

工學碩士 學位論文

船舶 推進軸系 船尾管 베어링 油膜
解析에 관한 研究

A Study on the Analysis of Oil Film in Stern Tube
Bearing for Ship's Propulsion Shafting

指導教授 金正烈

2006 年 2 月

韓國海洋大學校 大學院

機關시스템工學科

宋 勇 昇

목 차

List of Figures	iii
Nomenclature	v
Abstract	vii
제 1 장 서 론	1
제 2 장 유막해석 이론	3
2.1 윤활 및 유활막	3
2.2 Reynolds 방정식	5
2.3 유막두께	13
2.4 짧은 베어링 이론(Short Bearing Theory)	15
2.5 긴 베어링 이론(Long Bearing Theory)	20
제 3 장 수치해석	24
3.1 축의 정적상태 처짐 계산	24
3.2 편심률 계산	29
제 4 장 유막해석 결과	31
4.1 축 중심의 궤적	32
4.2 유막압력 분포	37
4.2.1 연속최대회전수에서 유막압력 분포	37
4.2.2 Dead slow회전수에서 유막압력 분포	39
제 5 장 결 론	43

참 고 문 헌	45
부 록	46

List of Figures

Fig. 2.1	The forming process of oil film	4
Fig. 2.2	Cartesian coordinate system	6
Fig. 2.3	Mass flow through rectangular-section in x, y plane	7
Fig. 2.4	Mass flow through rectangular-section in x, z plane	8
Fig. 2.5	Mass flow through rectangular-section in y, z plane	9
Fig. 2.6	Film thickness geometry	14
Fig. 2.7	Pressure distribution for full Sommerfeld solution	22
Fig. 3.1	General shaft alignment	25
Fig. 3.2	Analysis result of the shaft declination	26
Fig. 3.3	Declination of the propeller shaft in stern tube	27
Fig. 3.4	Reaction force of the after stern tube bearing	28
Fig. 3.5	Pressure distribution in journal bearing	30

Fig. 4.1	Variation of eccentricity ratio in Sec. 1	32
Fig. 4.2	Variation of eccentricity ratio in Sec. 7	33
Fig. 4.3	Variation of eccentricity ratio in Sec. 13	34
Fig. 4.4	Variation of eccentricity ratio in Sec. 20	35
Fig. 4.5	Variation of eccentricity ratio in Sec. 26	36
Fig. 4.6	Pressure distribution at MCR	37
Fig. 4.7	Pressure distribution at MCR	38
Fig. 4.8	Pressure distribution at dead slow revolution	40
Fig. 4.9	Pressure distribution at dead slow revolution	41

Nomenclature

e	: 축의 편심량(eccentricity) [m]
C	: 적분상수
c	: 베어링 반경방향 유막간극 [m]
F	: 체적력 [N]
h	: 유막두께 [m]
h_{pmax}	: 최대 유막압력 지점에서의 유막두께 [m]
p	: 유막압력 [N/m^2]
q_x	: x 축 방향 단위폭당 체적유량 [m^2/s]
q_y	: y 축 방향 단위폭당 체적유량 [m^2/s]
t	: 시간 [s]
u	: x 축 방향 유체속도 [m/s]
u_a	: 축 표면에서의 x 축 방향 유체속도 [m/s]
u_b	: 베어링 표면에서의 x 축 방향 유체속도 [m/s]
\bar{u}	: x 축 방향 평균 유체속도 [m/s]
v	: y 축 방향 유체속도 [m/s]
v_a	: 축 표면에서의 y 축 방향 유체속도 [m/s]
v_b	: 베어링 표면에서의 y 축 방향 유체속도 [m/s]
\bar{v}	: y 축 방향 평균 유체속도 [m/s]
w	: z 축 방향 유체속도 [m/s]
w_a	: 축 표면에서의 z 축 방향 유체속도 [m/s]
w_b	: 베어링 표면에서의 z 축 방향 유체속도 [m/s]
\bar{w}	: z 축 방향 평균 유체속도 [m/s]

W_{xs} : 짧은 베어링 이론에 있어서 x 축 방향 하중성분
 W_{zs} : 짧은 베어링 이론에 있어서 z 축 방향 하중성분
 W_{rs} : 짧은 베어링 이론에 있어서 합성 하중성분
 W_{xl} : 긴 베어링 이론에 있어서 x 축 방향 하중성분
 W_{zl} : 긴 베어링 이론에 있어서 z 축 방향 하중성분
 W_{rl} : 긴 베어링 이론에 있어서 합성 하중성분
 x : 베어링의 원주방향의 직교좌표
 y : 축 방향의 직교좌표
 z : 유막두께 방향의 직교좌표

ε : 편심비(eccentricity ratio)
 η : 절대점도 [$\text{N}\cdot\text{s}/\text{m}^2$]
 η_0 : 압력과 온도 변화가 0 일 때의 절대점도 [$\text{N}\cdot\text{s}/\text{m}^2$]
 Θ : 원주좌표각 (circumferential coordinate angle)
 λ_k : 베어링의 직경대 폭의 비
 ρ : 밀도 [kg/m^3]
 Φ : 자세각 (attitude angle)
 ω : 축의 회전각속도 [rad/s]

**A Study on the Analysis of Oil Film in Stern Tube
Bearing for Ship's Propulsion Shafting**

Yong - Seung , Song

**Department of Marine System Engineering
Graduate School
Korea Maritime University**

Abstract

The propeller for propelling a ship is installed at the stern side end of propeller shaft protruding from its stern. Therefore the propeller shaft is deflected by the propeller weight or any external force and the stern side of stern tube bearing will be loaded larger load than its bow side end. This one-side load tends to cause local contact between the shaft and bearing and causes bearing such as wear, burning, etc. of bearing metal.

In this study, to clarify the performance of the stern tube bearing, Reynolds equation under deflected condition is solved by using computer. Oil-film pressure distribution and variation of the bearing are also calculated. And the shaft declination within the stern bearing is expressed by declination curve obtained from the

deflection calculations for the entire shafting system, calculated simultaneously with the stern tube bearing by ANSYS software. Oil film characteristics are obtained, based on the finite width hydrodynamic theory and solved through the convergence calculations.

제 1 장 서 론

선박 추진축계용 베어링으로서는 일반적으로 미끄럼 베어링을 많이 사용하고 있는데, 이 베어링들은 지지하는 위치에 따라 스러스트 베어링, 중간축 베어링, 선미관 베어링으로 나눌 수 있다. 이 중에서 스러스트 베어링과 중간축 베어링은 전부 기름 윤활방식이지만, 선미관 베어링에는 기름 윤활방식과 물 윤활방식 양쪽 모두 채택하고 있다.

선미관 베어링으로서 물 윤활방식은 1960년대 기름 윤활방식의 베어링으로 대체되기 전까지 거의 모든 선박에서 사용되었으며, 베어링 재료로서는 Lignum Vitae, 천연고무, 합성수지 등이 주로 사용된다. 이러한 물 윤활방식의 베어링은 윤활 매체인 물이 우수한 열 전도체이긴 하지만, 기름에 비해 점도가 낮기 때문에 윤활막이 파괴되어 경계윤활 상태로 되어 베어링이 소손되는 사고가 일어날 소지가 많아 최근에는 일부 소형선 및 특수선의 선미관 베어링, 스트러트 베어링에 국한되어 사용되고 있다. 기름 윤활방식은 거의 모든 선박의 선미관 베어링 및 중간축 베어링에 사용되고 있으며, 베어링 재료로서는 주로 백색합금(white metal)이 사용되고 있다.

선미관 베어링은 프로펠러와 프로펠러 축의 하중을 지지하는 베어링으로 최근 선박의 대형화에 따라 축계 및 프로펠러의 치수가 점차 크게 되었고, 추진 효율을 높이기 위해서 저속으로 사용되기 때문에 선미관 베어링에 작용하는 하중은 점점 더 크고 가혹한 상태로 되어 있는 실정이다. 또한 프로펠러가 추진축계의 끝단부에 장착되어 있기 때문에 프로펠러의 하중으로 인해 축이 굽힘 변형을 받는데, 이러한 현상으로 인하여 선미관 베어링에는 축방향으로 불균일한 압력 분포가 발생하고, 그로 인해 선미관 베어링이 소손 되는 사고가 많이 발생하고 있다.

본 논문에서는 선미관 베어링 설계시에 이러한 불균일한 압력분포를 반영하여 사고를 미연에 방지하기 위하여, 프로펠러와 프로펠러 축의 하중에 의한 정적상태의 축계의 처짐을 고려하여 프로펠러 축의 굽힘을 계산하고,

Reynolds 방정식을 이용하여 이에 따른 선미관 베어링의 유막해석을 수행하였다. 다만, 본 연구를 수행함에 있어서 선박의 흘수(draft)와 윤활유의 온도는 일정하다고 가정하였다.

제 2 장 유막해석 이론

2.1 윤활 및 윤활막

윤활유는 마찰면에 두꺼운 윤활막을 형성시켜 그 면에 가해지는 하중을 지지함으로써 마찰과 마멸을 감소시키는 작용을 한다. 윤활이론의 기초는 1883년 타워(B. Tower)가 저널 베어링의 실험에서 최초로 유막압의 존재를 발견했고, 1886년 레이놀즈(Reynolds)가 뉴턴(Newton)의 점성유체의 마찰법칙을 기초로 해서 타워의 실험을 이론적으로 증명한, 이른바 레이놀즈의 수렴막 원리(The principle of the converging film)를 확립하였다.

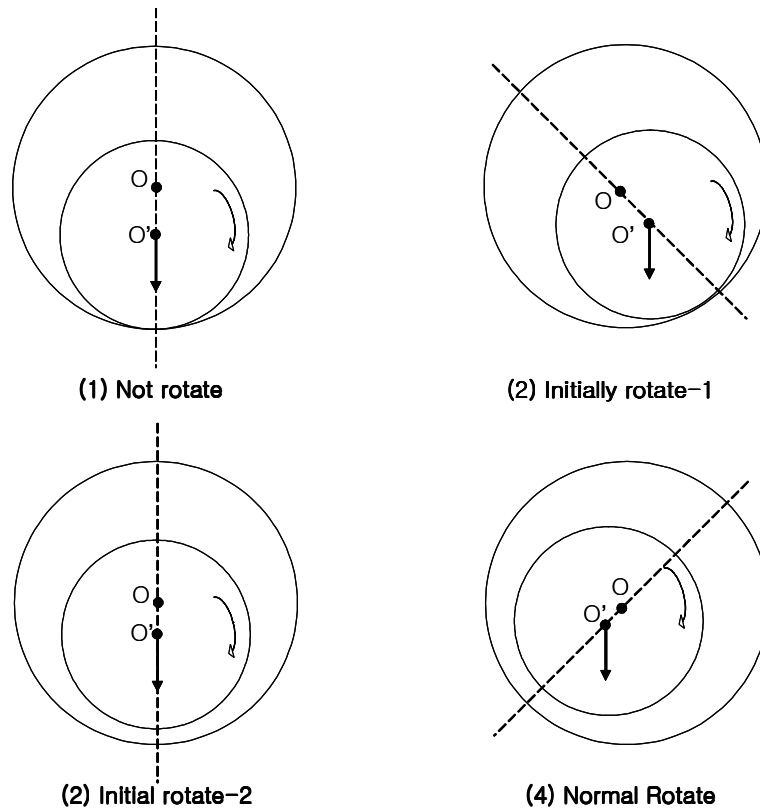
이 원리에 의하면, 윤활유로 가득 찬 마찰면이 상대적으로 움직이면 점성에 의해서 윤활 막의 수렴부에 양(+)의 윤활막 압력이 발생하며, 이 윤활막 압력이 하중을 지지해서 마찰면을 직접 접촉하지 못하게 한다. 즉, 윤활막 압력은 두 면간의 썸(Wedge)꼴의 간극을 유지할 때 한해서 생기고, 두 면이 평행하게 움직일 때에는 생기지 않는다.

저널 베어링에 레이놀즈의 수렴막의 원리를 적용하면 다음과 같이 설명할 수 있다. 베어링 간격에 윤활유가 충전되어 있어도 축이 정지하고 있으면 **Fig. 2.1**의 (1)과 같이 축의 자중에 의해 축이 베어링의 최하점에서 고체 접촉할 것이다. 그러므로 이 때의 베어링 간격은 최하점에서 0이고, 최상점에서는 베어링과 축의 직경차와 같다. 이 상태에서 축이 화살 방향으로 회전하기 시작하면, (2)와 같이 축이 베어링 표면으로 끌려 올라가며, 회전속도가 증가됨에 따라서 윤활유의 흡착성에 의해서 축이 부상한다. 회전속도가 더욱 증가하게 되면, 윤활막의 압력도 증가하므로 축의 중심위치가 (2), (3)과 같이 이동해서 정상 회전상태 (4)로 된다.

일반적으로 윤활 막의 최소 두께는 축의 회전속도와 윤활유의 점도가 높을수록, 하중이 낮을수록 커지며, 이 때의 윤활막 압력은 윤활막 두께의 최소점을 경계로 축의 회전 방향은 정압(+), 축의 회전 반대 방향은 부압(-)으로 되고, 그 압력이 축 표면에 대해서 법선 방향으로 작용하므로 압력의 세로방향

의 분력의 합계가 축에 가해지는 하중을 지지한다. 특히 여기에서 부압(-)은 실제로 대기압보다 낮지 않으므로 이 영역은 부하용량에 가산하지 않는다.

또한 베어링의 윤활막의 형성은 베어링의 형상, 베어링 표면상태, 급유법, 기름의 점도 등에 따라 크게 달라지는 경향이 있다.^[1]



O : Center of bearing O' : Center of shaft

Fig. 2.1 The forming process of oil film

2.2 Reynolds 방정식

유체역학적 윤활이론, 즉 레이놀즈 방정식을 유도하기 위하여 연속방정식과 Navier-Stokes 방정식을 이용한다. 유막 내에서 압력을 유발시키는 물리적 메카니즘은 점성, 관성, 중력 및 압축성의 효과들인데, 대부분의 미끄럼 베어링 내에서는 이 중에서 윤활 유체의 전단과 압착에 기인한 점성효과가 압력유발에 가장 큰 역할을 한다.

본 윤활이론을 유도함에 있어서 다음 사항을 가정한다.

- (1) 흐름은 베어링 표면에 평행한 층류 흐름이다.
- (2) 유체관성 및 중력의 효과는 무시한다.
- (3) 유체는 비압축성, 즉 뉴턴 유체로 취급한다.
- (4) 축의 곡률은 유막두께에 비해 훨씬 크다.
- (5) 점성은 시간과 위치에 관계없이 균일하다.
- (6) 유체-고체 경계면에는 슬립(slip)은 없다.
- (7) 얇은 유막 두께방향에 대한 속도의 도함수가 지배적이다.
- (8) 압착 유막효과는 없다.^[2]

Reynolds 방정식은 저널과 베어링 사이의 미소체적을 고정된 검사체적(control volume)으로 두고 직접 유도할 수 있다. **Fig. 2.3, 2.4, 2.5** 와 같이 미소단면을 저널과 베어링의 표면까지 확대하면 지배방정식을 얻을 수 있다.

또한, 본 논문을 전개함에 있어서 좌표계는 **Fig. 2.2** 와 같다.

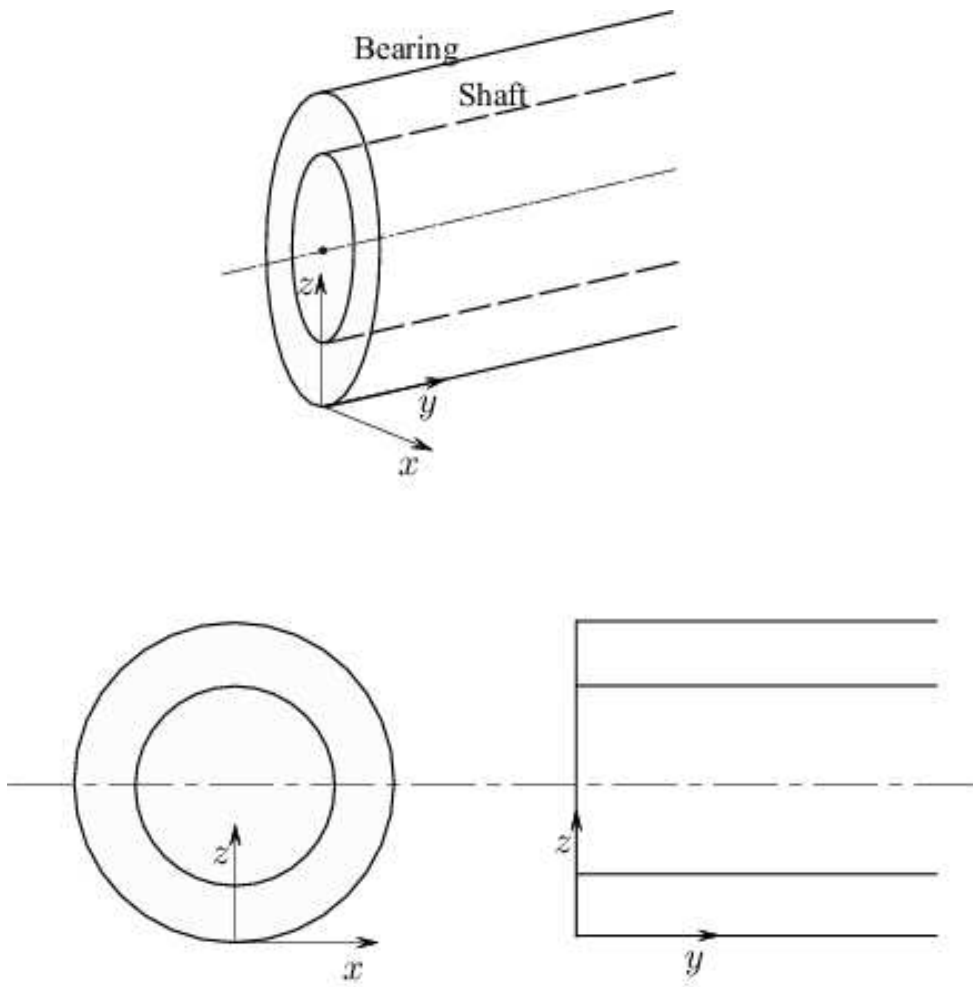


Fig. 2.2 Cartesian coordinate system

Fig. 2.3 은 x, y 평면의 미소 단면에서의 유체 흐름을 나타내는데, 미소단면에 x, y 방향으로 각각 $q_x \Delta y, q_y \Delta x$ 만큼의 유체가 유입되고, $[q_x + (\partial q_x / \partial x) \Delta x] \Delta y, [q_y + (\partial q_y / \partial y) \Delta y] \Delta x$ 만큼의 유체가 유출되는 것을 나타낸다. 여기서

x 좌표 : 베어링의 원주방향

y 좌표 : 축 방향

q_x : x 축 방향으로의 단위폭당 체적유량 [m^2/s]

q_y : y 축 방향으로의 단위폭당 체적유량 [m^2/s]

Δx : x 축 방향 미소거리

Δy : y 축 방향 미소거리

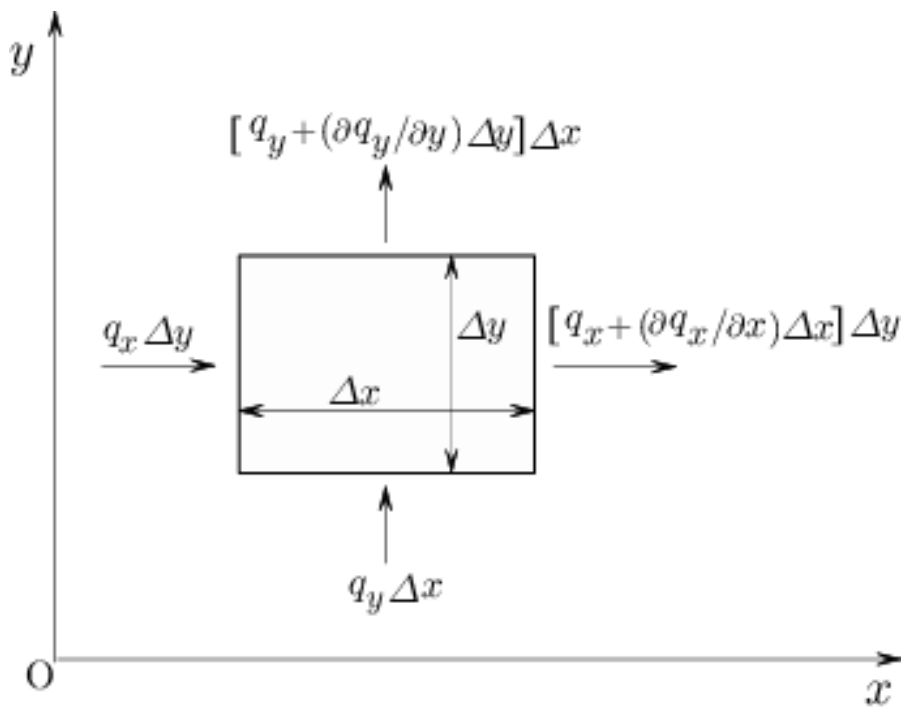


Fig. 2.3 Mass flow through rectangular-section in x, y plane

Fig. 2.4 는 x, z 평면 즉, 축과 베어링의 단면 중 미소 단면에서의 유체흐름

을 나타내는데, 여기서

- u : x 축 방향 속도
- v : y 축 방향 속도
- w : 유막두께 방향 속도
- 첨자 a : 축 표면
- 첨자 b : 베어링 표면
- ρ : 유체 밀도
- h : 유막 두께

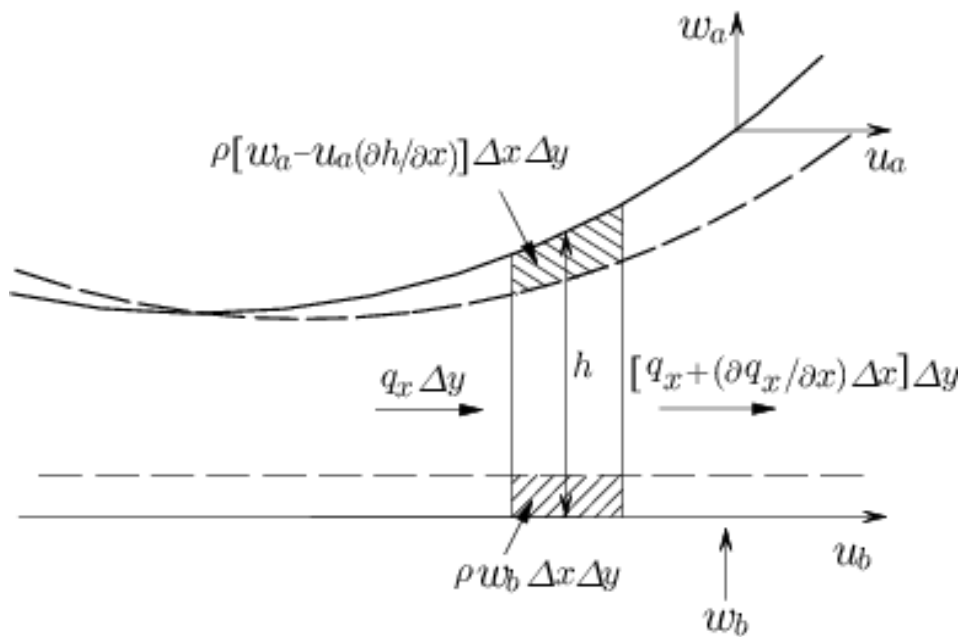


Fig. 2.4 Mass flow through rectangular-section in x, z plane

Fig. 2.4 는 축과 베어링의 단면 형상을 나타내는 그림으로 x, z 방향으로 각

각 $q_x \Delta y$, $\rho w_b \Delta x \Delta y$ 만큼의 유체가 유입되고 $[q_x + (\partial q_x / \partial x) \Delta x] \Delta y$, $\rho [w_a - u_a (\partial h / \partial x)] \Delta x \Delta y$ 만큼의 유체가 유출되는 것을 나타낸다.

Fig. 2.5 는 y, z 평면 즉, 축 방향에서의 미소단면에서의 유체 흐름을 나타낸다.

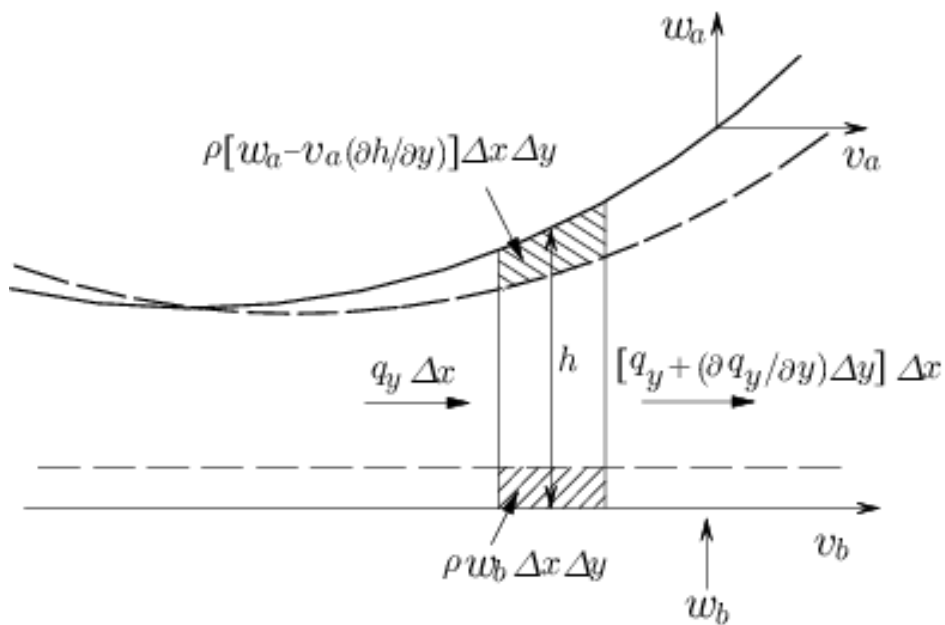


Fig. 2.5 Mass flow through rectangular-section in y, z plane

미끄럼 베어링 내에 가변하는 점성을 가진 비압축성 뉴턴 유체에 대한

Navier-Stokes 방정식은 다음과 같다.

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + F_x + \frac{\partial}{\partial x} \left(\eta \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\eta \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (2.1)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial y} + F_y + \frac{\partial}{\partial x} \left(\eta \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\eta \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad (2.2)$$

$$\rho \left(\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial z} + F_z + \frac{\partial}{\partial x} \left(\eta \frac{\partial w}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\eta \frac{\partial w}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad (2.3)$$

앞의 가정을 적용하면 상기 식은 다음과 같이 간략히 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\eta \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = 0 \quad (2.6)^{[3]}$$

앞의 가정에서 유체-고체 경계면에서의 슬립(slip)은 0 이라고 하였으므로, 이 때 속도에 대한 경계조건은 다음과 같다.

$$z = h : u = u_a, \quad v = v_a$$

$$z = 0 : u = u_b, \quad v = v_b$$

여기서, u_a, v_a 는 각각 축 표면에서의 x, y 방향으로의 표면속도이고, u_b, v_b 는 각각 베어링 표면에서의 x, y 방향으로의 표면속도(surface velocity)이다. 위의 경계조건을 이용하여 식 (2.4), (2.5)를 적분하면 임의의 점 z 에서 x 방향으로의 속도는

$$u = \frac{1}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial x} (z^2 - zh) + (u_a - u_b) \frac{z}{h} + u_b \quad (2.7)$$

이고, 같은 방법으로 y 방향으로의 속도를 구하면 다음과 같다.

$$v = \frac{1}{2\eta} \frac{\partial p}{\partial y} (z^2 - zh) + (v_a - v_b) \frac{z}{h} + v_b \quad (2.8)$$

식 (2.7), (2.8)을 두께방향으로 적분하면 단위 폭(x, y 방향)당 체적유량은 다음과 같이 정의된다.

$$q_x = \int_0^h u dz = - \frac{h^3}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{h}{2} (u_a + u_b) \quad (2.9)$$

$$q_y = \int_0^h v dz = - \frac{h^3}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{h}{2} (v_a + v_b) \quad (2.10)$$

Fig. 2.3, 2.4, 2.5에서 보이는 바와 같이 검사 체적의 어떠한 순간에도 윤회 유체의 질량은 $\rho h \Delta x \Delta y$ 인데, 이는 검사체적 내에서 질량의 변화는 검사체적으로 유입되는 유량과 유출되는 유량의 차이의 변화에 기인하기 때문이다. 그리고 앞의 가정에서 유체는 비압축성이라 가정하였기 때문에 유입되는 유량과 유출되는 유량의 질량은 항상 같아야 질량 보존의 법칙이 성립하게 된다. 따라서, 다음 식이 성립된다.

$$- \frac{\partial \rho}{\partial x} q_x - \frac{\partial \rho}{\partial y} q_y = \frac{\partial}{\partial t} (\rho h) \quad (2.11)$$

여기서,

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) = \rho \frac{\partial h}{\partial t} + h \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) = \rho \left(w_a - w_b - u_a \frac{\partial h}{\partial x} - v_a \frac{\partial h}{\partial y} \right) + h \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (2.13)$$

이 된다. 따라서 위의 식 (2.9), (2.10), (2.13)에 의해서, 식 (2.11)은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} 0 = & \frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{\rho h^3}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(-\frac{\rho h^3}{12\eta} \frac{\partial p}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\rho h(u_a + u_b)}{2} \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\rho h(v_a + v_b)}{2} \right] + \rho \left(w_a - w_b - u_a \frac{\partial h}{\partial x} - v_a \frac{\partial h}{\partial y} \right) + h \frac{\partial \rho}{\partial t} \end{aligned} \quad (2.14)$$

위 식의 첫째 및 둘째 항은 윤활영역 내에서 압력 변화로 인한 유량을 나타내는 Poiseuille 항이고, 셋째 및 넷째 항은 표면 속도로 인한 유입량을 나타내는 Couette 항이다. 다섯번째 항은 짜내기 운동으로 인한 유량이고, 마지막 항은 부분 팽창으로 인한 유량을 나타낸다.^[4]

상기 가정에 의해 식 (2.14)를 단순화시키면 다음과 같다.

(1) $\frac{\partial}{\partial x}(u_a + u_b)h$ 및 $\frac{\partial}{\partial x}(v_a + v_b)h$ 가 동시에 존재하는 시스템은 거의 없다. 즉, 서로 직각방향으로 두 개의 썩기속도를 갖는 시스템은 실제로 고려하기 힘들기 때문에

$$u_a + u_b = 2\bar{u}, \quad v_a + v_b = 2\bar{v}$$

라 두면,

$$\frac{\partial}{\partial x}(\bar{u}h) = 0 \quad \text{혹은} \quad \frac{\partial}{\partial y}(\bar{v}h) = 0$$

가 되는 축을 고려할 수 있다. 여기서는 유체 윤활에서 $\bar{v} = 0$ 이 되는 순수 미끄럼(pure sliding motion)만을 고려하여, x 축 선상으로 Reynolds 식을 전개한다.

(2) 앞의 가정에서 “압착 유막 효과는 없다”라고 가정했기 때문에 식 (2.12)의 우변의 첫 번째 항 $\frac{\partial h}{\partial t} = 0$ 가 된다.

(3) 탄성유체 윤활 작용은 순수 미끄럼작용이기 때문에 $\bar{v} = 0$ 가 된다.

위와 같은 이유로 식 (2.14)는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(h^3 \frac{\partial p}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(h^3 \frac{\partial p}{\partial y}\right) = 12 \bar{u} n_0 \frac{\partial h}{\partial x} \quad (2.15)$$

2.3 유막두께

선미관 축은 프로펠러 및 축의 하중에 의해 축 중심선이 베어링 중심선과 평행하지 않고 일정한 기울기로 휘어져 있기 때문에 같은 편심각에서도 축방향 위치에 따라 각각의 유막두께는 다르게 된다. 베어링을 축 방향으로 무수히 많은 구역으로 나누면 각 구역의 축 중심선과 베어링 중심선은 평행하다고 할 수 있다. 따라서 유막두께 h 를 θ 에 관하여 일반식으로 나타내면 다음과 같다. 여기서 **Fig. 2.6**은 선미관 축계의 단면을 나타내는 그림인데, 그림에서 보는 바와 같이 원주좌표각 θ 는 베어링의 중심과 축 중심을 잇는 선과 유막두께 h 사이의 각이다.

$$r_B = e \cos \alpha + (h + r_j) \cos \gamma \quad (2.16)$$

편심 e 가 베어링 반경 r_B 에 비해 매우 작아서 $\cos \gamma \approx 1$ 이 되기 때문에 식 (2.16)을 h 에 대해 정리하면

$$h = r_B - r_j - e \cos \alpha \quad (2.17)$$

가 된다.

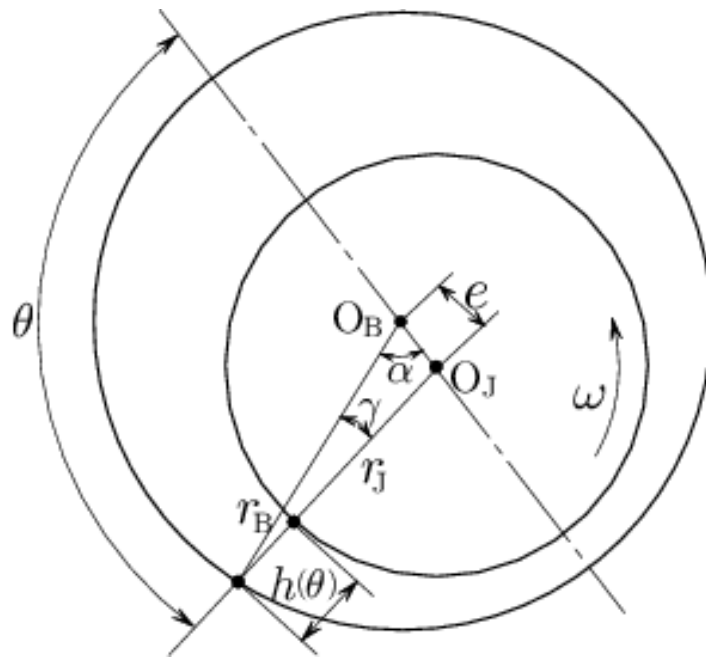


Fig. 2.6 Film thickness geometry

또한,

$$\cos \alpha = \cos (180^\circ - \theta) = -\cos \theta$$

$$r_B - r_J = c$$

이기 때문에 유막두께는

$$h = c + e \cos \theta \quad (2.18)$$

여기서,

$$\varepsilon = \frac{e}{c}$$

라 하면 식은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$h = c(1 + \varepsilon \cos \theta) \quad (2.19)$$

또한, 최소 유막두께는 $\theta = \pi$ 위치에서 발생하므로 다음과 같다.

$$h_{\min} = c(1 - \varepsilon) = c - e \quad (2.20)$$

2.4 짧은 베어링 이론(Short Bearing Theory)

짧은 폭 저널 베어링 이론은 베어링 직경($2r_j$) 대 베어링 길이(L)의 비가 2 이상인 경우 ($\lambda_k > 2$)에 유용한 이론이다. 이 이론은 원주방향 압력구배가 축방향 압력구배에 비해 무시할 만큼 작은 경우에 사용되는 이론인데, 물론 λ_k 가 클수록 베어링의 이론적 분석과 실제 성능이 일치한다. 1953년 Dubois와 Ocvirk에 의해 발표된 축방향 누설을 고려한 유용한 근사적 이론 해법을 이용

하여 식을 전개했다. 여기서,

$$u_a = v_a = v_b = 0$$

$$\partial x = r_f \partial \Theta$$

$$u_b = r_f \omega \quad (\text{단, } \omega : \text{축의 회전각속도 [rad/s]})$$

이고, 점도가 일정하면 식 (2.9), (2.10)은 다음과 같이 된다. 단, 여기서 상기 두 번째 조건식을 이용하여 식 (2.9)의 q_x 를 q_θ 로 나타내었다.

$$q_\theta = -\frac{\hbar^3}{12n_0 r_f} \frac{\partial p}{\partial \Theta} + \frac{\hbar r_f \omega}{2} \quad (2.21)$$

$$q_y = -\frac{\hbar^3}{12n_0} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (2.22)$$

Dubois와 Ocvirk가 발표한 이 식은, 짧은 폭 저널 베어링에 대해서는 식 (2.21) 중에서

$$\frac{\hbar^3}{12n_0 r_f} \frac{\partial p}{\partial \Theta} < \frac{\hbar r_f \omega}{2}$$

일 때 성립한다. 즉, 짧은 폭 저널 베어링에서 원주방향 압력 유발 흐름은 Couette 흐름 항에 비해 작다. 따라서 식 (2.21)은

$$q_\theta = \frac{\hbar r_f \omega}{2} \quad (2.23)$$

로 나타낼 수 있다. 이것은 짧은 폭 저널 베어링에서

$$\frac{\partial p}{\partial x} = 0$$

라는 뜻이 아니라

$$\frac{\hbar^3}{12n_0 r_f} \frac{\partial p}{\partial \Theta} < \frac{\hbar r_f \omega}{2}$$

임을 의미하고, 또한 이것은 y 방향의 Poiseuille 압력흐름이 원주방향보다 더욱 적다는 것이다.

짧은 폭 저널 베어링 이론을 적용하면 식 (2.15)는 다음과 같이 된다.

$$\frac{\partial}{\partial y} \left(\hbar^3 \frac{\partial p}{\partial y} \right) = 6n_0 \omega \frac{\partial \hbar}{\partial \Theta} \quad (2.24)$$

축계 어긋남이 없고, 유막두께는 Θ 의 함수라고 가정하면 식 (2.24)의 우변은 y 의 함수이다. 식 (2.19)를 두 번 적분하면

$$p = \frac{3n_0 \omega}{\hbar^3} \frac{\partial \hbar}{\partial \Theta} y^2 + \frac{C_1 y}{\hbar^3} + C_2 \quad (2.25)$$

y 축을 베어링의 중심에 두면 경계조건은 다음과 같이 된다.

$$y = \pm \frac{L}{2} \text{ 일 때, } p = 0$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} = 0$$

위의 경계조건을 통해 식 (2.25)를 풀면 적분상수 C_1, C_2 는 다음과 같다.

$$C_1 = 0, \quad C_2 = -\frac{6n_0 \omega}{\hbar^3} \frac{\partial \hbar}{\partial \Theta} \frac{L^2}{8}$$

따라서 식 (2.25)는

$$p = \frac{3n_0\omega}{l^3} \frac{\partial h}{\partial \theta} \left(y^2 - \frac{L^2}{4} \right) \quad (2.26)$$

식 (2.19)에서 정의한 저널 베어링의 유막두께 h 항과 유막두께를 미분한 항 $\frac{\partial h}{\partial \theta}$ 를 위의 식 (2.26)에 대입하면 유막압력 p 는 다음과 같다.

$$p = \frac{3n_0\omega}{c^2} \left(\frac{L^2}{4} - y^2 \right) \frac{\varepsilon \sin \theta}{(1 + \varepsilon \cos \theta)^3} \quad (\text{단, } 0 \leq \theta \leq \pi) \quad (2.27)$$

이것은 타원함수가 축 방향의 유막압력 변화에, 삼각함수가 유막 원주방향의 압력변화에 영향을 끼친다는 것을 나타낸다. 또한, 대기압을 무시한 경우 half sommerfeld 조건인 θ 가 0 에서 π 까지의 양의 압력부분에서 전체 베어링의 하중을 지지한다는 것을 나타낸다.

식 (2.27)의 베어링의 유막압력을 y 와 θ 에 대해 적분을 하면 베어링의 부하능력을 구할 수 있다. 여기서 베어링 하중성분을, half Sommerfeld 조건(전체 베어링에서 유막압력이 양인 $0 \leq \theta \leq \pi$ 부분만을 고려)을 이용하여 각각 중심선의 수평, 수직성분인 W_{xs} 와 W_{zs} 로 나누면 다음과 같다.

$$W_{xs} = 2 \int_0^\pi \int_0^{L/2} p r_f \sin \theta \, dy d\theta \quad (2.28)$$

$$W_{zs} = -2 \int_0^\pi \int_0^{L/2} p r_f \cos \theta \, dy d\theta \quad (2.29)$$

상기 식에 식 (2.27)을 대입하면 위의 식 (2.28), (2.29)는 다음과 같이 된다.

$$W_{xs} = \frac{n_0\omega\varepsilon r_f L^3}{2c^2} \int_0^\pi \frac{\sin^2 \theta}{(1 + \varepsilon \cos \theta)^3} d\theta \quad (2.30)$$

$$W_{zs} = -\frac{n_0\omega\varepsilon r_f L^3}{2c^2} \int_0^\pi \frac{\sin \theta \cos \theta}{(1 + \varepsilon \cos \theta)^3} d\theta \quad (2.31)$$

여기서, $\int \frac{f(\Theta)}{(1 + \varepsilon \cos \Theta)^n} d\Theta$ 형태의 적분은 Sommerfeld 대체식을 사용하면 쉽게 해결할 수 있는데 [부록A], 이를 이용하여 식 (2.30), (2.31)을 변환하면 각각 다음과 같다.

$$W_{xs} = \frac{n_0 \omega \varepsilon r_j L^3}{2 c^2 (1 - \varepsilon^2)^{3/2}} \int_0^\pi \sin^2 \gamma d\gamma$$

$$W_{zs} = -\frac{n_0 \omega \varepsilon r_j L^3}{2 c^2 (1 - \varepsilon^2)^2} \int_0^\pi (\sin \gamma \cos \gamma - \varepsilon \sin \gamma) d\gamma$$

여기서 정적분 구간을 계산하면

$$W_{xs} = \frac{n_0 \omega r_j L^3}{4 c^2} \frac{\pi \varepsilon}{(1 - \varepsilon^2)^{3/2}} \quad (2.32)$$

$$W_{zs} = \frac{n_0 \omega r_j L^3}{c^2} \frac{\varepsilon^2}{(1 - \varepsilon^2)^2} \quad (2.33)$$

이 된다. 식 (2.32), (2.33)을 통해 베어링에 작용하는 합성 하중성분을 계산하면 다음과 같다.

$$W_{rs} = \sqrt{W_{xs}^2 + W_{zs}^2} \quad (2.34)$$

$$= \frac{n_0 \omega r_j L^3}{4 c^2} \frac{\varepsilon}{(1 - \varepsilon^2)^2} \sqrt{16 \varepsilon^2 + \pi^2 (1 - \varepsilon^2)}$$

하중선과 편심선이 이루는 각 즉, 자세각(attitude angle) Φ_s 는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\Phi_s = \tan^{-1}\left(\frac{W_{xs}}{W_{zs}}\right) = \tan^{-1}\frac{\pi\sqrt{1-\varepsilon^2}}{4\varepsilon} \quad (2.35)$$

2.5 긴 베어링 이론(Long Bearing Theory)

이 이론은 베어링의 폭이 무한히 길다고 가정하여, 축 방향(y 방향)으로는 윤활유체의 누설이 없다고 가정하여 계산하는 것인데, 직경대 폭의 비가 0.5이하인 베어링에서 Long Bearing 이론의 적용이 가능하다 ($\lambda_k < 0.5$).

축 방향 누설항을 무시하고 식 (2.15)를 정리하면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{h^3}{n_0} \frac{\partial p}{\partial x}\right) = 12\bar{u} \frac{\partial h}{\partial x} \quad (2.36)$$

이 식을 x 에 대해 적분을 하면

$$\frac{1}{n_0} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{12\bar{u}}{h^2} + \frac{C}{\rho h^3}$$

가 된다. 최대압력이 발생하는 점에서 x 방향에 따른 압력의 변화는 없으므로 위의 식에 $\frac{dp}{dx} = 0$ 을 대입하면 적분상수 C 는

$$C = -12\bar{u}\rho h_{pmax}$$

가 된다. 또한, h_{pmax} 는 최대 유막압력이 발생하는 지점에서의 유막두께이고, 앞의 가정에서 밀도 ρ 의 영향은 없다고 했기 때문에 밀도를 소거하고, 적분상수 C 를 대입하여 정리하면 식 (2.36)은 다음과 같이 된다.

$$\frac{dp}{dx} = 12 \bar{u} n_0 \frac{h - h_{pmax}}{h^3}$$

(2.37)

식 (2.37)을 θ 에 관한 좌표로 나타내기 위해

$$\bar{u} = \frac{r\omega}{2}$$

$$dx = r_j d\theta$$

를 대입하면 다음과 같이 된다.

$$\frac{dp}{d\theta} = \frac{6n_0 r_j^2 \omega (h - h_{pmax})}{h^3}$$

(2.38)

식 (2.19)의 유막두께 h 를 위의 식에 대입하여 식을 적분하면

$$p = 6n_0 \omega \left(\frac{r_j}{c} \right)^2 \int \left[\frac{1}{(1 + \varepsilon \cos \theta)^2} - \frac{h_{pmax}}{c(1 + \varepsilon \cos \theta)^3} \right] d\theta + C_1$$

(2.39)

이고, 식 (2.39)의 적분방법은 다음과 같다.

(1) **Fig. 2.7**에서 보는 바와 같이, 유막압력이 π 인 점을 대칭으로 원주좌표 각 θ 에 따라 0에서 π 까지는 양(+)의 압력, π 에서 2π 까지는 음(-)의 압력으로 분포되어 있는데, 베어링 전체의 압력을 합하면

$$\int_0^{2\pi} dp = 0$$

이어야 하므로 h_{pmax} 는 다음과 같이 된다.

$$h_{pmax} = \frac{2c(1-\varepsilon^2)}{2+\varepsilon^2}$$

(2) h_{pmax} 를 식 (2.39)에 대입하고, [부록 A]에 있는 Sommerfeld 대체식을 이용하여 적분하면, 원주좌표각 θ 에서의 유막압력 p 는 다음과 같이 된다.

$$p = \frac{6n_0\omega(r/c)^2\varepsilon(2+\varepsilon\cos\theta)\sin\theta}{(2+\varepsilon^2)(1+\varepsilon\cos\theta)^2} + p_0 \quad (2.40)$$

여기서, p_0 는 초기 윤활유 공급압력이다.

베어링에 매우 가벼운 하중이나 공급 윤활유 압력이 높은 경우를 제외하고, 부압(negative pressure)이 유막에 존재하지 않는다면 Sommerfeld 해석방법은 현실적이지 않다.

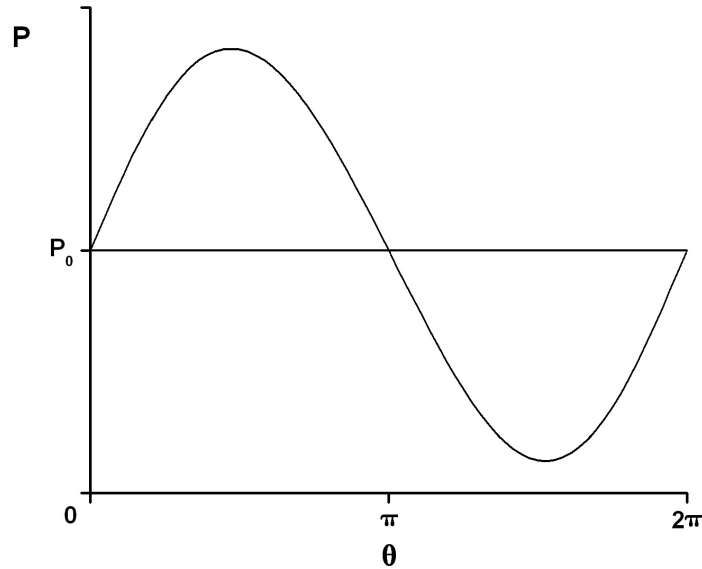


Fig. 2.7 Pressure distribution for full Sommerfeld solution

Gümbel은 Sommerfeld의 부압을 무시하고 계산하는 방법을 제시하였는데 (half Sommerfeld 해법), 이 방법은 비록 물리적으로 만족하지는 않지만 실험 결과와 비슷하게 Reynolds 방정식의 대략적인 해를 계산할 수 있으므로 자주 사용된다. 따라서, 본 논문에서도 Gümbel의 해석법을 이용하여 긴 베어링의 하중을 계산하였다.^[5]

회좌표 $\theta = 0$ 에서 윤활유 공급압력이 대기압과 같은 경우 $p_0 = 0$ 이라 두고 압력분포가 양(+)인 부분 즉, 0 에서 π 까지 적분하면 베어링 단위 폭에 작용하는 하중능력을 계산할 수 있다.^[2]

$$\begin{aligned}
 W_{x/l} &= \int_0^{\pi} p r_f \sin(\pi - \theta) d\theta \\
 &= 6n_0 \omega r \left(\frac{r_f}{c} \right)^2 \frac{\pi \varepsilon}{(2 + \varepsilon^2) \sqrt{1 - \varepsilon^2}}
 \end{aligned}
 \tag{2.41}$$

$$\begin{aligned}
W_{z/l} &= \int_0^\pi p r_f \cos(\pi - \Theta) d\Theta \\
&= 12n_0 \omega r_f \left(\frac{r_f}{c} \right)^2 \frac{\varepsilon^2}{(2 + \varepsilon^2) \sqrt{1 - \varepsilon^2}}
\end{aligned} \tag{2.42}$$

식 (2.34)에서 계산한 것과 같이 x, z 방향 하중 성분을 합성하면 전체 하중성분을 구할 수 있다.

$$\begin{aligned}
W_{r/l} &= \sqrt{\dot{W}_{x/l}^2 + \dot{W}_{z/l}^2} \\
&= n_0 \omega r_f \left(\frac{r_f}{c} \right)^2 \frac{6\varepsilon \sqrt{\pi^2 - \varepsilon^2} (\pi^2 - 4)}{(2 + \varepsilon^2)(1 - \varepsilon^2)}
\end{aligned} \tag{2.43}$$

또한, 이 때 자세각(attitude) Φ_l 는 다음과 같이 나타낼 수 있다.^[4]

$$\Phi_l = \tan^{-1} \frac{W_{x/l}}{W_{z/l}} = \tan^{-1} \left[\frac{\pi}{2\varepsilon} \sqrt{1 - \varepsilon^2} \right] \tag{2.44}$$

제 3 장 수치해석

3차원 유체흐름을 갖는 운할상태에서의 Reynolds 방정식을 통한 이론적 해석은 사실상 불가능하다. 따라서, 본 논문에서는 축방향 흐름은 무시하고 원주방향의 압력 변화만 고려하는 긴 베어링 이론을 바탕으로 베어링을 몇 개의 구간으로 나누어 각 구간에서의 회전수에 따른 저널의 궤적, 유막 압력 분포를 구했다.

3.1 축의 정적상태 처짐 계산

Fig. 3.1은 운할해석을 위해 적용된 예제 선박의 프로펠러 및 프로펠러 축의 일반적인 배치도이다. ABS(미국 선급협회)는 프로펠러 축과 선미관 베어

링 사이의 상대 경사각이 $3 \times 10^{-4} [\text{rad}]$ (0.0172°)을 초과하는 경우에는 강제적으로 Slope alignment를 규정하고 있고, DnV(노르웨이 선급협회)는 선미관 베어링의 경사가 베어링 간극의 50%를 초과하지 않는 경우에는 별도의 규정을 두고 있지 않지만, 50~100%인 경우는 Slope alignment를 권장하고, 100% 이상인 경우에는 반드시 Slope alignment를 해야 한다고 명시하고 있다.

선박의 추진 축계 및 프로펠러의 상세 명세는 **Table 3.1**과 같다. 베어링의 재질은 일반적으로 가장 많이 사용되는 재질인 백색합금으로 실제 운할 상태에서 유막 압력이 집중하면 운할 유체 뿐만 아니라 베어링도 탄성 변형을 하지만, 본 논문에서는 베어링은 완전한 강체라고 가정하고 계산을 수행하였다.

Table 3.1의 데이터를 이용하여 축과 프로펠러의 하중에 의한 정적상태 축의 처짐 및 베어링 반력의 계산은 유한 요소 해석을 통해 계산하였다. 플라이휠 부분을 고정 지지점으로 하고 각 중간축 베어링과 선미관 베어링을 하중 지지점으로 하여 고정지지 외팔보와 같이 모델링 하였다. 선미관 베어링에 작용하는 하중은 프로펠러의 무게를 외팔보의 끝단에 작용하는 집중하중으로, 중간축의 무게를 외팔보에 작용하는 분포하중으로 하여 계산하였다.

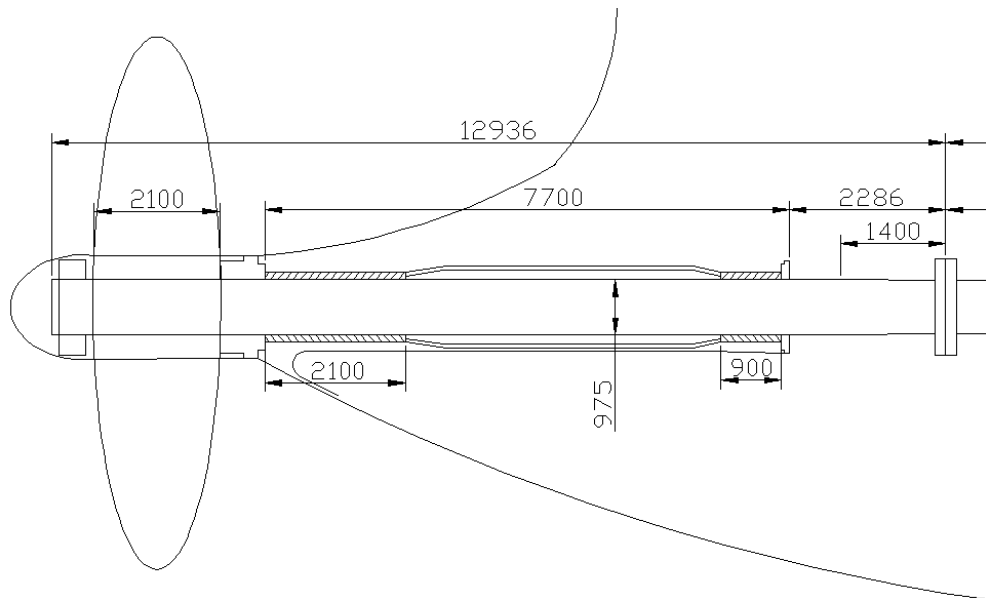


Fig. 3.1 General shaft alignment

Table 3.1 Specificaion of the shaft and propeller

Propeller shaft	Diameter	$\phi 975$ [mm]
	Weight	106.205 [ton]
Stern tube bearing	Inner diameter	$\phi 975.5$ [mm]
	Length	2100 [mm]
	Bearing metal	White metal
Load component	Propeller and shaft weight	
Rotational speed of main shaft	0~104.4 [rpm]	
Lubricant viscosity	0.0484 [Pa·s]	

유한요소 계산시 선미관 베어링을, 후부(後部) 선미관 베어링은 축 방향으로 26개의 절점으로 하여 각 지점의 반력 및 처짐량을 계산하였고, 전부(前部) 선미관 베어링은 13개의 절점으로 하여 계산을 수행하였다.

Fig. 3.2 는 응력해석 프로그램인 ANSYS^[6]를 이용하여 정적 상태의 축의 처짐량을 나타낸 것인데, 본 논문에서는 최근 사고 보고가 많은 후부(後部) 선미관 베어링의 윤활해석을 실시하였다.

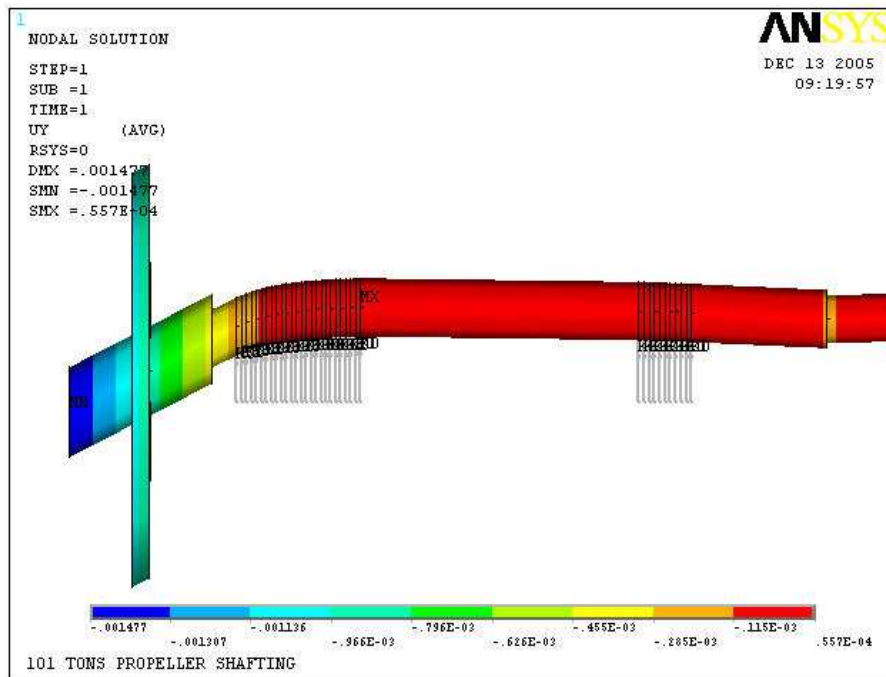


Fig. 3.2 Analysis result of the shaft declination

Fig. 3.3 은 후부 선미관 베어링의 각 구간별 정적상태의 처짐을 나타낸 그래프인데, 후부 선미관 베어링의 앞쪽(선수측)을 Section No.1 으로 하고, 선미관 베어링의 최후단부를 Section No.26 으로 하였다. Section No.13 에서 Section No.26 까지는 프로펠러와 가까운 부분일수록 축의 굽힘 변형이 크고, Section No.1 에서 Section No.13 까지의 구간에서는 프로펠러 무게와 중간축 베어링의 영향으로 축이 베어링 중심선 위쪽으로 휘는 것을 알 수 있다.

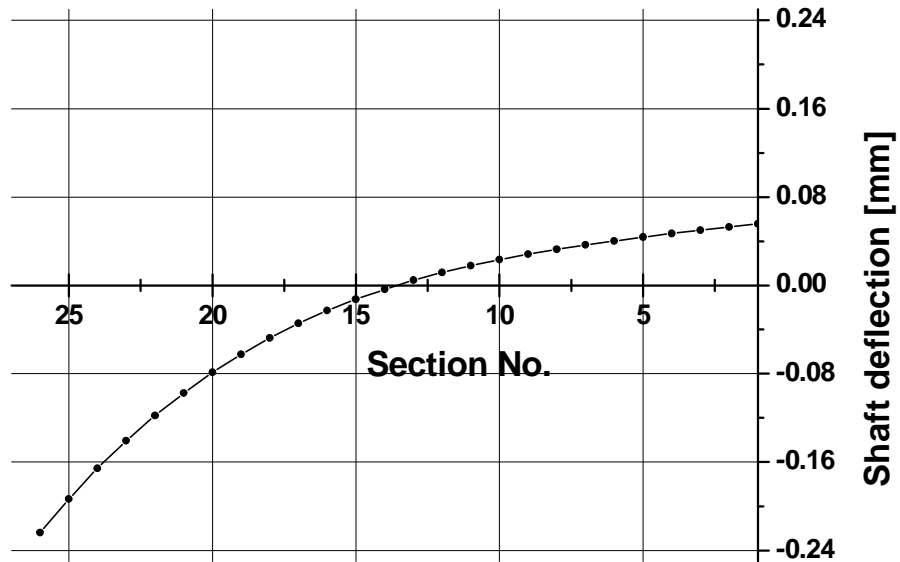


Fig. 3.3 Declination of the propeller shaft in stern tube

Fig. 3.4 는 후부 선미관 베어링의 각 구간에 작용하는 반력을 나타내는 그래프인데, 이 그래프에서 Section No.1 에서 Section No.13 까지는 **Fig. 3.3** 에서 축의 굽힘이 위쪽 방향(하중과 반대 방향)이므로 반력이 음의 부호(-)를 나타내는데, 이는 축의 처짐 변형 그래프와 마찬가지로 프로펠러에 가까운 구간일수록 프로펠러의 영향이 커져서 반력의 크기가 크다는 것을 알 수 있다.

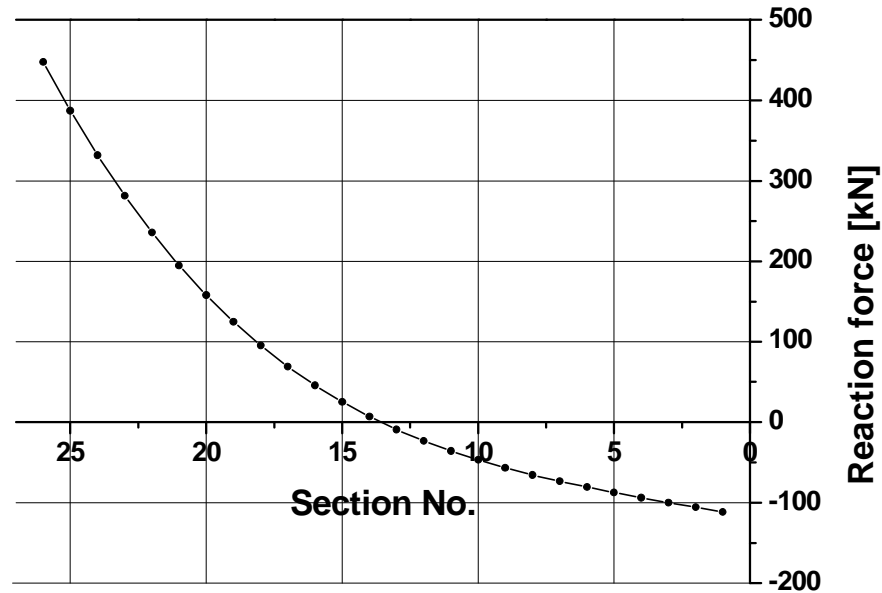


Fig. 3.4 Reaction force of the after stern tube bearing

3.2 편심률 계산

축의 회전에 따른 유막 압력의 분포는 앞 절의 식 (2.40)을 통해 계산할 수 있다. 유막 압력 분포 관계식의 변수인 점도, 축의 반경, 유막 간극 등은 축계 설계시에 이미 정해져 있는 변수로서 **Table 3.1**을 통해 알 수 있다. 회전수를 0에서 연속최대회전수(MCR)인 104.4 rpm 까지 각 회전수에서의 원주좌표 각 θ 에 따른 압력 분포를 계산하기 위해서는 편심률 ε 이 필요하다. 회전중의 각 구간에서의 편심률을 구하기 위해 수치해석 프로그램인 MathCAD^[7]를 이용하여 계산하였는데, 계산 방법을 간략히 설명하면 다음과 같다.

(1) 각 구간에서의 유체가 축에 작용하는 반력과 축이 유체에 작용하는 압력은 같다.

(2) 편심률 ε 은 $0 \leq \varepsilon \leq 1$ 의 범위에 있기 때문에 초기 편심률을 0에서 1 사이의 임의의 수로 가정한다.

(3) 초기 편심률을 대입해서 계산된 유막 압력과 유한 요소 해석을 통해 계산된 반력이 같게 될 때까지 반복하여 계산한다.

위와 같은 방법을 통해 편심률을 구하고, 원주좌표각 θ 에 따른 유막압력을 계산하면 **Fig. 3.5** 와 같은 압력분포가 나타난다.

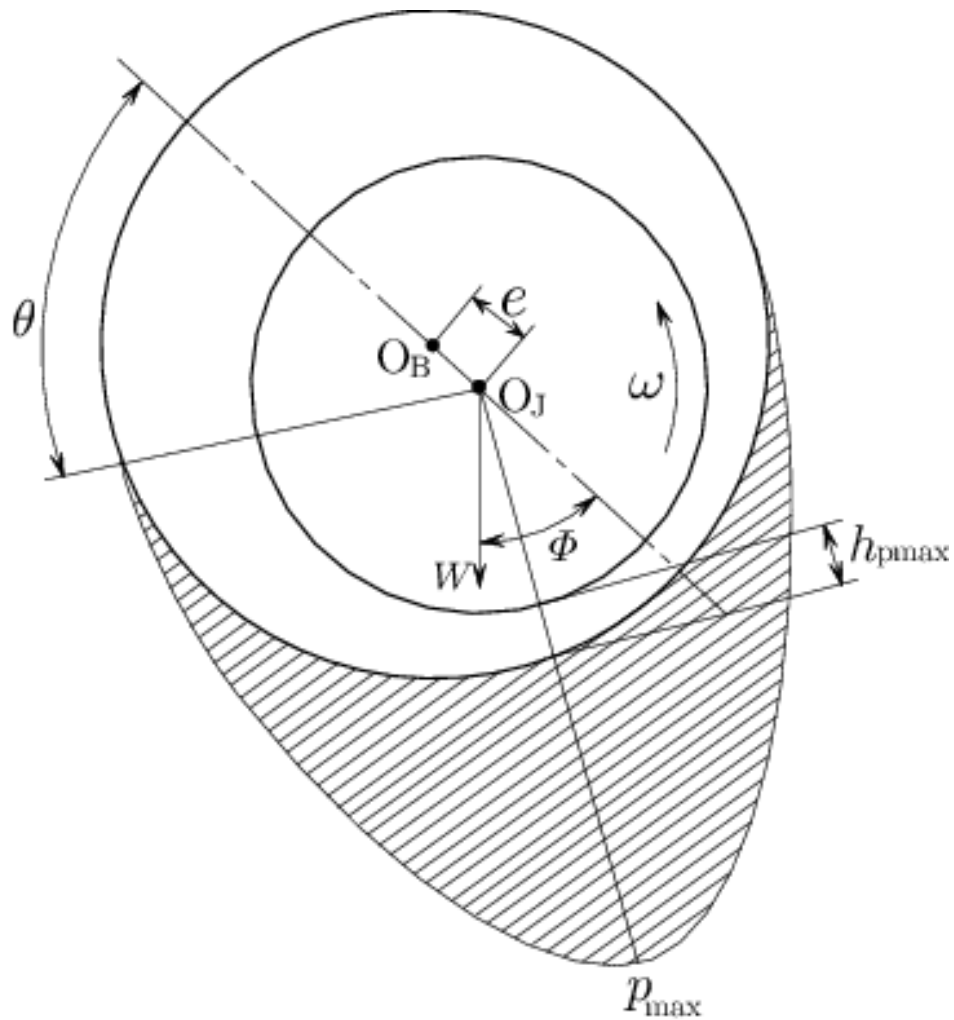


Fig. 3.5 Pressure distribution in journal bearing

제 4 장 유막해석 결과

Fig. 3.3 에 나타낸 축 중심의 처짐 그래프는 축이 회전하고 있지 않은 상태

의 축 중심의 위치를 나타낸 것이다. 본 장에서는 축의 회전이 최저속(dead slow)에서부터 연속 최대 회전수(MCR)까지의 회전수 변화에 따른 축의 궤적을 구하고, 최저속과 연속 최대 회전수에서 각 구간에 작용하는 압력 분포를 나타낸다.

축의 궤적은 편심률 ε 을 이용하여 단위원 안에서의 축의 움직임을 나타내었고, 편심률에 따른 윤활 상태는 $\varepsilon=0$ 이면 축의 중심과 베어링의 중심이 일치하여 이상적인 윤활 상태이다. 그러나 축의 자중과 외력이 작용하므로 ε 은 0에 가까워지는 것일 뿐 0이 될 수는 없다. 또한, 편심률이 $\varepsilon \approx 1$ 이면 점점 경계 윤활 상태로 되어 베어링의 윤활 상태가 열악해지는 것을 의미한다.

압력분포는 회전수가 Dead Slow(28.6 rpm)와 MCR(104.4 rpm)에서의 베어링 각 분할 구간에서의 원주 좌표각 θ 에 따른 압력 분포를 나타냈다.

4.1 축 중심의 궤적

Fig. 4.1은 Section No.1에서의 축의 궤적을 나타낸다. 정지 상태에서 프로펠러 하중으로 인해 축의 중심이 베어링의 중심보다 위에 있기 때문에 전체적

인 축의 궤적이 편심원의 상부에 위치한다. 또한, 회전수의 증가에 따라 축의 중심이 단위원의 중심점($\varepsilon=0$)으로 수렴하는 것을 알 수 있다.

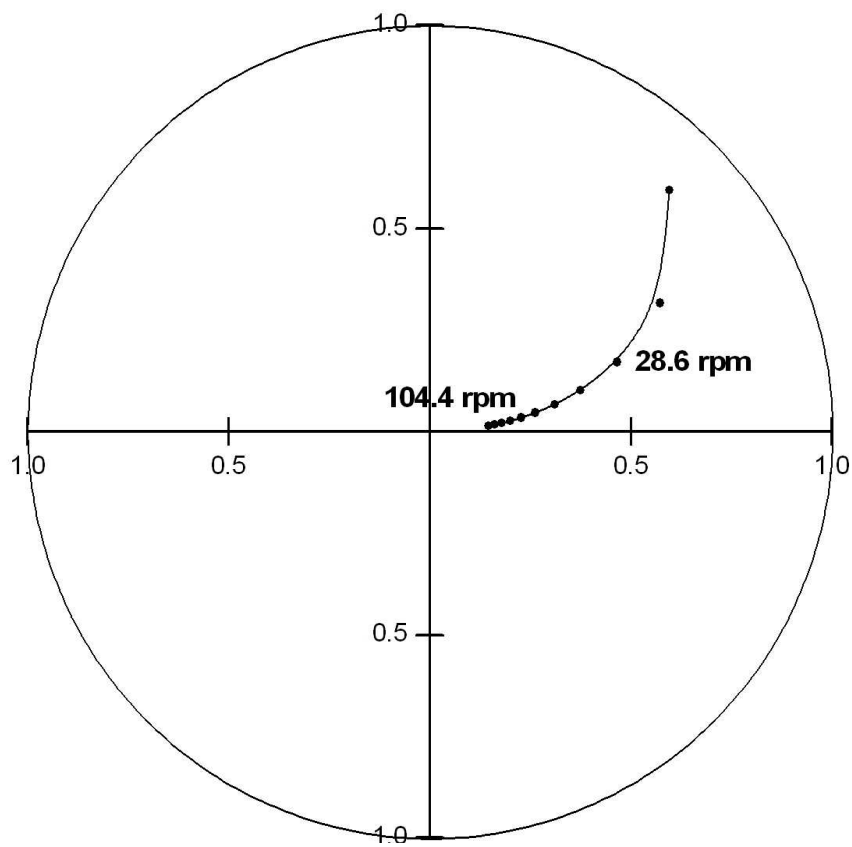


Fig. 4.1 Variation of eccentricity ratio in Sec. 1

Fig. 4.2는 Section No.7에서 축 중심의 궤적을 나타낸다. 초기 편심이 Section No.1 보다 작기 때문에 낮은 회전수에서도 ε 값이 작은 것을 알 수 있다.

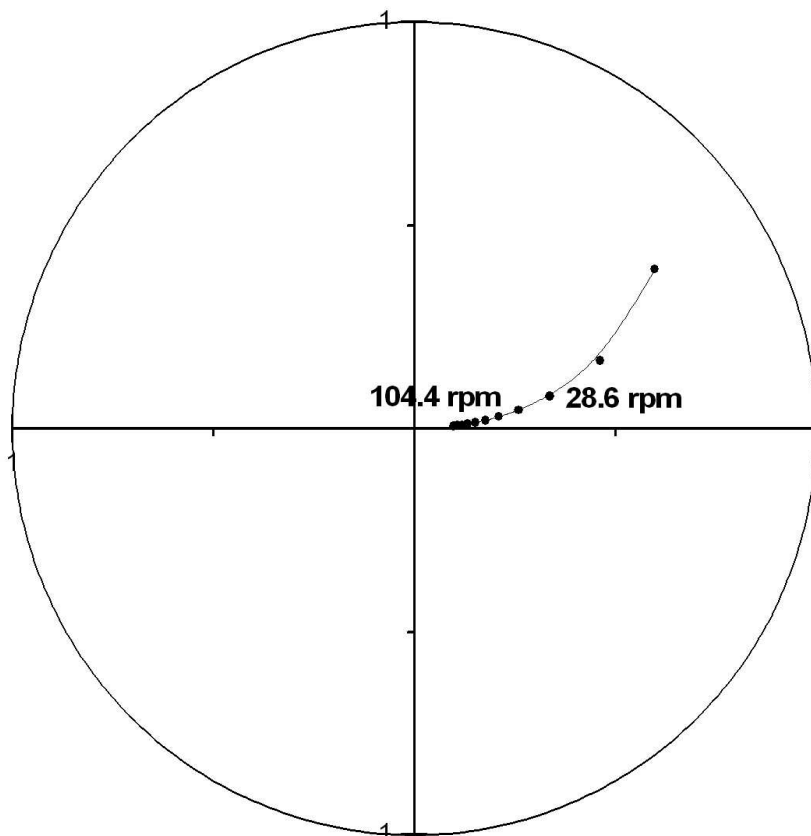


Fig. 4.2 Variation of eccentricity ratio in Sec. 7

Fig. 4.3 은 Section No.13 에서 프로펠러 축의 궤적을 나타낸다. 이 구간은 선미관 베어링의 중간 지점으로, 정적 상태의 축의 중심이 베어링의 중심과 거의 일치하고, 회전수가 증가해도 축의 궤적이 편심원의 중심점 주위에 위치하고 있다. 따라서 회전수의 변화에 관계없이 거의 항상 유체 윤활 상태로 운

전되고 있다는 것을 나타낸다.

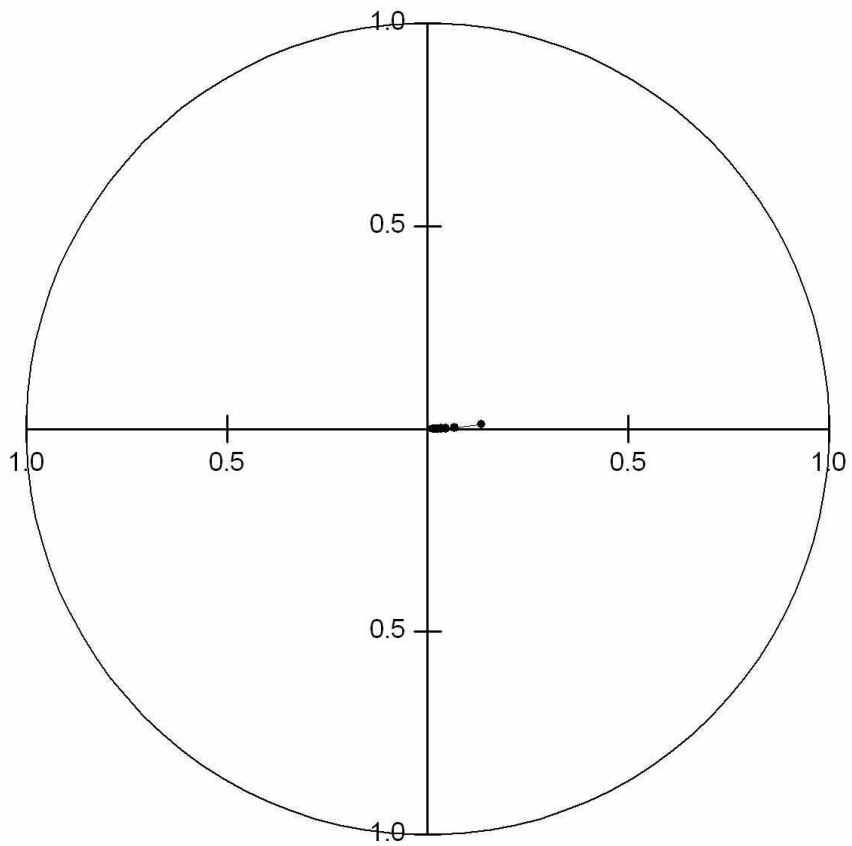


Fig. 4.3 Variation of eccentricity ratio in Sec. 13

Fig. 4.4 는 Section No. 20 에서 축의 궤적을 나타낸 것인데, 선미관 베어링이 선미축으로 갈수록 프로펠러 하중에 의한 영향을 많이 받기 때문에 정적 상태에서도 아래 방향으로 축의 굽힘이 발생하였다. 이는 회전수의 증가에 따라 축의 중심이 편심원의 중심점으로 수렴한다는 것을 알 수 있다.

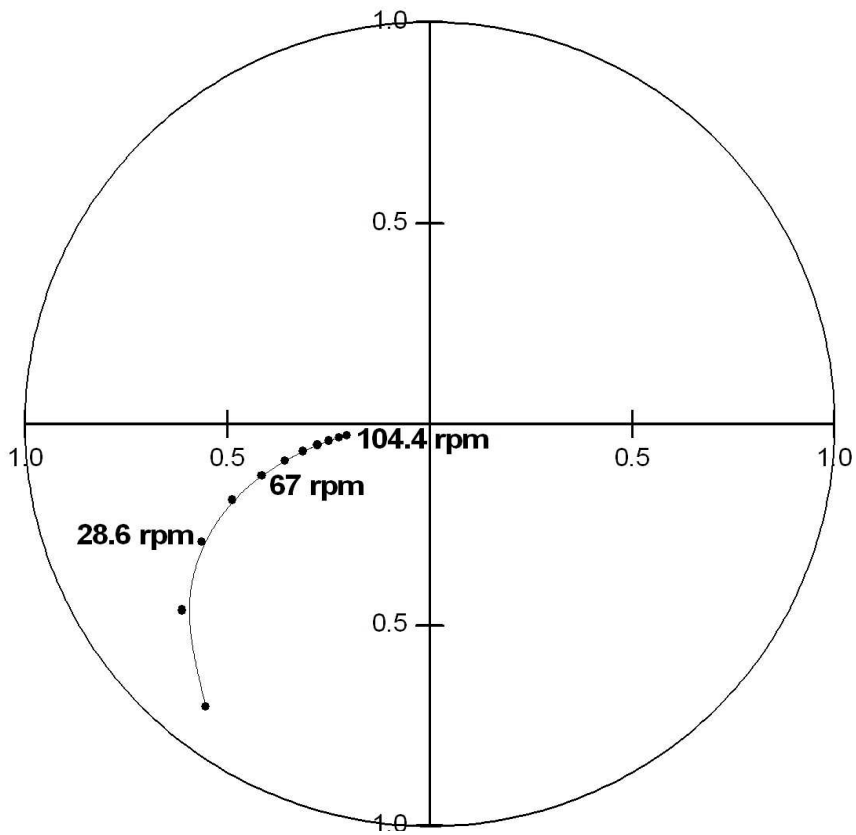


Fig. 4.4 Variation of eccentricity ratio in Sec. 20

Fig. 4.5 는 선미관 베어링의 최후단부인 Section No. 26 에서의 축의 궤적을 나타낸다. 이 구간은 프로펠러의 영향을 가장 많이 받기 때문에 축이 MCR 상태로 회전하여도 편심원의 중심점에 수렴하지 못하고 어느 정도의 편심을 갖고 회전하는 것을 알 수 있다.

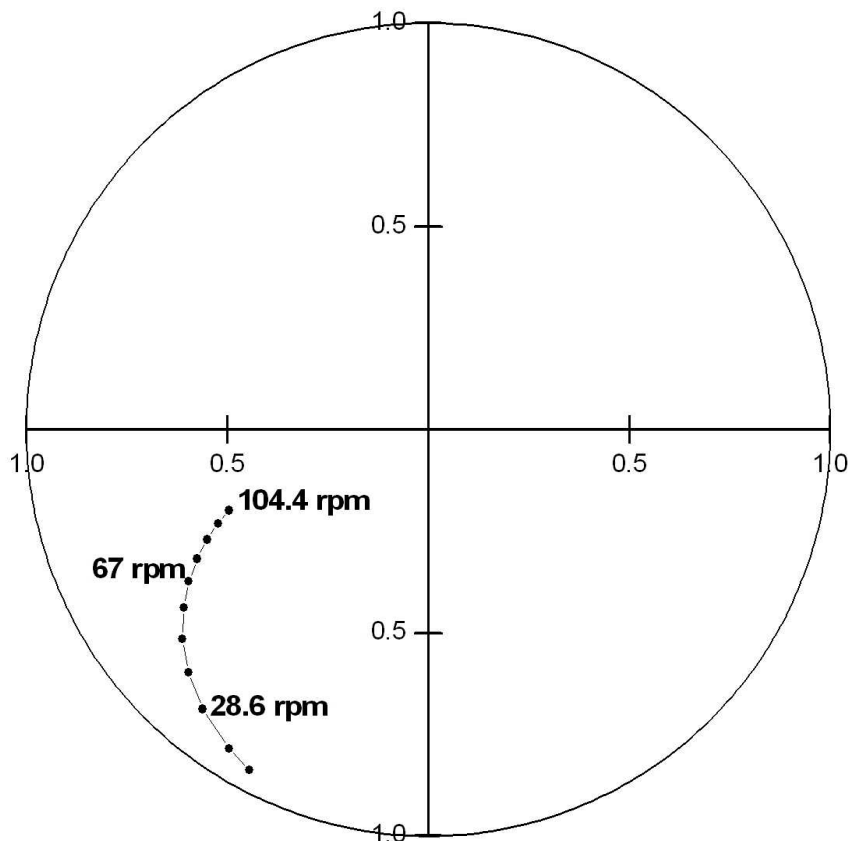


Fig. 4.5 Variation of eccentricity ratio in Sec. 26

4.2 유막압력 분포

4.2.1 연속최대회전수에서 유막압력 분포

연속최대회전수는 선박이 정상적으로 항해를 할 때 가장 많이 사용하는 회

전수 범위이다. 만약 이 회전수에서 유막압력 분포가 과도하게 크면 선박의 축계 정렬 또는 베어링의 설계를 다시 해야 하는 부분이다. 연속 최대 회전수에서 각 구간별 유막압력 분포를 나타내면 **Fig. 4.6, 4.7** 과 같다. **Fig. 4.7** 은 유막압력 분포를 좀더 명확히 나타내기 위해 **Fig. 4.6** 의 압력분포 중 낮은 압력 부분을 확대한 것이다.

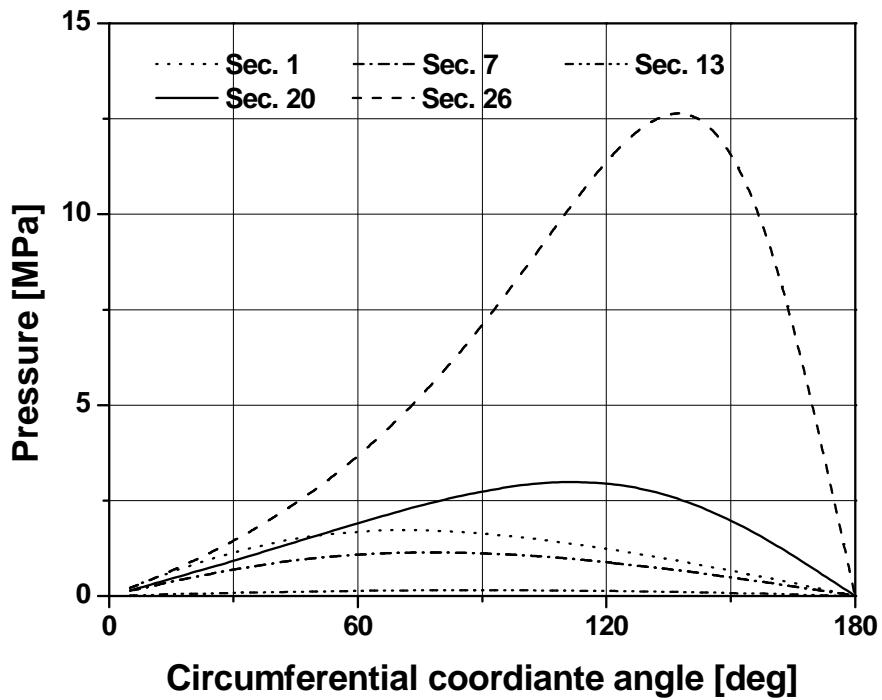


Fig. 4.6 Pressure distribution at MCR

짧은 파선은 Section No.1에서의 압력분포를 나타낸다. 초기 편심량과 프로펠러 무게에 의한 영향이 크지 않기 때문에 축의 무게에 의한 영향으로 유막압력이 형성된다. 이 구간에서 최대 유막 압력은 $\theta = 70^\circ$ 일 때 약 1.72 [MPa]이다.

일점 채선은 Section No.7에서의 유막압력 분포를 나타낸다. 최대 유막압력은 $\theta=80^\circ$ 일 때 1.14 [MPa] 로 최대 유막압력의 크기가 Section No.1보다 작게 나타난다. 이는 프로펠러 하중에 의한 축의 굽힘 변형량이 Section No.1보다 작기 때문에 최대 유막압력이 작게 나타난다.

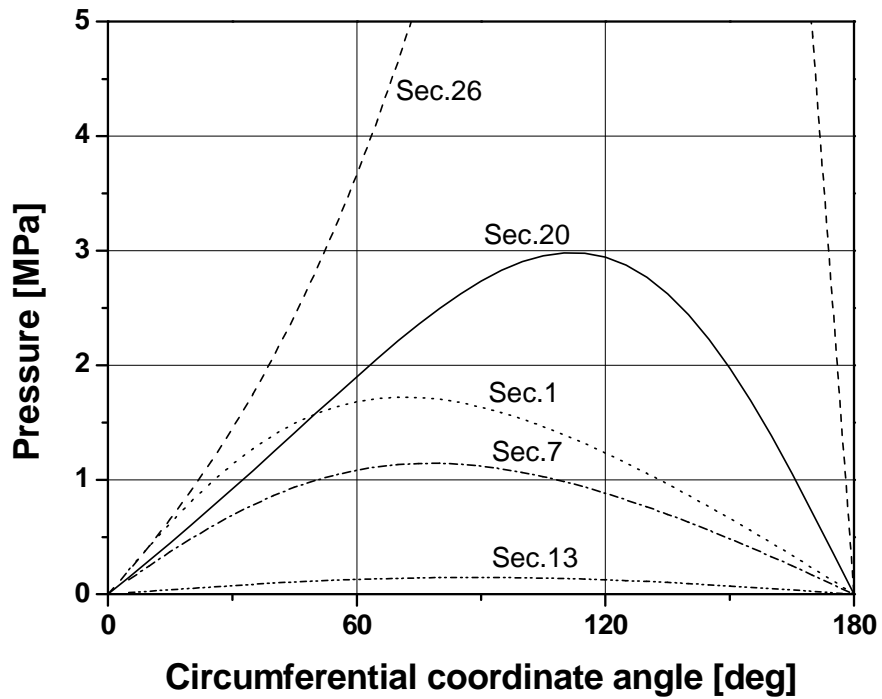


Fig. 4.7 Pressure distribution at MCR

이점채선은 Section No.13에서의 유막 압력 분포를 나타낸다. 최대 유막압력이 발생하는 원주 좌표각은 87° 에서 1.47 [MPa]이다. 이 구간은 앞에 계산된 두 구간(Section No.1, 7)보다 프로펠러의 하중의 영향은 크지만, 초기 편심량이 거의 없기 때문에 유막 압력이 앞의 구간에 비해 더 작다. 또한 편

심각이 84.5° 이므로 하중과 최대 유막 압력 사이의 8.4° 정도의 차이가 있다는 것을 알 수 있다.

실선은 Section No. 20 에서의 유막압력 분포를 나타낸다. 초기 편심량에 의한 영향도 있지만 프로펠러 무게에 의한 영향으로 최대 유막압력이 점차 크게 되는 것을 알 수 있다. 이 구간에서의 최대 유막압력이 발생하는 위치는 원주 좌표각이 113° 일 때 2.98 [MPa]의 압력이 작용한다.

긴파선은 Section No. 26 에서의 유막압력 분포를 나타낸다. 동일 회전속도에서 프로펠러 무게에 의한 영향을 가장 많이 받는 부분이므로 다른 부분에 비해 최대 유막압력이 큰 것을 알 수 있다. 이 구간에 작용하는 최대 유막압력은 $\theta = 137^\circ$ 에서 12.7 [MPa]로 다른 부분에 비해 최대 유막압력이 크게 나타난다.

4.2.2 Dead slow 회전수에서 유막압력 분포

Dead slow 구간은 선박의 항해 중에 많이 사용하지는 않지만 선박의 입·출항시에 주로 사용하는 회전수 범위이다. 회전수 변화에 따른 압력 분포의 차이를 나타내기 위해 계산한 결과이다. 각 구간별 압력의 분포를 나타내면 **Fig. 4.8, 4.9** 와 같다. 앞의 그래프와 마찬가지로 **Fig. 4.9** 는 **Fig. 4.8** 의 낮은 압력 부분(5 MPa이하 부분)의 압력 분포를 명확히 나타내기 위해 확대하여 나타낸 것이다.

Fig. 4.8 은 축의 회전수가 Dead slow 일 때 각 구간에서의 원주 좌표각에 따른 압력분포를 나타낸다. 파선은 Section No. 1 에서 유막압력 분포를 나타낸다. 최대 유막압력은 $\theta = 40^\circ$ 에서 2.07 [MPa]으로 MCR 상태보다 약간 더 큰 유막압력이 나타나고 있는 것을 볼 수 있다.

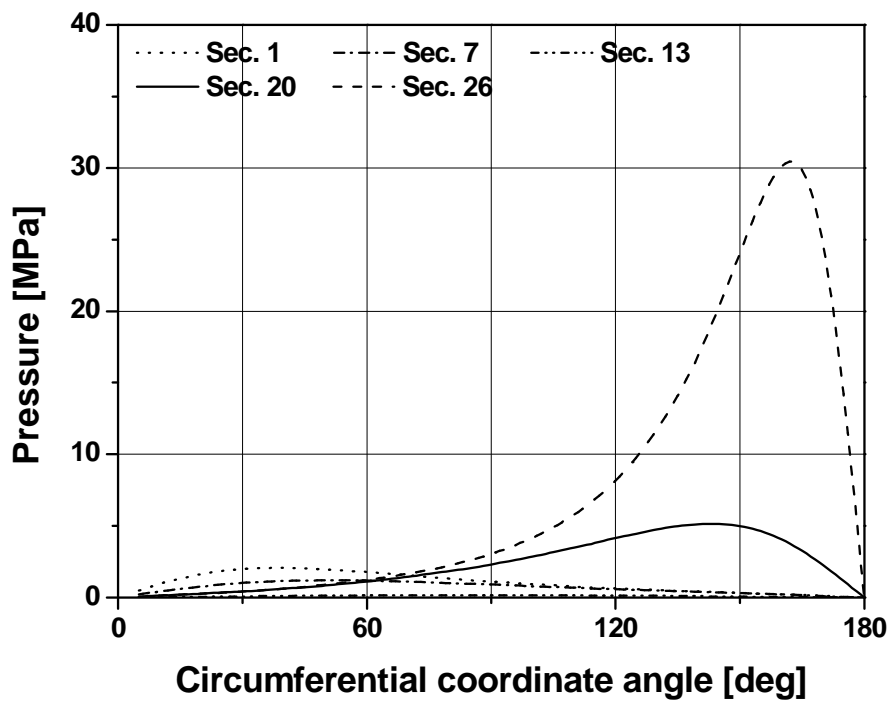


Fig. 4.8 Pressure distribution at dead slow revolution

일점쇄선은 Section No. 7에서의 압력 분포를 나타낸다. $\theta = 57^\circ$ 일 때 최대 유막압력 1.19 [MPa]로 초기 편심량이 Section No. 1에 비해 작기 때문에 최대 유막압력도 작은 것으로 나타난다.

이점쇄선은 Section No. 13 에서의 유막압력 분포를 나타낸다. 이 구간에서는 편심이 거의 없기 때문에 **Fig. 4.9** 의 그래프에서 명확히 확인할 수는 없지만, $\theta = 90^\circ$ 일 때 최대 유막압력 1.45 [MPa]이 발생한다. 이 때의 편심각은 약 88° 이므로 하중과 최대 유막압력이 거의 같은 점으로 작용한다는 것을 알 수 있다.

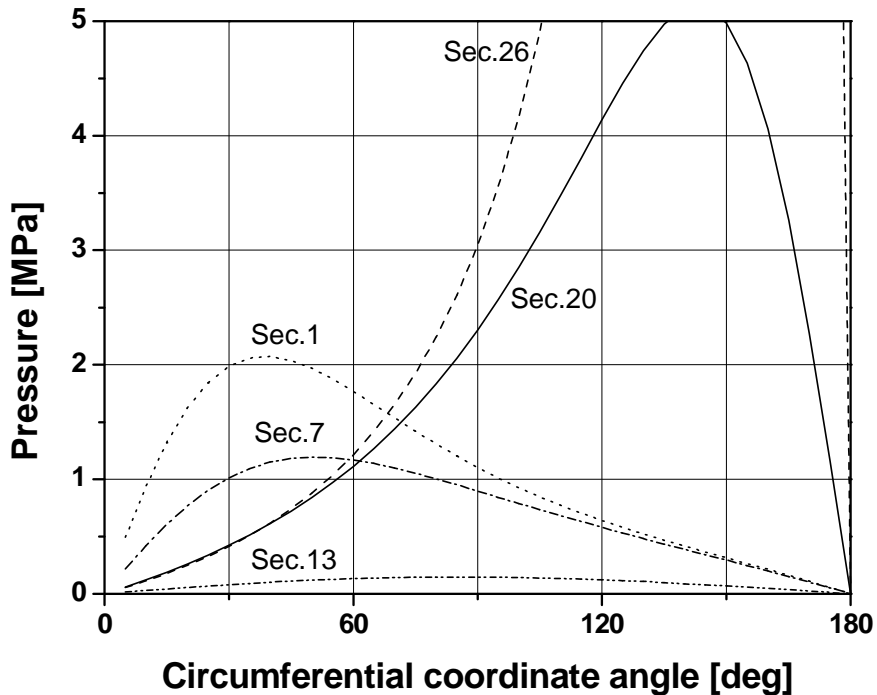


Fig. 4.9 Pressure distribution at dead slow revolution

실선은 Section No. 20 에서의 유막압력 분포를 나타낸다. 원주 좌표각 $\theta = 145^\circ$ 에서 5.13 [MPa]로 다른 지점에 비해 비교적 최대 유막압력이 크다는 것을 알 수 있다. 또한, 이 점에서 편심각은 242.5° 이므로 최대 유막압력이 작용하는 점과 하중이 작용하는 점은 22.5° 정도 차이가 있음을 알 수

있다.

긴 파선은 Section No. 26 에서의 유막압력 분포로 프로펠러 하중의 영향을 가장 많이 받는 부분에서의 압력 분포를 나타낸다. 원주좌표각이 $\theta = 160^\circ$ 일 때 최대 유막압력 30.1[MPa]으로 유막압력이 가장 크다는 것을 알 수 있다. 같은 하중이 작용하는 **Fig. 4.6** 의 그래프와 비교할 때 최대 유막압력이 2배 이상 커지는 것으로 보아 이 때의 윤활상태가 가장 열악하다는 것을 알 수 있다.

위의 유막압력 분포 결과를 분석하면 다음과 같다.

(1) 프로펠러 하중에 의한 영향을 변수로 두면, 하중이 클수록 편심량과 최대 유막압력의 크기가 크고 베어링이 경계윤활 상태로 될 소지가 많다.

(2) 회전수에 따른 유막압력 분포를 살펴보면, 동일 하중이 작용하는 구간에서도 회전수가 높을수록 최고 유막압력이 낮다는 것을 알 수 있다. 일정 회전 속도가 되기 전까지 베어링이 경계윤활 상태로 되어 베어링 손상의 위험이 커진다.

제 5 장 결 론

선박의 추진 축계 선미관 베어링에 대해 유체역학적 이론을 전개하고, 이를

실제 운항중인 8,000 TEU급 컨테이너선에 적용하여 유막해석을 수행하였다. 먼저 유한요소해석 프로그램인 ANSYS를 이용하여 정적상태에서의 축의 굽힘을 계산하였고, 다음으로 수치해석 프로그램인 MathCAD를 이용하여 축의 회전수와 프로펠러 하중의 변화에 따른 유막압력 분포, 최대 유막압력 및 축의 궤적을 계산하였으며, 그 결과를 요약하면 다음과 같다.

(1) 베어링은 작용하는 하중에 따라 편심량이 변하고 그 편심량에 따라 유막압력, 유막두께가 변하는데, 후부 선미관 베어링은 프로펠러 하중의 영향을 많이 받기 때문에 후부 선미관 베어링의 윤활상태가 더욱 열악하다.

(2) 회전수에 따른 윤활상태를 검토해 본 결과, 회전속도가 증가함에 따라 윤활상태가 더욱 좋아지는 것을 알 수 있다. 이는 일정 회전속도를 유지하기 전까지 즉, 엔진의 시동이나 정지 시에 윤활상태가 더 열악하다는 것을 알 수 있다.

(3) 축의 직경, 회전속도, 베어링의 길이 등의 엔진 및 선체 구조는 선박 건조시에 미리 결정되어 있는 요소이므로 윤활상태를 개선하기 위해서는 유막해석 결과를 참고하여 축계 정렬시 한 점에 유막압력이 집중하지 않도록 해야 한다.

(4) 앞으로 운항 경제성의 측면에서 축의 직경이 더욱 커지고 회전속도가 낮아지면 베어링의 윤활은 더욱 열악하게 된다. 이러한 열악한 윤활환경에서 견딜 수 있는 새로운 소재의 베어링 메탈 개발이 절실하다.

본 논문에서 유막해석을 수행함에 있어서 윤활유 온도변화에 따른 점도의 변화, 축계에 작용하는 프로펠러 반력, 선박의 흘수 및 윤활유 공급압력 등 실제 윤활성능에 영향을 주는 요소들에 대해서는 고려하지 않았다. 또한, 본 논문에서는 축계를 2차원으로 모델링 하였기 때문에 축방향 누설에 의한 유막

압력 및 편심량의 변화를 계산할 수 없었는데, 향후 현장에서 이용하기 위해서는 3차원적으로 모델링 하여 계산할 필요가 있다고 사료된다.

참 고 문 헌

[1] 임우조, 이진열, "潤滑工學", 형설출판사, pp. 115~117, 1996.

- [2] 차지협, “動荷重을 받는 船舶用 디젤 엔진의 저널 베어링 油膜 解析에 관한 研究”, 한국해양대학교 대학원, 2003.
- [3] 안시영, “油潤滑 船尾管 베어링 軸系의 準靜的 平衡狀態에 關한 研究”, 부산대학교 대학원, 1988.
- [4] Bernard J. Hamrock, "Fundamentals of Fluid Film Lubrication", McGraw-Hill, pp. 221 ~ 235, 1994.
- [5] Jean Frene, et al., "Hydrodynamic lubrication : bearing and thrust bearing", Elsevier, pp. 119, 1997.
- [6] ANSYS Mechanical, ver. 10, 2005.
- [7] MathCAD, 2001.

[부록 A]

식 (A.1)과 같은 형태의 식을 직접 적분하는 것은 매우 복잡하고 어렵기 때문에 $\gamma = \tan \frac{\phi}{2}$ 라는 변수를 도입하여 쉽게 계산할 수 있는데, 이것은

1904년에 Sommerfeld 가 고안한 방법이다.

$$\int \frac{1}{(1 + \varepsilon \cos \Theta)^n} d\Theta \quad (\text{A.1})$$

우선, 식 (A.1)의 분모는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$1 + \varepsilon \cos \phi = \frac{1 - \varepsilon^2}{1 - \varepsilon \cos \gamma} \quad (\text{A.2})$$

이 식을 "Sommerfeld substitution" 이라 하는데, 여기서 γ 를 "Sommerfeld variable" 이라고 한다. 식 (A.2)로부터 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\sin \phi = \frac{\sqrt{1 - \varepsilon^2} \sin \gamma}{1 - \varepsilon \cos \gamma} \quad \cos \phi = \frac{\cos \gamma - \varepsilon}{1 - \varepsilon \cos \gamma}$$

$$\sin \gamma = \frac{\sqrt{1 - \varepsilon^2} \sin \phi}{1 + \varepsilon \cos \phi} \quad \cos \gamma = \frac{\varepsilon + \cos \phi}{1 + \varepsilon \cos \phi}$$

$$d\phi = \frac{\sqrt{1 - \varepsilon^2}}{1 - \varepsilon \cos \gamma} d\gamma$$

이러한 Sommerfeld 대체식을 이용하여 식 (A.1)과 같은 식을 적분할 수 있다. **Table A.1**은 원주방향 좌표각 ϕ 와 편심률 ε 에 따른 Sommerfeld 변수 γ 의 각도를 나타낸다.

Table A.1 Relationship between angle ϕ and Sommerfeld variable γ for various eccentricity ratio ε

Circumferential coordinate angle ϕ [deg]	Eccentricity ratio ϵ							
	0.2	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	0.95
	Sommerfeld 변수 γ [deg]							
0	0	0	0	0	0	0	0	0
10	8.172	6.556	5.783	5.010	4.210	3.341	2.300	1.605
20	16.385	13.169	11.626	10.077	8.473	6.727	4.633	3.235
30	24.681	19.899	17.588	15.261	12.844	10.208	7.035	4.914
40	33.102	26.804	23.735	20.628	17.368	13.835	9.546	6.671
50	41.688	33.952	30.136	26.249	22.166	17.670	12.212	8.541
60	50.479	41.410	36.870	32.204	27.266	21.787	15.090	10.564
70	59.515	49.253	44.024	38.591	32.782	26.276	18.252	12.795
80	68.832	57.562	51.696	45.521	38.834	31.2253	21.793	15.305
90	78.463	66.422	60.000	53.130	45.573	36.870	28.842	18.195
100	88.436	75.922	69.061	61.579	53.188	43.331	30.583	21.608
110	98.769	86.149	79.014	71.059	61.923	50.914	36.282	25.763
120	109.471	97.181	90.000	81.787	72.080	60.000	43.342	31.003
130	120.538	109.076	102.147	93.994	84.030	71.117	52.393	37.905
140	131.948	121.854	115.544	107.895	98.187	84.969	64.448	47.494
150	143.663	135.482	130.208	123.626	114.937	102.412	81.140	61.726
160	155.628	149.851	146.034	141.149	134.460	124.244	104.909	84.487
170	167.768	164.776	162.767	160.150	156.471	150.587	138.251	12.699
180	180.000	180.00	180.000	180.000	180.000	180.000	180.000	180.000