근에서 발생하여 1.0467 근처의 난류 전단층까지 박리층이 형성된다. s/D가 1.1773 이상에서는 발달된 난류경계층의 형태를 보인다. Fig. 6의 모델 2, 3에 대한 경계층 내 평균속도 분포로부터 아직 난류로 완전히 발달하지 못한 것을 관찰할 수 있다. 네 경우 모두 층류박리의 생성으로 경계층 속도분포가 s/D가 커지면서 들어 올려지다가 후류로 가면서 난류경계층으로 발달하게 된다.

일반적으로 역압력구배(adverse pressure gradient)에 비해 순압력구배(favorable pressure gradient)에서는 벽면 압력스펙트럼이 벽면 전단응력과 배제두께 등에 영향을 받는다. 또한 고주파수 에너지를 갖는 경계저층은 곡률의 영향을 거의 받지 않으나 저주파수 에너지를 갖는 대척도 난류운동은 곡률의 변화에 따라 영향을 받는 것이 예상된다. 또한 역압력구배에서는 이극자음원이 상대적으로 강하므로 세 가지 축대칭 전두부 모델에 대

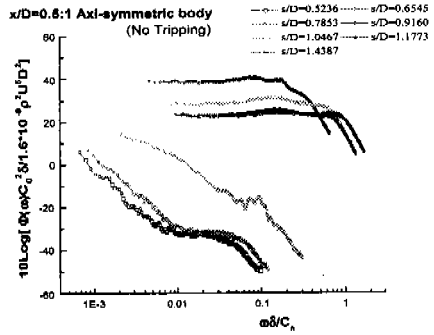


Fig. 7 Normalized wall pressure power spectral density at each station for the axisymmetric nose model 1 without tripping

하여 무차원 수인 Λ 및 s/D에 대한 벽면 섭동압력 스펙트럼을 외층변수들의 조합인 $\rho^2 U_\infty^5 D^2 / (c_0^2 \delta)$ 를 이용하여 무차원 하였다. Fig. 7, 8, 9, 10은 각 경우에 대하여 벽면 섭동압력의 에너지스펙트럼을 외층변수 스케일링으로 나타낸 것으로, 축대칭 모델 1에서는 s/D가 0.655이상의 구간에서 역압력구배로 층류박리에 의한 급격한 에너지 레벨의 증가를 보여준다. s/D가 0.9160에서 자유유동속도의 감소와 층류박리 성장으로 무차원화된 에너지 레벨이 급속히 증가하다 s/D가 1.0467에서 난류 전단층을 형성하면서 난류영역으로 진행하고 있다. s/D가 1.1773 이후에서는 발달된 난류경계층으로 진행하면서 이극자음원이 약화되어 무차원 스펙트럼의 에너지 레벨이 낮아진다. s/D가 1.4387일 때는 완전 발달된 난류경계층으로 s/D가 1.1773 위치에서 더욱 난류로 발달된 것을 보여주고 있다. 모델 2에서는 s/D가 1.1773과 1.3080 사이의 구간에서 층류박리 이후 난류 전단층의 영향으로 급격한 에너지 레벨 증가 후 난류영역으로 진행하며, s/D가 1.3080 이후에야 완전 발달된 난류경계층으로 진행하여 무차원 스펙트럼의 에너지 레벨 형태가 모델 1에서 보여진 완전 발달된 난류경계층 형태가 예상된다. 모델 3에서는 s/D가 1.4387에서도 층류박리 영향으로 저주파수에서 급격한 에너지 레벨 증가를 나타내었다. 각 모델에서 층류박리의 영향으로 에너지 레벨의 급격한 증가가 보이고 난류경계층이 발달하면서 저주파수에서 층류박리의 에너지 레벨보다 낮은 형태를 나타낸다.

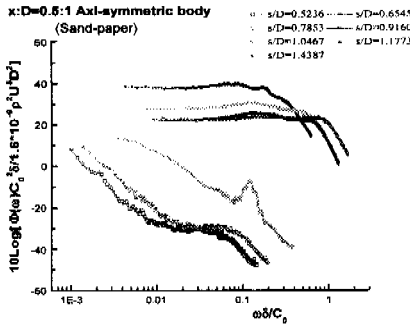


Fig. 8 Normalized wall pressure power spectral density at each station for the axisymmetric nose model 1 with tripping

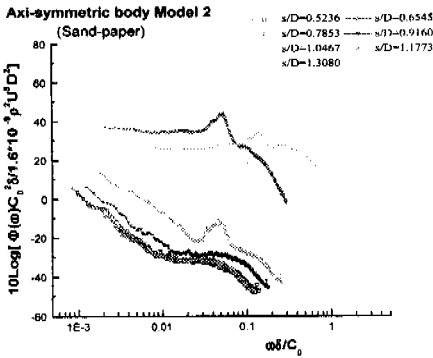


Fig. 9 Normalized wall pressure power spectral density at each station for the axisymmetric nose model 2 with tripping

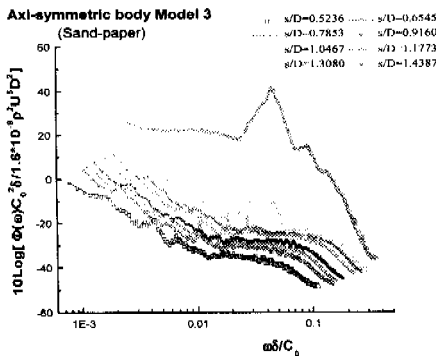


Fig. 10 Normalized wall pressure power spectral density at each station for the axisymmetric nose model 3 with tripping

축대칭 물체의 s/D 위치에서의 국부적인 시간-주파수(Time-Frequency) 특성을 분석하기 위해 시간-주파수 분석 방법중의 하나인 Choi-Williams 분포의 방법을 사용하여 해석하였다.⁽¹²⁾ 큰 진폭의 압력이벤트를 구별하기 위해 X축을 시간, Y축을 주파수 영역으로 하나, 시간이 경과함에 따른 각 주파수에서 나타나는 선행압력의 특성을 나타내었다.

본 연구에서 사용한 이중선형(bilinear) 변형 시간-주파수의 일반적인 형식은 다음과 같다:

$$S(t, f) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(u-t, \tau) x(u + \frac{\tau}{2}) \times x^*(u - \frac{\tau}{2}) e^{-j2\pi f\tau} d\tau du \quad (2)$$

여기서 $\Phi(t, \tau)$ 는 평탄성 커널(smoothing kernel) 함수이며, Choi-Williams 분포는 지수적 커널(exponential kernel)을 이용하여 다음과 같이 정의된다.⁽¹³⁾

$$W(t, f) = \int_{\tau} e^{-j2\pi f\tau} \int_u \frac{1}{2\tau} \sqrt{\frac{\nu}{\pi}} e^{-j2\pi(f\tau + \nu(u-d)^2/4\tau^4)} \times x(u + \frac{\tau}{2}) x^*(u - \frac{\tau}{2}) e^{-j2\pi f\tau} d\tau du \quad (3)$$

위 식에서 $\nu(\nu>0)$ 는 스케일 변수 및 커널 형상계수이다.

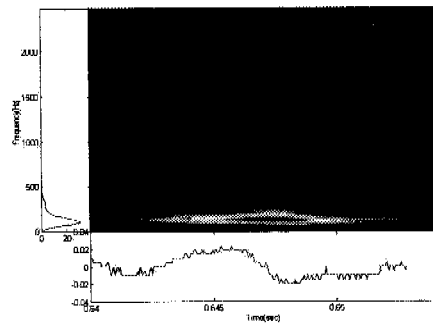


Fig. 11 Time-Frequency analysis at s/D=0.6545 of axisymmetric nose model 1 without tripping by Choi-Williams distribution method

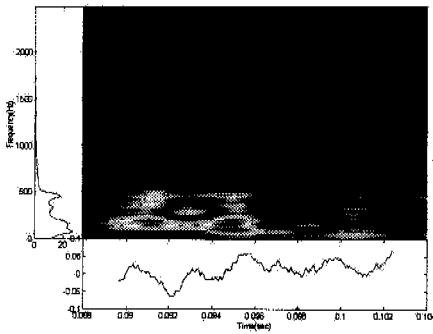


Fig. 12 Time-Frequency analysis at $s/D=0.7854$ of axisymmetric nose model 1 without tripping by Choi-Williams distribution method

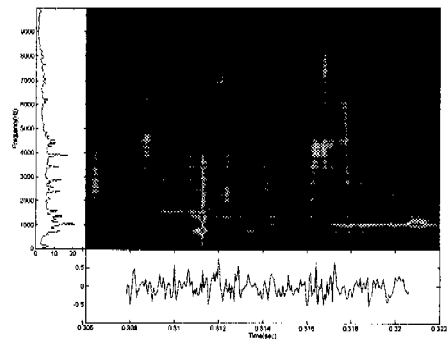


Fig. 15 Time-Frequency analysis at $s/D=1.1773$ of axisymmetric nose model 1 without tripping by Choi-Williams distribution method

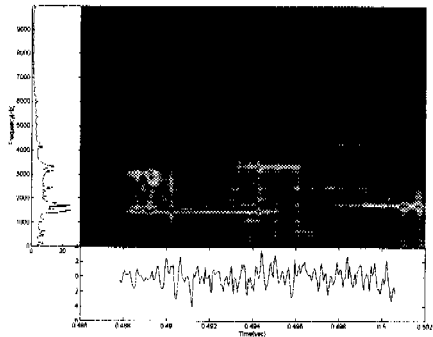


Fig. 13 Time-Frequency analysis at $s/D=0.9161$ of axisymmetric nose model 1 without tripping by Choi-Williams distribution method

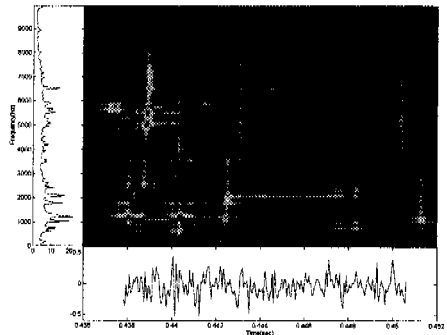


Fig. 16 Time-Frequency analysis at $s/D=1.4387$ of axisymmetric nose model 1 without tripping by Choi-Williams distribution method

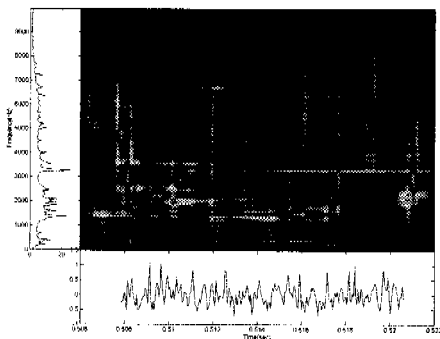


Fig. 14 Time-Frequency analysis at $s/D=1.0467$ of axisymmetric nose model 1 without tripping by Choi-Williams distribution method

시간-주파수 영역에서의 Choi-Williams 분포를 이용하여 모델 1(no tripping)의 경우에 대하여 s/D 의 위치에 따라 시간-주파수 특성을 Fig. 11에서 Fig. 16까지에 나타내었다. Fig. 11, 12의 시간영역의 신호를 살펴보면 총류박리의 유동특성으로 인한 큰 거동에 의해 지배적인 주파수는 저주파가 된다. 총류박리가 발생하는 $\Delta=12$ 지점을 이미 통과한 $s/D=0.9161$ 지점인 Fig. 13에서는 간헐적인 난류 섭동의 발생과 박리 에너지로 인해서 시간 영역에서의 신호의 크기가 크게 증대된다. 또한 저주파 영역 에너지 뿐만 아니라 고주파 영역의 에너지가 동시에 발생하나, 주파수 영역에서의 지배적인 에너지 분포는 그림에서 보듯이 $1k \sim 2kHz$ 의 주파수 영역에서 지배적이다.

Fig. 14 이후에서는 섭동압력의 난류에너지로 인해서 시간영역에서의 압력섭동 크기는 s/D 가 0.9161인 경우보다 낮아지고 주파수 영역에서 지배적인 주파수 영역이 분산된다. 즉 난류에너지를 가지는 저주파수 영역에서 전체적인 에너지 분포를 유지하고 고주파수 영역으로 에너지가 넓게 분포되고 있다. 위의 Choi-Williams 분포의 시간-주파수 분석방법을 이용하여 각 모델에 대해 분석한 결과 층류박리점 이후에서 층류박리의 영향과 천이 현상 그리고 난류 전단층 발생으로 에너지가 저주파수 뿐만 아니라 고주파수까지 넓은 영역으로 에너지가 분포된 이벤트가 발생하고 있는 것을 관찰할 수 있다.

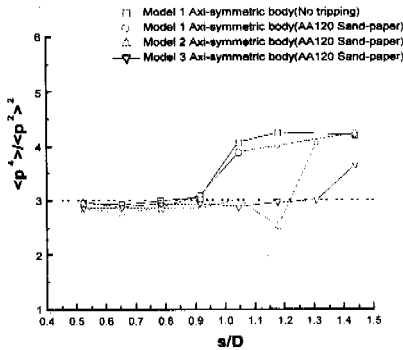


Fig. 17 Distributions of kurtosis coefficients for axisymmetric nose models

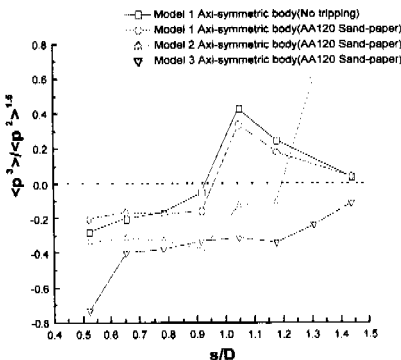


Fig. 18 Distributions of skewness coefficients for axisymmetric nose models

Fig. 17에 나타난 커토시스(kurtosis)에 의한 분석에 의하면 모델 1, 2, 3 모두 상류에서는 가우시안 분포를 유지한다. 모델1의 경우에는 s/D 가 1.0467 근처에서 난류 전단층이 발달하기 시작하며, s/D 가 1.1773 근처에서는 난류경계층으로 발달되며 후류 지점인 s/D 가 1.4387 부근에서 완전 발달된 난류경계층 형태를 취한다. 평판의 난류경계층에서의 결과⁽⁶⁾인 $Re_\theta = 2800$, $d^+ = 7.1$ 에서 커토시스는 약 5.4정도이며, Schewe⁽¹⁴⁾의 결과는 $Re_\theta = 1400$, $d^+ = 19$ 에서 커토시스가 4.8이며, 본 축대칭 전두부의 Re_θ 가 800~900 근처인 s/D 가 1.1773에서의 난류경계층은 커토시스가 4.2 부근에서 형성되고 있음을 볼 수 있다. 모델 2에서는 s/D 가 1.3080에서 난류 전단층 및 난류경계층으로 발달하고 있어 커토시스 계수값 증가를 보인다. 모델 3의 경우는 s/D 가 1.4387 근처에서 난류 전단층으로 아직 난류경계층으로 덜 발달된 상태이므로 계수값의 증가가 적게 나타나고 있다. Fig. 18에 나타난 모델 1의 스큐니스(skewness) 분포에서는 난류 전단층인 $s/D = 1.047$ 근처에서 양의 이벤트가 지배적으로 형성되다가 난류가 완전 발달된 $s/D = 1.439$ 에서는 양의 이벤트가 다소 줄어들고 있다. 모델 2와 모델 3에서는 난류경계층으로 완전 발달하지 못한 형태를 보이고 있으며, 모델 2는 난류 전단층 근처까지 그리고 모델 3은 층류박리의 영향이 아직 나타나고 있다.

3. 긴 실린더 벽면 섭동압력 스펙트럼의 측정

축방향 실린더 유동에서는 실린더 주위의 원주길이인 $2\pi(a+y)$ 와 그 위치에서의 전단응력과 같은 항상 일정하므로, 층류유동의 경우 벽면 근처에서의 속도분포는 $\log y$ 에 비례하게 된다. 난류유동이 되면 운동량 교환이 활발해지게 되어 실린더 벽면 근처의 평균속도 분포는 층류유동보다 두툼해지게 된다.

실린더 좌표계를 이용하여 실린더 주위의 경계층 방정식을 쓰면 다음과 같다.

$$\frac{\partial P}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rV) = 0$$

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\nu}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \frac{\partial U}{\partial r}) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \overline{uv}) \quad (4)$$

여기서 U, V는 각각 축방향 및 반경방향의 평균속도이며 P는 평균압력이다. 그리고 u, v는 각각 축방향 및 반경방향의 섭동속도 성분이다. 또한 경계층 배체두께 δ^* 과 운동량두께 θ 는 다음 식으로 구하여진다.⁽¹⁾

$$(\delta^* + a)^2 - a^2 = \int_{a'}^{(\delta+a)^2} (1 - \frac{U}{U_\infty}) dr^2 \quad (5)$$

$$(\theta + a)^2 - a^2 = \int_{a'}^{(\delta+a)^2} (1 - \frac{U}{U_\infty}) \frac{U}{U_\infty} dr^2 \quad (6)$$

만일 U/U_r 가 유선을 따라서 일정하다고 가정하면 (Colcs⁽¹⁵⁾의 가정), 벽 근처에서의 평균속도 분포는 다음과 같은 식으로 표현된다.

$$\frac{U}{U_r} = 5.75 \text{ Log}_{10} [\frac{U_r y}{\nu} (1 + \frac{y}{2a})] + 5.10 \quad (7)$$

따라서 축방향 실린더 유동에서는 y^+ 가 아닌 $y^+(1+y/2a)$ 라는 변수가 중요함을 알 수가 있다.

Willmarth 등⁽¹⁾은 Table 2에 주어진 조건에서 섭동압력 r.m.s.값, 벽면 압력스펙트럼, 대류속도 (U_c) 등을 측정하였다. 그들에 따르면 곡률의 영향으로 인해 섭동압력을 일으키는 에디들의 크기가 전체적으로 평판에 비해 작아진다고 하였다. 또한 $\omega \delta^*/U_\infty > 10$ 을 만족하는 고주파수에서의 벽면 섭동압력 에너지는 평판의 경우보다 약간 (약 2배) 증가하며, $\omega \delta^*/U_\infty < 1$ 의 저주파수에서는 에너지 밀도가 감소한다고 주장하였다.

Willmarth 등⁽²⁾은 δ/a 가 증가하면서 대척도

(large-scale)의 벽면 섭동압력의 상관거리는 원주방향으로 늘어남을 설명하였다. 최근 Snarski와 Lueptow⁽³⁾의 연구결과에 따르면 벽압력 섭동은 평판에서처럼 경계층 전체에 영향을 주는 실린더 축방향의 서로 반대로 회전하는 대척도와동에 의한 저주파수 성분과 큰 진폭의 섭동압력의 지속시간과 일치하는 벽면 근처 작은 와동의 고주파수 성분으로 분리될 수가 있다. 즉 대척도 성분은 버스팅이 일어나는 이벤트들 사이의 평균주기에 해당하며, 소척도 성분은 분출과 쓸림현상과 연관된 섭동압력의 지속시간에 해당하게 된다. 따라서 δ/a 가 너무 크지 않은 경우 ($\delta/a \leq 5.0$)에는 평판과 유사한 난류구조가 발생한다고 하였다. 그러나 횡방향의 곡률반경은 평판에 비해 벽면의 넓이가 줄어드는 효과로 인해 대척도 운동에너지를 증가시킨다고 상반되게 주장하였다. Bokde와 Lueptow⁽⁴⁾는 Table 2에 나타난 실험 조건하에서 너비방향으로의 벽면 섭동압력 상관길이가 30° 가량(0.11δ)임을 계측하였다. Shin 등⁽¹⁶⁾의 무한실린더 유동의 수치적 연구 결과는 평판유동에 비하여 곡률이 증가함에 따라 축방향 난류강도가 감소하며, 곡률반경이 증가하면서($\delta/a=2$ 에서 5로 증가) 띠 구조는 6~7개에서 4개로 감소함을 지적하였다. 따라서 같은 반경에서 대척도 운동과 연관된 띠 구조의 갯수가 줄어들면서 평판에 비해 저주파수 에너지 레벨의 감소를 초래하며, 벽면에서 일어나는 쓸림과 버스팅 현상 등에 의한 큰 진폭의 섭동압력은 상대적으로 난류체적의 증대로 평판보다 약간 커지게 된다고 여겨진다.

Table 2 Summary of measurement conditions for cylinder wall pressure spectra

	Diameter of Cylinder	Free Stream Velocity	δ/a	Reynolds number	Sensor size	Medium
Willmarth and Yang (1970)	7.62cm (3")	44.2m/s (145ft/s)	1.8	$Re_p = 2.62 \times 10^4$	1.5mm	Air
Willmarth et. al. (1976)	0.02" ~ 2.0"	96ft/s ~ 204ft/s	1.0 ~ 42.5	$Re_p = 3.04 \times 10^4$ ~ 2.16×10^6	0.06"	Air
Snarski and Lueptow (1985)	0.983cm	12m/s	5.04	$Re_p = 2870$	0.07cm (d' 22)	Air
Bokde and Lueptow (1989)	0.476cm	10.6m/s	4.91	$Re_p = 2530$	0.07cm (d' 25.9)	Air
Shin (1999)	N/A	N/A	2.5	$Re_p = 833$ ($\delta/a=2$) $Re_p = 510$ ($\delta/a=5$)	numerical	numerical
Present Experiment	2.004cm	8.5m/s	1.88	$Re_p = 880$	0.2mm (d' 5.2)	Air

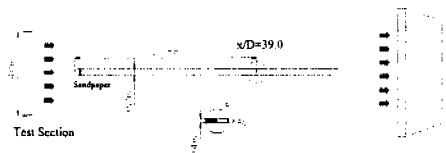


Fig. 19 Schematic measurement setup of long cylinder model and measuring device

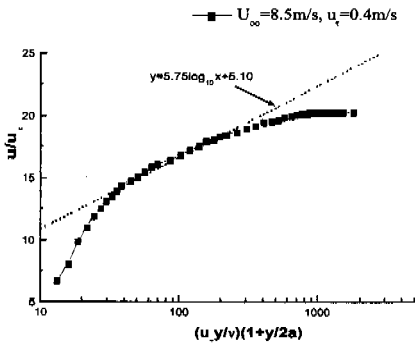


Fig. 20 Distribution of mean streamwise velocity in an axial flow along cylinder($\delta/a=1.88$, $Re\theta=850$)

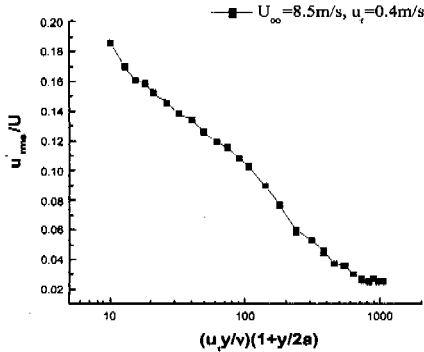


Fig. 21 Distribution of turbulent velocity intensity in an axial flow along cylinder($\delta/a=1.88$, $Re\theta=850$)

본 연구에서는 긴 실린더의 δ/a 가 1.88에서의 유동 특성과 벽면 접동압력 스펙트럼을 실험적으로 측정하였다. 상대적으로 낮은 레이놀즈수에서 두꺼운 경계층을 얻기 위해 실린더 전두부 정체점에서 3cm 후류 위치에 AA 120규격의 폭 2cm인 사포를 실린더 상류에 부착하고 낮은 속도인 8.5m/s에서 실험을 수행하였다. Fig. 19의 실험 장치도에서 보듯이 전두부는 앞서 연구한 반구형 형태이며, 축방향 길이가 1.25m, 직경이 0.02m인 실린더에 축방향으로 $x/D=39.0$ 의 위치에 1/8" 핀홀 마이크로폰을 실린더 벽면에 부착하였다. 또한 긴 실린더 유동에서 원주방향으로의 균일한 분포를 확보하기 위해 곡률효과를 고려하여 벽면 압력분포를 원주방향으로 반복적으로 측정하여

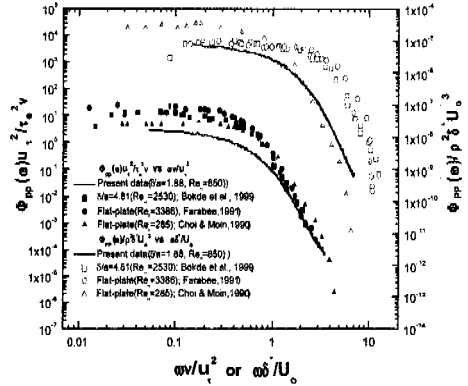


Fig. 22 Power spectra of the wall pressure fluctuations in terms of inner and outer variables

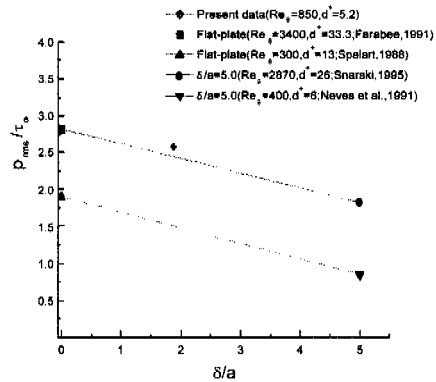


Fig. 23 Wall pressure r.m.s. normalized by mean wall shear stress(τ_ω) with respect to transverse curvature(δ/a)

유동의 중심과 실린더 중심을 일치시켰다. Fig. 20의 경계층 평균 속도분포는 곡률효과를 고려하여 반지름 a 를 이용한 스케일로 나타내었다. Fig. 21은 실린더 벽면에서부터 경계외층까지의 난류강도를 나타낸 것으로 벽면 근처에서 높은 난류강도분포를 보이며 경계외층으로 이동하면서 자유유동의 난류 강도에 접근하고 있다. 곡률효과가 있는 실린더에 대한 내층변수 스케일로 나타낸 벽면 압력 파워스펙트럼은 Fig. 22와 같이 측정되었다.

Bokde 등⁽⁴⁾의 측정결과($\delta/a=4.81$, $Re_\theta=2530$)는 본 실험조건보다 높은 레이놀즈수로 인해 저주파수 영역에서 높은 에너지 레벨을 보이며, 고주파수 영역에서는 조금 더 급격한 경사를 보인다. 이는 본 연구에서 사용한 핀 홀의 지름이 Bokde 등⁽⁴⁾의 센서 크기보다 작아 평판 측정결과와 같이 고주파수에서 약간 완만한 경사를 나타낸 것으로 여겨진다. 또한 곡률효과가 없는 평판의 경우인 낮은 레이놀즈수(Re_θ)의 Choi와 Moin⁽¹⁷⁾ 계산 결과와 비교하면 고주파수에서의 에너지는 유사한 기울기 형태를 보이고 있다.

Fig. 23에 나타난 무차원 곡률(δ/a)에 대한 평균 벽면 전단응력과 벽면 섭동압력의 제곱평균제곱근과의 비의 값을 평판 경우에서의 특징과 비교해 나타내었다.^{(3),(18)-(20)} Snarski⁽³⁾는 실험조건인 $d^+=26$, $Re_\theta=2870$, $\delta/a=5$ 에서 p_{rms}/τ_w 는 1.8, 커토시스는 5.05, 스퀴니스는 -0.08의 값을 측정하였으며, 본 실험에서는 $d^+=5.2$, $Re_\theta=850$, $\delta/a=1.88$ 에서 p_{rms}/τ_w 는 2.58, 커토시스는 3.14, 스퀴니스는 -0.12의 값이 계속되었다. 본 실험의 결과는 다른 실험 결과와 비교하여 작은 d^+ 로 인해 벽면 섭동압력의 크기가 전체적으로 약간 크게 계속되었다. 핀 홀 마이크로폰의 d^+ 가 작아지면 같은 레이놀즈수에서 더 높은 섭동압력을 나타내는 것으로 보고되고 있다.^(6,14) δ/a 가 1.88의 비교적 작은 곡률반경의 실린더 유동은 같은 레이놀즈수의 평판 유동의 근거리장 압력 특성과 유사함을 알 수가 있다.

4. 결론

핀 홀 마이크로폰 센서를 이용하여 세 가지 형태의 전두부 모델 1($x/D=0.5$), 모델 2($x/D=0.75$), 모델 3($x/D=1.0$)인 축대칭 물체에 대해 각 s/D 위치에서의 경계층 특성 및 벽면 압력 스펙트럼을 측정하였다. 일반적으로 수중물수체 모델의 풍동실험을 통해 경계층 특성치를 측정하면 여압력구배로 인한 층류박리가 난류전이보다 앞서 발생하며, 세 가지 모델에 대하여도 박리 현상이 특징적으로 나타났다. 본 연구에서는 압력구배와 경계층 두께를 포함하는 무차원 변수인 Λ 를 사용하여 곡률 효과 및 경계층 변수에 따른 층류박

리 영역을 분석하였다. 평판 경계층에서 사용되는 외층변수를 축대칭 물체 전두부에 적용할 때는 박리이전의 벽면 압력스펙트럼 상사성 면에서의 일치를 보여주나, 층류박리 에너지 영역을 포함하여 너무 낮게 스케일링하게 된다. 따라서 본 연구에서는 박리영역의 에너지와 난류 경계층 에너지의 스케일링을 위해 다른 외층변수들을 도입하였으며, 세 가지의 형상의 전두부에 대해서 벽면 섭동압력을 스케일링하여 박리 및 천이영역에서 난류경계층으로의 발달과정을 분석하였다. 전두부가 반구인 모델은 층류박리점이 가장 상류에서 발생하며, 벽면 압력스펙트럼의 특징은 층류박리가 두꺼워지는 영역에서 에너지 레벨의 급격한 상승을 보이다가 층류박리점 이후의 난류 전단층을 지나면서 감소하여 완전 발달된 난류경계층이 되어 에너지 레벨은 안정화된다. 벽면 섭동압력의 이벤트 특성에 관한 연구인 커토시스 분석에서는 간헐적인 난류에너지의 영향으로 모델1에서 s/D 가 0.9160 이후부터 계수값이 커지다가 난류경계층 영역으로 발달하면서 4.2인 값으로 접근하는 것을 관찰할 수 있었다.

긴 실린더의 $\delta/a=1.88(Re_\theta=850)$ 에서의 축방향 유동의 실린더의 경계층 특성 및 벽면 섭동압력 측정을 통하여 곡률효과에 따른 근거리장 소음 및 난류경계층 특성을 연구하였다. 벽면 섭동압력 스펙트럼은 같은 레이놀즈수의 평판 결과와 비교하여 저주파수 영역에서는 에너지가 전체적으로 조금 낮고 고주파수($\omega \nu/u_\tau^2 > 0.5$)에서 약간 완만한 기울기를 가진 에너지 분포를 측정하였다. 또한 p_{rms}/τ_w 측정에서는 본 연구에서 사용한 핀 홀 마이크로폰 d^+ 의 영향으로 벽면 섭동압력의 크기가 비슷한 레이놀즈수의 경우보다 약간 큰 경향을 나타내었다. 본 연구에서의 긴 실린더 근거리장 압력특성은 같은 레이놀즈수의 평판 유동과 유사함을 알 수 있었다.

후 기

본 연구는 수중음향특화센터 UA-42과제 연구비 지원에 의해 수행되었으며, 센터 및 국방과학연구소에 깊은 감사를 표합니다.

참고문헌

- (1) Willmarth, W.W. and Yang, C.S., 1970, "Wall-Pressure Fluctuations beneath Turbulent Boundary Layers on a Flat Plate and a Cylinder," *J. Fluid Mech.*, Vol. 41, Pt. 1, pp. 47~80
- (2) Willmarth, W.W. and Sharma, L.K., 1976, "Axially Symmetric Turbulent Boundary Layers on Cylinders: Mean Velocity Profiles and Wall Pressure Fluctuations," *J. Fluid Mech.*, Vol. 76, Pt. 1, pp. 35~64
- (3) Snarski, S.R. and Lueptow, R.M., 1995, "Wall Pressure and Coherent Structures in a Turbulent Boundary Layer on a Cylinder in a Axial Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 286, pp. 137~171
- (4) Bokde, A.L.W. and Lueptow, R.M., 1999, "Spanwise Structure of Wall Pressure on a Cylinder in Axial Flow," *Physics of Fluids*, Vol. 11, No. 1, pp. 151~161
- (5) Karangelen, C.C., Wilczynski, V. and Casarella, M.J., 1993, "Large Amplitude Wall Pressure Fluctuations beneath a Turbulent Boundary Layer," *J. Fluid Eng.*, Vol. 115, pp. 653~659
- (6) 이승배, 김휘중, 1999, "평판 난류 경계층에서의 벽 압력섭동에 대한 실험적 연구," 대한기계학회논문집 B권, 제23권 제6호, pp. 722~733
- (7) Bakewell, Jr., H.P., 1968, "Turbulent Wall-Pressure Fluctuations on a Body of Revolution," *J.A.S.A.*, Vol. 43, pp. 1358~1363
- (8) Haddle, G.P. and Skudrzyk, E.J., 1969, "The Physics of Flow Noise," *J.A.S.A.*, Vol. 46, pp. 130~157
- (9) Arakeri, V.H., 1975, "Viscous Effects on the Position of Cavitation Separation from Bodies," *J. Fluid Mech.*, Vol. 68, Part. 4, pp. 779~799
- (10) 이승배, 김휘중, 권오섭, 이상권, "축대칭 물체의 경계층 유동소음에 대한 실험적 연구(II): 전두부 천이제어 및 방사소음," 대한기계학회논문집(십사중)
- (11) Schlichting, H., 1979, *Boundary Layer Theory*, Seventh Edition, McGREW-HILL
- (12) Lee, S.K. and White, P.R., 1998, "The Enhanced of Impulsive Noise and Vibration Signals for Fault Detection in Rotating and Reciprocating Machinery," *J. Sound and Vib.*, Vol. 217(3), pp. 485~505
- (13) Choi, H.I. and Williams, W., 1989, "Improved Time-Frequency Representation of Multiple Component Signals Using an Exponential Kernel," *IEEE Transactions*, Vol. 37, pp. 862~971
- (14) Schewe Günter., 1983, "On the Structure and Resolution of Wall-Pressure Fluctuations Associated with Turbulent Boundary Layer Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 134, pp. 311~328
- (15) Cole, D., 1956, "The Law of the Wake in the Turbulent Boundary Layer," *J. Fluid Mech.*, Vol. 1, pp. 191~226
- (16) Shin, D.S. and Choi, H.C., 1999, "Direct Numerical Simulation of Axial Turbulent Boundary Layer," *Proceedings of the KSME Spring Annual meeting B*, pp. 50~55
- (17) Choi, H. and Moin, P., 1990, "On the Space-Time Characteristics of Wall-Pressure Fluctuation," *Physics of Fluids*, Vol. 2, pp. 1450~1460
- (18) Farabee, T.M. and Casarella, M.J., 1991, "Spectral Features of Wall Pressure Fluctuations beneath Turbulent Boundary Layers," *Physics of Fluids A*, Vol. 3, No. 10, pp. 2410~2420
- (19) Sparart, P.R., 1988, "Direct Simulation of a Turbulent Boundary Layer up to $Re_\theta=1410$," *J. Fluid Mech.*, Vol. 187, pp. 61~98
- (20) Neves, J.C., Moin, P. and Moser, R.D., 1991, "Numerical Study of Axial Turbulent Flow over Long Cylinder," *8th Symp. on Turbulent Shear Flows*, Munich, Germany (Sept. 9-11), pp. 1~6