(昭和 54 年 5 月 日本造船学会春季講演会において講演)

非線形性を考慮した波浪中の船体縦運動

および縦強度 (第 3 報)

正員 山 本 善 之* 正員 藤 野 正 隆*
正員 深 沢 塔 一**

Motion and Longitudinal Strength of a Ship in Head Sea
and the Effects of Non-Linearities (3rd Report)

by Yoshiyuki Yamamoto, *Member* Masataka Fujino, *Member*
Toichi Fukasawa, *Member*

Summary

In the previous papers, ship's responses among waves were investigated theoretically taking account of nonlinear hydrodynamic pressure. As an example, the bottom slamming and whipping of a tanker in a ballast condition were calculated, and the pressure history was compared with a model test, which shows good agreement.

In the present paper, the bow-flare slamming is investigated along the same line of thought; it may become very important for a fast container ship from the structural point of view, because it may results in a serious damage in the fore body. Assuming that the heading angle is nearly 180° , the longitudinal vertical bending moment in a container ship is investigated theoretically, ignoring rolling motion.

Results obtained are as follows: 1) As for a container ship, whipping is largely influenced by the interaction of bow-flare and bottom slamming. If the time difference of these two kinds of slamming is of order of the ship's natural period of vibration, serious whipping motions may occur. 2) Whipping vibration is enlarged in case of higher wave. 3) Reduction of the ship's speed decreases the maximum whipping moment. 4) As far as the ship's rolling motion can be ignored, the maximum whipping moment is independent of the direction of waves.

1 緒 言

荒天時波浪中を航行する船舶が被る大きな損傷の原因の一つに slamming およびその後の whipping があり、これらの現象を解明することの重要性はいうまでもない。slamming 現象は大きく分けて 2 種類が考えられ、大型タンカーのバラスト状態のように、船底が露出し再び入水する際に船底に大きな衝撃を受ける bottom slamming と、一方、高速コンテナ船のような船首部に大きな flare を持つ船の満載時における bow-flare slamming とがある。第 1 報¹⁾、第 2 報²⁾においては対象を IMCO, S.B.T. 基準の大型タンカーに限り、主として bottom slamming を考慮した非線形解析を行ってきた。そこでは衝撃力を付加質量の時間変化によるものと考え、それを船体運動および強度計算にとり入れること

の妥当性を示した。

本報では、同様な考え方を bow-flare の大きなコンテナ船に適用し、bow-flare slamming の解析を試みる。なお、今回は計算を正面波のみに限らず、rolling の影響が無視できる程度の斜波にまで拡張し、主として、slamming および whipping に対する船速、変針の影響を調べることにする。

2 計 算 方 法

斜波に拡張した座標系を Fig. 1 のように定める。まず、空間に固定して $O-XYZ$ 系を Z 軸が鉛直下向きになるようにとり、波高 $H_w = 2\zeta_0$ の規則波が X 軸の正方向に進むものとする。 $O-XYZ$ 系の X 軸と X なる角度をなして速度 U で船体と共に進む座標系を $o-xyz$ 系とする。ここで、 o は静止水面上 A.P. とセンターラインの交点にとり、下向きに z 、船首方向に x をとる。また、 O と o は時刻 $t=0$ で一致しているものとする。なお、

* 東京大学工学部

** 東京大学工学系大学院

Fig. 1 Coordinates

以下では χ は小さいものとして sway, yaw, roll は無視し, また surge も無視する。本論文では主として縦曲げモーメントを扱うので, この仮定をしてもさしつかえない。両座標系の関係は

$$\left. \begin{aligned} X &= x \cos \chi - y \sin \chi + Ut \cos \chi \\ Y &= x \sin \chi + y \cos \chi + Ut \sin \chi \\ Z &= z \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

となる。

第2報³⁾と同様に船体を変断面 free-free beam であると仮定する。通常船体は xz 平面について対称であるので, 垂直方向の曲げは, 水平方向の曲げや捩りとは独立となる。したがって, 垂直方向の曲げ変形のみを考えることにすれば第2報³⁾と同様な支配方程式が得られる。すなわち

$$\mu \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left[EI \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right] + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left[\eta EI \frac{\partial^3 w}{\partial t \partial x^2} \right] = f_e \quad (2)$$

ただし

w : vertical deflection

μ : mass per unit length

EI : flexural rigidity

η : equivalent structural damping coefficient

f_e : external force per unit length

なお, 回転慣性および剪断変形は無視してある。

単位長さ当りの外力は次のように与えられる。

$$f_e = f'_m + f_r + f_g + f_s$$

ここで,

$$\text{運動量理論より} \quad : f'_m = -\frac{D}{Dt} \left[M_H \left(\frac{Dw}{Dt} - v_z \right) \right]$$

$$\text{造波減衰力} \quad : f_r = -N_H \left(\frac{Dw}{Dt} - v_z \right)$$

$$\text{自重} \quad : f_g = \mu g$$

$$\text{静水圧, 変動水圧より} : f_s$$

ただし

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} - U \frac{\partial}{\partial x}$$

M_H : time-varying sectional added mass for heave

N_H : time-varying sectional wave damping coefficient for heave

v_z : Z-direction orbital velocity of incident wave

さて, 静水圧, 変動水圧については以下のように考える。変位した断面に固定した座標系を $o_0 - y_0 z_0$ とすると, (1) 式より, rolling は無視するので

$$X = x \cos \chi - y_0 \sin \chi + Ut \cos \chi$$

$$Z = z_0 + w$$

となる。この関係を使って規則波の速度ポテンシャルおよび orbital velocity を表わすと近似的に次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \Phi &= -\frac{\omega}{\kappa} \zeta_0 e^{-\kappa z_0} \sin(\kappa x \cos \chi - \kappa y_0 \sin \chi - \omega_e t) \\ v_z &= \omega \zeta_0 e^{-\kappa z_0} \sin(\kappa x \cos \chi - \kappa y_0 \sin \chi - \omega_e t) \\ \omega_e &= \omega - \kappa U \cos \chi \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

また, 水圧は Bernoulli の定理により

$$-p = \rho \frac{D\Phi}{Dt} - \rho g(z_0 + w) \quad (4)$$

となる。ただし

Φ : velocity potential of incident wave

ω : wave circular frequency

κ : wave number

ω_e : circular frequency of encounter

ρ : mass density of water

この水圧に船体表面の外向き法線ベクトルの z_0 方向の方向余弦 n をかけて, 船体断面の周 C にそって積分すると z_0 方向の力が得られる。すなわち

$$f_s = \int_C (-p) n ds$$

これに (3) 式, (4) 式を代入して変形すると次のようになる。ただし, (3) 式中の z_0 は不適当であるので, Fig.2 に示される船底の各点から波面までの高さ z_d を

Fig. 2 Wave surface and ship section

かわりに用いることにする。よって

$$f_s = \rho g \zeta_0 \int_{y_p}^{y_s} e^{-\kappa z_d} \cos(\kappa x \cos \chi - \kappa y_0 \sin \chi - \omega_c t) dy_0 \\ - \rho g \int_{y_p}^{y_s} (z_0 + w) dy_0$$

ここで、有効波隆起 ζ_w を次のように定義すると、

$$\zeta_w = \zeta_0 e^{-\kappa z_d} \cos(\kappa x \cos \chi - \kappa y_0 \sin \chi - \omega_c t)$$

f_s は次のようになる。

$$f_s = -\rho g \int_{y_p}^{y_s} (z_0 + w - \zeta_w) dy_0$$

この積分は ζ_w を波面とみなしたときの水面下の断面積であるので、これを A とおくと、外力も含めて方程式は形式上第2報²⁾とまったく同様になる。

したがって、前回と同様に Ritz 法を用いて変位 w を固有関数 $W_j(x)$ で展開し、

$$w = \sum_{j=0}^N W_j(x) q_j(t)$$

$W_j(x)$: mode shape of j -th mode

$q_j(t)$: time-varying deflection for j -th mode

これを(2)式に代入し、両辺に $W_i(x)$ をかけて A.P. から F.P. まで積分すると解くべき常微分方程式が得られる。これは第2報²⁾に示されているものと同様となる。

付加質量および減衰係数 付加質量は各周波数成分ごとに分けて考えるべきであるが、ここでは簡単のために周波数に無関係に幅だけの関数であると仮定して、Fig.2 より

$$M_H = \pi \rho b^2 / 2 \quad (5)$$

$$b = (y_s - y_p) / 2$$

とした。造波減衰係数は振動モードについてはゼロ、運動モードについては次式とした。

$$N_H = \rho g^2 \{2 \sin(\xi_b) e^{-\xi_d} \}^2 / \omega_c^3 \quad (6)$$

$$\xi_b = \omega_c^2 b / g$$

$$\xi_d = \omega_c^2 \{ \max. (z_d) \} / g$$

ただし、 ξ_d 中の $\max$ は断面の中での最大をとる

ことを意味する。また、構造減衰係数 η は対数減衰率 δ を用いて

$$\eta = \delta / \pi \omega_{2V}$$

として定める。ここで

ω_{2V} : natural frequency of 2-node vertical vibration in water

である。

3 数 値 計 算

計算モデルとしては、Fig. 3 のような body plan をもつコンテナ船を用いた。図からもわかるように、この船の船首部の flare と水平線のなす角度はかなり小さくなっている。載荷状態は満載で、主要目は以下のとおりである。

垂線間長 : 175.0m

幅 : 25.2m

深さ : 15.3m

喫水 : 9.724m

Fig. 3 Body plan

断面2次モーメントは S.S. 2¹/₂ ~ S.S. 6 まで 92m⁴, A.P., F.P. でゼロになる台形分布、重量分布は静水中での浮力分布と等しいとし、対数減衰率は類似船を参照して 0.056 とする^{3),4)}。

変位を展開する固有関数には、free-free 一様断面梁の剛体モード二つと2節、3節モードを用いた。

時間積分は Newmark- β 法、 $\beta=1/4$ で、時間間隔はケースによって異なるが、 $\Delta t=0.02 \sim 0.03$ sec 程度である。船体の長手方向の分割数は21で、船体断面は25の喫水点を折れ線で結んだものに近似して計算した。

なお、Fig.7~Fig.9, Fig.15~Fig.16, Fig.18 に示されている線形計算にも(5)式、(6)式の付加質量、減衰係数を用いた。

4 計算結果

計算は第2報²⁾と同様に運動が定常になるまで構造減

衰を大きくしておき、定常になったところで通常のものにもどして行なった。図に示されている結果は、通常の減衰になった直後からのものである。

Fig. 4 Time history of bending moment at midship ($F_n=0.261$, $\chi=180.0^\circ$, $\lambda/L=1.2$, $\lambda/H_w=17.5$)

Fig. 5 Time history of bending moment at midship ($F_n=0.15$, $\chi=180.0^\circ$, $\lambda/L=1.2$, $\lambda/H_w=17.5$)

Fig. 6 Time history of bending moment at midship ($F_n=0.07$, $\chi=180.0^\circ$, $\lambda/L=1.2$, $\lambda/H_w=17.5$)

船速の影響 船速を通常の航海速力よりおとしていった場合の、midshipでの縦曲げモーメントの時間変化を Fig. 4～Fig. 6 に示す。図中の点線は第1報¹⁾で示した剛体計算、実線は弾性体としてのものである。また、bow-flare slamming と表わしてあるものは、S.S.9 より前の断面の喫水線、11m～15mを波面が通過した時刻である。Fig. 4は船速 21 kt ($F_n=0.261$)、波高 12m ($\lambda/H_w=17.5$) で船底衝撃があり、ややあって bow-flare での衝撃が起こっている。船底衝撃の終わったときから bow-flare での衝撃の中ほどまでの時間を T で表わすと、今の場合、これが船体の2節振動の固有周期 T_{2v} との間に、 $T=1.2 T_{2v}$ の関係をもち、船底衝撃により誘起された振動を強めるような形で bow-flare での衝撃が起こっている。そのため、デッキの応力は 30 kg/mm^2 にも達している。ところが、Fig. 5のように船速を 12kt ($F_n=0.15$) に低下させると $T=2.1 T_{2v}$ となって、ちょうど船底衝撃で誘起された振動を bow-flare での衝撃が打ち消すような位相となり、モーメント値はかなり減少している。そして、Fig. 6 に示すように速力を 5.6kt ($F_n=0.07$) にすると、船体と波面の相対速度がさらに小さくなるため衝撃そのものが弱まり、また、 $T=3.1 T_{2v}$ となって船底での衝撃が減衰してから bow-flare の衝撃が起こっているため、モーメントに対する衝撃の影響があまり現われなくなる。これらの場合の丸印でかこんだ数字で示す時間の曲げモーメントを船長方向分布として示したものが Fig. 7～Fig. 9 である。第2報²⁾のような船底衝撃の場合と異なり、ホギングにはあまり大きな値が生じない。以上のことより、船速の変化によって出会い周期が変り、波と運動の位相差が変化する。そのため船体と波面の相対速度、船底の露出範囲、 T と T_{2v} の関係に変化が生ずる。すなわち、激しい衝撃をうけている船が速力を低下させるこ

Fig. 7 Longitudinal distribution of bending moment ($F_n=0.261$, $\chi=180.0^\circ$, $\lambda/L=1.2$, $\lambda/H_w=17.5$)

Fig. 8 Longitudinal distribution of bending moment ($F_n=0.15$, $\chi=180.0^\circ$, $\lambda/L=1.2$, $\lambda/H_w=17.5$)

Fig. 9 Longitudinal distribution of bending moment ($F_n=0.07$, $\chi=180.0^\circ$, $\lambda/L=1.2$, $\lambda/H_w=17.5$)

とによって船体と波面との相対速度を小さくし衝撃力を弱め、あるいは、船底衝撃と bow-flare での衝撃の時間差 T を、 $T > 2.0 T_{2V}$ にしてそれぞれの振動が打ち消しあうようにする、または、船底衝撃の影響が弱まったところ bow-flare での衝撃がおこるようにすると、モーメントを減少させることができる。ところが逆にいえば、船速をおとしたために $T=1.0 T_{2V} \sim 1.5 T_{2V}$ となって船底衝撃による振動を bow-flare での衝撃が強めるような位相になると、かえってモーメントが大きくなるという可能性もあるわけである。この例を Fig.10~Fig.11 に示す。Fig.10 では bow-flare による衝撃のみであり振動は起こっていないが、船速をおとすことによって船底露出、衝撃を生じ、これに bow-flare での衝撃が重なっ

Fig. 10 Time history of bending moment at midship ($F_n=0.261$, $\chi=180.0^\circ$, $\lambda/L=0.8$, $\lambda/H_w=11.7$)

Fig. 11 Time history of bending moment at midship ($F_n=0.15$, $\chi=180.0^\circ$, $\lambda/L=0.8$, $\lambda/H_w=11.7$)

て前よりも大きなモーメントになっている。しかしながら、こういった例は波長の短い波に限られ、実際にはこのように艀度の大きな波はまれで、また速力の低下によって波との相対速度は小さくなることを考えると、たいていの場合、速力をおとすと縦曲げモーメントは減少す

るといってよいであろう。

次に先の場合よりも波高の高い波の場合を Fig. 12~ Fig. 14 に示す。Fig. 12 は速力 12kt ($F_n=0.15$), 波高 16m ($\lambda/H_w=13.125$) であるが、モーメント値はかなり高い。この時の S.S. 7 $\frac{1}{2}$ のモーメントを Fig. 13 に示

Fig. 12 Time history of bending moment at midship ($F_n=0.15$, $\chi=180.0^\circ$, $\lambda/L=1.2$, $\lambda/H_w=13.125$)

Fig. 13 Time history of bending moment at S.S. 7 $\frac{1}{2}$ ($F_n=0.15$, $\chi=180.0^\circ$, $\lambda/L=1.2$, $\lambda/H_w=13.125$)

Fig. 14 Time history of bending moment at midship ($F_n=0.07$, $\chi=180.0^\circ$, $\lambda/L=1.2$, $\lambda/H_w=13.125$)

す。bow-flare での衝撃は船底衝撃に比べて作用時間が長いため、3 節振動成分はほとんど含まれない。この波高で速力を 5.6kt ($Fn=0.07$) としたものが Fig.14 である。この程度の速力でも高めのモーメント値がでるので、波高が高い場合には安全のためにかなり速力をおとさなければならないであろう。なお、これらの船長方向の分布を Fig.15~Fig.16 に示す。波高が高くなると線形理論の結果に比べ、はるかに大きな縦曲げモーメントが生ずる。一般に bow-flare での衝撃では極端に船首部

Fig. 15 Longitudinal distribution of bending moment ($Fn=0.15$, $\chi=180.0^\circ$, $\lambda/L=1.2$, $\lambda/H_w=13.125$)

Fig. 16 Longitudinal distribution of bending moment ($Fn=0.07$, $\chi=180.0^\circ$, $\lambda/L=1.2$, $\lambda/H_w=13.125$)

Fig. 17 Time history of bending moment at midship ($Fn=0.261$, $\chi=157.5^\circ$, $\lambda/L=1.2$, $\lambda/H_w=17.5$)

Fig. 18 Longitudinal distribution of bending moment ($Fn=0.261$, $\chi=157.5^\circ$, $\lambda/L=1.2$, $\lambda/H_w=17.5$)

のモーメントが大きくなるのではなく、線形理論の結果に船首よりに高いサギングのピークが重畳したものと考えられる。

変針の影響 ここで扱った変針は小角度であるので、わずかな出会い周期の変化しか生じない。したがって、曲げモーメントにはほとんど影響を与えない。これを示したものが Fig.17~Fig.18 である。Fig.4, Fig.7 と比較してほとんど差異がないことがわかる。しかしながら、rolling の影響を含めた大角度の変針の場合には、波面と flare の相対位置および相対速度が変わるため、もっと様相が異なってくるものと思われる。

5 結 言

船首部に大きな flare をもつコンテナ船について bow-flare slamming の数値シミュレーションを行ない、縦曲げモーメントに対する船速の影響、変針の影響を検討した。得られた結果は以下のとおりである。

(1) 正面規則波中で、bow-flare による衝撃は船底衝撃に比べて作用時間が長く、それ自体ではさほど大きな弾性振動を生じない。しかしながら、わずかも船底衝撃が伴い、それを強めるような位相、 $T=1.0 T_{2v} \sim 1.5 T_{2v}$ で bow-flare での衝撃が作用するとかなり大きな振幅の曲げモーメントが発生する。また、波高が高くなれば発生するモーメントの値も増加する。

(2) 船速を低下させると出会い周期が長くなり、それによって運動と波との位相差が変化するため、船底と bow-flare での衝撃の時間差 T が $T > 2.0 T_{2v}$ となる。そのため、両衝撃による振動が逆位相になる、または、同位相でも船底衝撃によるものが減衰してから bow-flare での衝撃が起こるようになって曲げモーメント値は減少する。ただし、波高が高

くなるとかなり減速する必要がある。また、この他にもモーメントが減少する理由として、船体と波面との相対速度の低下、船底露出の範囲の減少などがある。しかしながら、このことがいえるのは規則波中であって、不規則波であると必ずしもこういえない。また、前報^{1),2)}で取り扱ったバラスト状態のタンカーでは、航海速度が低い、喫水が浅い、船底がかなり前までフラットであるなどの理由により減速の効果は期待できない。

(3) rolling の影響が無視できる程度の小角度の変針では、衝撃によるモーメント値はほとんど減少しない。

(4) 今後の bow-flare slamming の問題として、rolling を含めた斜波中での slamming、傾斜して波面に突入する際の付加質量などの推定、不規則波中での船底衝撃との相互干渉の問題などがあげられる。

おわりに臨み、研究に際して助言をいただいた東京大

学教授 元良誠三先生、助教授 大坪英臣先生にお礼を申しあげる。

なお、計算には東京大学大型計算機センターの HITAC 8700/8800 を使用したことを付記する。

参 考 文 献

- 1) 山本善之，藤野正隆，深沢塔一：非線形性を考慮した波浪中の船体縦運動および縦強度，日本造船学会論文集，第 143 号（昭 53）。
- 2) 山本善之，藤野正隆，深沢塔一：非線形性を考慮した波浪中の船体縦運動および縦強度（第 2 報），日本造船学会論文集，第 144 号（昭 53）。
- 3) 熊倉 靖，長野 健，奥本泰久，谷田宏次：コンテナ船の実船強度の計測，日本造船学会論文集，第 136 号（昭 49）。
- 4) 熊倉 靖，長野 健，奥本泰久，谷田宏次：コンテナ船“ジャパンエース”の船体強度および運動の実船計測，IHI 技報，14-6（昭 49）。