斜面前面における係留船の船体運動について

久保 雅義*・斎藤 勝彦*・榊原 繁樹**

On the Motions of a Ship Moored along a Slope

Masayoshi KUBO, Katsuhiko SAITO and Shigeki SAKAKIBARA

Abstract

The moored ship motions depend on hull forms, mooring systems, the structural type of quay walls and so on.

In this paper, particularly, concerning with the ship motions moored along a quay wall which has a slope, two-dimensional analysis proposed by Ijima and the experiments are carried out. The obtained results are summarized as follows:

- (1) The agreements of the theoretical and experimental results of the ship motions are fairly well.
- (2) The results obtained on the assumption that a distance between an imaginary boundary line and a floating body is equal to an incident wave length are almost similar to those obtained when the distance is given by Eq. (15).
- (3) The ship motions moored along a slope are approximated by those moored along a vertical solid quay wall.

1. 緒 言

岸壁係留船の船体運動は様々な要因に影響される。たとえば、外力である波浪や風、その船型や係留系、そして係船岸壁の形状等に影響されると考えることができる。このうち岸壁形状については、これまでに透過岸壁および鉛直岸壁における解析はよく行なわれてきたものの、タンカー等でよく用いられているドルフィン形式の係船岸壁、つまり斜面をもつような係船岸壁については十分扱われてきたとはいえない。本研究では上述した種々の要因による係留船の船体運動の解析を行なう前段階として、岸壁形状に視点を置き、特に今回は斜面前面に船体が対称係留されている場合の船体運動について、これを二次元運動として扱い、井島らの二次元理論解析⁽¹⁾および実験による検証を行なった。そしてこの検証ができると、簡単な展開により⁽²⁾、付加質量や減衰力係数といった流体力係数を一意的に算定できることとなる。またこの理論解析および実験の過程で、斜面前面の船体運動がある離岸距離をとった鉛直岸壁前面での運動で近似できることが実験により確認できたので、これについても報告する。

2. 井島らによる二次元理論解析の概要および設定条件

本研究において、斜面前面における船体運動解析は井島らの二次元数値解析⁽¹⁾により行なうので、以下にこの理論の概要および本研究で用いる理論式と設定条件を示しておく。

図1に示すように、任意形状浮体が沖水深 h の任意形状岸壁前面に弾性索により対称係留されている場合を考える。このとき式(1)に示すような、振幅 ζ_0 、角周波数 $\sigma(=2\pi/T)$ 、 T は周期)の入射波により浮体は周期的な微小運動を行なうものとする。

* 正会員 神戸商船大学船貨輸送研究施設(〒658 神戸市東灘区深江南町5の1の1)

** 学生会員 神戸商船大学大学院商船学研究科(")

図1 解析領域と座標系

$$\zeta_i = \zeta_0 \operatorname{Re} [-i e^{i(kx + \sigma t)}] = \zeta_0 \sin(kx + \sigma t) \quad \dots\dots(1)$$

ここに k は入射波の波数, x は図1で定義された座標, t は時刻を表わす。静止時の重心位置を $(0, \bar{z}_0)$ として, 運動中の任意時刻 t に重心位置は (x_0, z_0) に移り, かつ浮体の重心のまわりに δ の回転を行なうものとする(反時計方向を正とする)。これらの変位と回転角の複素振幅をそれぞれ X, Z, Θ とすると次のような関係式が得られる。

$$x_0 = X e^{i\sigma t}, \quad z_0 - \bar{z}_0 = Z e^{i\sigma t}, \quad \delta = \Theta e^{i\sigma t} \quad \dots\dots(2)$$

このとき, g を重力加速度とすると流体運動は式(3)の形 velocity ポテンシャル $\Phi(x, z, t)$ で与えられ, 無次元化速度ポテンシャル $\phi(x, z)$ は式(4)のラプラスの方程式を満足することになる。

$$\Phi(x, z, t) = -\frac{g \zeta_0}{\sigma} \phi(x, z) e^{i\sigma t} \quad \dots\dots(3)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad \dots\dots(4)$$

このとき, 入射波と反射波のみ存在する沖側領域(O)での自由表面条件および水底条件を満足する速度ポテンシャルは式(5)で与えられる。

$$\phi_0(x, z) = (e^{ikx} + K_r e^{-ikx}) \cdot A(kz) \quad \dots\dots(5)$$

ここに,

$$A(kz) = \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \quad \dots\dots(6)$$

である。式(5)での K_r は反射率を表わす複素定数であるが, この場合 $|K_r|$ の計算値は 1.0 として求められる。 h は水深である。また k は次式で与えられる。

$$\sigma^2 = gk \tanh kh \quad \dots\dots(7)$$

図1に示すように, 自由表面ABの境界線をC1, 浮体没水面の境界線をC2, 自由表面B'Cの境界線をC3, 岸壁および水底CDの境界線をC4, そして仮想境界線DAをC5とし, それぞれでの境界線分割個数をN1~N5とする。このとき境界線C5において, エネルギー流束と質量流束の連続条件から, 次の条件式を得る。

$$\phi_0 = \phi, \quad \frac{\partial \phi_0}{\partial n} = \frac{\partial \phi}{\partial n} \quad \text{on } C5 \quad \dots\dots(8)$$

ここに境界線での法線 n は図1に示すように, 領域(O)では内向きに, 領域(I)では外向きにとられる。 ϕ は領域(I)での速度ポテンシャルを表わす。また境界線C1, C3では自由表面条件, 境界線C2では流体の運動学的境界条件, 境界線C4では水底条件を適用すると, 領域(I)の境界における速度ポテンシャルおよびその法線微分値との関係等は次式のように表わされることとなる。

$$\bar{\phi} = h \frac{\partial \phi}{\partial n} = \Gamma \phi; \quad \Gamma = \frac{\sigma^2 h}{g} \quad \text{on } C1, C3 \quad \dots\dots(9)$$

$$\bar{\phi} = i\Gamma \cdot \left[\frac{X}{\zeta_0} \frac{dz}{ds} - \frac{Z}{\zeta_0} \frac{dx}{ds} - \frac{\Theta h}{\zeta_0} \left\{ \frac{x}{h} \frac{dx}{ds} + \frac{z - \bar{z}_0}{h} \frac{dz}{ds} \right\} \right] \quad \text{on } C2 \quad \dots\dots(10)$$

ただし, 境界線の線分長 s は $\overrightarrow{BB'}$ にとるものとする。

$$\bar{\phi}=0 \quad \text{on } C4 \quad \dots\dots(11)$$

$$\phi=\phi_0(z)=(e^{ikl1}+K_r e^{-ikl1}) \cdot A(kz),$$

$$\bar{\phi}=\bar{\phi}_0(z)=i\lambda_0(e^{ikl1}-K_r e^{-ikl1}) \cdot A(kz); \lambda_0=kh \quad \text{on } C5 \quad \dots\dots(12)$$

これらの関係式を用いて領域 (I) にグリーンの公式を適用すると次式を得る。

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^{N1} [-\delta(i, I) \delta_{ij} + \bar{E}_{ij} - \Gamma E_{ij}] \phi_1(j) + \sum_{j=1}^{N2} [-\delta(i, II) \delta_{ij} + \bar{E}_{ij}] \phi_2(j) \\ & + \sum_{j=1}^{N3} [-\delta(i, III) \delta_{ij} + \bar{E}_{ij} - \Gamma E_{ij}] \phi_3(j) + \sum_{j=1}^{N4} [-\delta(i, IV) \delta_{ij} + \bar{E}_{ij}] \phi_4(j) \\ & + K_r e^{-ikl1} \cdot [-\delta_{pi} \cdot A(kz_p) + \sum_{j=1}^{N5} F_{ij} A(kz_j)] \\ & - i\Gamma \cdot \left[\sum_{j=1}^{N2} E_{ij} \frac{\Delta z_j}{\Delta s_j} \cdot \frac{X}{\zeta_0} - \sum_{j=1}^{N2} E_{ij} \frac{\Delta x_j}{\Delta s_j} \cdot \frac{Z}{\zeta_0} - \sum_{j=1}^{N2} E_{ij} \left(\frac{x_j}{h} \cdot \frac{\Delta x_j}{\Delta s_j} + \frac{z_j - z_0}{h} \cdot \frac{\Delta z_j}{\Delta s_j} \right) \frac{\Theta h}{\zeta_0} \right] \\ & = e^{ikl1} \cdot \left[\delta_{pi} A(kz_p) - \sum_{j=1}^{N5} F^*_{ij} A(kz_j) \right] \quad \dots\dots(13) \end{aligned}$$

ここに,

$$\left. \begin{aligned} R_{ij} &= \sqrt{(x_j - x_i)^2 + (z_j - z_i)^2}, \quad \Delta s_j = \sqrt{\Delta x_j^2 + \Delta z_j^2}, \\ E_{ij} &= \frac{1}{\pi} \log \left(\frac{R_{ij}}{h} \right) \cdot \frac{\Delta s_j}{h}, \\ E_{ii} &= \frac{1}{\pi} \left\{ \log \left(\frac{\Delta s_j/h}{2} \right) - 1 \right\} \cdot \frac{\Delta s_j}{h}, \\ \bar{E}_{ij} &= \frac{1}{\pi} \left(\frac{x_j - x_i}{R_{ij}} \cdot \frac{\Delta z_j}{R_{ij}} - \frac{z_j - z_i}{R_{ij}} \cdot \frac{\Delta x_j}{R_{ij}} \right), \\ \bar{E}_{ii} &= 0, \\ F_{ij} &= \bar{E}_{ij} + i\lambda_0 E_{ij}, \\ F^*_{ij} &= \bar{E}_{ij} - i\lambda_0 E_{ij}, \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(14)$$

である。また (x_i, z_i) , (x_j, z_j) および Δs_j は計算点および j 番目のメッシュ長を表わし, $\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4$ は境界線 C1, C2, C3, C4 の速度ポテンシャルを表わす。 δ_{ij} はクロネッカーのデルタで $\delta_{ij}=0 (i \neq j)$, $=1 (i=j)$ であり, $\delta(i, I), \delta(i, II)$ 等は点 (i) が境界線 C1, C2 上にあるときは1, そうでないときは0を表わすものとする。また点 (p) は C5 上の任意の点であり $p=(l1, z_p)$ と表わされるが, 本論では C5 の中点とし, $l1$ は減衰散乱波第1項目が1/100に減衰する次式,

$$\frac{1}{100} = e^{-k_1(l1-a)}$$

より導かれる式(15)で表わされるものとする。

$$l1 = \frac{\log(100)}{k_1} + a \quad \dots\dots(15)$$

ここに k_1 は次式で与えられる減衰散乱波第1項目の固有値である。

$$\sigma^2 = -gk_1 \tan k_1 h \quad \dots\dots(16)$$

次に浮体の運動方程式について述べる。流体圧力の x, z 軸方向の合力および重心まわりの回転モーメントを P_x, P_z および T_θ とし, 係留力(初期張力は考えない)の x, z 軸方向の合力および重心まわりの回転モーメントを F_x, F_z および M_θ , 静水圧による復原力と復原モーメントを P_s, T_s とすると次式のように表わすことができる。

$$M \frac{d^2 x_0}{dt^2} = P_x + F_x, \quad M \frac{d^2 z_0}{dt^2} = P_z + P_s + F_z, \quad I \frac{d^2 \theta}{dt^2} = T_\theta + T_s + M_\theta \quad \dots\dots(17)$$

上式で M, I は浮体の質量および慣性モーメントを表わす。

以上のことから式(13), (17)を連立させると, 未知変数 $\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4, K_r, X, Z, \Theta$ と方程式の数が等しくなりこれらの未知変数を一意的に求めることができる。したがって浮体の運動振幅はもちろんのこと, さらに

は簡単な展開により，係留力，波浪強制力，付加質量，減衰力係数といった流体力係数も算定できることとなる⁽²⁾。

今回は任意形状反射岸壁前面における船体運動を扱うが，井島らのこの解析法では岸壁および水底の形状を任意にとることができるので，たとえば無限水深の水底や透過側仮想境界線の付加により任意形状水底における透過岸壁なども扱うことができる。したがって，係留船体の船体運動に大きく影響すると考えられる岸壁や水底の形状といった境界条件を実際の形状でとり入れることができ，かつ船型についても，ルイスフォーム近似ではなく実船型をそのまま扱えることから，様々な状況下での係留浮体の運動算定に適用することができ，この解析法の汎用性は非常に高いといえる。

3. 水理実験による検証

3.1 実験条件

係留船の船体運動の実験は神戸商船大学の長さ60m，幅6m，深さ2mの水槽で行ない，この水槽内に図2に

図2 斜面形状と矩形断面浮体

示すような斜面を設置し，図3のように模型船を係留した。実験に用いた模型船は長さ(L)240.3 cm，幅($2a$)45.3 cm，喫水9.3 cm，深さ30 cmの鋼製矩形浮体であり，係留方法是对称係留で弾性索のバネ定数はともに34.5 gf/cmである。船体重量(W)は実測で求め，船体の重心位置は傾斜試験，船体重量と船体各部材配置の計算の二つの方法を用いて求めた。また慣性モーメントについても船体各部材配置より求めた。これらの模型船の諸元および上記以外の諸元については図4，表1に示している。船体運動の測定には6自由度船体運動測定装置を用いた。鉛直岸壁前面での実験は図2の斜面を鉛直岸壁に取り替えることにより行なった。ただし，いずれの場合も水深 h は29 cmとして実験を行なっている。

図3 斜面前面船体運動の実験状況

3.2 数値計算

境界線の分割個数は、それぞれの境界線ごとにそのメッシュ長がほぼ等しく最短入射波長の 1/10 以下となるようにとった。また仮想境界線ADは座標原点より式(15)に示した位置に設けた。一般に、減衰散乱波の存在する領域は船体没水面より入射波の1波長分の距離内とされているが、仮想境界線を式(15)と入射

波の1波長分の距離とした場合の両者について数値計算を行なった結果、例えば図5において、入射波周期が 1.5 sec 以上のところで両者に多少の差を生ずることを除けばほぼ一致することを確認した。

上述の、実験による測定値および数値計算による理論値は、入射波周期 T (sec) に対して図5～図7に示している。図中の白丸印、黒丸印、三角印は実験値を、実線、破線等は理論値を表わすものとする。

単位 (cm)

図4 模型船の諸元

表1 係留模型船の諸元

船体重量 (W)	99.06 kg $\rightarrow W/L=412.23$ g/cm		
(船体自重: 93.06 kg, ウェイト: 4 kg, 船体運動測定装置: 2 kg)			
慣性モーメント (I)	4.273 kg $\cdot$ m ² $\rightarrow I/L=177820$ g $\cdot$ cm ² /cm		
係留点座標	船測 E (21.65, 21.70), 陸側 F (34.50, 21.70)		
係留索長	20.5 cm		
自由振動固有周期 (sec)			
	Heave	Sway	Roll
斜面	1.31	7.6	1.32
鉛直 (離岸距離 80 cm)	0.94	7.2	1.26
鉛直 (離岸距離 90 cm)	1.33	7.84	1.29
鉛直 (離岸距離 100 cm)	1.01	7.4	1.31

4. 考 察

4.1 斜面前面船体運動

Heave, Sway, Roll のそれぞれの運動振幅について、理論値と実験値を図5に示している。表1に示した Heave, Roll の自由振動固有周期およびイレギュラー周波数と考えられる $T=1.0$ sec 近傍を除けば、両者の良好な一致が確認される。したがって、斜面前面での船体運動は井島らの理論解析を用いることにより算定できることが検証されたといえる。

4.2 鉛直岸壁による斜面の近似

図5をよく見ると、斜面前面係留船のそれぞれの運動の周期に対する理論応答曲線が、ある離岸距離をとった鉛直岸壁前面での理論応答曲線に類似していることがわかる⁽³⁾。そこで、離岸距離を 80 cm, 90 cm, 100 cm にとった場合の鉛直岸壁前面係留船の運動についての理論応答曲線と斜面前面での実験値を図6に示している。図5と図6を比較すると、離岸距離を 90 cm にとった鉛直岸壁前面での理論応答曲線が斜面前面の理論応答曲線によく類似していることがわかる。また、それぞれの離岸距離をとった場合の鉛直岸壁前面の船体運動について実験を行なってみた結果、図7に示すように、同様に離岸距離を 90 cm にとった鉛直岸壁前面の船体運動が斜面前面の運動に類似することがわかった。

このように、図2に示す離岸距離 66 cm の斜面前面での船体運動が離岸距離を 90 cm にとった鉛直岸壁前面の

図5 斜面前面船体運動

図6 鉛直岸壁前面船体運動の理論値
と斜面前面船体運動の実験値

図7 鉛直岸壁による
斜面前面船体運動の近似

運動に類似することがわかったが、この定性的な原因としては次のようなことが考えられる。岸壁前面での船体運動は、船体と岸壁の間の水域にできる定常波の節と腹の位置に大きく依存する。斜面では水深が浅いために波長が短くなり⁽⁴⁾⁽⁵⁾、このため岸壁から節までの距離が小さくなるが、鉛直岸壁ではこれが長くなるために、これとほぼ等しい船体運動が生起される離岸距離が大きくなったものと考えられる。また、斜面前面での船体運動を鉛直岸壁で近似させる場合のその離岸距離の定量的な評価方法としては、斜面での波長が短くなることをその斜面形状より適当に評価して、図8に示すように、ある水深 h_s ($h_s < h_o$) に対する波長 WL_s と沖側水深 h_o に対する波長 WL_o との比により表わされる次式のような距離な離岸距離とすればよいであろう。

$$d_o = \frac{WL_o}{WL_s} \cdot d_s \quad \dots\dots(18)$$

ここで、 d_o および d_s は鉛直岸壁による近似離岸距離および斜面での離岸距離である。

式(18)の略算式を今回用いた斜面 ($d_s=66$ cm) に適用した結果を表2に示している。同表で、 h_s を14.5 cm とすると、 d_o は90 cm 程度になることがわかる。したがって、斜面での波長が短くなることをその斜面形状から適当に設定してやることにより、式(18)の略算式を用いて鉛直岸壁による近似離岸距離を定量的に評価できることがわかった。

表2 鉛直岸壁による近似離岸距離の算出

周期 T(sec)	$h_o=29$ cm WL_o (cm)	$h_s=18.8$ cm		$h_s=14.5$ cm	
		WL_s (cm)	d_o (cm)	WL_s (cm)	d_o (cm)
0.8	95.5	87.3	72.2	80.9	77.9
1.1	155.7	133.7	76.9	120.5	85.3
1.4	212.5	177.8	78.9	158.6	88.4
1.7	267.2	220.6	79.9	195.8	90.1
2.0	320.7	262.9	80.5	232.6	91.0

図8 鉛直岸壁による近似離岸距離

5. 結 語

以上、本研究で得られた結論を要約すると次のようになる。

- ① 斜面前面における係留船の船体運動は井島らの二次元理論解析により算定できることを実験により確認できた。
- ② 理論解析で、浮体表面から仮想境界線までの距離を、入射波の1波長分より大幅に小さな式(15)で表わされる距離としても、数値計算結果はほぼ等しくなることを確認できた。
- ③ 斜面前面における船体運動は鉛直岸壁により定性的かつ定量的に近似できることを実験により確認できた。

最後に、本論文を作成するに当たり、貴重な御意見を賜った大阪大学工学部樫木亨教授、青木伸一助手に感謝の意を表する次第である。また、実験において御援助いただいた神戸商船大学生、宇治田剛志君、西田達也君、新田邦繁君、山本一誠君、西海誠君に御礼申し上げます。

参 考 文 献

- (1) 井島武士・吉田明德・山本督夫：任意断面浮体の二次元係留問題と波の変形，土木学会論文報告集，第272号，pp 53～63，1978.
- (2) 久保雅義・岡本俊策：岸壁前面における三次元浮体の流体力係数の周波数特性について，日本航海学会論文集，第77号，pp 33～46，1987.
- (3) 久保雅義：荷役限界からみた港内静穏度に関する基礎的研究，学位論文，pp 190～194，1981.
- (4) 井島武志・周宗仁：グリーンの公式による二次元水面波の境界値問題の解析，土木学会論文報告集，第252号，pp 57～71，1976.
- (5) 清川哲志・小林浩：急勾配任意断面斜面による波の反射の厳密解の構成法とその応用，第28回海岸工学講演会論文集，pp 362～366，1981.

質 疑 応 答

今枝彬郎：①模型船体と岸壁，水底などの間に渦とか泡などが出来ませんでしたか。②渦，泡がある程度出来ても，理論と合致する範囲がありますか。

榊原繁樹：①実験において，渦とか泡などはほとんど出来ていなかったように思います。②流体運動について，渦や泡を含めて理論解析を行なう場合，今回用いたポテンシャル理論では扱えませんが，これらを含めなくても図5に示すように理論と実験はかなり合うことがわかりました。

桑島 進：運動結果の図にみられる複数個のピーク，あるいは鋭い谷の周期は物理的にどのような周期のところでしょうか。

榑原繁樹：ピークは係留船の自由振動固有周期と入射波周期の共振点に当たります。一方鋭い谷は、たとえば、図5に示した斜面前面船体運動についての係留船に作用する外力である流体力を図9に示していますが、同図より、流体力の周波数応答曲線が落ち込んでいるところに相当していることがわかります。

図9 斜面前面船体に作用する流体力