規則波中の船の縦曲げモーメント (続)

— 曲げモーメントの縦方向分布 —

正員 福 田 淳 一*

On the Bending Moments of a Ship in Regular Waves (Continued)

— Longitudinal Distributions of the Bending Moments —

By Jun-ichi Fukuda, Member

Summary

In this paper, the author shows convenient formulas to calculate ship motions, shearing forces, bending moments in regular waves. From the results of theoretical calculations, it is found that the maximum bending moment occurs at the forward position from the midship at high speed in long waves, affected by the pitching motion. But, the position is not so distant from the midship, and the value of the maximum bending moment is not so larger than that at the midship.

1 緒 言

著者は先に規則波中の船に働く縦曲げモーメントの理論計算法を述べ、特別の場合として、 ∞ の縦曲げモーメントについて計算例を示し、その性質を明らかにした¹⁾。本論文においては、前論文¹⁾の理論計算式を実際の数値計算に適した形として、船体運動、剪断力、縦曲げモーメントの計算式を示し、主として曲げモーメントの縦方向分布について、計算例によってその性質を検討している。主要記号等は特記の他は前論文¹⁾のものを使用し、数値計算も前論文¹⁾の計算例に採用した T2-SE-A1 タンカーについて行なっている。

2 基 礎 式

前論文¹⁾においては、船に固定した座標系 G_0-xyz の原点を船の重心 G_0 にとつていたが、実際の数値計算に際しては、船に固定した座標系の原点を ∞ にとる方が便利である。そこで、この座標系の原点を G_0 より ∞ まで x 方向に平行移動して、この新しい座標系を改めて O_0-xyz とし、この座標系についての重心 G_0 の x 座標を x_0 とする (Fig.1 参照)。船と出合う正面規則波 (迎波) の表面の隆起を、 $t=0$ において波頂が ∞ にあるものとして

$$h = h_0 \cos(kx + \omega_0 t) \quad (1)$$

とする。

任意の時刻 t において、 x の位置の船の断面について単位長さ

に働く力を $\frac{dF_m}{dx}$ とする。 $l \geq x \geq 0$ ($l=L/2$) とし $\pm x$ の位置における $\frac{dF_m}{dx}$ をそれぞれ $\left(\frac{dF_m}{dx}\right)_x$, $\left(\frac{dF_m}{dx}\right)_{-x}$ で表わし、

$$\frac{1}{2} \left[\left(\frac{dF_m}{dx}\right)_x + \left(\frac{dF_m}{dx}\right)_{-x} \right] = \left(\frac{dF_m}{dx}\right)_x^{(s)}, \quad \frac{1}{2} \left[\left(\frac{dF_m}{dx}\right)_x - \left(\frac{dF_m}{dx}\right)_{-x} \right] = \left(\frac{dF_m}{dx}\right)_x^{(a)} \quad (2)$$

とすれば、船の前半部と後半部について $\frac{dF_m}{dx}$ はそれぞれ次の 2 つの式で表わされる。

Fig. 1

$$\left(\frac{dF_m}{dx}\right)_x = \left(\frac{dF_m}{dx}\right)_x^{(s)} + \left(\frac{dF_m}{dx}\right)_x^{(a)} : (\text{前半部}), \quad \left(\frac{dF_m}{dx}\right)_{-x} = \left(\frac{dF_m}{dx}\right)_x^{(s)} - \left(\frac{dF_m}{dx}\right)_x^{(a)} : (\text{後半部}) \quad (3)$$

すなわち, $\left(\frac{dF_m}{dx}\right)_x^{(s)}, \left(\frac{dF_m}{dx}\right)_x^{(a)}$ はそれぞれ Σ に関して前後対称又は逆対称に分布した力を表わし, (2), (3) を利用すると, 船体運動, 剪断力, 縦曲げモーメントを計算する場合に便利である。

(a) 船 体 運 動

船の上下動揺 (ζ) と縦動揺 (ϕ) の運動方程式は

$$\int_{-l}^l \frac{dF_m}{dx} dx = 0, \quad \int_{-l}^l \frac{dF_m}{dx} (x - x_G) dx = 0$$

与えられ次の形となる。

$$\left. \begin{aligned} a\ddot{\zeta} + b\dot{\zeta} + c\zeta + d\ddot{\phi} + e\dot{\phi} + g\phi &= F \\ A\ddot{\phi} + B\dot{\phi} + C\phi + D\ddot{\zeta} + E\dot{\zeta} + G\zeta &= M \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

F, M はそれぞれ上下動揺の強制力, 縦動揺の強制モーメントであつて

$$\left. \begin{aligned} F &= F_c \cos \omega_e t - F_s \sin \omega_e t \equiv F_0 \cos(\omega_e t + \alpha_F) \\ M &= M_c \cos \omega_e t - M_s \sin \omega_e t \equiv M_0 \cos(\omega_e t + \beta_M) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

の形となる。

(4) の解は

$$\left. \begin{aligned} \zeta &= \zeta_c \cos \omega_e t - \zeta_s \sin \omega_e t \equiv \zeta_0 \cos(\omega_e t + \alpha_\zeta) \\ \phi &= \phi_c \cos \omega_e t - \phi_s \sin \omega_e t \equiv \phi_0 \cos(\omega_e t + \beta_\phi) \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

の形となり, 実際の数値計算においては次の連立方程式の解として求められる。

$$\left. \begin{aligned} (-\omega_e^2 a + c)\zeta_c + (-\omega_e b)\zeta_s + (-\omega_e^2 d + g)\phi_c + (-\omega_e e)\phi_s &= F_c \\ (\omega_e b)\zeta_c + (-\omega_e^2 a + c)\zeta_s + (\omega_e e)\phi_c + (-\omega_e^2 d + g)\phi_s &= F_s \\ (-\omega_e^2 D + G)\zeta_c + (-\omega_e E)\zeta_s + (-\omega_e^2 A + C)\phi_c + (-\omega_e B)\phi_s &= M_c \\ (\omega_e E)\zeta_c + (-\omega_e^2 D + G)\zeta_s + (\omega_e B)\phi_c + (-\omega_e^2 A + C)\phi_s &= M_s \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

係数 $a, b, c, \dots, E, G$ および強制力 F_c, F_s, M_c, M_s 等は (2), (3) を用いて計算すると, 次の諸式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} a &= \frac{W}{g} + 2\rho \int s^{(s)} dx \equiv a_0 + a_1, & b &= 2 \int N^{(s)} dx, \\ c &= 4\rho \bar{g} \int y_w^{(s)} dx, & d &= 2\rho \int s^{(a)} x dx - x_G a_1 \equiv d_1 - x_G a_1, \\ e &= 2 \int N^{(a)} x dx - x_G b - V a_1 \equiv e_1 - x_G b - V a_1, \\ g &= 4\rho \bar{g} \int y_w^{(a)} x dx - x_G c - V b \equiv g_1 - x_G c - V b, \\ A &= \frac{I_G}{g} + 2\rho \int s^{(s)} x^2 dx - 2x_G d_1 + x_G^2 a_1 \equiv A_0 + A_1 - 2x_G d_1 + x_G^2 a_1, \\ B &= 2 \int N^{(s)} x^2 dx - 2x_G e_1 + x_G^2 b \equiv B_1 - 2x_G e_1 + x_G^2 b \\ C &= 4\rho \bar{g} \int y_w^{(s)} x^2 dx - 2x_G g_1 + x_G^2 c - V E \equiv C_1 - 2x_G g_1 + x_G^2 c - V E, \\ D &= d, & E &= e_1 - x_G b + V a_1, & G &= g_1 - x_G c \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

$$\left. \begin{aligned} \left. \begin{aligned} F_c &= \{f_1 + f_2 + f_3\} h_0, & M_c &= \{m_1 + m_2 + m_3\} h_0 \\ F_s &= \{f_1' + f_2' + f_3'\} h_0, & M_s &= \{m_1' + m_2' + m_3'\} h_0 \end{aligned} \right\} \\ f_1 &= 4\rho \bar{g} \int \left\{ \frac{(e^{-k^2 m} y_w)^{(s)} \cos kx}{(e^{-k^2 m} y_w)^{(a)} \sin kx} \right\} dx, & f_2 &= 2\omega \int \left\{ \frac{(e^{-k^2 m} N)^{(a)} \sin kx}{(e^{-k^2 m} N)^{(s)} \cos kx} \right\} dx \\ f_3 &= -2\omega_e \rho \int \left\{ \frac{(e^{-k^2 m} s)^{(s)} \cos kx}{(e^{-k^2 m} s)^{(a)} \sin kx} \right\} dx, \\ m_1 &= 4\rho \bar{g} \int \left\{ \frac{(e^{-k^2 m} y_w)^{(a)} x \cos kx}{(e^{-k^2 m} y_w)^{(s)} x \sin kx} \right\} dx - x_G \left\{ \frac{f_1}{f_1'} \right\}, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

$$\left. \begin{aligned} m_2' &= 2\omega \int \left\{ \frac{-(e^{-kd_m} N)^{(s)} x \sin kx}{(e^{-kd_m} N)^{(a)} x \cos kx} \right\} dx - x_G \left\{ \frac{f_2}{f_2'} \right\}, \\ m_3' &= -2\omega_e \omega \rho \int \left\{ \frac{(e^{-kd_m} S)^{(a)} x \cos kx}{(e^{-kd_m} S)^{(s)} x \sin kx} \right\} dx - x_G \left\{ \frac{f_3}{f_3'} \right\} - 2V\omega \rho \int \left\{ \frac{(e^{-kd_m} S)^{(a)} \sin kx}{-(e^{-kd_m} S)^{(s)} \cos kx} \right\} dx \end{aligned} \right\}$$

ここで ρ : 水の密度, $\bar{g}$: 重力加速度, ρs : 断面付加質量, N : 断面減衰係数, y_w : 水線面半幅, d_m : 断面平均喫水, h_0 : 波の振幅, $k=2\pi/\lambda$ (λ : 波長), ω : 波の振動率, ω_e : 出合いの振動率, W : 船の重量, I_G : 船の重量の重心に関する 2 次モーメントであつて, $s^{(s)}, s^{(a)}; N^{(s)}, N^{(a)}; \dots; (e^{-kd_m} S)^{(s)}, (e^{-kd_m} S)^{(a)}$ 等はそれぞれ $s, N, \dots (e^{-kd_m} S)$ 等の $\pm x$ ($l \geq x \geq 0$) の位置における値を $s_x, s_{-x}; N_x, N_{-x}; (e^{-kd_m} S)_x, (e^{-kd_m} S)_{-x}$ として

$$\left. \begin{aligned} \frac{s^{(s)}}{s^{(a)}} &= \frac{1}{2} \left\{ \frac{s_x + s_{-x}}{s_x - s_{-x}} \right\}, \quad \frac{N^{(s)}}{N^{(a)}} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{N_x + N_{-x}}{N_x - N_{-x}} \right\}, \dots, \quad \frac{(e^{-kd_m} S)^{(s)}}{(e^{-kd_m} S)^{(a)}} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{(e^{-kd_m} S)_x + (e^{-kd_m} S)_{-x}}{(e^{-kd_m} S)_x - (e^{-kd_m} S)_{-x}} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

のように定義される。また (8), (9) の積分範囲はいずれも 0 より l までである。

(b) 剪 断 力

$l \geq x_1 \geq 0$ として $\pm x_1$ の位置の断面に働く剪断力をそれぞれ $\mathcal{F}_{x_1}, \mathcal{F}_{-x_1}$ で表わす。断面の前面で上向き, あ

るいは後面で下向きに働く剪断力を正とすれば (2), (3) を用いて

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{x_1} &= - \int_l^{x_1} \frac{dF_m}{dx} dx = - \left[\int_l^{x_1} \left(\frac{dF_m}{dx} \right)_x^{(s)} dx + \int_l^{x_1} \left(\frac{dF_m}{dx} \right)_x^{(a)} dx \right] \\ \mathcal{F}_{-x_1} &= - \int_{-l}^{-x_1} \frac{dF_m}{dx} dx = \left[\int_l^{x_1} \left(\frac{dF_m}{dx} \right)_x^{(s)} dx - \int_l^{x_1} \left(\frac{dF_m}{dx} \right)_x^{(a)} dx \right] \end{aligned}$$

となる。

$$- \int_l^{x_1} \left(\frac{dF_m}{dx} \right)_x^{(s)} dx \equiv \mathcal{F}_{x_1}^{(a)}, \quad - \int_l^{x_1} \left(\frac{dF_m}{dx} \right)_x^{(a)} dx \equiv \mathcal{F}_{x_1}^{(s)} \quad (11)$$

とすれば

$$\mathcal{F}_{x_1} = \mathcal{F}_{x_1}^{(a)} + \mathcal{F}_{x_1}^{(s)}, \quad \mathcal{F}_{-x_1} = -\mathcal{F}_{x_1}^{(a)} + \mathcal{F}_{x_1}^{(s)} \quad (12)$$

となり, $\mathcal{F}_{x_1}^{(a)}, \mathcal{F}_{x_1}^{(s)}$ はそれぞれ x に関して前後対称または逆対称に分布した力より生じる剪断力を表わし, これらの剪断力の縦方向分布は, それぞれ x に関して前後逆対称又は対称の分布となる。

上下動揺と縦動揺の解 (6) を用いて $\mathcal{F}_{x_1}$ を計算すると

$$\mathcal{F}_{x_1} = \mathcal{F}_{c(x_1)} \cos \omega_e t - \mathcal{F}_{s(x_1)} \sin \omega_e t = \mathcal{F}_{0(x_1)} \cos(\omega_e t + \gamma) \quad (13)$$

の形となり, $\mathcal{F}_{c(x_1)}, \mathcal{F}_{s(x_1)}$ はさらに

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{F}_{c(x_1)} &= \left\{ \mathcal{F}_{c1(x_1)}^{(a)} + \mathcal{F}_{c2(x_1)}^{(a)} + \mathcal{F}_{c1(x_1)}^{(s)} + \mathcal{F}_{c2(x_1)}^{(s)} \right\} \\ \mathcal{F}_{s(x_1)} &= \left\{ \mathcal{F}_{s1(x_1)}^{(a)} + \mathcal{F}_{s2(x_1)}^{(a)} + \mathcal{F}_{s1(x_1)}^{(s)} + \mathcal{F}_{s2(x_1)}^{(s)} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

の形となる。ここで

$$\left. \begin{aligned} \left. \begin{aligned} \mathcal{F}_{c1(x_1)}^{(a)} &= \left[(\omega_e^2 P_1^{(a)} - P_0^{(a)}) \left\{ \begin{matrix} \zeta_c \\ \zeta_s \end{matrix} \right\} + \omega_e P_2^{(a)} \left\{ \begin{matrix} \zeta_s \\ -\zeta_c \end{matrix} \right\} \right. \\ &\quad \left. + \left[Q_3^{(a)} \left\{ \begin{matrix} \phi_c \\ \phi_s \end{matrix} \right\} + \omega_e Q_2^{(a)} \left\{ \begin{matrix} \phi_s \\ -\phi_c \end{matrix} \right\} \right] + \left\{ \begin{matrix} R_1^{(a)} + R_2^{(a)} \\ R_2^{(a)} \end{matrix} \right\} h_0 \end{aligned} \right\} \\ \mathcal{F}_{c2(x_1)}^{(a)} &= \left[(\omega_e^2 Q_1^{(a)} - Q_3^{(a)}) \left\{ \begin{matrix} \phi_c \\ \phi_s \end{matrix} \right\} + \omega_e Q_2^{(a)} \left\{ \begin{matrix} \phi_s \\ -\phi_c \end{matrix} \right\} \right. \\ &\quad \left. + \omega_e P_2^{(a)} \left\{ \begin{matrix} \zeta_s \\ -\zeta_c \end{matrix} \right\} + \left\{ \begin{matrix} R_2^{(a)} \\ R_1^{(a)} + R_3^{(a)} \end{matrix} \right\} h_0 \end{aligned} \right\} \\ \mathcal{F}_{s1(x_1)}^{(s)} &= \left[(\omega_e^2 P_1^{(s)} - P_0^{(s)}) \left\{ \begin{matrix} \zeta_c \\ \zeta_s \end{matrix} \right\} + \omega_e P_2^{(s)} \left\{ \begin{matrix} \zeta_s \\ -\zeta_c \end{matrix} \right\} \right. \\ &\quad \left. + \left[Q_3^{(s)} \left\{ \begin{matrix} \phi_c \\ \phi_s \end{matrix} \right\} + \omega_e Q_2^{(s)} \left\{ \begin{matrix} \phi_s \\ -\phi_c \end{matrix} \right\} \right] + \left\{ \begin{matrix} R_1^{(s)} + R_2^{(s)} \\ R_2^{(s)} \end{matrix} \right\} h_0 \end{aligned} \right\} \\ \mathcal{F}_{s2(x_1)}^{(s)} &= \left[(\omega_e^2 Q_1^{(s)} - Q_3^{(s)}) \left\{ \begin{matrix} \phi_c \\ \phi_s \end{matrix} \right\} + \omega_e Q_2^{(s)} \left\{ \begin{matrix} \phi_s \\ -\phi_c \end{matrix} \right\} \right] \end{aligned} \right\} \quad (15) \end{aligned}$$

$$+ \omega_e P_2^{(s)} \left\{ \begin{array}{c} \zeta_s \\ -\zeta_c \end{array} \right\} + \left\{ \begin{array}{c} R_2^{(s)} \\ R_1^{(s)} + R_3^{(s)} \end{array} \right\} h_0 \quad \Bigg|$$

P, Q 等は船型と重量分布により, また R は船型と波長によつて定まり, 次の諸式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \left. \begin{aligned} \left. \begin{aligned} P_1^{(a)} \\ P_1^{(s)} \end{aligned} \right\} &= -\frac{1}{g} \int \left\{ \begin{array}{c} w^{(s)} \\ w^{(a)} \end{array} \right\} dx - \rho \int \left\{ \begin{array}{c} s^{(s)} \\ s^{(a)} \end{array} \right\} dx, & \left. \begin{aligned} P_2^{(a)} \\ P_2^{(s)} \end{aligned} \right\} &= -\int \left\{ \begin{array}{c} N^{(s)} \\ N^{(a)} \end{array} \right\} dx, & \left. \begin{aligned} P_3^{(a)} \\ P_3^{(s)} \end{aligned} \right\} &= -2\rho g \int \left\{ \begin{array}{c} y_w^{(s)} \\ y_w^{(a)} \end{array} \right\} dx, \\ P_2^{(a)} \\ P_2^{(s)} \end{aligned} \right\} &= V\rho \left\{ \begin{array}{c} s_{x_1}^{(a)} \\ s_{x_1}^{(s)} \end{array} \right\} \\ Q_2^{(a)} \\ Q_2^{(s)} \end{aligned} \right\} &= V\rho \left[\int \left\{ \begin{array}{c} s^{(s)} \\ s^{(a)} \end{array} \right\} dx + x_1 \left\{ \begin{array}{c} s_{x_1}^{(s)} \\ s_{x_1}^{(a)} \end{array} \right\} - x_G \left\{ \begin{array}{c} s_{x_1}^{(a)} \\ s_{x_1}^{(s)} \end{array} \right\} \right], & \left. \begin{aligned} Q_3^{(a)} \\ Q_3^{(s)} \end{aligned} \right\} &= -V \int \left\{ \begin{array}{c} N^{(s)} \\ N^{(a)} \end{array} \right\} dx \\ Q_1^{(a)} \\ Q_1^{(s)} \end{aligned} \right\} &= -\frac{1}{g} \left[\int \left\{ \begin{array}{c} w^{(a)} \\ w^{(s)} \end{array} \right\} x dx - x_G \int \left\{ \begin{array}{c} w^{(s)} \\ w^{(a)} \end{array} \right\} dx \right] - \rho \left[\int \left\{ \begin{array}{c} s^{(a)} \\ s^{(s)} \end{array} \right\} x dx - x_G \int \left\{ \begin{array}{c} s^{(s)} \\ s^{(a)} \end{array} \right\} dx \right] \\ Q_2^{(a)} \\ Q_2^{(s)} \end{aligned} \right\} &= -\left[\int \left\{ \begin{array}{c} N^{(a)} \\ N^{(s)} \end{array} \right\} x dx - x_G \int \left\{ \begin{array}{c} N^{(s)} \\ N^{(a)} \end{array} \right\} dx \right], & \left. \begin{aligned} Q_3^{(a)} \\ Q_3^{(s)} \end{aligned} \right\} &= -2\rho g \left[\int \left\{ \begin{array}{c} y_w^{(a)} \\ y_w^{(s)} \end{array} \right\} x dx \right. \\ &\quad \left. - x_G \int \left\{ \begin{array}{c} y_w^{(s)} \\ y_w^{(a)} \end{array} \right\} dx \right] - V^2 \rho \left\{ \begin{array}{c} s_{x_1}^{(a)} \\ s_{x_1}^{(s)} \end{array} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

$$\left. \begin{aligned} \left. \begin{aligned} R_1^{(a)} \\ R_1^{(s)} \end{aligned} \right\} &= -2\rho g \int \left\{ \begin{array}{c} (e^{-kdm} y_w)^{(s)} \\ (e^{-kdm} y_w)^{(a)} \end{array} \right\} \cos kx dx, & \left. \begin{aligned} R_1^{(a)} \\ R_1^{(s)} \end{aligned} \right\} &= -2\rho g \int \left\{ \begin{array}{c} (e^{-kdm} y_w)^{(a)} \\ (e^{-kdm} y_w)^{(s)} \end{array} \right\} \sin kx dx \\ R_2^{(a)} \\ R_2^{(s)} \end{aligned} \right\} &= -\omega \int \left\{ \begin{array}{c} (e^{-kdm} N)^{(s)} \\ (e^{-kdm} N)^{(a)} \end{array} \right\} \cos kx dx, & \left. \begin{aligned} R_2^{(a)} \\ R_2^{(s)} \end{aligned} \right\} &= \omega \int \left\{ \begin{array}{c} (e^{-kdm} N)^{(a)} \\ (e^{-kdm} N)^{(s)} \end{array} \right\} \sin kx dx \\ R_3^{(a)} \\ R_3^{(s)} \end{aligned} \right\} &= \omega_e \omega \rho \int \left\{ \begin{array}{c} (e^{-kdm} s)^{(s)} \\ (e^{-kdm} s)^{(a)} \end{array} \right\} \cos kx dx - V\omega \rho \left\{ \begin{array}{c} (e^{-kdm} s)_{x_1}^{(s)} \\ (e^{-kdm} s)_{x_1}^{(a)} \end{array} \right\} \sin kx_1, \\ R_3^{(a)} \\ R_3^{(s)} \end{aligned} \right\} &= \omega_e \omega \rho \int \left\{ \begin{array}{c} (e^{-kdm} s)^{(a)} \\ (e^{-kdm} s)^{(s)} \end{array} \right\} \sin kx dx + V\omega \rho \left\{ \begin{array}{c} (e^{-kdm} s)_{x_1}^{(a)} \\ (e^{-kdm} s)_{x_1}^{(s)} \end{array} \right\} \cos kx_1 \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

(16), (17) において積分範囲はいずれも l より x_1 までである。また (16) における $w^{(s)}, w^{(a)}$ は船の単位長さの重量について $s^{(s)}, s^{(a)}$ 等と同様に定義される。

ここで

$$\left\{ \begin{array}{c} \mathcal{F}_{c1(x_1)}^{(a)} + \mathcal{F}_{c2(x_1)}^{(a)} \\ \mathcal{F}_{s1(x_1)}^{(a)} + \mathcal{F}_{s2(x_1)}^{(a)} \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{c} \mathcal{F}_{c(x_1)}^{(a)} \\ \mathcal{F}_{s(x_1)}^{(a)} \end{array} \right\}, \quad \left\{ \begin{array}{c} \mathcal{F}_{c1(x_1)}^{(s)} + \mathcal{F}_{c2(x_1)}^{(s)} \\ \mathcal{F}_{s1(x_1)}^{(s)} + \mathcal{F}_{s2(x_1)}^{(s)} \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{c} \mathcal{F}_{c(x_1)}^{(s)} \\ \mathcal{F}_{s(x_1)}^{(s)} \end{array} \right\} \quad (18)$$

とすれば, (18) の $\left\{ \begin{array}{c} \mathcal{F}_{c(x_1)}^{(a)} \\ \mathcal{F}_{s(x_1)}^{(a)} \end{array} \right\}, \left\{ \begin{array}{c} \mathcal{F}_{c(x_1)}^{(s)} \\ \mathcal{F}_{s(x_1)}^{(s)} \end{array} \right\}$ はそれぞれ (11) の $\mathcal{F}_{x_1}^{(a)}, \mathcal{F}_{x_1}^{(s)}$ に相当し, (12) の関係を用いて $\pm x_1$ の位置の断面に働く剪断力は

$$\left\{ \begin{array}{c} \mathcal{F}_{c(x_1)} \\ \mathcal{F}_{s(x_1)} \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{c} \mathcal{F}_{c(x_1)}^{(a)} + \mathcal{F}_{c(x_1)}^{(s)} \\ \mathcal{F}_{s(x_1)}^{(a)} + \mathcal{F}_{s(x_1)}^{(s)} \end{array} \right\}, \quad \left\{ \begin{array}{c} \mathcal{F}_{c(-x_1)} \\ \mathcal{F}_{s(-x_1)} \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{c} -\mathcal{F}_{c(x_1)}^{(a)} + \mathcal{F}_{c(x_1)}^{(s)} \\ -\mathcal{F}_{s(x_1)}^{(a)} + \mathcal{F}_{s(x_1)}^{(s)} \end{array} \right\} \quad (19)$$

より求めることができる。

船が重量分布も含めて Σ に関して前後対称ならば, $\left\{ \begin{array}{c} \mathcal{F}_{c2(x_1)}^{(a)} \\ \mathcal{F}_{s2(x_1)}^{(a)} \end{array} \right\}, \left\{ \begin{array}{c} \mathcal{F}_{c1(x_1)}^{(s)} \\ \mathcal{F}_{s1(x_1)}^{(s)} \end{array} \right\}$ は共に零となる。一般の船の場合にはこのようにならないが, これらはそれぞれ $\left\{ \begin{array}{c} \mathcal{F}_{c1(x_1)}^{(a)} \\ \mathcal{F}_{s1(x_1)}^{(a)} \end{array} \right\}, \left\{ \begin{array}{c} \mathcal{F}_{c2(x_1)}^{(s)} \\ \mathcal{F}_{s2(x_1)}^{(s)} \end{array} \right\}$ に比べて小さいことが推定される。

また特別の場合として $\Sigma(x_1=0)$ においては $\left\{ \begin{array}{c} \mathcal{F}_{c(\Sigma)}^{(a)} \\ \mathcal{F}_{s(\Sigma)}^{(a)} \end{array} \right\} = 0$ となり, Σ における剪断力は

$$\left\{ \begin{array}{c} \mathcal{F}_{c(\Sigma)} \\ \mathcal{F}_{s(\Sigma)} \end{array} \right\} = \left\{ \begin{array}{c} \mathcal{F}_{c(\Sigma)}^{(s)} \\ \mathcal{F}_{s(\Sigma)}^{(s)} \end{array} \right\} \quad (20)$$

となる。すなわち Σ の剪断力は, Σ に関して前後逆対称に分布した力より生じる剪断力のみによつて定まる。船

を近似的に前後対称と見なせば

$$\frac{\mathcal{F}_{c(\infty)}}{\mathcal{F}_{s(\infty)}} = \frac{\mathcal{F}_{c2(\infty)}^{(s)}}{\mathcal{F}_{s2(\infty)}^{(s)}} \quad (21)$$

となり、(15) の第4式において $P_2^{(s)}$ は小さい ($V=0$ のときには $P_2^{(s)}=0$) ことを考慮すれば、 ∞ の剪断力は主として縦動揺によつて支配され、上下動揺の影響は小さいことが判る。

(c) 縦曲げモーメント

$l \geq x_1 \geq 0$ として $\pm x_1$ の位置の断面に働く縦曲げモーメントをそれぞれ $\mathfrak{M}_{x_1}, \mathfrak{M}_{-x_1}$ で表わす。ホギングモーメントを正とすれば、(2), (3) を用いて

$$\begin{aligned} \mathfrak{M}_{x_1} &= \int_l^{x_1} \frac{dF_m}{dx} (x-x_1) dx = \int_l^{x_1} \left(\frac{dF_m}{dx} \right)_x^{(s)} (x-x_1) dx + \int_l^{x_1} \left(\frac{dF_m}{dx} \right)_x^{(a)} (x-x_1) dx \\ \mathfrak{M}_{-x_1} &= \int_{-l}^{-x_1} \frac{dF_m}{dx} (x+x_1) dx = \int_l^{x_1} \left(\frac{dF_m}{dx} \right)_x^{(s)} (x-x_1) dx - \int_l^{x_1} \left(\frac{dF_m}{dx} \right)_x^{(a)} (x-x_1) dx \end{aligned}$$

となる。

$$\int_l^{x_1} \left(\frac{dF_m}{dx} \right)_x^{(s)} (x-x_1) dx \equiv \mathfrak{M}_{x_1}^{(s)}, \quad \int_l^{x_1} \left(\frac{dF_m}{dx} \right)_x^{(a)} (x-x_1) dx \equiv \mathfrak{M}_{x_1}^{(a)} \quad (22)$$

とすれば

$$\mathfrak{M}_{x_1} = \mathfrak{M}_{x_1}^{(s)} + \mathfrak{M}_{x_1}^{(a)}, \quad \mathfrak{M}_{-x_1} = \mathfrak{M}_{x_1}^{(s)} - \mathfrak{M}_{x_1}^{(a)} \quad (23)$$

となり、 $\mathfrak{M}_{x_1}^{(s)}, \mathfrak{M}_{x_1}^{(a)}$ はそれぞれ ∞ に関して前後対称または逆対称に分布した力より生じる曲げモーメントを表わしこれらの曲げモーメントの縦方向の分布は、それぞれ ∞ に関して前後対称または逆対称の分布となる。

上下動揺縦動揺の解 (6) を用いて $\mathfrak{M}_{x_1}$ を計算すると

$$\mathfrak{M}_{x_1} = \mathfrak{M}_{c(x_1)} \cos \omega_e t - \mathfrak{M}_{s(x_1)} \sin \omega_e t \equiv \mathfrak{M}_{0(x_1)} \cos(\omega_e t + \delta) \quad (24)$$

の形となり、 $\mathfrak{M}_{c(x_1)}, \mathfrak{M}_{s(x_1)}$ は更に

$$\begin{aligned} \mathfrak{M}_{c(x_1)} &= \left\{ \mathfrak{M}_{c1(x_1)}^{(s)} + \mathfrak{M}_{c2(x_1)}^{(s)} + \mathfrak{M}_{c1(x_1)}^{(a)} + \mathfrak{M}_{c2(x_1)}^{(a)} \right\} \\ \mathfrak{M}_{s(x_1)} &= \left\{ \mathfrak{M}_{s1(x_1)}^{(s)} + \mathfrak{M}_{s2(x_1)}^{(s)} + \mathfrak{M}_{s1(x_1)}^{(a)} + \mathfrak{M}_{s2(x_1)}^{(a)} \right\} \end{aligned} \quad (25)$$

の形となる。ここで

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{M}_{c1(x_1)}^{(s)} &= \left[(\omega_e^2 p_1^{(s)} - p_3^{(s)}) \begin{Bmatrix} \zeta_c \\ \zeta_s \end{Bmatrix} + \omega_e p_2^{(s)} \begin{Bmatrix} \zeta_s \\ -\zeta_c \end{Bmatrix} \right. \\ &\quad \left. + \left[q_3^{(s)} \begin{Bmatrix} \phi_c \\ \phi_s \end{Bmatrix} + \omega_e q_2^{(s)} \begin{Bmatrix} \phi_s \\ -\phi_c \end{Bmatrix} \right] + \left\{ r_1^{(s)} + r_3^{(s)} \right\} h_0 \right] \\ \mathfrak{M}_{c2(x_1)}^{(s)} &= \left[(\omega_e^2 q_1^{(s)} - q_3^{(s)}) \begin{Bmatrix} \phi_c \\ \phi_s \end{Bmatrix} + \omega_e q_2^{(s)} \begin{Bmatrix} \phi_s \\ -\phi_c \end{Bmatrix} \right] + \omega_e p_2^{(s)} \begin{Bmatrix} \zeta_s \\ -\zeta_c \end{Bmatrix} + \left\{ r_1^{(s)} + r_3^{(s)} \right\} h_0 \\ \mathfrak{M}_{s1(x_1)}^{(a)} &= \left[(\omega_e^2 p_1^{(a)} - p_3^{(a)}) \begin{Bmatrix} \zeta_c \\ \zeta_s \end{Bmatrix} + \omega_e p_2^{(a)} \begin{Bmatrix} \zeta_s \\ -\zeta_c \end{Bmatrix} \right. \\ &\quad \left. + \left[q_3^{(a)} \begin{Bmatrix} \phi_c \\ \phi_s \end{Bmatrix} + \omega_e q_2^{(a)} \begin{Bmatrix} \phi_s \\ -\phi_c \end{Bmatrix} \right] + \left\{ r_1^{(a)} + r_3^{(a)} \right\} h_0 \right] \\ \mathfrak{M}_{s2(x_1)}^{(a)} &= \left[(\omega_e^2 q_1^{(a)} - q_3^{(a)}) \begin{Bmatrix} \phi_c \\ \phi_s \end{Bmatrix} + \omega_e q_2^{(a)} \begin{Bmatrix} \phi_s \\ -\phi_c \end{Bmatrix} \right] + \omega_e p_2^{(a)} \begin{Bmatrix} \zeta_s \\ -\zeta_c \end{Bmatrix} + \left\{ r_1^{(a)} + r_3^{(a)} \right\} h_0 \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

p, q 等は船型と重量分布により、また r は船型と波長によつて定まり、次の諸式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} p_1^{(s)} &= \frac{1}{g} \left[\int \{ w^{(s)} \} x dx - x_1 \int \{ w^{(s)} \} dx \right] + \rho \left[\int \{ s^{(s)} \} x dx - x_1 \int \{ s^{(s)} \} dx, \right. \\ p_2^{(s)} &= \int \{ N^{(s)} \} x dx - x_1 \int \{ N^{(s)} \} dx, \quad p_3^{(s)} = 2 \rho g \left[\int \{ y_w^{(s)} \} x dx - x_1 \int \{ y_w^{(s)} \} dx, \right. \\ p_1^{(a)} &= \int \{ w^{(a)} \} x dx - x_1 \int \{ w^{(a)} \} dx, \quad p_2^{(a)} = 2 \rho g \left[\int \{ y_w^{(a)} \} x dx - x_1 \int \{ y_w^{(a)} \} dx, \right. \\ p_3^{(a)} &= V \rho \int \{ s^{(a)} \} dx \end{aligned} \right\}$$

$$\begin{aligned}
\left. \begin{aligned}
\begin{Bmatrix} q_2^{(s)} \\ q_2^{(a)} \end{Bmatrix} &= x_1 \begin{Bmatrix} p_2^{(a)} \\ p_2^{(s)} \end{Bmatrix}, \quad \begin{Bmatrix} q_3^{(s)} \\ q_3^{(a)} \end{Bmatrix} = V \begin{Bmatrix} p_2^{(s)} \\ p_2^{(a)} \end{Bmatrix}, \\
\begin{Bmatrix} q_1^{(s)} \\ q_1^{(a)} \end{Bmatrix} &= \frac{1}{g} \left[\int \left\{ \frac{w^{(a)}}{w^{(s)}} \right\} x^2 dx - x_1 \int \left\{ \frac{w^{(a)}}{w^{(s)}} \right\} x dx - x_G \int \left\{ \frac{w^{(s)}}{w^{(a)}} \right\} x dx + x_G x_1 \int \left\{ \frac{w^{(s)}}{w^{(a)}} \right\} dx \right] \\
&\quad + \rho \left[\int \left\{ \frac{s^{(a)}}{s^{(s)}} \right\} x^2 dx - x_1 \int \left\{ \frac{s^{(a)}}{s^{(s)}} \right\} x dx - x_G \int \left\{ \frac{s^{(s)}}{s^{(a)}} \right\} x dx + x_G x_1 \int \left\{ \frac{s^{(s)}}{s^{(a)}} \right\} dx, \right. \\
\begin{Bmatrix} q_2^{(s)} \\ q_2^{(a)} \end{Bmatrix} &= \int \left\{ \frac{N^{(a)}}{N^{(s)}} \right\} x^2 dx - x_1 \int \left\{ \frac{N^{(a)}}{N^{(s)}} \right\} x dx - x_G \int \left\{ \frac{N^{(s)}}{N^{(a)}} \right\} x dx + x_G x_1 \int \left\{ \frac{N^{(s)}}{N^{(a)}} \right\} dx, \\
\begin{Bmatrix} q_3^{(s)} \\ q_3^{(a)} \end{Bmatrix} &= 2 \rho g \left[\int \left\{ \frac{y_w^{(a)}}{y_w^{(s)}} \right\} x^2 dx - x_1 \int \left\{ \frac{y_w^{(a)}}{y_w^{(s)}} \right\} x dx - x_G \int \left\{ \frac{y_w^{(s)}}{y_w^{(a)}} \right\} x dx + x_G x_1 \int \left\{ \frac{y_w^{(s)}}{y_w^{(a)}} \right\} dx \right] \\
&\quad - V^2 \rho \int \left\{ \frac{s^{(a)}}{s^{(s)}} \right\} dx
\end{aligned} \right\} \quad (27)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\left. \begin{aligned}
\begin{Bmatrix} r_1^{(s)} \\ r_1^{(a)} \end{Bmatrix} &= 2 \rho g \left[\int \left\{ \frac{(e^{-k d_m} y_w)^{(s)}}{(e^{-k d_m} y_w)^{(a)}} \right\} x \cos kx dx - x_1 \int \left\{ \frac{(e^{-k d_m} y_w)^{(s)}}{(e^{-k d_m} y_w)^{(a)}} \right\} \cos kx dx \right], \\
\begin{Bmatrix} r_1^{(s)} \\ r_1^{(a)} \end{Bmatrix} &= 2 \rho g \left[\int \left\{ \frac{(e^{-k d_m} y_w)^{(a)}}{(e^{-k d_m} y_w)^{(s)}} \right\} x \sin kx dx - x_1 \int \left\{ \frac{(e^{-k d_m} y_w)^{(a)}}{(e^{-k d_m} y_w)^{(s)}} \right\} \sin kx dx \right], \\
\begin{Bmatrix} r_2^{(s)} \\ r_2^{(a)} \end{Bmatrix} &= \omega \left[\int \left\{ \frac{(e^{-k d_m} N)^{(s)}}{(e^{-k d_m} N)^{(a)}} \right\} x \cos kx dx - x_1 \int \left\{ \frac{(e^{-k d_m} N)^{(s)}}{(e^{-k d_m} N)^{(a)}} \right\} \cos kx dx \right], \\
\begin{Bmatrix} r_2^{(s)} \\ r_2^{(a)} \end{Bmatrix} &= -\omega \left[\int \left\{ \frac{(e^{-k d_m} N)^{(a)}}{(e^{-k d_m} N)^{(s)}} \right\} x \sin kx dx - x_1 \int \left\{ \frac{(e^{-k d_m} N)^{(a)}}{(e^{-k d_m} N)^{(s)}} \right\} \sin kx dx \right], \\
\begin{Bmatrix} r_3^{(s)} \\ r_3^{(a)} \end{Bmatrix} &= -\omega e \omega \rho \left[\int \left\{ \frac{(e^{-k d_m} S)^{(s)}}{(e^{-k d_m} S)^{(a)}} \right\} x \cos kx dx - x_1 \int \left\{ \frac{(e^{-k d_m} S)^{(s)}}{(e^{-k d_m} S)^{(a)}} \right\} \cos kx dx \right] \\
&\quad - V \omega \rho \int \left\{ \frac{(e^{-k d_m} S)^{(s)}}{(e^{-k d_m} S)^{(a)}} \right\} \sin kx dx, \\
\begin{Bmatrix} r_3^{(s)} \\ r_3^{(a)} \end{Bmatrix} &= -\omega e \omega \rho \left[\int \left\{ \frac{(e^{-k d_m} S)^{(a)}}{(e^{-k d_m} S)^{(s)}} \right\} x \sin kx dx - x_1 \int \left\{ \frac{(e^{-k d_m} S)^{(a)}}{(e^{-k d_m} S)^{(s)}} \right\} \sin kx dx \right] \\
&\quad + V \omega \rho \int \left\{ \frac{(e^{-k d_m} S)^{(a)}}{(e^{-k d_m} S)^{(s)}} \right\} \cos kx dx
\end{aligned} \right\} \quad (28)
\end{aligned}$$

(27), (28) において積分範囲はいずれも l より x_1 までである。

ここで

$$\begin{Bmatrix} \mathfrak{M}_{c1(x_1)}^{(s)} + \mathfrak{M}_{c2(x_1)}^{(s)} \\ \mathfrak{M}_{s1(x_1)}^{(s)} + \mathfrak{M}_{s2(x_1)}^{(s)} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \mathfrak{M}_{c(x_1)}^{(s)} \\ \mathfrak{M}_{s(x_1)}^{(s)} \end{Bmatrix}, \quad \begin{Bmatrix} \mathfrak{M}_{c1(x_1)}^{(a)} + \mathfrak{M}_{c2(x_1)}^{(a)} \\ \mathfrak{M}_{s1(x_1)}^{(a)} + \mathfrak{M}_{s2(x_1)}^{(a)} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \mathfrak{M}_{c(x_1)}^{(a)} \\ \mathfrak{M}_{s(x_1)}^{(a)} \end{Bmatrix} \quad (29)$$

とすれば, (29) の $\begin{Bmatrix} \mathfrak{M}_{c(x_1)}^{(s)} \\ \mathfrak{M}_{s(x_1)}^{(s)} \end{Bmatrix}$, $\begin{Bmatrix} \mathfrak{M}_{c(x_1)}^{(a)} \\ \mathfrak{M}_{s(x_1)}^{(a)} \end{Bmatrix}$ はそれぞれ (22) の $\mathfrak{M}_{x_1}^{(s)}$, $\mathfrak{M}_{x_1}^{(a)}$ に相当し, (23) の関係を用いて $\pm x_1$ の位置の断面に働く曲げモーメントは

$$\begin{Bmatrix} \mathfrak{M}_{c(x_1)}^{(s)} \\ \mathfrak{M}_{s(x_1)}^{(s)} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \mathfrak{M}_{c(x_1)}^{(s)} + \mathfrak{M}_{c(x_1)}^{(a)} \\ \mathfrak{M}_{s(x_1)}^{(s)} + \mathfrak{M}_{s(x_1)}^{(a)} \end{Bmatrix}, \quad \begin{Bmatrix} \mathfrak{M}_{c(-x_1)}^{(s)} \\ \mathfrak{M}_{s(-x_1)}^{(s)} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \mathfrak{M}_{s(x_1)}^{(s)} - \mathfrak{M}_{c(x_1)}^{(a)} \\ \mathfrak{M}_{s(x_1)}^{(s)} - \mathfrak{M}_{s(x_1)}^{(a)} \end{Bmatrix} \quad (30)$$

より求めることができる。

船が重量分布も含めて Σ に関して前後対称ならば, $\begin{Bmatrix} \mathfrak{M}_{c2(x_1)}^{(s)} \\ \mathfrak{M}_{s2(x_1)}^{(s)} \end{Bmatrix}$, $\begin{Bmatrix} \mathfrak{M}_{c1(x_1)}^{(a)} \\ \mathfrak{M}_{s1(x_1)}^{(a)} \end{Bmatrix}$ は共に零となる。一般の船の場合にはこのようにならないが, これらはそれぞれ $\begin{Bmatrix} \mathfrak{M}_{c1(x_1)}^{(s)} \\ \mathfrak{M}_{s1(x_1)}^{(s)} \end{Bmatrix}$, $\begin{Bmatrix} \mathfrak{M}_{c2(x_1)}^{(a)} \\ \mathfrak{M}_{s2(x_1)}^{(a)} \end{Bmatrix}$ に比べて小さいことが推定される。

また特別の場合として $\Sigma(x_1=0)$ においては $\begin{Bmatrix} \mathfrak{M}_{c(\Sigma)}^{(a)} \\ \mathfrak{M}_{s(\Sigma)}^{(a)} \end{Bmatrix} = 0$ となり, Σ における曲げモーメントは

$$\left. \begin{matrix} \mathfrak{M}_{e(\mathfrak{X})} \\ \mathfrak{M}_{s(\mathfrak{X})} \end{matrix} \right\} = \left\{ \begin{matrix} \mathfrak{M}_{e(\mathfrak{X})}^{(s)} \\ \mathfrak{M}_{s(\mathfrak{X})}^{(s)} \end{matrix} \right\} \quad (31)$$

となる。すなわち $\mathfrak{X}$ の曲げモーメントは、 $\mathfrak{X}$ に関して前後対称に分布した力から生じる曲げモーメントのみによつて定まる。このことは渡辺²⁾も指摘している。船を近似的に前後対称と見なせば

$$\left. \begin{matrix} \mathfrak{M}_{e(\mathfrak{X})} \\ \mathfrak{M}_{s(\mathfrak{X})} \end{matrix} \right\} = \left\{ \begin{matrix} \mathfrak{M}_{e1(\mathfrak{X})}^{(s)} \\ \mathfrak{M}_{s1(\mathfrak{X})}^{(s)} \end{matrix} \right\} \quad (32)$$

となり、(26)の第1式において $q_s^{(s)}$ は小さく($V=0$ のときには $q_s^{(s)}=0$)、また $\mathfrak{X}$ においては $q_z^{(s)}=0$ となることを考慮すれば、 $\mathfrak{X}$ の曲げモーメントは主として上下動揺によつて支配され、縦動揺の影響は小さいことが判る。

3 縦曲げモーメントの計算例

前論文¹⁾の計算例に採用した T2-SE-A1 タンカー模型の (A) condition について、曲げモーメントの振幅 $\mathfrak{M}_0$ と位相角 δ の縦方向分布を計算によつて求めた結果を Fig. 2~5 に示す。但し曲げモーメントの振幅は無次元値 $C_0 = \mathfrak{M}_0 / \rho g L^2 B^* h_0$ (B^* : 船の幅) で表わしている。また $\mathfrak{M}_e$, $\mathfrak{M}_e^{(s)}$, $\mathfrak{M}_e^{(a)}$; $\mathfrak{M}_s$, $\mathfrak{M}_s^{(s)}$, $\mathfrak{M}_s^{(a)}$ をも同様に $1/\rho g L^2 B^* h_0$ を乗じた無次元値 C_e , $C_e^{(s)}$, $C_e^{(a)}$; C_s , $C_s^{(s)}$, $C_s^{(a)}$ を用いて併せて示している。

C_0 と δ とは、これを谷口、柴田³⁾の模型実験結果と比較して示しているが、両者は定性的にも定量的にも比較的一く一致している。 $\lambda/L=1.00$, $Fr.=0.25$ の場合 (Fig. 3d) に δ の計算値が船の後半部で実験値と著しく相違しているが、これは、 $\lambda/L=1.00$ の場合に $Fr.=0.25$ 付近で船の後半部において δ が船速により急激に変化しており (計算, 実験ともに), この δ が急変する船速が計算と実験で若干相違しているためである。

計算結果によれば (実験結果も略々一致した傾向を示している), 曲げモーメントの振幅の縦方向分布に関して次のことが云える。

(1) 曲げモーメントの振幅の最大値の生じる位置は波長と船速により変化し、一般に波長大なる程、また船速大なる程、その位置が前方に移る傾向がある。しかし、その位置の移動範囲は $\mathfrak{X}$ を中心とした $0.3L$ 程度の範囲内にある。また振幅の最大値は $\mathfrak{X}$ における振幅と大した差はない。

(2) 曲げモーメントの振幅の最大値が生じるときの船と波の相対位置は波長と船速により異なるが、波頂 (または波底) が略々 $\mathfrak{X}$ 付近を通過するときに最大ホギング (サギング) モーメントが生じる。

以上のことは T2-SE-A1 タンカーの (A) condition に対する計算結果より云えることで、船型、重量分布

Fig. 2 a

Fig. 2 b

Fig. 2 c

力より生じる。 $\mathcal{F}^{(s)}, \mathcal{M}^{(s)}$ の分布は $\mathcal{X}$ に関して前後対称, $\mathcal{F}^{(a)}, \mathcal{M}^{(a)}$ の分布は前後逆対称である。そして

$$\mathcal{M}^{(s)} = \int_{-l}^x \mathcal{F}^{(a)} dx = \int_l^x \mathcal{F}^{(a)} dx, \quad \mathcal{M}^{(a)} = \int_{-l}^x \mathcal{F}^{(s)} dx = \int_l^x \mathcal{F}^{(s)} dx$$

である。 $\mathcal{F}_c, \mathcal{M}_c$ についても同様のことが成立し, $\mathcal{X}$ においては $\mathcal{F}_{c(\mathcal{X})}^{(a)} = 0, \mathcal{M}_{c(\mathcal{X})}^{(s)}$ は最大となり, $\mathcal{F}_c^{(a)}, \mathcal{M}_c^{(s)}$ の分布は Fig. 6 に示すような分布となる。 $\mathcal{X}$ 付近では, $\mathcal{X}$ より前方で $\mathcal{F}_c^{(a)} < 0$, 後方では $\mathcal{F}_c^{(a)} > 0$ となる。一方, $\mathcal{X}$ において $\mathcal{M}_{c(\mathcal{X})}^{(s)} = 0$ であるが, $\mathcal{F}_{c(\mathcal{X})}^{(s)}$ は一般に零とならない。若し $\mathcal{F}_c^{(s)} > 0$ ならば, $\mathcal{F}_c^{(s)}, \mathcal{M}_c^{(a)}$ の分布は Fig. 6 に示すような分布となり, $\mathcal{X}$ 付近でその前方においても後方においても $\mathcal{F}_c^{(s)} > 0$ である。従つて $\mathcal{X}$ より前方で $\mathcal{F}_c = \mathcal{F}_c^{(a)} + \mathcal{F}_c^{(s)} = 0$ となり, この $\mathcal{F}_c = 0$ となる位置 ($x_m > 0$) において $\mathcal{M}_c = \mathcal{M}_c^{(s)} + \mathcal{M}_c^{(a)}$ は最大となる。逆に $\mathcal{F}_c^{(s)} < 0$ ならば, $\mathcal{X}$ より後方で $\mathcal{F}_c = 0$ となり, その位置で ($x_m < 0$) $\mathcal{M}_c$ が最大となる。すなわち $\mathcal{M}_c$ が最大となる位置が $\mathcal{X}$ より前方にあるか後方にあるかは, $\mathcal{F}_{c(\mathcal{X})}^{(s)}$ の正負によつて定まり, $\mathcal{F}_{c(\mathcal{X})}^{(s)}$

が異なれば若干の相違があろうが, De Does⁴⁾ の 3 種類の船型に対する実験結果を参考としても, 傾向的には上記の結論は正しいと思われる。従つて, 正面規則波中の船に働く縦曲げモーメントを論じる場合には, $\mathcal{X}$ の曲げモーメントを対象として考えればよいと云えよう。

ここで, 波長と船速によつて曲げモーメントの振幅の最大値の生じる位置が変化することについて考察してみる。振幅の最大値はほぼ $\mathcal{X}$ 付近で生じ, またこの最大値は波頂がほぼ $\mathcal{X}$ 付近を通過するときに生じることを前提として考える。すなわち $\mathcal{X}$ 付近で $\delta \doteq 0, \mathcal{M}_c \gg \mathcal{M}_s$, 従つて $\mathcal{M}_0 \doteq \mathcal{M}_c$ と見なして $\mathcal{M}_0$ の代りに $\mathcal{M}_c$ について考えることにする。

まず, $\mathcal{M}_c$ の最大値の生じる位置が $\mathcal{X}$ より前方にあるか, 後方にあるかは, $\mathcal{X}$ における剪断力の正負によつて判別されることを示す。(12), (23) より, 一般に剪断力と縦曲げモーメントを船の全長に亘つて

$$\mathcal{F} = \mathcal{F}^{(a)} + \mathcal{F}^{(s)}, \quad \mathcal{M} = \mathcal{M}^{(s)} + \mathcal{M}^{(a)}$$

と書くことができる。ただし, $\mathcal{F}^{(a)}, \mathcal{M}^{(s)}$ は $\mathcal{X}$ に関して前後対称に分布した力より生じ, $\mathcal{F}^{(s)}, \mathcal{M}^{(a)}$ は前後逆対称に分布した

Fig. 3 a

Fig. 3 b

Fig. 3 c

Fig. 3 d

> 0 のときは $\bar{x}$ より前方で, $\mathcal{F}_{c(\bar{x})}^{(s)} < 0$ のときは $\bar{x}$ より後方で $\mathcal{M}_c$ が最大となる。

つぎに $\mathcal{F}_{c(\bar{x})}^{(s)}$ の正負は波長と船速によつてどのように変化するかを考える。 $\lambda/L = 0.75 \sim 1.50$ の場合の縦動、揺の位相角 $\beta\phi$ の船速による変化については、すでに前論文¹⁾に示したが、一般に船速が零から増加するに伴つて $\beta\phi$ は 90° 付近より -90° 付近まで変化する。Fig. 7 は $\lambda/L = 1.00$ の場合について、 $\beta\phi$ が船速の増加とともに 90° 付近より -90° 付近まで変化した場合に、船の前半部に働く力がどのように変化するかを傾向的に示したものである。ただし、説明を簡単化するために、船を近似的に前後対称と仮定し、(21) のように $\mathcal{F}_{c(\bar{x})}^{(s)} \equiv \mathcal{F}_{c2(\bar{x})}^{(s)}$ とし、さらに (15) の $\mathcal{F}_{c2(\bar{x})}^{(s)}$ の中で船の前進速度に基づく $P_2^{(s)}$ を含む項を小さいとして無視している。図で F_1, F_2, F_3 はそれぞれ縦動揺の角加速度に基づく慣性力 (付加質量によるものを含む)、角速度に基づく減衰力、角変位に基づく拘束力、また F_w は波の上下方向の速度に基づく減衰力であつて

$$F_1: -\omega_e^2 Q_1^{(s)} \phi_c, F_2: -\omega_e Q_2^{(s)} \dot{\phi}_s, F_3: Q_3^{(s)} \phi_c, F_w: -R_2^{(s)} \dot{h}_0$$

Fig. 4 a

Fig. 4 b

Fig. 5 a

Fig. 5 b

Fig. 6

を表わし、正の値となるものを上向き、負の値となるものを下向きの矢印で示す。また F_u, F_d, x_u, x_d は

F_u : 上向きの力の総和, F_d : 下向きの力の総和

x_u : F_u の作用点 (☒ からの距離),

x_d : F_d の作用点 (☒ からの距離)

を表わす。 F_1, F_2, F_3, F_w の作用点 (☒ からの距離) をそれぞれ $x_{F_1}, x_{F_2}, x_{F_3}, x_{F_w}$ とすると、 x_{F_3} は一定であるが、 $x_{F_1}, x_{F_2}, x_{F_w}$ は ω_e によつて若干変化する。しかしその変化はあまり大きくないので、説明を簡単化するために一定としている。また F_1, x_{F_1} は重量分布によつても変化する。普通の船型では一般に図のように $x_{F_2} > x_{F_3} > x_{F_1}$ となる。 x_{F_w} は波長によつて変化するが (船型も影響する)、 $\lambda/L=1.00$ の場合に、T2-SE-A1 タンカーでは図のように $x_{F_w} < x_{F_1}$ となる。図から判るように $90^\circ \geq \beta_\phi \geq -90^\circ$ の範囲で、 $x_{F_2} \geq x_u \geq x_{F_1}$ 、 $x_{F_w} \leq x_d < x_{F_2}$ となり、船速の増加に伴つて ω_e が大となり β_ϕ が 90° 付近より -90° 付近まで変化すると、 x_u は x_{F_2} より x_{F_1} まで移動 (減少) し、 x_d は x_{F_w} より x_{F_2} の方へ移動 (増加) する。 $M_c^{(a)} = F_d x_d - F_u x_u = 0$ であるから、 $x_u \geq x_d$ に従つて、 $F_u \leq F_d$ 、 $F_c^{(s)} = F_u - F_d \leq 0$ となる。低速の場合には $F_c^{(s)} < 0$ であつて M_c の最大値は☒より後方で生じ、高速になると $F_c^{(s)} > 0$ となり、 M_c の最大値は☒より前方で生じる傾向がある。すなわち、船速の増加に伴つて、 M_c の最大値の生じる位置は☒後方より☒前方に移動する。

Fig. 7

以上、 $\lambda/L=1.00$ の場合について、船速の変化 ($\beta\phi$ の変化) による $\mathfrak{M}_c$ の最大値の生じる位置の変化を説明したが、波長が変化する場合を考えると、この場合には波長によつて F_w, x_w が変化する。 $\lambda/L=0.75\sim 1.50$ 程度の範囲では、波長が大になれば F_w, x_w が大となり (F_w は下向き)、同じ $\beta\phi$ の値に対して x_d が大となる。従つて、船速の増加とともに $x_d > x_u$ となる傾向が強いが、この傾向は、同一船速の場合を考えると、波長大となる程 ω_e が小となり $\beta\phi$ が大となることのために弱められ、あまり著しくはない。また $\lambda/L=0.75$ の場合には $\lambda/L=1.00$ 以上の場合に比べて x_w が相当小さい値となるので、高速になつても $x_u < x_d$ とならず、 $\mathfrak{M}_c$ の最大値の生じる位置は船速の増加とともに前方に移動するけれども、 $\mathfrak{X}$ より前方にはならない傾向が認められる。谷口、柴田³⁾の実験結果は、この傾向と必ずしも一致していないが (Fig. 2)、De Does⁴⁾の実験結果 (船型は異なる) はほぼ似た傾向を示している。

以上は二三の簡単な仮定の下に、波長、船速によつて曲げモーメントの振幅の最大値の生じる位置が変化する傾向を説明したのであるが、実際の船の場合には、上の仮定で無視した項の影響の他、種々の非線型の影響等が存在するので若干の相違がある。しかし最近模型実験によつて確かめられた「長い波長の波の中で高速の場合に $\mathfrak{X}$ より前方で最大の曲げモーメントが生じる」と云う傾向は、上に述べたことによつて十分説明できる。そしてこの傾向は、主として波長による x_w の変化と、船速による縦動揺の位相の変化に基づくものであることが判る。

4 結 言

著者は前論文¹⁾でストリップ法による規則波中の船に働く縦曲げモーメントの理論計算式を導き、主として $\mathfrak{X}$ の縦曲げモーメントについて論じたが、本論文においてさらに曲げモーメントの縦方向分布を求める計算法を詳細に述べ、船体運動、剪断力、縦曲げモーメントについて、実際の数値計算に便利な形の計算式を示した。次に T2-SE-A1 タンカーについて曲げモーメントの縦方向分布を数値計算によつて求め、これが実験結果とはほぼ一致することを示した。さらに計算結果に簡単な理論的考察を加えて、曲げモーメントの縦方向分布の性質を明らかにした。その結果正面規則波 (迎波) 中の船に働く曲げモーメントの縦方向分布に関して次の結論を得た。

(1) 曲げモーメントの振幅の最大値の生じる位置は、波長、船速の増大とともに $\mathfrak{X}$ 付近で後方より前方に移動する傾向がある。

(2) 曲げモーメントの振幅の最大値が生じるときの船と波の相対位置については、波頂 (波底) がほぼ $\mathfrak{X}$ 付近を通過するときに最大のホギング (サギング) モーメントが生じると考えてよい。

(3) 曲げモーメントの最大値の生じる位置は、 $\mathfrak{X}$ を中心とした $0.3L$ 程度の範囲内にあり、振幅の最大値は $\mathfrak{X}$ における振幅の値と大した差はない。従つて、一般には船に働く縦曲げモーメントは、 $\mathfrak{X}$ の曲げモーメントを対象として考えればよい。

以上のことは T2-SE-A1 タンカーについての計算結果より得られた結論であつて、なお、異なつた船型、重量分布に対する検討が必要であるが、傾向的には上記の結論が成立つものと思われる。なお、著者の研究は線型の仮定の上に立つているので、船の前進速度に基づく造波現象による縦曲げモーメント、スラミングの影響、その他非線型の影響等を別個に考慮する必要がある。これらについては、異なつた船型に対する検討とともに、今後の課題としてさらに研究を進めたい。

終りに臨んで、本研究遂行に当つて終始御指導を仰いだ渡辺恵弘名誉教授に深く感謝し、また御援助、御協力を頂いた西部造船会波浪強度小委員会の委員各位に謝意を表する。特に、本研究の成果は谷口 中、柴田実両氏の実験資料に負う所が大きく、ここに厚くお礼を申し上げる。

なお、本研究費の一部は文部省科学研究費の援助によつたことを付記する。

文 献

- 1) 福田淳一：“規則波中の船の縦曲げモーメント” 造船協会論文集 第110号 (1961)
- 2) 渡辺恵弘：“波浪中で船体に働く Bending Moment に就て” 九大応力研究所報 第15号 (1960)
- 3) K. Taniguchi & J. Shibata: “Model Experiments on the Wave Loads of T2-SE-A1 Tanker in Regular Waves” Mitsubishi Exp. Tank Report No. 357 (1961)
- 4) J. Ch. De Does: “Experimental Determination of Bending Moments for Three Models of Different Fullness in Regular Waves” I. S. P. Vol. 7 (1960)