

追波중에서 航行하는 船舶의 復原性能에 관한 研究

A Study on the Transverse Stability of Ships
in Following Seas

尹 順 東

Soon-Dong Yoon

< 目 次 >

Abstract	4 - 2. 追波중의 船體姿勢 變化
Nomenclature	4 - 3. 追波중의 復原力 變化
1. 序 論	5. 計算結果 및 檢討
2. 追波海域에서의 船體運動特性	5 - 1. 箱子型 船舶에 대한 解析解
3. 基礎方程式	5 - 2. 箱子型 船舶의 計算結果 및 檢討
3 - 1. 追波중의 橫動搖 運動方程式	5 - 3. 實船에 대한 計算結果 및 檢討
3 - 2. 追波중의 復原力 變動	
3 - 3. 追波중의 復原 아암의 變動	
4. 理論計算法	6. 結 論
4 - 1. 流體力 計算을 위한 定式化	參考文獻
	附 錄

A Study on the Transverse Stability of Ships in Following Seas

Soon-Dong Yoon

Abstract

When a ship is travelling in following seas, the encounter frequency is reduced to be very low. In that case the surf-riding, broaching and capsizing phenomena are most likely to occur.

In the present study, the emphasis is laid upon the transverse stability of ships in following seas, which is related to the capsizing phenomenon.

The theoretical calculation methods associated with the stability problems in following seas, were discussed by Grim[5], Kerwin[6] and Paulling[7]. More recently, Hamamoto et al.[8] measured the stability variation in following seas. These measured values were compared with the computations.

The author intends to clarify the mechanism of the stability variation in following seas. In order to predict that variation, the theoretical calculation method, analytical solution to box-shaped ship and computer programming to real ship forms are developed. The theoretical calculation is based on Froude-Krylov Hypothesis and static equilibrium condition of ships in waves. The computer programming is based on line intergral method along 2 dimensional Lewis form plane.

Through the application of present calculation method to box-shaped ship, cargo ship and fishing vessel, it is verified that the transverse stability in following seas can be reduced to a half extent on near wave crest in comparision with calm water stability. Futhermore, the calculation are compared with the experimental data. It is confirmed that the stability performance can be predicted in terms of the present method to a certain extent.

Nomenclature

- a : Wave amplitude
 $A(x)$: Section area of strip
 B : Center of buoyancy or Ship breadth
 $B(x)$: Breadth of strip
 B^* : Center of buoyancy of ship in waves
 C : Wave celerity
 d : Ship draft
 dp : Port draft
 ds : Starboard draft
 F_w : Force vector
 g : Gravity acceleration
 G : Center of gravity
 GM : Transverse metacentric height in calm water
 \overline{GM}^* : Transverse metacentric height in waves
 \overline{GM}_L : Longitudinal metacentric height in calm water
 I_x : Moment of inertia about x axis
 J_x : Added moment of inertia about x axis
 I_y : Moment of inertia about y axis
 J_y : Added moment of inertia about y axis
 \overline{GZ} : Righting arm in calm water
 \overline{GZ}^* : Righting arm in waves
 K : Roll moment
 L : Ship length
 M_w : Moment vector
 M : Pitch moment
 n_x : Directional cosine about x axis
 n_y : Directional cosine about y axis
 n_z : Directional cosine about z axis
 P : Pressure
 P_s : Static pressure
 P_{FK} : Wave pressure due to Froude Krylov Hypothesis
 t : Time
 U : Ship speed
 u_x : Orbital velocity in x axis of wave particles
 u_z : Orbital velocity in z axis of wave particles
 ω : Circular frequency
 ω_e : Encounter frequency
 ω_e' : Non-dimensional encounter frequency
 ω_n : Natural frequency of rolling



- ω'_r : Non-dimensional natural frequency of rolling
 ω_y : Natural frequency of yawing
 ω'_y : Non-dimensional natural frequency of yawing
 ω_p : Natural frequency of pitching
 ω'_p : Non-dimensional natural frequency of pitching
 X : Surge force
 Y : Sway force
 Z : Heave force
 Z : Depth to representative sub surface of waves
 (dK/dx) : Roll moment of strip
 (dY/dx) : Sway force of strip
 (dZ/dx) : Heave force of strip
 (dM/dx) : Pitch moment of strip
 ζ : Sinkage
 θ : Trim angle
 ϕ : Roll angle
 Ψ : Yaw angle
 ρ : Density of water
 κ : Wave number ($2\pi/\lambda$)
 λ : wave length
 Φ : Velocity potential of sinusoidal wave
 ∇ : Ship volume displaced
 α : Angle between still water surface and flare
 γ : $1/\tan \alpha$
 ξ : Distance from C. G. of ship to wave trough
 ξ/λ : Relative position of C. G. of ship to wave trough

1. 序 論

컨테이너선 또는 고마력의 여객선 등은 고속으로 항행하는 경향이 많다. 이러한 선박들이 특히 신속이 파도의 전파속도와 거의 비슷하고 파장이 선체 길이의 1~2 배 정도인 큰 추파중을 항행할 때 surf-riding 현상¹⁾이 나타난다. 파의 내리막 파면에서 surf-riding 현상을 만나게 되는 선박은 급격한 회유운동을 일으켜서 broaching 현상²⁾이 야기된다. 이때 수반되는 횡경사로 인하여 전복현상³⁾이 나타날 수 있다. 추파중에서의 전복현상은 파도와 선체의 상대적인 위치관계에 따라서 선체물수부에 작용하는 파랑강제력이 현저하게 변동하여, 복원성능이 감소하기 때문이다.

추파중에서의 복원성능에 관한 이론적인 연구로서, Grim⁴⁾, Kerwin⁵⁾, Paulling⁶⁾ 등은 Froude-Krylov 가설에 따른 유체정력학적인 힘과 모우멘트를 근사계산하여 복원성능을 구하였다. 그리고 Hamamoto⁷⁾는 이웃한 두 off-set 점 사이를 2차함수로 근사시켜서 선체횡단면을 표현하고, 선체횡단면에 대하여 Froude-Krylov 가설에 따른 유체정력학적 힘과 모우멘트 성분을 구하여 복원력 변동량을 정밀하게 계산하였다.

본 연구의 목적은 상기 연구에서와 같이 추파중에서 항행하는 고속선박의 복원력 변동량을 이론적으로 규명하려는 것이다.

상기 연구중 Grim, Kerwin, Paulling 등의 연구는 근사계산에 치중되었으며, 또한 Hamamoto의 연구는 실제로 많은 data 처리가 요구된다.

한해자나 설박설계자가 평이한 계산으로 정확한 복원성능의 감소량을 추정하여 선박의 안전성능 검토할 수 있도록 시도하였다. 본 연구에서는 먼저 정수압과 Froude-Krylov 가설에 의한 유체력을 구하여 추파중의 복원성능을 구하는 이론식을 정식화하였다. 이 이론식을 상자형선박에 적용하여 선체의 자세변화와 복원성능의 변동량에 대한 대체적인 경향을 분석하였다.⁸⁾

다음에 실선에 대한 연구방법으로서 상기의 연구자들과는 달리 실선의 형상을 비교적 간단하게 구할 수 있는 Lewis form 단면으로 근사시키고, 선체에 작용하는 파랑강제력을 Froude-Krylov 가설에 의한 유체정력학적 힘과 유체입자의 궤도운동에 기인하는 diffraction 유체력의 합으로 간주하였다. 그리하여 선체에 작용하는 상기의 유체력을 선적분하여 선체의 자세변화를 구하는 이론식을 유도하였다. 그리고 상기의 유체력과 함께 실선의 선수미부의 플레아(flare)형상계 의한 횡경사 모우멘트의 증가량을 고려함으로써, 선체에 작용하는 유체력을 보다 정밀하게 계산하여 복원성능의 변동량을 구하는 이론식을 유도하였다.

유도된 이론식을 이용하여 실선의 자세변화와 복원성능의 변동량에 대한 계산결과를 예인수조에 식 추파중 선체에 작용하는 유체력에 대한 구속모형실험자료⁹⁾와 비교·검토하였다. 이러한 이론계산 결과와 실험자료의 비교를 통하여 이론식의 유용성을 확인하였다.

2. 追波海域에서의 船體運動特性

선박의 항행이 가능한 해역은 대단히 광범위하고, 동일 해역에서도 계절 또는 기간에 따라서 파랑분포가 크게 상이하다. 우리나라 선박들이 자주 항행하며, 가끔 해난사고가 보고되는 북태평양을 대상해역으로 하고, 동계계절에 추파가 예상되는 해역을 조사하면 다음과 같다.

광범위한 해상에서 다양한 자연력의 영향으로 말미암아 일정한 해상상태는 알 수 없는 일이지만 대체적인 경향은 다음과 같다. 일반적으로 동계에는 열대지역이 극지방보다 등압면이 높고, 중위도 지역에서는 이 등압면이 저위도에서 고위도로 향하여 경사되어, 등압면 등고선이 북극을 중심으로 동심원모양을 이룬다.

Fig. 1은 북쪽으로 향한 등압면 경도에 따라서 위도 $30^{\circ}\sim 40^{\circ}\text{N}$ 일본 부근의 고공에 등고선이 밀집된 부분에서 고층의 편서풍인 jet stream이 발생하는 것을 나타낸다. 고층의 jet stream 하에서는 남북의 대기 온도차가 커서 쉽게 해면상에 전선대가 형성된다.

등고선이 밀집하면 풍속이 강하고, 풍속에 비례하여 등압면의 평균고도차가 커지게 된다. 따라서 풍속은 등압면의 평균고도차로서 대표시킬 수 있는데, 이러한 등압면의 평균고도차를 동서지수(Zonal index, ZI)로서 표시한다.

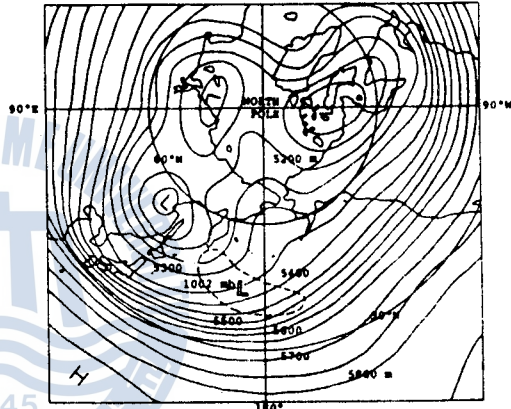


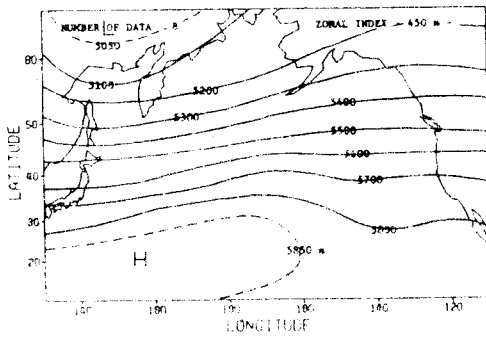
Fig. 1. Mean 500MB height monthly mean weather chart in northern hemisphere (Jan. 1980)

동서지수(ZI)와 해역별 파랑분포는 다음과 같은 관계가 있다. 동서지수(ZI)가 클 때(ZI가 400m 이상)에는 $40^{\circ}\sim 60^{\circ}\text{N}$ 에서 고층 편서풍의 강풍역이 고위도에 치우치고, 동서지수(ZI)가 작을 때(ZI가 300m 미만)에는 $40^{\circ}\sim 60^{\circ}\text{N}$ 에서 고층 편서풍의 강풍역이 저위도로 치우친다. 이러한 고층의 편서풍이 전선을 발생하고, 전선의 파동으로 부터 발생한 저기압이 동진하여 일본의 동쪽해상에서 발달한다. 이 저기압은 고층의 등고선을 따라서 북동진하여 알류산 열도에 달하면 폐색하여 정체하는데, 이것을 알류산 저기압이라고 부르고 동서지수의 크기에 따라서 중심위치가 남북으로 이동된다.

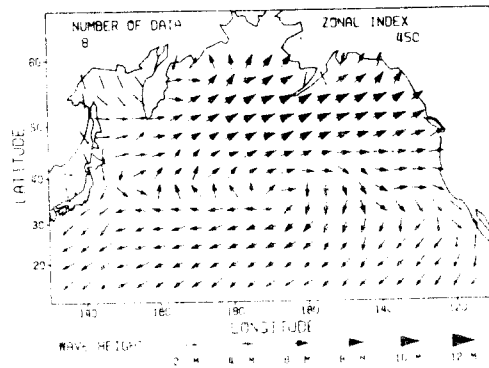
동계에 북태평양을 서향하던 한진인천호는 고위도에 상주한 알류산 저기압으로 부터 생성된 파랑과 북상하던 대형 저기압으로 부터 생겨난 파랑이 합해진 대파랑을 받으면서 항진한 것으로 추정된다.¹¹⁾

Fig. 2에서 보면 ZI가 큰 고지수기(高指數期)에는 서쪽에서의 파랑이 45°N 이상의 고위도에 한정되고, 파고는 동쪽으로 갈수록 강하다. ZI가 작은 저지수기(低指數期)에는 서쪽에서의 파랑한계는

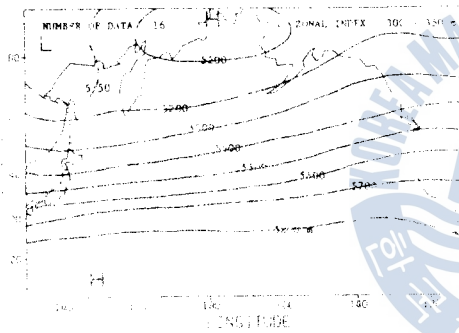
追波중에서 航行하는 船舶의 復原性能에 관한 研究



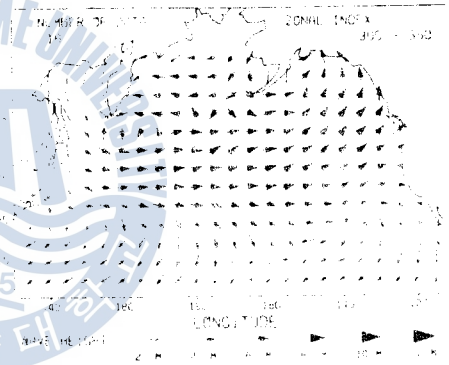
(a) ZI > 450m



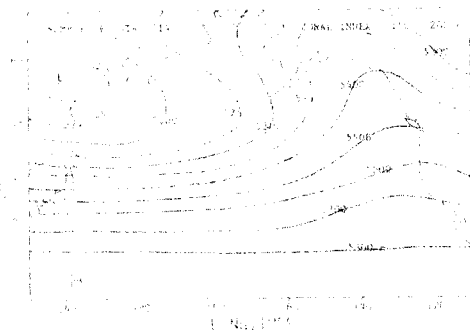
(a) ZI > 450m



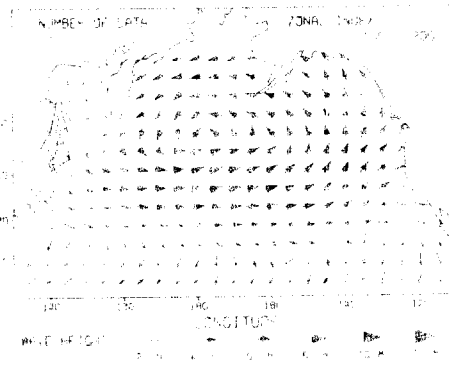
(b) ZI = 300 ~ 350m



(b) ZI = 300 ~ 350m



(c) ZI = 150 ~ 200m



(c) ZI = 150 ~ 200m

Fig. 2. Mean 599' mb height weather & wave distributions according to 5 day mean Zonal index

30°N부근까지 남하하고, 베링해로부터 알래스카까지의 고위도해역은 알류산 저기압의 북측에 위치되어 동쪽으로 부터의 파랑이 탁월하다.

동계에 한국과 미국동해인 사이를 항행하는 선박이 동향(East bound)하는 경우에는 ZI가 아주 낮으면 대련의 정점부근에서 향파(heading seas)가 예상된다. ZI가 높으면 대련부근에서 추파(following seas)가 예상된다.

선박이 서향(West bound)하는 경우에는 ZI가 아주 낮으면 알래스카에서 베링해까지는 추파가 예상된다. ZI가 높으면 북태평양의 북부는 대부분 서쪽으로 부터 오는 향파를 받으면서 항행하게 된다.

한편, 일반적으로 선체와 파와의 만남주파수 ω_e 가 선체의 고유주파수보다 아주 크면 이에 응답하는 선체의 운동은 미소하다. 반대로 선체의 고유주파수가 만남주파수보다도 아주 크면 선체의 운동은 만남주파수에 비례한다. 그리고 만남주파수가 선체의 고유주파수 부근이면 응답하는 선체의 운동은 최대가 된다. 이러한 운동학적 성질을 이용하면 추파중에서 유발되기 쉬운 운동성분들을 도출할 수 있다.

선박이 파도의 진행방향과 동일방향으로 속도 U 로 항행한다고 가정하고, 파도의 전파속도를 C , 파장을 λ 라고 하면 만남주파수 ω_e 는 (1)식으로 표시된다.

$$\omega_e = (2\pi/\lambda) |C - U| \quad (1)$$

(1)식을 $\omega_e' = \omega_e \sqrt{L/g}$ 로 무차원화하여 표시하면 (2)식이 된다.

$$\omega_e' = \sqrt{\frac{2\pi L}{\lambda}} \left| 1 - \left(\frac{U}{C}\right) \right| \quad (2)$$

선체고유주파수는 개략적으로 다음과 같이 표시된다.

$$\left. \begin{aligned} \omega_0 &= \sqrt{\frac{WGM_L}{I_y + J_y}} \\ \omega_0 &= \sqrt{\frac{WGM}{I_x + J_x}} \\ \omega_w &= U/\text{reach} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

(3)식에서 ω_0 는 중동요 고유주파수, ω_0 는 횡동요 고유주파수, ω_w 는 선수동요 응답주파수들의 의미한다.

reach는 선회시의 값을 사용하고, (3)식에서 선체의 고유주파수를 구하기 위한 근사값으로 (4)식을 가정한다.

$$\left. \begin{aligned} GM_L &\simeq L \\ \overline{GM} &\simeq 0.05B \\ I_x + J_x &\simeq (W/g)(0.4B)^2 \\ I_y + J_y &\simeq 2(W/g)(0.25L)^2 \\ L/B &\simeq 6.4 \\ \text{reach} &\simeq (3/2)L \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

追波중에서 航行하는 船舶의 復原性能에 관한 研究

$\omega_\phi, \omega_\psi, \omega_\chi$ 를 ω_e' 와 같이 무차원화하여 표시하면 (5)식이 된다.

$$\left. \begin{aligned} \omega_e' &= 2\sqrt{2} \\ \omega_\phi' &= \sqrt{2} \\ \omega_\psi' &= (U/\sqrt{gL})2/3 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

(2)식과 (5)식을 이용하여 ω_e' 를 종축에, U/C 를 횡축으로 취하여 $\lambda/L=1.0$ 에 대하여 나타내면 Fig. 3이 된다.

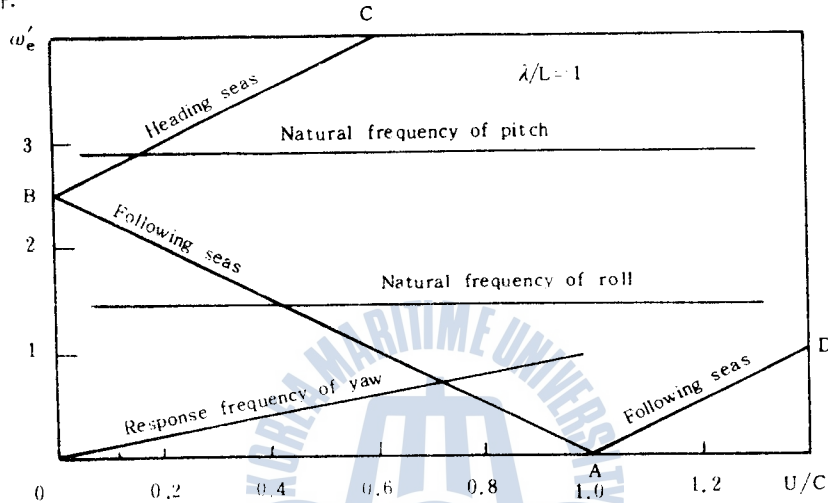


Fig. 3. Region of the ship's natural frequency and encounter frequency

Fig. 3에서 AB와 AD는 추파(following seas)를 나타내고, BC는 향파(heading seas)를 나타낸다. A 점은 파도의 전파속도 C와 선박의 항행속도 U가 동일한 준정적인 극한점으로 파도와 선체가 병진하는 상태를 나타낸다.

향파의 영역에서는 종동요 고유주파수와 만남주파수가 만나게 되고, 추파영역에서는 횡동요 고유주파수와 선수동요 응답주파수가 만남주파수와 만나게 된다. 따라서 추파중에서는 횡동요와 선수동요가 천저하게 발생할 가능성이 높다.¹²⁾

한편 추파중에서는 surf-riding 현상에 의해서 선박이 파도와 병진하는 상태가 일정시간 지속되는 경우가 있으며, 이러한 상황에서는 파도와 선체의 상대적 위치관계에 따라서 수선면적, 선체 침하부의 형상이 달라져 횡복원력은 천저하게 변동된다.¹⁰⁾ 본 연구에서는 이러한 추파중에서 파도와 선체가 병진하는 상태에서의 선체 자세변화 및 횡복원력의 이론계산법을 구하고자 한다.

3. 基礎方程式

3-1. 追波중의 橫動搖 運動方程式

평수중에서의 횡동요 운동방정식은 감쇠계수 K_0 를 이용하여 다음 식으로 표시된다.

$$(I_x + J_x)\ddot{\phi} + K_r\phi + W\overline{GM}\phi = 0 \quad (6)$$

추파에 기인하는 파랑 강제력을 횡경사각에 비례한다고 가정하고, 파랑 강제력계수 K_r 를 이용하여 추파중에서의 횡동요 운동방정식은 (7)식이 된다.

$$(I_x + J_x)\ddot{\phi} + K_r\phi + W\overline{GM}\phi = K_r\phi \quad (7)$$

추파중에서의 복원력을 $W\overline{GM}^*\phi$ 라고 하면 $W\overline{GM}^*\phi = W\overline{GM}\phi - K_r\phi$ 이므로 (7)식은 (8)식으로 바꾸어 표시할 수 있다.

$$(I_x + J_x)\ddot{\phi} + K_r\phi + W\overline{GM}^*\phi = 0 \quad (8)$$

따라서 (8)식에서의 \overline{GM}^* 는 추파중에서의 메타센타 높이이며, \overline{GM}^* 를 이론계산하여 추파중에서의 복원력을 추정할 수 있다. 이때 추파중에서의 복원력 변동량은 $W(\overline{GM}^* - \overline{GM})\phi$ 의 값으로 표시된다.

3-2. 追波중의 復原力 變動

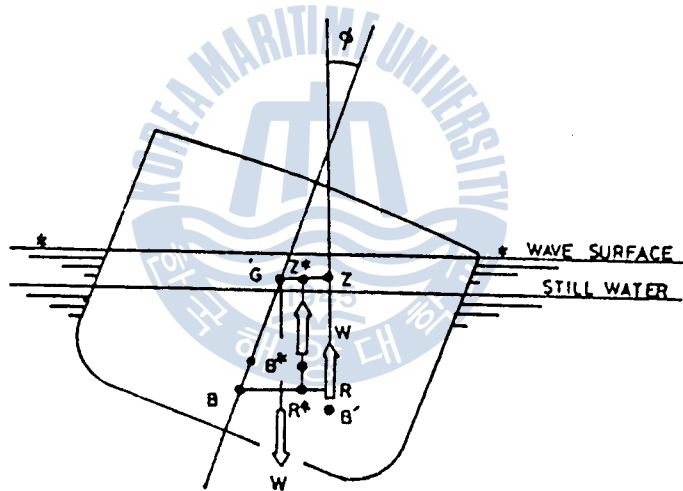


Fig. 4. Righting arm in following seas

평수중의 선박이 대각도 ϕ 만큼 경사한 경우의 선체횡단면을 Fig. 4로 나타낸다. 직립시의 부심 B 를 지나는 수평선과 횡경사시의 부심 B' 를 지나는 수직선과의 교점을 R , 선체무게중심을 G 라 하면, 평수중에서 복원 아암 \overline{GZ} 는 Atwood에 의하여 (9)식으로 표시된다.

$$\overline{GZ} = \overline{BR} - \overline{BG} \sin \phi \quad (9)$$

이 선박이 추파중에서는 선체 물수부의 형상이 변화하므로 직립시의 부심 B 가 B^* 로 이동된 것으로 가정하면 추파중의 복원 아암 \overline{GZ}^* 는 (9)식과 비슷한 형태로 표시된다.

$$\overline{GZ}^* = \overline{B^*R^*} - \overline{B^*G} \sin \phi \quad (10)$$

(9)식과 (10)식의 차를 구하여 이것을 복원 아암 변동량 $\Delta\overline{GZ}$ 라고 하면 $\Delta\overline{GZ}$ 는 (11)식으로 나

追波중에서 航行하는 船舶의 復原性能에 관한 研究

타낼 수 있다.

$$\Delta \overline{GZ} = (B^* \overline{R}^* - \overline{BR}) - \overline{BB}^* \sin \phi \quad (11)$$

(11)식에서 추파중에서의 복원력 변동은 1항의 정상 복원력과 2항의 부심 변동에 기인함을 알 수 있다.

한편 배수용적 V , 수선면의 2차 모우멘트 I 를 사용하여 \overline{GZ} 를 초기 복원력의 파라미터인 GM 으로 표시하면 (12)식이 된다.

$$\overline{GM} = (I/V) - \overline{BG} \quad (12)$$

추파중에서는 선체의 배수용적 V 가 $V + \Delta V$ 로, 수선면의 2차 모우멘트 I 는 $I + \Delta I$ 로, 부심 B 는 B^* 로 변화한 것으로 가정하고, 2차이상인 고차의 미소항을 무시하면 추파중에서의 메타센타 높이 \overline{GM}^* 는 (13)식으로 표시된다.

$$\begin{aligned} \overline{GM}^* &= GM + \Delta \overline{GM} \\ &= (I + \Delta I) / (V + \Delta V) - B^* \overline{G} \\ &\simeq (I/V) (1 + \Delta I/I - \Delta V/V) - \overline{B}^* \overline{G} \end{aligned} \quad (13)$$

(13)식에서 GM 의 변화량인 $\Delta \overline{GM}$ 만을 정리하면 (14)식이 된다.

$$\begin{aligned} \Delta \overline{GM} &= (I/V) (\Delta I/I - \Delta V/V) - \overline{BB}^* \\ &= \overline{BM} (\Delta I/I - \Delta V/V) - \overline{BB}^* \end{aligned} \quad (14)$$

따라서 추파중에서의 복원력 변동 $\Delta \overline{GM} \phi$ 는 선체의 배수용적 및 수선면의 2차 모우멘트의 증감과 부심의 이동에 기인함을 알 수 있다. (14)식의 우변 제 1항은 현측 flare의 크기 및 선체 물수부체의 변화동에 기인하는 \overline{BM} 의 변화량이다. 우변의 제 2항은 부심의 상하이동에 기인하는 변동량이다.

3-3. 追波중의 復原아암의 變動

Fig. 5에서 선체 횡단면과 정지 수선면과의 만나는 점을 O 라 하고, 평방향을 y 축, 연직하방을 z 축으로 하는 우수계 좌표계를 취하면 선체횡상사시의 정각 평형 조건은 (15)식이 되어야 한다.

$$\Sigma(\text{Roll moment}) = 0 \quad (15)$$

우편적으로 y 축 방향의 유체력 Y 및 x 축 주위의 유체력 모우멘트 K 를 이용하여 (15)식을 정리하면 다음의 관계가 있다.

$$K + Y \overline{OG} - W \overline{GZ} = 0 \quad (16)$$

(16)식을 복원 이암 \overline{GZ} 에 관한 식으로 바꾸면 (17)식으로 표시된다.

$$\overline{GZ} = -(K + Y \overline{OG}) / \rho g \nabla \quad (17)$$

유체력 Y 및 유체력 모우멘트 K 를 이용하여 정각 8차 정수중에서의 복원 아암 \overline{GZ} 를 알릴 수 있다.

각각 평각조건은 하항중에서도 만족되어야 하므로, 파랑중에서의 변화량 $\Delta \overline{GZ}$ 는 (17)식으로 부터 다음 관계가 성립한다.

$$\Delta GZ = -(\Delta K + \Delta Y OG) / \rho g \nabla \quad (18)$$

즉 파랑중에서의 유체력 변화량 ΔY 및 ΔK 를 이온 계산하여 복원력 변동량 ΔGZ 를 구할 수 있다.

한편 조각도 경사시에 있어서 복원력의 파라미터인 메타센타 높이 GM 는 복원아암 \overline{GZ} 와 (19) 식의 관계가 있다.

$$\overline{GM} = (d\overline{GZ}/d\phi)_{\phi=0} \quad (19)$$

4. 理論計算法

4-1. 流體力 計算을 위한 定式化

추파중에서 각 파면에 선체중심이 놓여졌을 때의 복원력을 평가하기 위하여 다음 사항을 가정한다.

(1) 추파중에서는 만남주파수가 대단히 낮으므로, 그 극한으로서 만남주파수를 계로로 가정한다. 즉 파도와 선체는 같은 방향으로 병진한다.

(2) 유체는 비점성, 비압축성 그리고 유체입자의 유동은 비회전으로 가정하고, 선형파이본에 의한 2차원 규칙파의 속도포텐셜을 적용한다.

(3) 선체 각 횡단면에서의 2차원 유체력을 계산하고, 이들을 선수에서 선미까지 적분하여 3차원 선체에 작용하는 유체력으로 간주한다. 즉 strip method 를 이용한다.¹⁰⁾

Fig. 5와 같이 정지수선면에서 파도의 진행방향을 X 축으로 하는 공간좌표계 (space axis) 를 $\bar{O}-XYZ$, 정지수면에서 선수방향을 x 축으로 하는 선체 고정좌표계 (body axis) 를 $o-xyz$ 라 한다. 각 파면에서의 선체 중심위치는 ξ/λ 의 기호를 사용한다. 즉 $\xi/\lambda=0\sim 0.5$ 는 오르막 파면, $\xi/\lambda=0.5$ 는 파정, $\xi/\lambda=0.5\sim 1.0$ 는 내리막 파면 그리고 $\xi/\lambda=0$ 또는 1.0 은 파저에 각각 선체 중심이 있다는 것을 나타낸다.

선체무게 중심 G 는 수선면 아래쪽을 양(+)의 방향으로 한다. 선체자세변화를 나타내는 변수로서는 침하량을 ζ 로 표시하고 하방을 양(+), 종경사각 θ 는 선수상승을 양(+)으로 취한다.

Fig. 5의 공간좌표계 $\bar{O}-XYZ$ 에서 X 축의 양의 방향으로 전파하는 2차원 규칙파의 속도포텐셜 ϕ 는 다음과 같이 표시된다.¹⁰⁾

$$\phi = -ac e^{-\kappa z} \sin(\kappa X - \omega t) \quad (20)$$

파면 Z_w 및 압력 P 는 각각 다음 식으로 유도된다.

$$Z_w = \frac{1}{g} \frac{\partial \phi}{\partial t} \Big|_{z=0} = a \cos(\kappa X - \omega t) \quad (21)$$

$$P = \rho g Z - \rho \frac{\partial \phi}{\partial t} = \rho g Z - \rho g a e^{-\kappa z} \cos(\kappa X - \omega t) \quad (22)$$

추파중을 항행하는 선박의 공간고정좌표, 선체고정좌표와 roll, pitch 각의 부호를 나타낸 것이 Fig. 5이다.

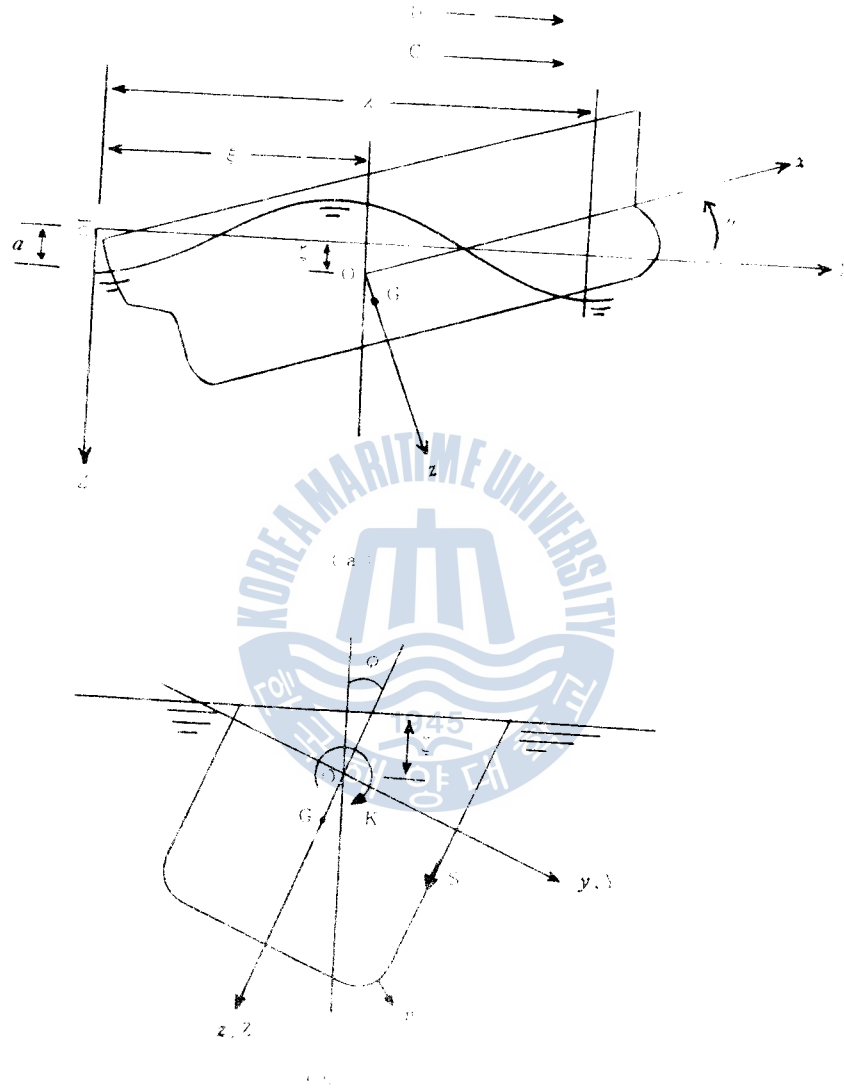


Fig 5. Co-ordinate system and sign definition

시간 $t=0$ 일 때 선체고정좌표의 원점 O (선지 상태에서의 선체부피 중심을 가지는 수직선과 추진면과의 교점)의 위치를 ξ 라고 가정하고, 종향사각 θ 와 횡요각 ϕ 가 미소하고, 선체를 세강체라고 하면 공간 좌표에 $\bar{C}-YYZ$ 와 선체 고정좌표에 $o-xyz$ 의 관계는 다음과 같다.

$$X = \xi + x \cos \theta + (y \sin \phi + z \cos \phi) \sin \theta + Ut$$

$$\approx \xi + x + Ut$$

(23)

$$Z = \zeta - x \sin \theta + (y \sin \phi + z \cos \phi) \cos \theta$$

$$\simeq \zeta - x \theta + y \phi + z \quad (24)$$

파도와 선체의 만남주파수 ω_e 는 (1)식으로 부터

$$\omega_e = |\omega - \kappa U| = \kappa |C - U| \quad (25)$$

추과중에서 선속이 파속에 가까운 준 정적인 상태를 가정하면 $C \simeq U$ 이므로 $\omega_e = 0$ 가 된다. (23), (24)식을 (21), (22)식에 대입하고, $\omega_e = 0$ 의 조건을 부과하면 파운동과 선체운동간에는 위상차가 없다고 볼 수 있으므로 선체 고정좌표로 표시한 파면 z_w 와 압력 P 의 식은 다음과 같다.

$$z_w = -(\zeta - x\theta) - y\phi + a \cos \kappa(\xi + x) \quad (26)$$

$$P = \rho g(\zeta - x\theta + y\phi + z) - \rho g a e^{-\kappa(\zeta - x\theta + y\phi + z)} \cos \kappa(\xi + x) \quad (27)$$

(27)식의 우변을 정수압 P_s 와 Froude-Krylov 가설에 따른 파의 변동압력(파압) P_{FK} 로 나누어서 정리하면 다음과 같다.

$$P = P_s + P_{FK} \quad (28)$$

$$P_s = \rho g(\zeta - x\theta + y\phi + z) \quad (29)$$

$$P_{FK} = -\rho g a e^{-\kappa(\zeta - x\theta + y\phi + z)} \cos \kappa(\xi + x) \quad (30)$$

한편 선체에 작용하는 유체력 F_w 와 유체력 모우멘트 M_w 는 물수부 선체표면에 작용하는 압력 P 로 부터 다음과 같이 계산된다.¹⁷⁾

$$F_w = - \iint_A P n dA \quad (31)$$

$$M_w = - \iint_A r \times P n dA \quad (32)$$

여기서 선체에 작용하는 유체력 F_w 의 각 성분을 $F_w = (X, Y, Z)$, 유체력 모우멘트 M_w 의 각 성분을 $M_w = (K, M, N)$, 물수부 선체표면의 면적요소 dA 에 세운 외향 단위법선벡터 n 의 각 성분을 $n = (n_x, n_y, n_z)$ 으로 하고, 선체고정좌표의 원점 o 로 부터 dA 까지의 위치벡터 r 의 각 성분을 $r = (x, y, z)$ 으로 한다.

4-2. 追波중의 船體姿勢變化

추과중에서는 만남주파수 ω_e 가 거의 zero 에 가까우므로 각 파면위에서의 선체자세는 아주 느리게 변화한다. 그리고 이러한 자세변화는 복원력의 크기에 영향을 미치게 된다.

본절에서는 추과의 각 파면위에서의 종경사각 θ 및 침하량 ζ 의 계산에 있어서 각 파면위에서 선체에 작용하는 유체력중에서 상하방향의 힘 및 종경사 모우멘트를 이론적으로 계산하고, 각 파면위에서의 정적평형조건에 따라 종경사각 θ 및 침하량 ζ 를 계산한다.

선체에 작용하는 유체력은 크게 두 가지 성분으로 나눌 수 있다. 하나는 (28)식의 압력을 물수부 선체표면에 대하여 적분한 것으로 정수압과 Froude-Krylov 가설에 따른 유체력 성분이다. 다른 하나는 파압자의 궤도운동에 기인하는 동적 유체력 성분인 diffraction 유체력이다.

追波중에서 航行하는 船舶의 復原性能에 관한 研究

먼저 각 유체력 성분인 정수압, Froude-Krylov 가설에 따른 유체력 및 diffraction 유체력의 계산법을 설명하고, 그 다음 각 파면위에서의 정적 평형조건으로부터 θ 및 ζ 를 구한다.

4.2.1. 靜水壓과 Froude-Krylov 假說에 따른 流體力

선체에 작용하는 상하방향의 유체력을 Z , 종경사 모우멘트를 M 라 할 때, 선체의 각 횡단면에 작용하는 2차원 strip 유체력 (dZ/dx) 및 2차원 strip 종경사 모우멘트 (dM/dx)는 (29), (30), (31) 및 (32)식으로 부터 다음과 같이 계산된다. 이때 정수압과 Froude-Krylov 가설에 따른 유체력 Z 와 종경사 모우멘트 M 에 각각 첨자 1을 붙여 Z_1 과 M_1 으로 표시하고, 선적분 경로의 선요소를 dS , 선적분 경로 S 의 방향을 유현에서 좌현으로 향하게 하여 선적분한다.

$$\begin{aligned} (dZ_1/dx) &= - \int_C (P_S + P_{FK}) n_z dS \\ &= - \int_{-B/2}^{B/2} (P_S + P_{FK}) dy \end{aligned} \quad (33)$$

$$\begin{aligned} (dM_1/dx) &= - \int_C (P_S + P_{FK}) (z n_x - x n_z) dS \\ &\simeq \int_{-B/2}^{B/2} (P_S + P_{FK}) x dy = -x (dZ_1/dx) \end{aligned} \quad (34)$$

(34)식의 정수압과 Froude-Krylov 가설에 따른 2차원 종경사 모우멘트 (dM/dx)는 결국 정수압과 Froude-Krylov 가설에 따른 2차원 유체력 (dZ/dx)의 계산에 귀착된다. (dZ/dx)는 (29), (30)식을 (33)식에 대입하여 구체적으로 다음 식으로 계산된다.

$$\begin{aligned} \int_{-B/2}^{B/2} P_S dy &= \rho g \int_{-B/2}^{B/2} (\zeta - x\theta - y\phi + z) dy \\ &= \rho g A(x) + \rho g (\zeta - x\theta) B(x) \end{aligned} \quad (35)$$

여기서 $A(x)$ 는 x 단면에서의 횡단면적, $B(x)$ 는 x 단면에서의 폭을 나타낸다.

$$\begin{aligned} \int_{-B/2}^{B/2} P_{FK} dy &= -\rho g a e^{-\kappa(x+\xi)} \cos \kappa(\xi+x) \int_{-B/2}^{B/2} e^{i\kappa(x+y)} dy \\ &\simeq -2\rho g a e^{-\kappa(x+\xi)} \cos \kappa(\xi+x) \int_0^{B/2} e^{i\kappa y} dy \\ &= 2\rho g a e^{-\kappa(x+\xi)} J_1 \cos \kappa(\xi+x) \end{aligned} \quad (36)$$

$J_1 = \int_0^{B/2} e^{i\kappa y} dy$ 이며, 실지선형에 대한 J_1 의 수치계산법은 부록(2)에 개시되어 있다.

따라서 정수압과 Froude-Krylov 가설에 따른 상하방향의 힘 Z_1 및 종경사 모우멘트 M_1 은 선적분의 방향으로 적분하면 (37), (38)식이 된다.

$$\begin{aligned} Z_1 &= \int_L (dZ/dx) dx \\ &= \int_L \left[\rho g A(x) + \rho g (\zeta - x\theta) B(x) \right. \\ &\quad \left. + 2\rho g a e^{-\kappa(x+\xi)} J_1 \cos \kappa(\xi+x) \right] dx \end{aligned} \quad (37)$$

$$M_1 = - \int_L (dZ/dx) x dx \quad (38)$$

4.2.2. diffraction 流體力

2차원 규칙과의 수면하 유체입자는 원운동을 하므로 선체에는 유체력이 작용하게 된다. 이 힘을 diffraction 유체력이라고 부르고 본절에서는 이 힘의 계산을 한다.

수심이 대단히 깊을 경우에 2차원 규칙과의 수면하 유체입자는 원운동을 한다. 유체입자의 속도 성분은 속도포텐셜을 나타내는 (20)식을 미분하므로써 다음과 같이 구해지며 Fig.6 과 같이 벡터적인 벡터로 나타낸다.

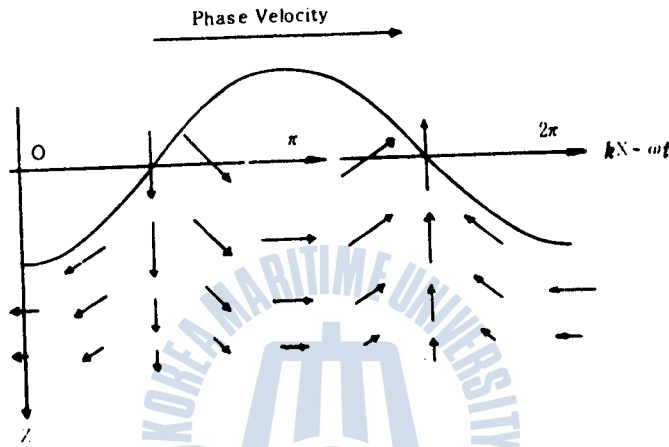


Fig. 6. Motion of water particles in waves

즉, 수평방향 속도성분 u_x 와 수직방향 속도성분 u_z 는 다음과 같다.

$$u_x = \partial\Phi/\partial X = -\omega a e^{-\kappa z} \cos(\kappa X - \omega t) \quad (39)$$

$$u_z = \partial\Phi/\partial Z = \omega a e^{-\kappa z} \sin(\kappa X - \omega t) \quad (40)$$

추파중에서 선체의 자세변화 즉, ξ 및 θ 에 영향을 미치는 것은 수직방향의 속도성분이며, 본 논문에서 가정한 $\omega_e = 0$ 인 경우에 수직방향의 속도성분을 나타내는 (40)식을 선체 고정좌표로 표시하면 (41)식과 같다.

$$\begin{aligned} u_z &= \omega a e^{-\kappa(\xi + \zeta - z\theta + x)} \sin \kappa(\xi + x) \\ &\simeq \omega a e^{-\kappa z} \sin \kappa(\xi + x) \\ &= a \sqrt{\kappa g} e^{-\kappa z} \sin \kappa(\xi + x) \end{aligned} \quad (41)$$

여기서 $Z_s = A(x)/B(x)$ 로서 대표부과면(Sub-surface)의 깊이를 의미한다. 선체 각 횡단면에서의 선체형상을 근사적으로 폭 $B(x)$, 흘수 Z_s 및 길이 dx 인 상자형 선박으로 가정하고, 속도 u_z 의 유체흐름이 폭 $B(x)$ 및 길이 dx 인 미소직사각형의 선체에 수직으로 부딪힐 경우에 상하방향으로 작용하는 strip의 유체력(dZ_s/dx)는 실험적으로 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$(dZ_s/dx) = (1/2)\rho u_z |u_z| B(x) C_D \quad (42)$$

追波중에서 航行하는 船舶의 復原性能에 관한 研究

단, C_D 는 항력계수로서 대략 $C_D \approx 2.0$ 의 값을 취한다.¹⁷⁾ 따라서 파입자의 원운동에 기인하는 상하방향의 힘 Z_1 및 중경사 모우멘트 M_1 는 (41), (42)식으로 부터 각각 다음 식으로 표시된다.

$$\begin{aligned} Z_1 &= \int_L (dZ_1/dx) dx \\ &= (1/2) \rho g \kappa a C_D \int_L e^{-\kappa z} B(x) \sin \kappa(\xi+x) |\sin \kappa(\xi+x)| dx \end{aligned} \quad (43)$$

$$M_1 = - \int_L (dZ_1/dx) x dx \quad (44)$$

이제까지 구한 정수압 및 Froude-Krylov 가설에 따른 유체력과 diffraction 유체력을 합하면, 전체 상하방향의 힘 Z 는 (45)식으로, 중경사 모우멘트 M 는 (46)식으로 구해진다.

$$\begin{aligned} Z &= \int_L (dZ/dx) dx = \int_L [(dZ_1/dx) + (dZ_2/dx)] dx \\ &= Z_1 + Z_2 \end{aligned} \quad (45)$$

$$M = M_1 + M_2 \quad (46)$$

4.2.3. 波의 並進하는 船體의 姿勢

추파중에서, 특히 $\omega_e \approx 0$ 인 경우에는 파도의 전파속도와 선박의 항행속도가 같아지므로 파와 선체가 병진하게 된다. 파와 병진하는 선체가 임의의 파면에서 운동학적으로 평형상태를 유지하기 위해서는 다음 관계식을 만족하여야 한다. 즉, 공간 고정좌표계에 있어서 연직방향의 힘과 선체배수량 W 가 정적 평형상태를 유지하여야 하고, 연직방향의 모우멘트는 영이어야 한다.

$$\int_L [(dZ/dx) \cos \phi + (dY/dx) \sin \phi] dx + W = 0 \quad (47)$$

$$\int_L [(dZ/dx) \cos \phi + (dY/dx) \sin \phi] x dx = 0 \quad (48)$$

여기서 (dY/dx) 는 선체 각 횡단면에서의 횡방향의 2차원 strip 유체력을 나타낸다. 한편 횡경사시의 수평방향의 힘은 평형되어야 하므로 다음 조건을 만족하여야 한다.

$$(dZ/dx) \sin \phi = (dY/dx) \cos \phi \quad (49)$$

따라서 (49)식의 관계를 (47), (48)식에 대입하면 결국 다음과 같은 정적 평형조건을 얻는다.

$$\int_L (dZ/dx) dx + W \cos \phi = 0 \quad (50)$$

$$\int_L (dZ/dx) x dx = 0 \quad (51)$$

(47), (43) 및 (45)식으로 부터 (50)식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} & -\rho g \int_L A(x) dx - \rho g \int_L B(x) dx \xi + \rho g \int_L x B(x) dx \theta \\ & + 2\rho g a \int_L e^{-\kappa z} f \cos \kappa(\xi+x) dx \\ & + (1/2) \rho g \kappa a C_D \int_L B(x) e^{-\kappa z} \sin \kappa(\xi+x) |\sin \kappa(\xi+x)| dx \\ & + \rho g W \cos \phi = 0 \end{aligned} \quad (52)$$

여기서 $\rho g \int_L A(x) dx = \rho g \nabla$ 이며, $ae^{-\kappa(\xi+x)}$ 는 고차의 미소항을 생략하여 a 라고 가정하고, 횡경사 각이 그다지 크지 않다고 가정하면 (52)식은 (53)식으로 간략하게 정리된다.

$$D_z \zeta + E_z \theta + F_z = 0 \quad (53)$$

여기서,

$$\left. \begin{aligned} D_z &= - \int_L B(x) dx, \quad E_z = \int_L x B(x) dx \\ F_z &= 2a \int_L J_1 \cos \kappa(\xi+x) dx \\ &+ (1/2) \kappa a^2 C_D \int_L B(x) e^{-2\kappa z} \sin \kappa(\xi+x) |\sin \kappa(\xi+x)| dx \end{aligned} \right\} \quad (54)$$

똑같이 (38), (44)식을 (51)식에 대입하여 정리하면, 종경사 모우멘트에 관한 정적 평형조건을 나타내는 (55)식을 얻는다.

$$D_M \zeta + E_M \theta + F_M = 0 \quad (55)$$

여기서,

$$\left. \begin{aligned} D_M &= - \int_L x B(x) dx, \quad E_M = \int_L x^2 B(x) dx \\ F_M &= 2a \int_L x J_1 \cos \kappa(\xi+x) dx \\ &+ (1/2) \kappa a^2 C_D \int_L x B(x) e^{-2\kappa z} \sin \kappa(\xi+x) |\sin \kappa(\xi+x)| dx \end{aligned} \right\} \quad (56)$$

(53), (55)식에서 ζ, θ 에 관한 해를 구하면, 추파중 각 파면상에서의 선체침하량 ζ 와 종경사각 θ 를 얻게된다.

4-3. 追波중의 復原力 變化

4.3.1. 靜水壓 및 Froude-Krylov 假說에 따른 流體力

선체에 작용하는 유체력중 횡방향의 힘 Y 및 횡경사 모우멘트 K 를 구하여 (18), (19)식에 대입함으로써 복원력을 평가할 수 있다. 본절에서는 정수중 및 파랑중에서 선체에 작용하는 횡방향의 힘 Y 및 횡경사 모우멘트 K 의 계산식을 유도한다.

물수부의 선체표면에 작용하는 압력인 (28), (29), (30)식을 (31)식에 따라 적분을 수행함으로써 유체력을 계산할 수 있다.

선체 각 횡단면에 작용하는 2차원 횡방향 유체력 (dY/dx)는 홀수를 d 라 하고 우현홀수를 ds , 좌현홀수를 dp 라 하여 선적분하면 다음과 같이 계산된다.

$$\begin{aligned} (dY/dx) &= - \oint_C (P_S + P_{FK}) n_y dS \\ &= - \oint_C (P_S + P_{FK}) dz \\ &= - \left\{ \int_0^{z^*} + \int_{dp}^0 \right\} (P_S + P_{FK}) dz \\ &= - (dY/dx)_S + (dY/dx)_{FK} \end{aligned} \quad (57)$$

여기서 \int_0^{ds} 는 우현에 대한 적분, \int_{dp}^0 는 좌현에 대한 적분을 의미하고, $(dY/dx)_S$ 는 정수압에 의한 유체력, $(dY/dx)_{FK}$ 는 파의 변동압력에 의한 Froude-Krylov 유체력을 의미한다.

(29), (30)식을 (57)식에 대입하면 $(dY/dx)_S$ 및 $(dY/dx)_{FK}$ 는 구체적으로 다음과 같이 계산된다.

$$\begin{aligned} (dY/dx)_S &= -\left\{\int_0^{ds} + \int_{dp}^0\right\} P_S dz \\ &= -\left\{\int_0^{ds} + \int_{dp}^0\right\} [\rho g(\zeta - x\theta + y\phi + z)] dz \\ &= -\rho g \phi \int_0^d 2y dz = -\rho g \phi A(x) \end{aligned} \quad (58)$$

$$\begin{aligned} (dY/dx)_{FK} &= -\left\{\int_0^{ds} + \int_{dp}^0\right\} P_{FK} dz \\ &= \rho g a e^{-\kappa(\zeta - x\theta)} \cos \kappa(\zeta + x) \left\{\int_0^{ds} + \int_{dp}^0\right\} e^{-\kappa(z+y\phi)} dz \\ &= \rho g a e^{-\kappa(\zeta - x\theta)} J_2 \cos \kappa(\zeta + x) \end{aligned} \quad (59)$$

여기에서 $J_2 = \left\{\int_0^{ds} + \int_{dp}^0\right\} e^{-\kappa(z+y\phi)} dz$ 이며, 실제선형에 대한 J_2 의 수치계산법은 부록 (2)에 제시되어 있다.

전선체에 작용하는 횡방향의 힘 Y 는 2차원 횡단면에 작용하는 유체력 (dY/dx) 를 선체길이 방향으로 적분하여 얻어진다.

$$Y = \int_L (dY/dx) dx \quad (60)$$

선체 각 단면에 작용하는 x 축 주위의 2차원 횡경사 모우멘트 (dK/dx) 는 (29), (30), (32)식을 이용하여 다음과 같이 계산된다.

$$\begin{aligned} (dK/dx) &= -\int_C (P_S + P_{FK}) (y n_z - z n_y) dS \\ &= \int_C (P_S + P_{FK}) y dy + \int_C (P_S + P_{FK}) z dz \\ &= -\int_{-B/2}^{B/2} (P_S + P_{FK}) y dy + \left\{\int_0^{ds} + \int_{dp}^0\right\} (P_S + P_{FK}) z dz \\ &= (dK_1/dx) + (dK_2/dx) \end{aligned} \quad (61)$$

(29), (30)식을 (61)식에 대입하여 (dK_1/dx) 를 구체적으로 표시하면 (62)식이 된다.

$$\begin{aligned} (dK_1/dx) &= -\int_{-B/2}^{B/2} P_S y dy - \int_{-B/2}^{B/2} P_{FK} y dy \\ &= (dK_1/dx)_S + (dK_1/dx)_{FK} \end{aligned} \quad (62)$$

첫번째 항 $(dK_1/dx)_S$ 는 정수압에 의한 유체력 모우멘트, $(dK_1/dx)_{FK}$ 는 Froude-Krylov 유체력 모우멘트를 나타내고, 각각의 구체적인 계산은 (63), (64)식과 같다.

$$\begin{aligned} (dK_1/dx)_S &= -\int_{-B/2}^{B/2} P_S y dy \\ &= -\int_{-B/2}^{B/2} \rho g(\zeta - x\theta + y\phi + z) y dy \\ &= -(1/12) \rho g \phi B^3(x) = -\rho g \phi A(x) \bar{B} \bar{B} \bar{B}(x) \end{aligned} \quad (63)$$

여기서의 $\overline{BM}(x)$ 는 각 선체 횡단면에서 중심으로부터 메타센터까지의 높이를 나타내고 있다.

$$\begin{aligned} (dK_1/dx)_{FK} &= - \int_{-B/2}^{B/2} P_{FK} y dy \\ &= \rho g a e^{-\kappa(\zeta-x\theta)} \cos \kappa(\xi+x) \int_{-B/2}^{B/2} e^{-\kappa(\zeta+y\phi)} y dy \\ &= \rho g a e^{-\kappa(\zeta-x\theta)} J_1 \cos \kappa(\xi+x) \end{aligned} \quad (64)$$

여기서 $J_1 = \int_{-B/2}^{B/2} e^{-\kappa(\zeta+y\phi)} y dy$ 이며, 실제 선형에 대한 J_1 의 수치계산법은 부록 (2)에 제시되어 있다.

(61)식의 (dK_2/dx) 는 (29), (30)식을 이용하면 (65)식으로 표시할 수 있다.

$$\begin{aligned} (dK_2/dx) &= \left\{ \int_0^{d_s} + \int_{d_p}^0 \right\} P_s z dz + \left\{ \int_0^{d_s} + \int_{d_p}^0 \right\} P_{FK} z dz \\ &= (dK_2/dx)_s + (dK_2/dx)_{FK} \end{aligned} \quad (65)$$

구체적으로 정수압에 의한 유체력 $(dK_2/dx)_s$ 는 다음 식으로 계산된다.

$$\begin{aligned} (dK_2/dx)_s &= \left\{ \int_0^{d_s} + \int_{d_p}^0 \right\} P_s z dz \\ &= \left\{ \int_0^{d_s} + \int_{d_p}^0 \right\} \rho g (\zeta - x\theta + y\phi + z) z dz \\ &= \rho g \phi A(x) \overline{OB}(x) \end{aligned} \quad (66)$$

여기서 $\overline{OB}(x)$ 는 원점 O 로부터 각 선체 횡단면의 도심까지의 높이를 나타낸다.

Froude-Krylov 유체력 모멘트 $(dK_2/dx)_{FK}$ 에 대한 구체적인 계산은 (67)식이 된다.

$$\begin{aligned} (dK_2/dx)_{FK} &= \left\{ \int_0^{d_s} + \int_{d_p}^0 \right\} P_{FK} z dz \\ &= -\rho g a e^{-\kappa(\zeta-x\theta)} \cos \kappa(\xi+x) \left\{ \int_0^{d_s} + \int_{d_p}^0 \right\} e^{-\kappa(\zeta+y\phi)} z^2 dz \\ &= -\rho g a e^{-\kappa(\zeta-x\theta)} J_1 \cos \kappa(\xi+x) \end{aligned} \quad (67)$$

여기에서 $J_1 = \left\{ \int_0^{d_s} + \int_{d_p}^0 \right\} e^{-\kappa(\zeta+y\phi)} z^2 dz$ 이며, 실제 선형에 대한 J_1 의 수치계산법은 부록 (2)에 제시되어 있다.¹¹⁾

4.3.2. 舷側 flare 形狀에 따른 橫傾斜 모우멘트

일반적으로 선박은 선수미 부근에서 현측외판이 수선면과 경사진 형상 즉, 현측 flare를 가지고 있다. 4.3.1절에서 물수부 선체표면에 대한 압력적분을 수행할 때 현측 flare의 영향을 무시하여 수선면 근처에서 wall side라고 간주하였다. 현측 flare는 횡방향 힘 Y 에는 거의 영향을 미치지 않지만 횡경사 모우멘트 K 에는 크게 영향을 미친다는 것이 Paulling¹²⁾에 의해서 지적되었다. 본절에서는 현측 flare 형상에 따른 횡경사 모우멘트의 계산법을 제시한다.

Fig. 7과 같이 선체 횡단면이 정지수선면과 각도 α 를 이루고 있다고 가정한다. 그리고 정지수선면과 현측외판이 A_1, B_1 에서 만나며, 임의의 운동상태에서 파도의 외형과 현측외판이 A_2, B_2 에서 만난다고 가정한다. 그러면 A_1, B_1 의 y 좌표는 각각 $B/2, -B/2$ 그리고 z 좌표는 각각 $0, 0$ 이다.

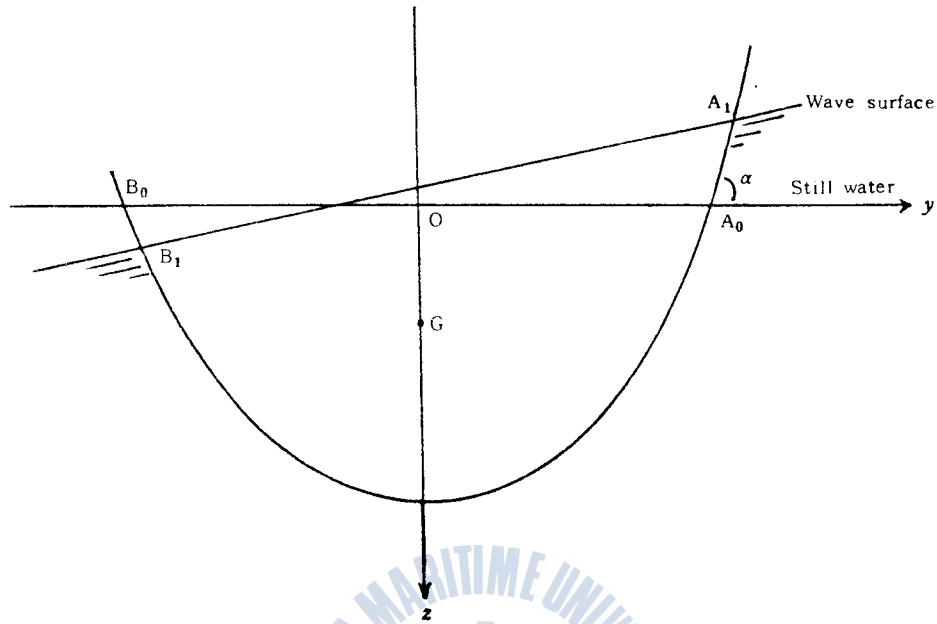


Fig. 7. Flare near water line

또한 A_1, B_1 의 y 좌표는 각각 $y_s, -y_p$ 이며, 그리고 z 좌표는 z_{ws}, z_{wp} 를 가정한다. 파면의 z 좌표는 선체고정 좌표계로 표시할 때 (26)식으로 주어졌다. z_{ws}, z_{wp} 는 각각 (26)식의 y 대신에 $y_s, -y_p$ 를 대입하면 (68), (69)식으로 표시된다.

$$z_{ws} = -(\zeta - x\theta) - y_s \phi + a \cos \kappa(\xi + x) \quad (68)$$

$$z_{wp} = -(\zeta - x\theta) - y_p \phi + a \cos \kappa(\xi + x) \quad (69)$$

한편 수선면 부근에서 flare가 직선적으로 변화한다고 가정하면 z_{ws} 및 z_{wp} 는 (70), (71)식으로도 표시할 수 있다.

$$z_{ws} = -(y_s - B/2) \tan \alpha \quad (70)$$

$$z_{wp} = (B/2 - y_p) \tan \alpha \quad (71)$$

횡경사각 ϕ 가 미소한 범위내에서는 (68)~(71)식으로부터 y_s, y_p 는 다음 식으로 표시된다.

$$\begin{aligned} y_s &= \frac{\zeta - x\theta - a \cos \kappa(\xi + x) + (B/2) \tan \alpha}{\tan \alpha - \phi} \\ &\approx \frac{\zeta - x\theta - a \cos \kappa(\xi + x)}{\tan \alpha} + \frac{B}{2} \end{aligned} \quad (72)$$

$$\begin{aligned} y_p &= \frac{\zeta - x\theta - a \cos \kappa(\xi + x) + (B/2) \tan \alpha}{\tan \alpha - \phi} \\ &\approx \frac{\zeta - x\theta - a \cos \kappa(\xi + x)}{\tan \alpha} + \frac{B}{2} \end{aligned} \quad (73)$$

선체 각 횡단면에서 flare 형상에 따른 strip 횡경사 모우멘트 (dK_s/dx)는 (74)식으로 표시된다.

$$\begin{aligned}
 (dK_3/dx) &= - \left\{ \int_{B/2}^{y_s} + \int_{-y_p}^{-B/2} \right\} (P_s + P_{FK}) y dy \\
 &= (dK_3/dx)_s + (dK_3/dx)_{FK}
 \end{aligned} \tag{74}$$

(74)식에서 정수중 flare 형상에 따른 strip 횡경사 모우멘트 $(dK_3/dx)_s$ 를 구체적으로 계산하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
 (dK_3/dx)_s &= - \left\{ \int_{B/2}^{y_s} + \int_{-y_p}^{-B/2} \right\} P_s y dy \\
 &= - \left\{ \int_{B/2}^{y_s} + \int_{-y_p}^{-B/2} \right\} [\rho g (\zeta - x\theta + \theta + y\phi + z)] y dy \\
 &= - \rho g \int_{B/2}^{y_s} \{ \zeta - x\theta + y\phi + (B/2 - y) \tan \alpha \} y dy \\
 &\quad - \rho g \int_{-y_p}^{-B/2} \{ \zeta - x\theta + y\phi + (B/2 - y) \tan \alpha \} y dy \\
 &= - (1/2) \rho g [(B/2) \tan \alpha + \zeta - x\theta] \left\{ [y^2]_{B/2}^{y_s} + [y^2]_{-y_p}^{-B/2} \right\} \\
 &\quad + (1/3) \rho g (\tan \alpha - \phi) [y^3]_{B/2}^{y_s} - (1/3) \rho g (\tan \alpha + \phi) [y^3]_{-y_p}^{-B/2} \\
 &\simeq (1/3) \rho g \phi [2(B/2)^3 - (y_s^3 + y_p^3)]
 \end{aligned} \tag{75}$$

(72), (73)식을 (75)식에 대입하고, 교차의 미소항을 무시하여 정리하면 $(dK_3/dx)_s$ 는 (76)식으로 표시된다.

$$(dK_3/dx)_s \simeq (1/2) \rho g \phi B^2 (x) \gamma \{ -(\zeta - x\theta) + a \cos \kappa (\xi + x) \} \tag{76}$$

단, $\gamma = 1/\tan \alpha$ 이다.

(74)식의 flare 형상에 의한 Froude-Krylov 가설에 따른 횡경사 모우멘트 $(dK_3/dx)_{FK}$ 는 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
 (dK_3/dx)_{FK} &= - \left[\int_{B/2}^{y_s} + \int_{-y_p}^{-B/2} \right] P_{FK} y dy \\
 &= \left[\int_{B/2}^{y_s} + \int_{-y_p}^{-B/2} \right] \{ \rho g a e^{-\kappa(\zeta - x\theta + y\phi + z)} \cos \kappa (\xi + x) \} y dy \\
 &\simeq \rho g a e^{-\kappa z} \cos \kappa (\xi + x) \left\{ \int_{B/2}^{y_s} y dy + \int_{-y_p}^{-B/2} y dy \right\} \\
 &= \rho g a e^{-\kappa z} \cos \kappa (\xi + x) \left\{ \left[\frac{y^2}{2} \right]_{B/2}^{y_s} + \left[\frac{y^2}{2} \right]_{-y_p}^{-B/2} \right\} \\
 &= (1/2) \rho g a e^{-\kappa z} (y_s^2 - y_p^2) \cos \kappa (\xi + x) = 0
 \end{aligned} \tag{77}$$

따라서 (74), (76), (77)식으로 부터 (dK_3/dx) 는 다음 식으로 표시된다.

$$(dK_3/dx) = (1/2) \rho g \phi B^2 (x) \gamma \{ -(\zeta - x\theta) + a \cos \kappa (\xi + x) \} \tag{78}$$

전선체에 작용하는 횡경사 모우멘트 K 는 2차원 횡단면에 작용하는 횡경사 모우멘트 (dK/dx) 를 선체길이 방향을 적분하여 구해진다.

$$K = \int_L \{ (dK_1/dx) + (dK_2/dx) + (dK_3/dx) \} dx \tag{79}$$

4.3.3. 復原力 變動量

유체력과 복원력의 관계는 (17)식으로 주어졌다. 4.3.1 및 4.3.2절에서 구한 유체력을 (17)식에 대입함으로써 \overline{GZ} 를 평가할 수 있다. 본절에서는 추파중에서의 복원력 변동량을 구하는 식을 유도한다.

(17)식의 평형조건은 파랑중과 정수중에서 동시에 만족되어야 한다. 정수중에서의 복원 아암을 \overline{GZ} , 파랑중에서의 복원 아암을 \overline{GZ}^* 라 하고, 앞절에서 구한 유체력 Y, K 를 (17)식에 대입하면 파랑중에서의 복원 아암 \overline{GZ}^* 는 다음 식으로 표시된다.

$$\begin{aligned} \overline{GZ}^* &= -(1/\rho g \nabla) \left\{ \int_L (dK_1/dx) dx + \int_L (dK_2/dx) dx + \int_L (dK_3/dx) dx \right. \\ &\quad \left. + \overline{OG} \int_L (dY/dx) dx \right\} \\ &= -(1/\rho g \nabla) \left\{ \int_L (dK_1/dx)_s dx + \int_L (dK_1/dx)_{FK} dx \right. \\ &\quad \left. + \int_L (dK_2/dx)_s dx + \int_L (dK_2/dx)_{FK} dx + \int_L (dK_3/dx) dx \right. \\ &\quad \left. + \overline{OG} \int_L (dY/dx)_s dx + \overline{OG} \int_L (dY/dx)_{FK} dx \right\} \end{aligned} \quad (80)$$

한편 정수압에 따른 유체력은 (58), (63), (66)식으로 부터 다음 관계식이 성립됨을 알 수 있다.

$$\begin{aligned} (dK_1/dx)_s + (dK_2/dx)_s + \overline{OG} (dY/dx)_s \\ &= -\rho g \phi A(x) \overline{BM} + \rho g \phi A(x) \overline{OB} - \rho g \phi A(x) \overline{OG} \\ &= -\rho g \phi A(x) \overline{GM} = -\rho g A(x) \overline{GZ} \end{aligned} \quad (81)$$

따라서 (81)식을 (80)식에 대입하면 파랑중에서의 복원력 변동량 $\overline{GZ}^* - \overline{GZ}$ 는 다음 식으로 표시된다.

$$\begin{aligned} \overline{GZ}^* - \overline{GZ} &= -(1/\rho g \nabla) \left\{ \int_L (dK_1/dx)_{FK} dx + \int_L (dK_2/dx)_{FK} dx \right. \\ &\quad \left. + \int_L (dK_3/dx) dx + \overline{OG} \int_L (dY/dx)_{FK} dx \right\} \end{aligned} \quad (82)$$

이제서 유인 식 1항, 2항 및 4항은 Froude-Krylov 가설에 따른 파의 변동압력에 따른 평경사 모멘트이며, 3항 및 5항은 천-flare 형상에 따른 평경사 모멘트이다. (59), (64), (67) 및 (78)식을 (82)식에 대입하면, (82)식의 제1항으로 복원력 변동량을 추정할 수 있다.

5. 計算結果 및 檢討

5.1. 新子型船舶에 대한 解析解

이제서 이 평경사형으로선 선자형선박을 선적해본다. 정수압과 Froude-Krylov 가설에 따른 유체력 변동 (2.4.1), 파랑중 선자형선박의 자세 변화와 복원평형을 추정하는 일차 이분식을 유도한다.

선자형선박의 배수용적은 $L \times B \times d$ 이고, $e^{-(t+T)g\omega}$ 은 앞식 (41)식에서 취급한 파와 같이 $e^{-i\omega t}$

이며, $Z_s = A(x)/B(x)$ 로서 대표파면까지의 깊이로 가정한다.

상자형 선박에 대하여, (53), (55)식으로 부터 diffraction 유체력을 제외하고서, 침하량 ζ 를 구하는 식은 다음과 같다.

$$\zeta = F_z E_M / (-E_M D_z) \quad (83)$$

구체적으로 표시하면 (54), (56)식을 (83)식에 대입하여 (84)식이 된다.

$$\begin{aligned} \xi L B(x) &= a e^{-\kappa z} \int_L B(x) \cos \kappa(\xi + x) dx \\ &= a e^{-\kappa z} B(x) (1/\kappa) \left[\sin \kappa(\xi + x) \right]_{-L/\lambda}^{L/\lambda} \end{aligned} \quad (84)$$

(84)식을 침하량 ζ 에 대하여 정리하면 (85)식으로 표시된다.

$$\zeta = a e^{-\kappa z} (\lambda/\pi L) \sin(\pi L/\lambda) \cos \kappa \xi \quad (85)$$

같은 방법으로 (53), (55)식으로 부터 중경사각 θ 를 구하는 식은 다음과 같다.

$$\theta = F_M D_z / (-E_M D_x) \quad (86)$$

(54), (56)식을 (86)식에 대입하면 (87)식이 된다.

$$\begin{aligned} (1/12)\theta B(x) L^3 &= -a e^{-\kappa z} \int_L x B(x) \cos \kappa(\xi + x) dx \\ &= -a e^{-\kappa z} B(x) \left\{ \left[(x/\kappa) \sin \kappa(\xi + x) \right]_{-L/\lambda}^{L/\lambda} \right. \\ &\quad \left. - (1/\kappa) \int_{-L/\lambda}^{L/\lambda} \sin \kappa(\xi + x) dx \right\} \\ &= -a e^{-\kappa z} B(x) \left\{ (\lambda L/2\pi) \sin \kappa \xi \cos(\pi L/\lambda) \right. \\ &\quad \left. - (\lambda/2\pi) \sin \kappa \xi \sin(\pi L/\lambda) \right\} \end{aligned} \quad (87)$$

(87)식을 중경사각 θ 에 대하여 정리하면 (88)식이 된다.

$$\begin{aligned} \theta &= (6a/L) e^{-\kappa z} (\lambda/\pi L) \left\{ (\lambda/\pi L) \sin(\pi L/\lambda) \right. \\ &\quad \left. - \cos(\pi L/\lambda) \right\} \sin \kappa \xi \end{aligned} \quad (88)$$

추과중 상자형 선박의 복원력 변동량은 (82)식을 수정하여 구할 수 있다. 즉, 선박이 상자형이므로, flare 형상에 따른 횡경사 모우먼트를 무시한 (82)식을 이용한다.

먼저 Froude-Krylov 가설에 따른 유체력에 의한 선체 각 횡단면에 작용하는 2차원 횡경사 모우먼트 $(dK_1/dx)_{FK}$, $(dK_2/dx)_{FK}$ 와 2차원 횡방향 유체력 $(dY/dx)_{FK}$ 는 다음 식으로 계산된다.

$$\begin{aligned} (dK_1/dx)_{FK} &= - \int_{-B/\lambda}^{B/\lambda} P_{FK} y dy \\ &= \rho g a \cos \kappa(\xi + x) \int_{-B/\lambda}^{B/\lambda} e^{-\kappa(z + \zeta - x\theta + y\phi)} y dy \\ &= \rho g a \cos \kappa(\xi + x) \int_{-B/\lambda}^{B/\lambda} e^{-\kappa z} [1 - \kappa(\xi - x\theta + y\phi)] y dy \\ &= \rho g a \cos \kappa(\xi + x) \left\{ \int_{-B/\lambda}^{B/\lambda} e^{-\kappa z} (1 - \kappa \zeta + \kappa x \theta) y dy \right. \\ &\quad \left. - e^{-\kappa z} \kappa y \phi dy \right\} \\ &= - (1/12) \rho g a e^{-\kappa z} \kappa \phi B(x) \cos \kappa(\xi + x) \end{aligned} \quad (89)$$

$$\begin{aligned}
 (dK_2/dx)_{FK} &= \left[\int_0^{d_s} + \int_{d_p}^0 \right] P_{FK} z dz \\
 &= -\rho g a \cos \kappa (\xi + x) \left[\int_0^{d_s} + \int_{d_p}^0 \right] e^{-\kappa(\zeta + \zeta - x\theta + y\epsilon)} dz \\
 &= -\rho g a \cos \kappa (\xi + x) \left[\int_0^{d_s} + \int_{d_p}^0 \right] e^{-\kappa z} \\
 &\quad \{1 - \kappa(\zeta - x\theta + y\epsilon)\} dz \approx 0
 \end{aligned} \tag{90}$$

$$\begin{aligned}
 (dY/dx)_{FK} &= - \left[\int_0^{d_s} + \int_{d_p}^0 \right] P_{FK} dz \\
 &= \rho g a \cos \kappa (\xi + x) \left[\int_0^{d_s} + \int_{d_p}^0 \right] e^{-\kappa(\zeta - \zeta - x\theta + y\epsilon)} dz \\
 &= \rho g a \cos \kappa (\xi + x) \left[\int_0^{d_s} + \int_{d_p}^0 \right] e^{-\kappa z} \\
 &\quad \{1 - \kappa(\zeta - x\theta + y\epsilon)\} dz
 \end{aligned} \tag{91}$$

flare 형상에 따른 횡경사 모우멘트를 무시한 (82)식에 (89), (90), (91)식을 대입하여 추파중 상자형 선박의 복원 아암 변동량 $(\overline{GZ}^* - \overline{GZ})$ 을 구한다.

$$\begin{aligned}
 \overline{GZ}^* - \overline{GZ} &= - (1/\rho g \nabla) \left[\int_L \{ (dK_1/dx)_{FK} + (dK_2/dx)_{FK} \right. \\
 &\quad \left. + \overline{OG} (dY/dx)_{FK} \} dx \right] \\
 &= (a\kappa\phi/\nabla) e^{-\kappa z_s} \int_L (1/12) B(x) \cos \kappa (\xi + x) dx
 \end{aligned} \tag{92}$$

횡경사각이 미소하면 $\overline{GZ}^* \approx \overline{GM}^* \phi$ 인 관계를 (92)식에 대입하므로써, 추파중 상자형 선박의 복원력 변동량 $(\overline{GM}^* - \overline{GM})$ 을 구할 수 있는 (93)식이 된다.

$$\begin{aligned}
 \overline{GM}^* - \overline{GM} &= (a\kappa e^{-\kappa z_s} / \nabla) \int_L (1/12) B(x) \cos \kappa (\xi + x) dx \\
 &= (a\kappa e^{-\kappa z_s} / \nabla) \{ B^3(x) / 12\kappa \} \left[\sin \kappa (\xi + x) \right]_{-L/2}^{L/2} \\
 &= (2a/L) e^{-\kappa z_s} \overline{BM} \sin(\pi L/\lambda) \cos \kappa \xi
 \end{aligned} \tag{93}$$

5-2. 箱子型船舶의 計算結果 및 檢討

상자형 선박에 대한 이론적인 (85), (88), (93)식을 이용하여 선체의 자세 및 복원성능의 변동량을 계산한다.

계산에 사용한 상자형 선박의 요목은 Table 1과 같다.

Table 1. Principal dimensions of box-shaped vessel

L(m)	λ/L	L/B	B/d	$2a/\lambda$	\overline{GM}
2	2	5	2.5	1/20	0.04B

침하량 ζ , 종경사각 θ 및 추파중 복원력 \overline{GM}^* 에 대한 계산 결과를, 횡축은 파와 선체의 상대위치 ξ/λ 를 취한 다음 각각 파고와 파장과의 관계 H/λ , 파장과 선박의 길이와의 관계 λ/L 에 대하여 도

시하면 Fig. 8~Fig.12와 같다.

이때 침하량 ζ 는 파진폭 a 로, 종경사각 θ 는 최대파 경사각 $\theta (=2\pi a/\lambda)$ 으로, 추파중 복원력 \overline{GM}^* 는 정수중 복원력 \overline{GM} 으로 무차원화하였다.

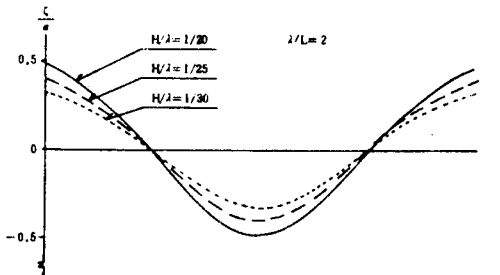


Fig. 8. Relation between sinkage and wave height in following seas(box-shaped ship)

Fig. 8, 9에서 추파중 상자형 선박의 침하량 ζ 는 파고 H 및 파장 λ 에 비례하고, Fig.10에서는 종경사각 θ 가 파고에 비례함을 알 수 있다.

$\lambda/L=1.0$ 일 때에는 침하량과 메타센타 높이의 계산이 불능이고, 상기 Table 1의 조건에서 계산한 결과는 Fig. 11, 12에서와 같이 추파중 복원력이 파정에서 감소하고, 파저에서 복원력이 증가된 것을 보이고 있다.

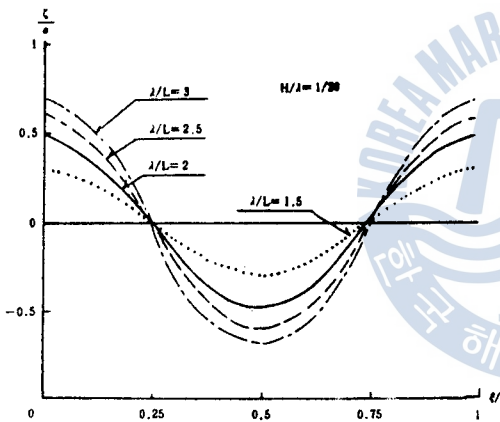


Fig. 9. Relation between sinkage and wave length/ship length in following seas

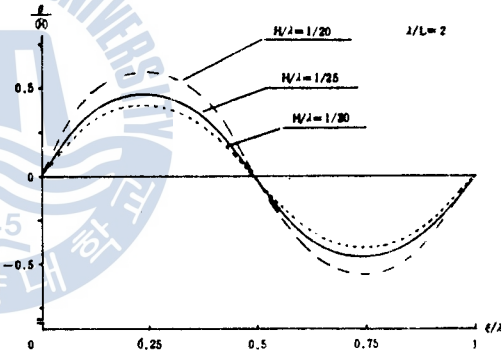


Fig. 10. Relation between trim angle and wave height in following seas

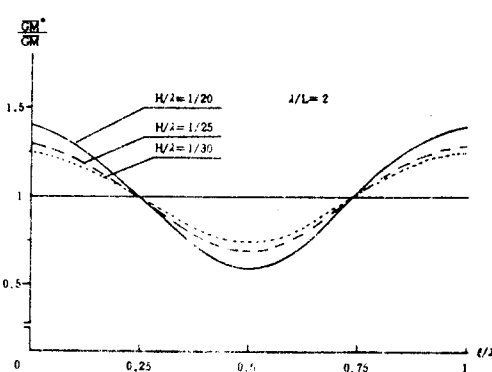


Fig. 11. Variation of metacentric height according to wave height in following seas

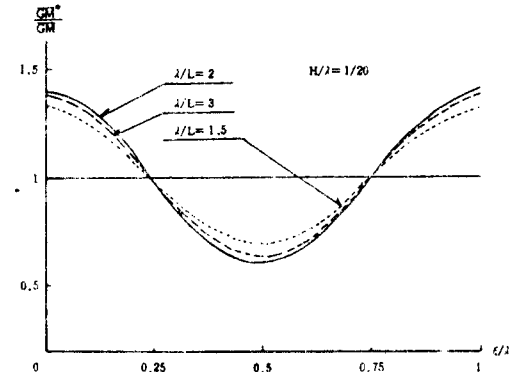


Fig. 12. Variation of metacentric height according to wave length/ship length in following seas

5. 3. 實船에 대한 計算結果 및 檢討

4 장에서 제시된 이론계산법에 따라 유체력 계산법은 다음과 같다. 선체를 길이방향으로 21개의 횡단면으로 나누고, 각 단면을 등각사상에 의하여 Lewis form 근사한다(부록 3). 사상면의 1 상한을 임의적으로 45등분하여 각 장에 대응하는 물리면에서의 46점에 대한 수치선적분을 행하여 각 단면에 대한 2차원 유체력을 계산한다. 각 단면의 2차원 유체력은 Simpson 공식에 의하여 선체길이 방향으로 적분하여 3차원 표면에 작용하는 유체력을 구한다. (53), (55), (82)식을 이용하여 절선의 무게중심과 특원상양에 관한 계산결과를 구하여, 기존의 실험자료(문정1)와 비교·검토한다.

본절목에서 이용한 선체의 선체길이 175m인 비교적 좁쪽한 화물선 선형으로 모형선과 길이는 3m이다. 본 선형의 주요부의 Table 1에, 개략적인 선도를 Fig. 13에 나타낸다.

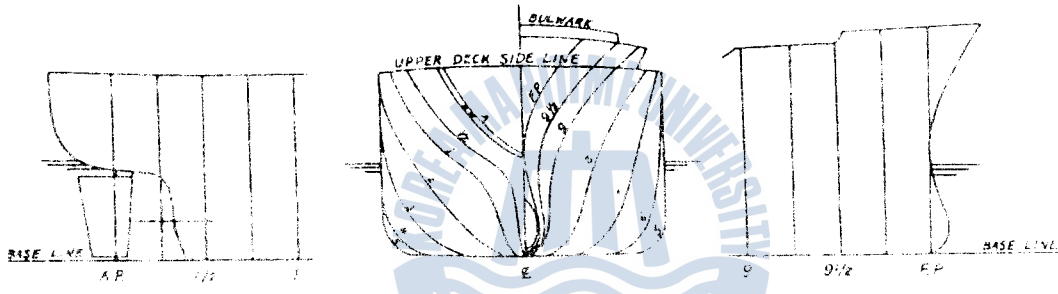


Fig 13 Deck plan, low and side profile of cargo ship

이 선형은 본 연구의 목적에 맞는 선형방법과 선형방법을 적용한 선형의 유사성이 있다. Fig. 14, Fig. 15와 같이 유체력의 계산결과와 같은 유사성을 선체선형의 유사성을 나타낸다. 또한 유체력 계산을 위한 선형의 선형은 본 연구의 목적에 맞는 선형과 유사성을 나타내고 있다.

본 연구의 목적에 맞는 선형은 본 연구의 목적에 맞는 선형과 유사성을 나타내고 있다. 또한 유체력 계산을 위한 선형의 선형은 본 연구의 목적에 맞는 선형과 유사성을 나타내고 있다.

본 연구의 목적에 맞는 선형은 본 연구의 목적에 맞는 선형과 유사성을 나타내고 있다. 또한 유체력 계산을 위한 선형의 선형은 본 연구의 목적에 맞는 선형과 유사성을 나타내고 있다.

본 연구의 목적에 맞는 선형은 본 연구의 목적에 맞는 선형과 유사성을 나타내고 있다.

본 연구의 목적에 맞는 선형은 본 연구의 목적에 맞는 선형과 유사성을 나타내고 있다. 또한 유체력 계산을 위한 선형의 선형은 본 연구의 목적에 맞는 선형과 유사성을 나타내고 있다.

Fig. 19는 \overline{GM} 변동량에 미치는 파장의 영향을 알아보기 위하여 계산한 것이다. 그림에서 알 수 있듯이 λ/L 가 1.0부근에서 \overline{GM} 변동량이 가장 크며, 그 이상이 되면 점점 줄게된다.

Table 2. Principal dimensions of cargo ship

ITEMS		ACTUAL	MODEL
Hull Length B. P.	L(m)	175.00	3.00
Breadth	B(m)	25.40	0.435
Draft Fore	d_F (m)	8.00	0.1371
Aft	d_A (m)	9.00	0.1543
Mean	d (m)	8.50	0.1457
Displacement volume	(m^3)	21.222	0.10686
Height from keel to transverse metacenter	KM(m)	10.39	0.1781
Height from keel to center of buoyancy	KB(m)	4.6154	0.07912
Block coefficient	C_B	0.559	
Prismatic coef.	C_P	0.580	
Waterplane area coef.	C_W	0.686	
Midship section coef.	C_M	0.968	
L. C. B. from F. P.		0.518L	
Radius of gyration about z axis		0.240L	
Bilge Keel			
Length	(m)	43.75	0.75
Depth	(cm)	45.0	0.771
Rudder Area	A_R (m^2)	33.036	0.009709
Height	H(m)	7.7583	0.133
Aspect ratio	A	1.8219	
Area ratio	A_R/Ld	1/45.0	
Propeller			
Diameter	D(m)	6.533	0.112
Pitch ratio	P	1.009	
Expanded area ratio		0.67	
Boss ratio		0.18	
Number of blade		5	

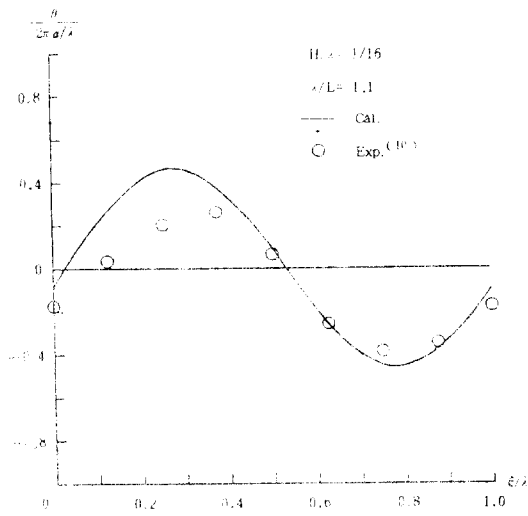


Fig. 14. Relation between calculated values and experimented values for trim angle in following seas (cargo ship)

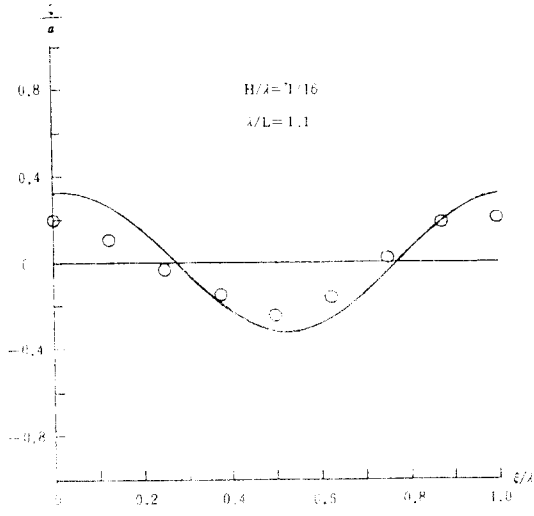


Fig. 15. Relation between calculated values and experimented values for sinkage in following seas

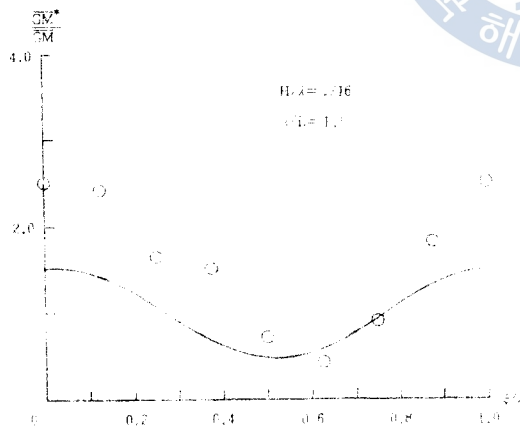
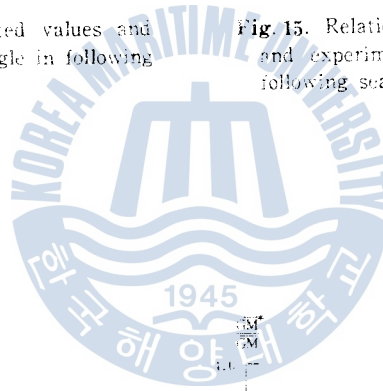


Fig. 16. Variation of metacentric height in following seas (cargo ship)

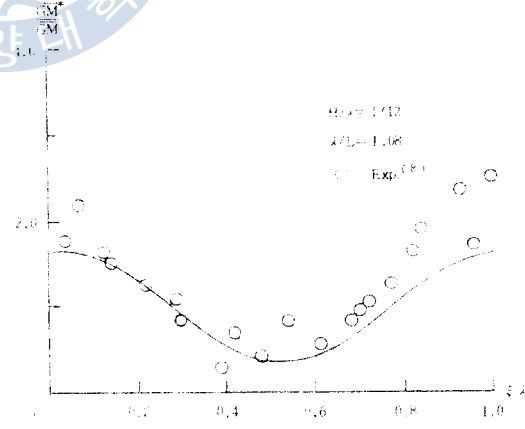


Fig. 17. Variation of metacentric height in following seas

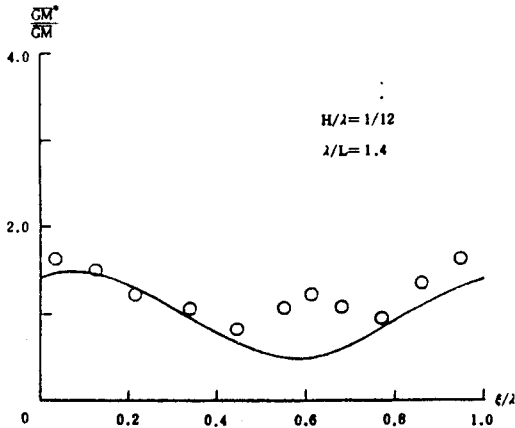


Fig. 18. Variation of metacentric height in following seas

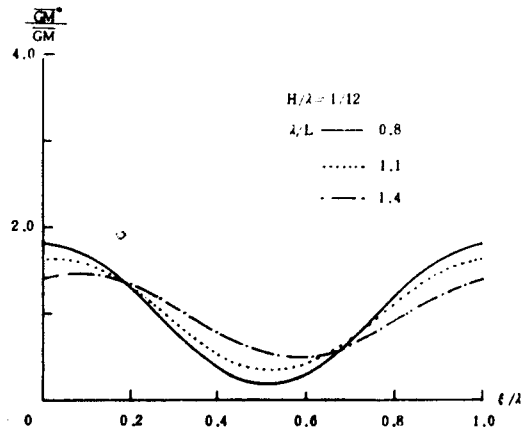


Fig. 19. Calculated results for metacentric height according to wave length/ship length (cargo ship)

6. 結 論

본 논문에서는 조우주파수 0인 준정적상태에서 Froude-Krylov 가설을 이용하여 추파중에서의 복원력 변동량을 이론적으로 평가하는 방법을 제시하였다. 본 방법에 의해 상자형선박에 대하여는 해석해를 구하였으며, 3m 모형선에 대해서는 근사적분법을 이용하여 수치·계산하였다.

상자형 선박에 대한 해석해에 의해 추파중에서의 복원력 변동현상을 정성적으로 분석할 수 있었으며, 3m 모형선에 대한 수치·계산에 의해 추파의 각 파면상에서의 선체자세변화 및 복원력 변동량을 정량적으로 분석할 수 있었다.

그리고 3m 모형선에 대한 수치·계산결과를 실험치와 비교·검토하였으며, 추파의 파정에 선체중심이 위치하였을 때 복원력이 평수중에 비해서 절반 정도로 저하된다는 것을 확인할 수 있었다.

추파중에서의 복원력 변동량을 보다 더 정확하게 평가하기 위해서는 본 논문에서 다루지 못한 조파의 영향, 파입자의 원운동에 기인하는 횡경사 모우멘트, 횡경사에 기인하는 유체동압 및 조우주파수의 영향 등을 저절히 고려하여야 할 것이다. 그리고 본 연구는 계속해서 추파중에서의 횡동요 거동 및 Broaching 현상과의 연계관계 등의 연구로 확장되어야 할 것이다.

參 考 文 獻

- 1) 梅田直哉, 船の波乗り現状について, 日本造船學會 論文集, 第152號, p. 193 (1982)
- 2) Renilson M.R. The Broaching of Ships in Following Seas, Ph.D Thesis University of Glasgow, p. 10 (1981)
- 3) 元良誠三外, プロチング現象發生機構に關する研究, 日本造船學會 論文集, 第150號, p. 212 (1981)
- 4) Paulling J.R. Ship Capsizing in Heavy Seas-The Correlation of Theory and Experiments, International Conference on Stability of Ships and Ocean Vehicles, University of Strathclyde, p. 3 (1975)
- 5) Grim O. The Ship in a Following Sea, DTMB, AD, No. 458061, p. 32 (1965)
- 6) Kerwin J.E. Note on Rolling in Longitudinal Waves, I.S.P. Vol. 2, No. 16, p. 614 (1955)
- 7) Paulling J.R. The Transverse Stability of a Ship in a Longitudinal Seaway, JSR, Vol. 4, No. 4, p. 48 (1961)
- 8) 坂本剛實・梅田直哉, 追波中の船の復原力變動に關する研究, 關西造船協會誌, 第185號, p. 49 (1982)
- 9) 吳順東・孫景浩, 追波중에서 航行하는 船舶의 復原性能에 관한 基礎的인 研究, 韓國航海學會誌, 第11卷 第2號, p. 61 (1987)
- 10) 孫景浩・野本謙作, 追波中航行船の操縦運動と横揺れとの連成運動について, 日本造船學會論文集, 第152號, pp. 182-184 (1982)
- 11) 吳順東外, 안전안정호 침몰실종의 원인에 관한 이론적인 연구, 韓國航海學會誌, 第11卷 第2號, p. 43 (1987)
- 12) 須田建外, 東季北太平洋における高層氣象と波高分布, 日本航海學會誌, 第81號, pp. 25-35 (1984)
- 13) 坂本剛實, 追波をうける船の不安定運動に關する研究, 大阪大學 博士學位論文, p. 2 (1985)
- 14) 森田知裕, 船舶復原論, 海文堂, 東京, p. 154 (1985)
- 15) 孫景浩・金長安, 追波중에서 航行하는 船體에 作用하는 波強制力에 關한 研究, 大韓造船學會誌, 第21卷 第3號, p. 28 (1984)
- 16) Korvin-Krodkovsky, Investigation of Ship Motions in Regular Waves, Trans. SNAME, Vol. 63, p. 392 (1955)
- 17) 元良誠三, 船體と海洋構造物の運動學, 成山堂, 東京, pp. 2-144 (1982)
- 18) 松本正, 追波中の航行する船體に働かせる波力に關する研究, 大阪大學 修士學位論文, p. 47 (1986)

附 錄 1. Cargo ship data

(SR 108, 3m model)

Table 3. Draught, breadth and sectional areas

Sq. St	XX(i)/L	d/d ₀	B/B ₀	S/S ₀
A. P.	-0.482	0.0235	0.0512	0.0011
1/2	-0.432	1.0529	0.1454	0.0930
1	-0.382	1.0471	0.5030	0.2592
1-1/2	-0.332	1.0412	0.6718	0.4195
2	-0.282	1.0353	0.8036	0.5799
2-1/2	-0.232	1.0294	0.8980	0.7237
3	-0.182	1.0235	0.9588	0.8428
3-1/2	-0.132	1.0176	0.9899	0.9302
4	-0.082	1.0118	0.9997	0.9874
4-1/2	-0.032	1.0059	1.0000	1.0121
5	0.018	1.0000	1.0000	1.0000
5-1/2	0.068	0.9941	0.9972	0.9705
6	0.118	0.9882	0.9740	0.9041
6-1/2	0.168	0.9824	0.9052	0.7969
7	0.218	0.9765	0.8019	0.6645
7-1/2	0.268	0.9706	0.6673	0.5217
8	0.318	0.9647	0.5135	0.3874
8-1/2	0.368	0.9588	0.3568	0.2692
9	0.418	0.9529	0.2147	0.1778
9-1/2	0.468	0.9471	0.1029	0.1114
F. P.	0.518	0.9412	0.0314	0.0640

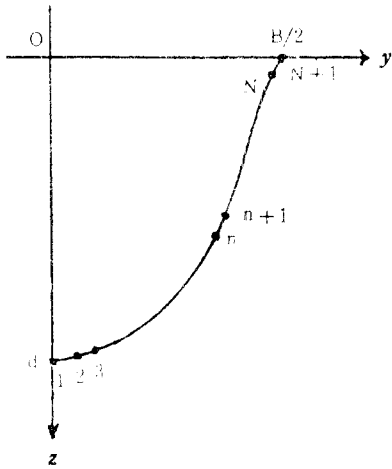
d₀, B₀, S₀는 midship section 에 대한 것.

d₀ : 0.1457m

B₀ : 0.435 m

S₀ : 0.0515m²

附 錄 2. $J_1 \sim J_4$ 의 數值計算法



정수면 이하의 물수부선체에서 선체횡단면의 반쪽면에 대하여 N 분할한다. 각 점의 좌표가 (y_n, z_n) 이고 $n=1, 2, \dots, N, N+1$ 이라고 가정한다. 점 (y_n, z_n) 과 (y_{n+1}, z_{n+1}) 사이를 직선 근사하면 직선의 방정식은 다음과 같다.

$$y = p_n z + q_n \tag{A-1}$$

단, $y = (y_{n+1} + y_n)/2, z = (z_{n+1} + z_n)/2$ 이면

$$p_n = (y_{n+1} - y_n) / (z_{n+1} - z_n)$$

$$q_n = (y_n z_{n+1} - z_n y_{n+1}) / (z_{n+1} - z_n)$$

이 된다.

$$\text{또는 } z = p'_n y + q'_n \tag{A-2}$$

$$\text{여기서 } p'_n = (z_{n+1} - z_n) / (y_{n+1} - y_n)$$

$$q'_n = (z_n y_{n+1} - y_n z_{n+1}) / (y_{n+1} - y_n)$$

이다.

(1) $J_1 = \int_0^{B/2} e^{-\kappa z} dy$ 의 計算

(A-2)식을 이용하고, $dy = y_{n+1} - y_n \approx \Delta y (> 0)$ 이라면 y, z 의 적분형을 함수 y 만의 적산으로 바꾸어진다.

$$J_1 = \int_0^{B/2} e^{-\kappa z} dy = \sum_{n=1}^N e^{-\kappa(p'_n y + q'_n)} \Delta y \tag{A-3}$$

여기서 $p'_n = (z_{n+1} - z_n) / (y_{n+1} - y_n), q'_n = (z_n y_{n+1} - y_n z_{n+1}) / (y_{n+1} - y_n)$ 이다.

(2) $J_2 = \left[\int_0^{ds} + \int_{dp}^0 \right] e^{-\kappa(z+y\phi)} dz$ 의 計算

적분값은 z 가 $0 \rightarrow ds$ 일 때에 y 는 $0 \rightarrow B/2$ 로 변하며, $dp \rightarrow 0$ 일 때에 y 는 $0 \rightarrow -B/2$ 로 변한다.

$$\begin{aligned} J_2 &= \int_0^{ds} e^{-\kappa(z+y\phi)} dz - \int_0^{dp} e^{-\kappa(z+y\phi)} dz \\ &= - \int_0^d e^{-\kappa z} (e^{\kappa y \phi} - e^{-\kappa y \phi}) \\ &= -2 \int_0^d e^{-\kappa z} \sin h(\kappa y \phi) dz \end{aligned}$$

상기의 식에서 $\Delta z = z_{n+1} - z_n (< 0)$ 이라면

$$p_n = (y_{n+1} - y_n) / (z_{n+1} - z_n), q_n = (y_n z_{n+1} - z_n y_{n+1}) / (z_{n+1} - z_n),$$

$$\phi = dy/dz$$

일 때에

$$J_2 = 2 \sum_{n=1}^N e^{-\kappa z} \sin h \kappa \phi (p_n z + q_n) \Delta z \quad (\text{A-4})$$

(3) $J_3 = \int_{-B/2}^{B/2} e^{-\kappa(x+y\phi)} y \, dy$ 의 計算

$$\begin{aligned} J_3 &= \int_{-B/2}^0 e^{-\kappa(x+y\phi)} y \, dy + \int_0^{B/2} e^{-\kappa(x+y\phi)} y \, dy \\ &= - \int_0^{B/2} e^{-\kappa(x+y\phi)} y \, dy + \int_0^{B/2} e^{-\kappa(x+y\phi)} y \, dy \\ &= - \int_0^{B/2} e^{-\kappa(x-y\phi)} (-y) (-dy) + \int_0^{B/2} e^{-\kappa(x+y\phi)} y \, dy \\ &= - \int_0^{B/2} e^{-\kappa x} y (e^{\kappa y \phi} - e^{-\kappa y \phi}) \, dy \\ &= -2 \int_0^{B/2} e^{-\kappa x} \sin h(\kappa y \phi) y \, dy \end{aligned}$$

따라서

$$J_3 = -2 \sum_{n=1}^N e^{-\kappa(p_n y + q_n)} \sin h(\kappa y \phi) y \, \Delta y \quad (\text{A-5})$$

(4) $J_4 = \left[\int_0^{d\phi} + \int_{d\phi}^0 \right] e^{-\kappa(x+y\phi)} z \, dz$ 의 計算

$$\begin{aligned} J_4 &= \int_0^{d\phi} e^{-\kappa(x+y\phi)} z \, dz - \int_0^{d\phi} e^{-\kappa(x+y\phi)} z \, dz \\ &= - \int_0^{d\phi} e^{-\kappa x} (e^{\kappa y \phi} - e^{-\kappa y \phi}) z \, dz \\ &= -2 \int_0^{d\phi} e^{-\kappa x} \sin h(\kappa y \phi) z \, dz \\ &= 2 \sum_{n=1}^N e^{-\kappa x} \sin h(\kappa(p_n y + q_n) \phi) z \, \Delta z \end{aligned}$$

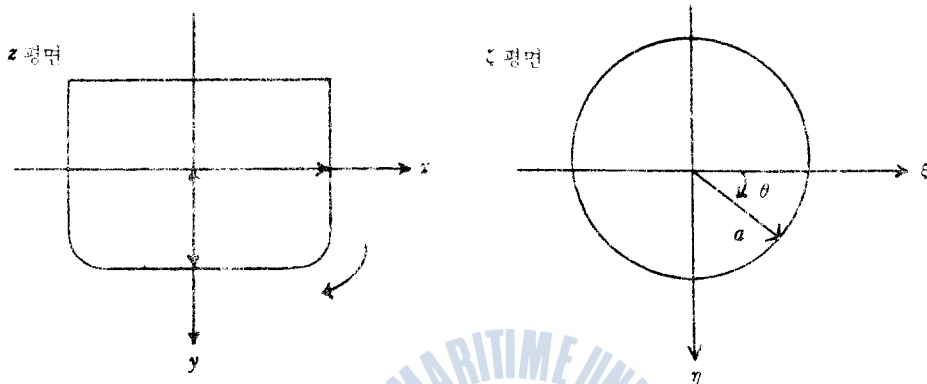
$$J_4 = 2 \sum_{n=1}^N e^{-\kappa x} \sin h(\kappa(p_n y + q_n) \phi) z \, \Delta z \quad (\text{A-6})$$

단, $\Delta z = z_{n+1} - z_n (< 0)$ 이다.

계산실행시에는 $N=45$ 로 정하여 수치 計算하였다.

附 錄 3. Lewis form section

임의의 선체횡단면을 원주단면의 등각사상으로 부터 구할 경우에, 수면하 물수부단면의 형상을 수면 상에도 생각하고 복소평면 $z = x + iy$ 에 나타낸다.



한편 임의한 선체단면에 대응하는 반경 a 의 원주단면을 복소평면 $\zeta = \xi - i\eta = ae^{i\theta}$ 로 표시하면 양자 사이의 사상함수는 다음 식으로 주어진다.

$$z = a(\zeta/a) \sum_{n=0}^{\infty} C_n a(\zeta/a)^{2n} \tag{A-7}$$

(A-7)식에서 선체단면의 형상이 z 축에 대하여 대칭이므로 $n=1, 3, 5, \dots$ 의 계수이다. $n=0$ 인 사상함수를 Lewis의 사상함수라고 한다.

$$z = a(\zeta/a) \{ C_0 (\zeta/a)^0 + C_2 (\zeta/a)^4 \} \tag{A-8}$$

Lewis의 사상함수로 부터 얻어지는 단면형상을 Lewis form section 이라고 부르며 선체단면의 조정에 이용한다.

원주단면을 표시하는 경우를 선체단면을 표시하는 경우에 대입하면 좌표 x, y 는

$$\begin{aligned} x &= a \{ (1 - C_2) \cos \theta + C_2 \cos 3\theta \} \\ y &= a \{ (1 - C_2) \sin \theta + C_2 \sin 3\theta \} \end{aligned} \tag{A-9}$$

(A-9)식에서 $\theta=0$ 인 경우에 $x=B/2$, $\theta=\pi/2$ 인 경우에 $y=d/2$ 이므로 제1, 2, 3, 4의 선택요소로부터는 다음 관계를 가진다.

$$\begin{aligned} B/2 &= a(1 + C_1 + C_2) \\ d &= a(1 - C_1 + C_2) \end{aligned} \tag{A-10}$$

여기에서 $B/d = d/a$ 를 Hull beam-draft ratio라고 부른다. 즉,

$$d = a(1 - C_1 + C_2) / (1 - C_1 + C_2) \tag{A-11}$$

선체 단면의 면적 A 는 선택요소로 구해진다.

$$A = (1/2) \oint_c (x dy - y dx) \quad (A-12)$$

(A-9)식을 (A-12)식에 대입하여 보면

$$A = \pi a^2 (1 - C_1^2 - 3C_2^2) \quad (A-13)$$

단면면적 A 와 구형단면 $2d \times B$ 의 면적과의 비 $A/2Bd = \beta$ 를 단면계수라고 부른다.

$$\beta = \frac{\pi}{4} \frac{1 - C_1^2 - 3C_2^2}{(1 + C_1 + C_2)(1 - C_1 + C_2)} \quad (A-14)$$

따라서 구체적인 선체형단면으로부터 α 와 β 가 주어지면 C_1 과 C_2 가 결정된다. 이와같이 결정되는 단면형상은 선체형상을 유체역학적으로 표현한 것이다. (A-10)식으로부터

$$\left. \begin{aligned} C_1 &= \frac{\alpha - 1}{2(a/d)} \\ C_2 &= \frac{\alpha + 1}{2(a/d)} - 1 \end{aligned} \right\} \quad (A-15)$$

(A-15)식을 (A-14)식에 대입하면 a/d 에 관한 2차방정식이 얻어진다. 이 방정식의 해는

$$\frac{a}{d} = \frac{3(1+\alpha) \pm \sqrt{(1+\alpha) + 8\alpha(1-4\beta/\pi)}}{4} \quad (A-16)$$

(A-16)식에서 $\alpha=0$ 인 경우에는 반경 a 의 원주단면은 폭이 영이고, 홀수가 $2d$ 인 평판에 사상되기 때문에 $a/d=1/2$ 인 조건이 만족되려면 다음과 같다.

$$\frac{a}{d} = \frac{3(1+\alpha) - \sqrt{(1+\alpha) + 8\alpha(1-4\beta/\pi)}}{4} \quad (A-17)$$