

## 長周期波による港内係留船舶の動揺とその制御

関本 恒浩\* 森屋 陽一\*  
中山 晋一\*

### 要 旨

近年の船舶の大型化に伴い、十分静穏と考えられる条件下でも係留船舶が長周期動揺し、荷役中断や係留索の破断などの例がいくつも報告されている。このような事態に対し、荷役稼働率を確保するため、係留系の変更を実施したり港湾レイアウトの変更を検討している地点もある。ここではまず、港内係留船舶の長周期動揺の発生原因について考察を加えた。ついで、この長周期動揺を検討する際の重要なツールである船体動揺の数値シミュレーションにおける問題を示すとともに、これを解決するための簡便な波強制力評価法を提案し、水理模型実験による確認を行った。さらに波強制力の簡易評価法を用いた港内静穏度算定法と船体の長周期動揺を抑える方策について考察した。

### 1. はじめに

港湾の施設の第一義的な機能は、静穏水域の確保である。「港湾の施設の技術上の基準・同解説 改訂版」(日本港湾協会<sup>1)</sup>)には、泊地は、「係留岸前面のものであっては、年間を通じ95～97.5%以上の停泊または係留日数を可能とする静穏度を確保することを原則とする」とあり、この静穏度を確保するために「回折波、越波、反射波等の減少を図るため、防波堤の配置、延長、天端高及び消波工の設置等を適切に計画するものとする」とある。しかし、技術基準にしたがって計画された港湾において、十分静穏と考えられる条件下でも係留船舶が動揺し、荷役中断を余儀なくされたり、さらには係留索の破断事故や破断には至らなかったものの、緊急離岸をせざるを得ない状況となった例がいくつも報告されている<sup>2)</sup>。このような事態に対し、当初計画されていたパースでの荷役稼働率を確保するため、係留系の変更を実施したり港湾レイアウトの変更を検討しているところもある。このような、パース稼働率の低下は港湾の機能を著しく低下させるばかりでなく、維持管理費の増大を引き起こす可能性があり、早急に解決しなければならない問題である。

ここではまず、係留船舶の長周期動揺の発生原因について考察を加える。ついで、数値シミュレーションによる長周期船体動揺計算における問題点を示した後、その解決方法としての簡易的な波強制力評価法を示すとともに、それに基づく簡易的港内静穏度評価パラメータを提案する。最後に、船体の長周期動揺を抑える方策についても考察する。

### 2. 係留船舶の長周期動揺の発生原因

#### 2.1 長周期波による動揺

船体動揺は、船が加速度運動することによる慣性力と係留索や防舷材などのバネによって発生する復元力と船に作用する外力とのつり合いによって生じる。当然のことながら、外力が大きければ船体は大きく揺れ、船の質量が大きくなればゆっくりとした大きな振動をしようとする。また、係留索(バネ)が固ければ運動は抑えられる方向に働くが、その分係留索にかかる力は大きくなる。このような振動系では固有周期が存在し、作用外力の周期が係留系の固有周期に近ければ、外力の振幅が小さくても大きな船体動揺を生ずる。実際には前述の3つの力の他に船が動揺し波を造ることにより生ずる、みかけの質量(付加質量)の増加による力と抵抗力(造波抵抗)の発生も船体動揺に関係してくる。1次元運動を考えると船体の動揺は、次式の強制項付きの1自由度系の減衰振動の方程式で表される。

$$M\ddot{x} + N\dot{x} + Kx = f \quad (1)$$

ここで、 $M$ は付加質量込みの船体の質量、 $N$ は造波減衰係数、 $K$ は係留系のバネ定数、 $x$ は船体動揺量である。また、 $f$ は船体に作用する外力であり、ここでは波による外力すなわち波強制力を考える。解が有界であることより、式(1)の解は、一般解としての自由振動と特解としての強制振動の和として式(2)で表される。

\* 技術研究所

$$x = (A \cos \sigma'_N t + B \sin \sigma'_N t) \exp[-\varepsilon t] + \frac{F}{M} \frac{1}{\sqrt{(\sigma_N^2 - \sigma^2)^2 + 4\varepsilon^2 \sigma^2}} \cos(\sigma t + \varphi) \quad (2)$$

ただし、 $F$ は $f$ の振幅、 $\sigma$ は強制外力 $f$ の角周波数、 $A$ 、 $B$ は積分定数で、境界条件より定められる。また、強制振動の固有角周波数 $\sigma_N$ 、自由振動の固有角周波数 $\sigma'_N$ 、減衰パラメータ $\varepsilon$ および強制振動の位相遅れ $\varphi$ は

$$\sigma_N = \sqrt{\frac{K}{M}} \quad (3)$$

$$\sigma'_N = \sqrt{\sigma_N^2 - \varepsilon^2} \quad (4)$$

$$\varepsilon = \frac{N}{2M} \quad (5)$$

$$\varphi = \tan^{-1} \frac{2\varepsilon}{\sigma_N^2 - \sigma^2} \quad (6)$$

で表される。ここで、定常的な長周期動揺を考える場合、式(2)において、右辺第1項の自由振動解は時間の経過とともに減衰するため、右辺第2項の強制振動解のみを考慮すればよい。すなわち、船体は外力である $f$ と同じ周期で動揺する。したがって、長周期波が外力として作用した場合、長周期の船体動揺を生ずる。一般に長周期波に対しては慣性力は小さく、造波減衰も小さいため、小さい外力でも動きやすい。このため、長周期波の波高が小さくても船体の動揺量としては大きなものとなる。

係留系の固有周期は、船舶の質量と係留索などのバネ係数によって、概ね定められる。近年大型化が進む船舶(重量は数万~数十万DWT)に対して破断強度の大きい合成繊維系の係留索を用いた場合、固有周期は1~数分となる。これは長周期波の周期帯と一致し、永井ら<sup>3)</sup>や平石ら<sup>2)</sup>が指摘しているように、係留系と共振を起こし大きな動揺量を生ずることになる。

表-1は代表的な石炭運搬船を想定したときの流体力係数を示したものである。この条件下で静的外力による変位で無次元化した動揺振幅を示したものが図-1である。図の横軸は係留索の固有角周波数で無次元化した角周波数をとっている。来襲長周期波の周期と係留索の固有周期がほぼ一致すると、無次元振幅はおよそ30倍となっている。係留索の固有周期を100s( $k=260\text{kN/m}$ 程度)

表-1 石炭運搬船(60,000DWT)の流体力係数

船体規模	付加質量係数		無次元化減衰係数	
	Surging	Swaying	Surging	Swaying
60,000DWT	0.1	1	0.01	0.05

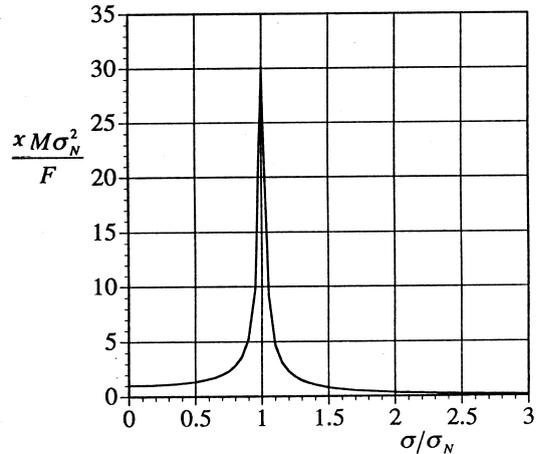


図-1 無次元振幅の周波数変化

として波強制力係数 $F/gaLd$ ( $\rho$ は海水の密度、 $g$ は重力加速度、 $a$ は波の振幅、 $L$ は船長、 $d$ は吃水)を概算すると約0.2であり、波高0.1mに対する動揺量は約20mに達する。実際には、船体運動に伴う渦の発生による粘性減衰などの寄与もありこの結果よりもやや小さくなる。

### 2.2 長周期漂流力による動揺

前項では式(1)の外力項として長周期波が直接作用する場合を説明したが、通常の波浪によっても長周期の外力が発生する。これは長周期漂流力と呼ばれる。長周期漂流力は、船の動揺と来襲波浪の相互干渉および拘束長周期波によって発生する2次の流体力である。Pinkster<sup>4)</sup>によれば長周期漂流力は空間固定座標で示せば式(7)となる。

$$f^{(2)} = -\int_{\ell} \frac{1}{2} \rho g \eta_r^{(1)2} \mathbf{n} d\ell + \vec{\alpha} \times (M \ddot{\mathbf{x}}_G^{(1)}) - \iint_{S_0} \left\{ p^{(2)} - \rho \left( \mathbf{x}_s^{(1)} \nabla \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial t} \right) \right\} \mathbf{n} dS \quad (7)$$

ただし、右辺最初の積分は浮体の吃水線に沿うものであり $\ell$ は吃水線に沿った長さである。また、右辺第3項の2重積分は静水中の没水面 $S_0$ に関するものである。ここで、 $f^{(2)}$ は2次の流体力、 $\eta_r^{(1)}$ は静水面より図った1次の水面変動、 $\mathbf{n}$ は、空間固定座標から見た対象位置の法線ベクトル、 $\vec{\alpha}$ は浮体の回転ベクトル、 $M$ は船体の質量、 $\ddot{\mathbf{x}}_G^{(1)}$ は1次の浮体運動による浮体重心の加速度ベクトル、 $\mathbf{x}_s^{(1)}$ は対象とする浮体表面の位置ベクトル、 $p^{(2)}$ は2次の波圧、 $\phi^{(1)}$ は1次の速度ポテンシャルで、入射波、船体による回折波および発散波を加えたものである。上式の右辺第1項は吃水線上の相対的水位変動の非一様性により生ずる項、浮体運動の相互干渉項、第3項の二重積分中の $p^{(2)}$ は2次の波圧であり、2次の速度ポテンシャル<sup>(2)</sup>を用いて、

$$p^{(2)} = -\frac{1}{2} \rho |\nabla \phi^{(1)}|^2 - \rho \frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial t} \quad (8)$$

と表せる。この二重積分中の第2項は基本波(通常の波浪)と1次の船体動揺(通常波により生ずる船体動揺)の干渉による圧力寄与分を表す。なお、長周期漂流力への寄与としては、式(7)右辺第一項の相対水位変動の寄与が最も大きい(Pinkster<sup>4)</sup>)。

長周期漂流力による長周期の船体動揺は式(7)を式(1)右辺のfに代入し計算を行えばよい。基本的な動揺特性は長周期波による強制動揺と同じである。以上の議論からわかるように、長周期漂流力は通常の波浪が大きい場合に有意となるため、港内係留船舶よりも外洋性シーバースに係留された船舶などの場合に大きな動揺を生じさせる。長周期漂流力は主として通常波浪の波高の2乗のオーダーの現象であるため、港内のように通常波浪が低く押さえられている場合には、ほとんど影響はないと考えて良い。

### 2.3 サブハーモニックモーション

サブハーモニックモーションは、係留船舶が来襲基本波の周期の数倍の周期で動揺する現象であり、主として接岸係留時のスウェイ運動で振幅の大きな長周期動揺を生ずる<sup>5),6),7),8)</sup>。サブハーモニックモーションは通常波浪が大きい場合に有意となるが、大きな長周期動揺を生ずる原因としては、係留系との共振現象であると考えられる。このため、通常波高が小さくてもその周期によっては、係留系と共振を起し動揺が大きく増幅される可能性がある。

スウェイ方向の運動のみを取り出すと、船体動揺の運動方程式は次式で表される。

$$M\ddot{x} + N_{sw}\dot{x} + K_{sw}x = f_w \quad (9)$$

ここで、 $N_{sw}$ はスウェイ方向の造波減衰係数、 $f_w$ は通常の波による外力であり、 $K_{sw}$ は係留系のバネ定数で、岸壁に係留されている場合、

$$K_{sw} = \begin{cases} K_L, & x > 0 \\ K_F, & x < 0 \end{cases} \quad (10)$$

ただし、 $K_L$ は係留索のバネ定数で、 $K_F$ は防舷材のバネ定数である。式(9)の解は式(2)と同様に表せる。

$$x = \{A_{sw} \cos \sigma'_{N_{sw}} t + B_{sw} \sin \sigma'_{N_{sw}} t\} \exp[-\varepsilon_{sw} t] + \frac{F_w}{M} \frac{1}{\sqrt{(\sigma'_{N_{sw}} - \sigma)^2 + 4\varepsilon_{sw}^2 \sigma^2}} \cos(\sigma t + \varphi_{sw}) \quad (11)$$

ここで、記号はすべて式(1)に準じ、添字 $_{sw}$ によってスウェイ方向のものであることを区別している。また、入力外力の添字 $_w$ は通常波浪によるものであることを意味している。防舷材の反発によって船体が速度Vで護岸と反対側( $x > 0$ )に押されるときを考えると、防舷材から離れる瞬間を $t = 0$ ととることにすれば、初期条件は次のようになる。

$$\begin{cases} x = 0 \\ \dot{x} = V \end{cases}, \quad t = 0 \quad (12)$$

このとき積分定数  $A_{sw}$ 、 $B_{sw}$  は次のように表現できる

$$A_{sw} = -\frac{F_w}{M} H_L \cos \varphi_L \quad (13)$$

$$B_{sw} = \frac{V}{\sigma'_{N_L}} - \frac{\varepsilon}{\sigma'_{N_L}} \frac{F_w}{M} H_L \cos \varphi_L - \frac{\sigma}{\sigma'_{N_L}} \frac{F_w}{M} H_L \sin \varphi_L \quad (14)$$

$$H_L = \frac{1}{\sqrt{(\sigma'_{N_L} - \sigma)^2 + 4\varepsilon_{sw}^2 \sigma^2}} \quad (15)$$

ただし、添字 $_L$ はばね定数として式(10)の上の条件を用いたことを意味する。防舷材から押し出され、次に防舷材に戻るまでの振動は、式(11)右辺第1項の自由振動項が支配的となり、振動周期は係留索の固有周期にほぼ一致する。また、当然ではあるが船体の飛び出し速度は入射波の波高、周期、係留索や防舷材のバネ定数、船の諸元に依存する。防舷材から押し出された船体が再び防舷材位置に帰ってくるとき、係留索の固有周期は1~数分のオーダーであるため、入射波との共振が顕著でない場合は、造波抵抗などによる減衰によって防舷材から飛び出す速度に比べ防舷材にぶつかる速度は遅くなる。このときの船体移動速度を $-V'$ とすると、防舷材のバネによる振動は係留索のバネによる振動と形式的に同じとなり次のように表される。

$$A_{sw} = -\frac{F_w}{M} H_L \cos \varphi_L \quad (16)$$

$$B_{sw} = \frac{V}{\sigma'_{N_L}} - \frac{\varepsilon}{\sigma'_{N_L}} \frac{F_w}{M} H_L \cos \varphi_L - \frac{\sigma}{\sigma'_{N_L}} \frac{F_w}{M} H_L \sin \varphi_L \quad (17)$$

$$H_L = \frac{1}{\sqrt{(\sigma'_{N_L} - \sigma)^2 + 4\varepsilon_{sw}^2 \sigma^2}} \quad (18)$$

ここで、添字Fは防舷材のバネ定数に相当する式(10)の下の条件に対応することを示している。防舷材の固有周期が長ければ離岸時と同様の現象が起こるが、減衰が支配的となる場合にはサブハーモニックモーションが発達しないことになる。定常なサブハーモニックモーション

ンが発達するための条件としては、防舷材からの飛び出し速度が常に同じとなる必要がある。したがって、サブハーモニックモードが発達するための条件として、次の2つが考えられる。一つは、減衰が支配的な場合に、防舷材の反発によって振動の減衰に伴い減速したぶつかり速度を加速し、防舷材からの飛び出し速度を一定に保つことである。この条件を満足させるためには、防舷材の固有周期が波強制力すなわち来襲通常波の周期に近く、共振によって振動を増長させることが必要となる。また、サブハーモニックモードが発達するためのもう一つの条件は、減衰が起こらない条件であり、外力と係留索が共振する条件である。つまり、係留索の固有周期で自由振動する際も外力は船体に作用しつづけるため、動揺中にも外力からエネルギーの供給を受け共振を起こす。運動方程式は1自由度系の減衰振動であるから、係留索の固有周期に近くなるにつれて動揺は大きくなる。一般に防舷材の固有周期は係留索の固有周期より短いため、結局次式のような制約条件が必要となる。

$$\sigma_{N_r} \geq \sigma \quad (19)$$

かつ、

$$\sigma'_{N_r} \approx \frac{\sigma}{n} \quad (20)$$

以上が接岸係留船舶におけるサブハーモニックモードの発生原因と発生条件である。図-2は久保<sup>8)</sup>らと同様の条件を考えたときのサブハーモニックモードの振幅の計算例を示したものであり、式(19)および(20)の条件で振幅が増大している様子がみとれる。

このように、サブハーモニックモードは、外力と係留系の共振であることが明らかとなった。しかしながら、船舶が係留される岸壁前面では重複波が形成されるため、スウェイ方向の外力は非常に小さくなる。特に長周期波側ではその傾向は顕著で、外力はほとんど0となり、港内においては通常の波も小さくなるため、港内係留船舶ではサブハーモニックモードの発生はほとんどないと考えられる。なお、久保・笹<sup>8)</sup>などが述べているような係留系の非対称性は、外力が防舷材のパネによる固有周期よりも短い周期における発生限界に関係しているようであり、実際上はあまり重要な問題ではない。

以上より、港内における船体の長周期動揺の発生主要因は、港外から伝播した長周期波であると考えて良い。

### 3. 港内係留船舶の長周期動揺の評価

#### 3.1 数値計算による動揺量評価

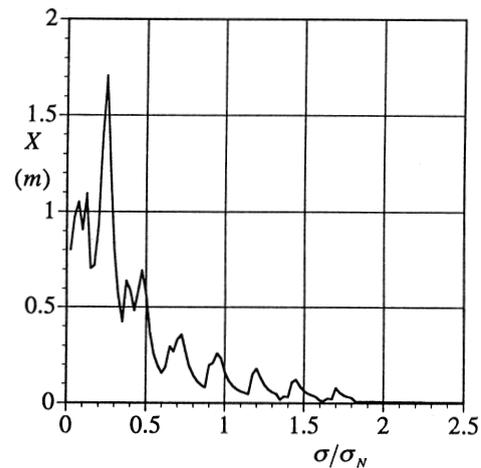


図-2 サブハーモニックモード振幅の周波数変化

港内の係留船舶の長周期動揺問題を考える場合、数値シミュレーションによる方法が有効であり、係留索などの非線形性を考慮するためには時間領域での解析が必要になる<sup>9)</sup>。

時系列の数値シミュレーションを実施する際に、入力外力として通常波浪の他に、港内長周期波も考慮すれば長周期動揺を評価できる。サブハーモニックモードは係留索や防舷材のパネ係数を正しく評価すれば、自然に計算に反映される。入力外力として長周期波のみを考慮することも考えられるが、サブハーモニックモードを考慮するためには通常波も同時に考慮する必要がある。長周期漂流力は、本来外力として考慮する必要があるが、先に述べたように港内のように通常波浪に対する静穏度が確保される場合には無視できる。

流体力を求める方法として、船体を輪切りにし、そのそれぞれに対して2次元手法を適用して流体力を求め、船長方向に積分するストリップ法と3次元の数値解析手法によって流体力を求める3次元手法がある。土木学会海岸工学委員会<sup>10)</sup>では、種々の計算法を用いた相互比較を実施している。これによれば、船舷方向から波が入射した場合は、2次元、3次元手法とも差異はみられなかったが、入射角が船首方向へ45°傾いた場合には、2次元手法と3次元手法で差異が見られ、ストリップ法の計算精度に問題があることが指摘されている。これは、2次元手法ではサージ(前後揺れ)の流体力が正確に求められないことによるものと考えられる<sup>11)</sup>。

#### 3.1.1 船体動揺の計算法

外力が与えられた後、船体の動揺を求めるためには、運動方程式を解かなければならない。また、波浪の不規則性および係留索の非線形特性を含めた解析を行うためには時系列解析を行う必要がある。この際に用いる運動

方程式は、ある代表周波数で流体力係数を一定とするモデル(周波数領域の運動方程式)と広い周波数帯に対して適用可能なように、畳み込み積分を用いて表現したモデル(時間領域の運動方程式)に分けられる。周波数領域の運動方程式は、粘性減衰力を無視すると、

$$\sum_{i=1}^6 \left[ \{M_{ij} + m_{ij}(\sigma)\} \ddot{x}_i(t) + N_{ij}(\sigma) \dot{x}_i(t) + \{C_{ij} + G_{ij}\} x_i(t) \right] = f_j(t) \quad (21)$$

ここで、 $M_{ij}$ は船体の質量、 $m_{ij}$ は付加質量、 $N_{ij}$ は減衰係数、 $C_{ij}$ は復元力係数、 $G_{ij}$ は係留力係数、 $f_j$ は外力を表す。なお、 $i, j$ は6成分(サージ、スウェイ、ヒープ、ロール、ピッチ、ヨウ)の運動を表し、それぞれ $j$ 成分の外力から $i$ 成分の運動への影響を表す。時間領域の運動方程式は、周波数領域で定義される流体力係数をFourier変換することによりインパルス応答関数を求め、上式を畳み込み積分表示することにより次のように書き換えられる。

$$\sum_{i=1}^6 \left[ \{M_{ij} + m_{ij}(\infty)\} \ddot{x}_i(t) + \int_{-\infty}^t L_{ij}(t-\tau) \dot{x}_i(\tau) d\tau + \{C_{ij} + G_{ij}\} x_i(t) \right] = f_j(t) \quad (22)$$

ここで、 $m(\infty)$ は不変付加質量であり、周波数が無限大の場合の付加質量を表す。また、 $L_{ij}$ はメモリー影響関数である。不変付加質量およびメモリー影響関数はそれぞれ次のように表される。

$$m_{ij}(\infty) = m_{ij}(\sigma) - \frac{1}{\sigma} \mathcal{H}[N_{ij}(\sigma)] \quad (23)$$

$$L_{ij} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} N_{ij}(\sigma) \cos \sigma t d\sigma \quad (24)$$

ここで、 $\mathcal{H}[N_{ij}(\sigma)]$ は $N_{ij}(\sigma)$ のHilbert変換である。

$$\mathcal{H}[N_{ij}(\sigma)] = \int_0^{\infty} L_{ij}(t) \sin \sigma t dt \quad (25)$$

従来は、式(21)が良く用いられたが、近年は式(22)が用いられつつある。通常波浪から長周期波による動揺までの広い周波数帯を対象とする場合は、当然のことながら時間領域の運動方程式を用いるのが望ましい。従来の代表周波数の流体力係数を用いる方法では、通常波浪と長周期波が混在する場合に不合理が生じ、動揺量の適切な評価を行うためには流体力係数を対象とする波の周波数帯に合わせて選択する必要がある<sup>11)</sup>。

### 3.1.2 長周期波による船体動揺評価における問題

港内に船舶が係留されている場合、入射波が周辺の防波堤あるいは護岸等で多重反射し、船舶への入射波として動揺に寄与することになる。また船舶が動揺することによって発生した船体からの発散波が、周辺防波堤や護岸で反射

し、再び船舶への入射波となる。ある程度大きい港湾であれば、通常の波浪の場合、多重反射や船体から放射された波の影響は小さいであろう。しかしながら、長周期波の場合、港湾内で形成される重複波としての影響は無視できないものと考えられる。すなわち、長周期波の波長は1,000~5,000m程度であり、港湾内で長周期波が共振を起こし波高の増幅する現象(いわゆる港内副振動)が見られなくても、港内では重複波を形成している可能性が高いものと考えられる。通常、船体動揺シミュレーションを実施する場合、港内における重複波の影響は考慮されず、入力条件として進行波とした取り扱いを行い、波高を入力として流体力の算定を行うことが多い。しかしながら、重複波浪場では波高の小さいところで水平流速が大きく船体に作用する波圧も大きくなるため、サージやスウェイなどの水平動では、波高の小さい場所で大きな動揺を示すことになる。この場合には、榎木ら<sup>12)</sup>や大山ら<sup>13)</sup>などのように、港湾内の波浪伝播と船体の動揺を連成した解析を実施する必要がある。これらの手法を用いることは、船体の動揺に伴って放出された波も同時に考慮できるという利点もある。

上で紹介した榎木らや大山らの方法は、港内の波浪特性を自然に考慮した解析が可能であるが、現状では周波数領域のみを扱っているに過ぎず、時間領域における波浪場と船体動揺の連成解析について、断面2次元についての検討は喜岡ら<sup>14)</sup>によって行われているものの、3次元的に検討された例はない。また、このような時間領域での波と動揺の連成解析の計算労力は、非常に大きいものになってしまう。実用的には、Open seaあるいは岸壁からの反射波のみを考慮した通常の船体動揺シミュレーションを用いざるを得ない。この場合、外力の設定において船体への入射波向を考慮しなければならない。通常波浪の場合は、代表波向を入射方向として設定すれば、概ね良好な結果が得られる。それに対して長周期動揺を考える場合、上述のように港内の反射特性を考慮する必要がある。藤畑ら<sup>15)</sup>は港内副振動の特性に合わせ周波数毎に異なった波向を設定することによって、港内係留船舶の動揺を精度良くシミュレートすることに成功している。

## 3.2 長周期船体動揺の簡易評価

### 3.2.1 船体動揺計算における長周期波による波強制力の簡易評価法

先に述べたように、港内における長周期波は重複波となっているため、長周期水位変動の大きいところできならずしも動揺が大きくなるとは限らない。このため、港内長周期波の特性を波向も含め評価しなければ、現在一般的であるOpen seaに対する船体動揺解析法では精度の良い結果が得られない。このような評価を行う場合でも多大な労力を必要とする。そこで、港内係留船舶への入

射波高の簡易評価法として、港内の多重反射を考慮した流速を等価な進行波の波高で置き換えることを提案する。例えば、Green関数法<sup>16)</sup>などを用い、港内の流速場 $u$ を評価し、これを用いて次式により流速を等価な進行波の波高を求める。

$$\eta = \sqrt{\frac{h}{g}} u \quad (26)$$

ここで、 $\eta$ は水位変動、 $h$ は水深、 $g$ は重力の加速度である。波向は合成された流速の勾配より決め、これを船体動揺計算における入射波の条件とする。

3.2.2 水理模型実験による検証

(1) 矩形港湾

図-3に示すように平面水槽に、矩形港湾(模型縮尺1/75、水深20cm)を設置し、70,000DWT級に相当する石炭運搬船模型(長さ3m、幅43cm、吃水10.6cm、排水量107kg)を係留した。係留には表-2に示すバネ定数の線形バネを用い運動固有周期の違いによる動揺量の変化を比較した。また、2台のCCDカメラによって構成される動揺計測システムを用いて6成分の船体動揺量を計測した。このシステムは長周期の微小な変位も精度良く測定することが可能である。周期10.38s、波高1.0mmの規則波を模型港湾に対して直入射方向で造波し、副振動によって励起される定常

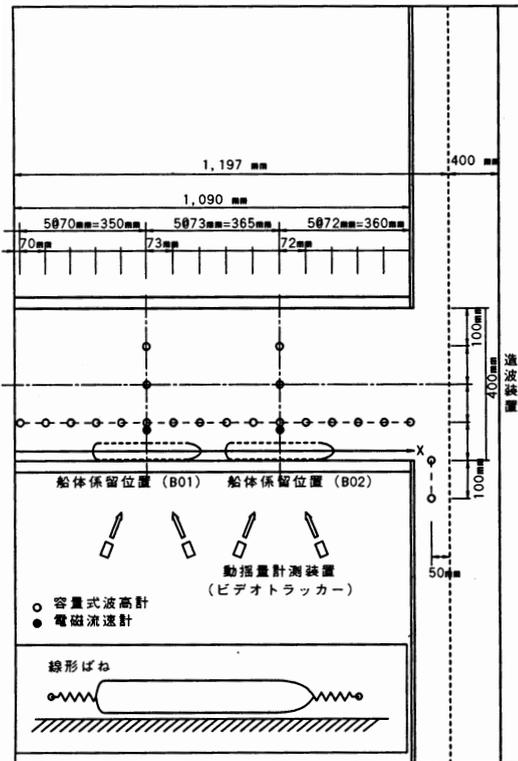


図 3 矩形港湾内の計測器および船体係留位置図

的な重複波浪場を港内に得ることで模型船に作用する外力とした。また、港内外の波浪場は図-3中に示す測点に設置した容量式波高計および電磁流速計により、船体動揺量と等しくサンプリング周波数50Hzで連続14分計測した。なお、実験では吸収制御造波を行っており、反射波を造波板で吸収している。

(2) モデル港湾

モデル港湾を用いた実験も併せて実施した。モデル港湾は中山ら<sup>17)</sup>と同様であり(模型縮尺1/75、水深20cm)これも70,000DWT級に相当する石炭運搬船模型(長さ3m、幅43cm、吃水10.6cm、排水量107kg)を係留した。モデル港湾と模型船の係留位置を図-4に示す。実験条件も中山らと同様であり、これを表-3に示す。

表-2 バネ定数と係留船舶の固有周期

バネNo.	バネ定数 (N/m)	固有周期(s)	
		実験	現地
k1	13.72	13.30	115.2
k2	22.54	10.38	89.9
k3	31.36	8.80	76.2
k4	68.60	5.95	51.5

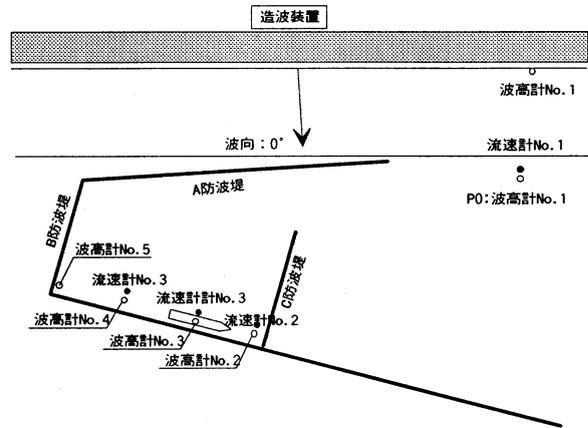


図-4 モデル港湾内の計測器および船体係留位置図

表-3 入射波と実験条件の一覧

\* 波向: W方向

入射波条件	ケース	港外有義波高(cm/m)	
		波浪成分	長周期波成分
不規則波	多方向	T1	4.00/3.00 0.16/0.12
	単一方向	T3	4.00/3.00 0.16/0.12
	多方向	T5	3.00/2.25 0.12/0.09
	単一方向	T7	3.00/2.25 0.12/0.09

モデル港湾による船体動揺の計測方法は、矩形港湾の場合と同様に2台のCCDカメラによって構成される動揺計測システムを用い、6成分船体動揺量を計測した。

(3) 動揺計算手法

矩形港湾の実験では長周期の規則波を対象としたことから、周波数領域における船体動揺の運動方程式である式(21)を用い数値計算を行った。また、計算に用いた付加質量および減衰係数などの流体力係数は周期30sに相当するものを用いた。

モデル港湾の実験では不規則波を対象としたことから、式(22)に示した時間領域の運動方程式を用いた。

図-5は、矩形港湾を対象とした場合の港内波高分布の計測結果を示したものであり、実験結果とグリーン関数法<sup>16)</sup>による計算結果を比較したものである。これから、実験結果と計算結果の対応は非常に良好であり、港口を節とするモードの副振動として発達する定常的な波浪場が得られていることを確認した。

図-6に船体動揺量(サージ)の計測結果を示した。図の縦軸はサージの全振幅、横軸は線形バネのパネ定数の変化に伴う係留船舶の固有周期である。図-6より、船体が港内副振動の節の位置に係留され、係留船舶の固有周期が外力周期の近傍にある場合、特に、大振幅の前後動揺の発生が確認できる。これは、係留船舶の固有周期と外力場の共振に起因する現象である。また、図-5よりB01地点は副振動の節の位置に当たるため水位変動は小さく、ここでの波高を外力として船体動揺数値計算を行う場合、ほとんど前後方向に動揺しない結果となることが予想される。そこで、前節で提案した波浪場の重複性を適切に評価するための外力設定方法についての検討を行った。図-6の実線および破線はグリーン関数法によって計算された船体重心位置での重複波浪場における流速振幅と等価な流速振幅を持つ進行波を外力条件とした場合の動揺量計算結果である。これより、いずれの係留位置の場合においても、流速等価波高を用いた動揺計算結果は非常に良く一致している。したがって、船体重心位置での流速と等価な進行波の波高で動揺数値計算の外力を評価する方法の妥当性が確認できる。

図-7は、モデル港湾内船舶模型係留位置において船体のない状態での水位変動および流速等価水位変動のパワースペクトルを示したものである。両者のエネルギーはほぼ等しく、進行波の条件に近い。ただし、これは港内でのいくつかの重複波の重ね合わせの結果であり、見かけ上進行波の条件に近くなったものと考えられる。

図-8は、上述のようにしてサージおよびヒープの動揺計算結果と実験結果と比較したものである。この実験の場合、波高を入力とした場合と流速等価波高を入力とし

た場合ともに、比較的精度良く実験結果を再現している。この実験条件では水位変動を入力条件として計算したものととの差は見られなかったが、以上の実験結果により、少なくとも流速等価波高を入力条件とすることによって、進行波浪場から重複波浪場にいたる条件まで統一的に扱えることがわかる。

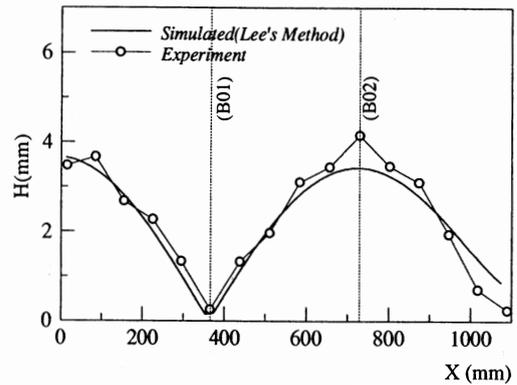


図-5 実験と数値計算による港内波高分布の比較

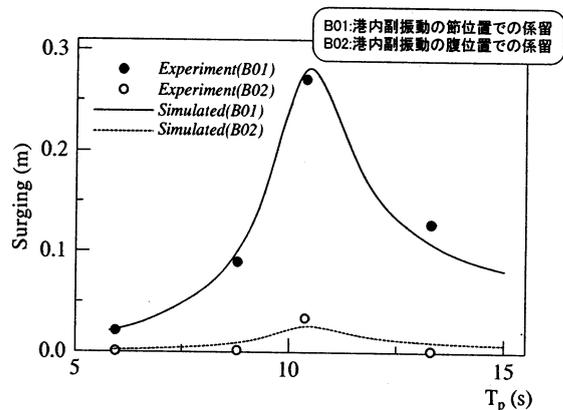


図-6 実験と数値計算によるサージの比較

3.2.3 港内静穏度指標としての流速等価進行波高  
従来、荷役稼働率は港内静穏度で評価されてきた。しかしながら、本質的には係留船舶の動揺を考慮して荷役稼働率を評価すべきであることが、榎木・久保<sup>6)</sup>やUeda<sup>18)</sup>によって提案されている。なお、荷役許容動揺量についてはBrunn<sup>19)</sup>、Ueda and Shiraiishi<sup>20)</sup>によって提案されている。ただし、船体動揺より荷役稼働率を算出することによって精度の良い評価が可能となるが、船体動揺計算を行って荷役稼働率を評価することは非常に煩雑な作業となる。

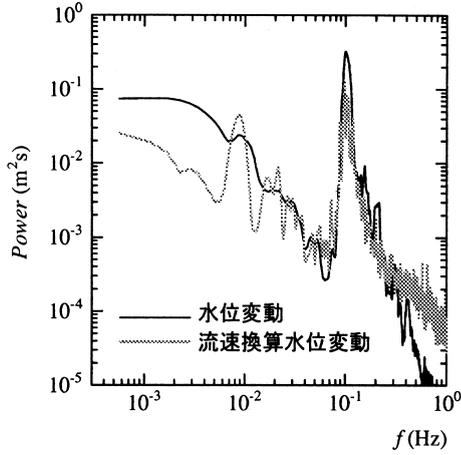
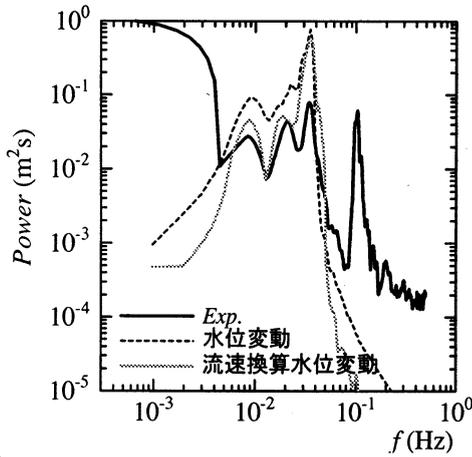
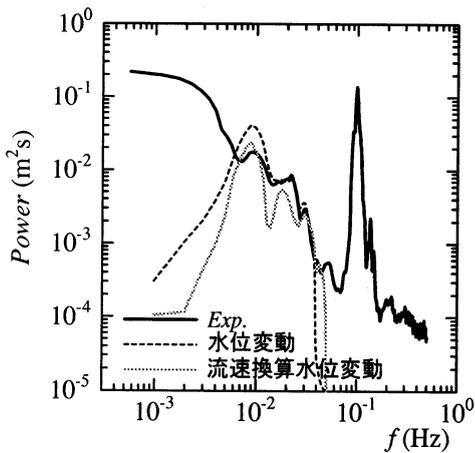


図 - 7 船体重心位置での水位変動と流速換算水位変動のパワースペクトルの比較



(1) サージ



(2) ヒープ

図 - 8 動揺量計算結果と実験結果の比較

前項において、流速と等価な波高を数値計算の入力条件として用いることによって精度良く船体動揺量を推定できることが明らかとなった。そこで、非常に簡便な港内静穏度指標として、この流速等価進行波高が使えるものと考えられる。すなわち、これまで港内波高を指標として港内静穏度を評価してきたが、そのかわりに流速等価進行波高を用いるものである。Green 関数法による港内静穏度計算では速度ポテンシャルが求められるので、これを空間的に微分して流速を求め、式(26)によって等価な波高とすることが可能である。藤畑ら<sup>21)</sup>によれば、長周期波のエネルギーを周波数によらず一様に与えることによって実用的に良い精度で長周期波の波高分布を算定することが可能である。そこで、港口での長周期波の波高(全エネルギー)が所定の条件となるように周波数によらず一様なエネルギー(スペクトル)を与えて港内の合成流速を算定し、式(26)により流速等価進行波高を求める。これを通常の波高と同様に荷役限界波高(たとえば、朝崎ら<sup>22)</sup>)を閾値としてそれを超えない確率を求めればよい。なお、この方法はサージやスウェイなどの水平方向運動について有効であり、ヒープなどの鉛直方向運動に対して適用することはできない。鉛直方向運動については、従来のように波高を用いて静穏度の評価を別途行う必要がある。ただし、長周期の動揺が顕著な場合は、ヒープよりもサージやスウェイの方が荷役に対して厳しい条件となるので、長周期波による荷役稼働率については水平方向運動のみを考慮すれば十分な場合が多いものと考えられる。

#### 4. 係留船舶の長周期動揺に対する対策

##### 4.1 長周期波の侵入の抑制

平石ら<sup>2)</sup>が指摘したように、防波堤を適切に配置することによって長周期波の侵入を防ぐことが重要と考えられる。

防波堤による回折波は波浪が直接侵入してくる領域を除いて、防波堤から1波長程度で波高比0.4程度になる。通常波浪であれば波高が十分小さくなる港の奥であっても、長周期波は波長が長いので波高の低減はあまり期待できない。また、2次回折をねらってバース周辺に設けた波除堤もその効果は小さい。したがって、港口あるいはバースから見て港口に相当するような所で長周期波を低減させておく必要がある。これには、沖防波堤の建設や主防波堤の延伸等、港湾に対するかぶりを大きくすることなどが有効な手段と考えられるが、入港船舶の航行に支障をきたす可能性があるので注意を要する。

長周期波の侵入抑止効果を検討するには、数値シミュレーションによって港内長周期波の伝播計算を行う

のが効果的であろう。このとき、重複波が卓越することも想定されるので、波高による評価よりも流速等価波高による評価を行った方が適切な結果を与えるものと考えられる。

#### 4.2 係留設備の考慮

係留索を固くすることによって固有周期を短くすることは可能であるが、この場合、係留索は緊張状態となるため係留索張力が大きくなり、係留索破断の危険性が增大する。神谷ら<sup>23)</sup>の検討でもワイヤロープを用いることにより、動揺量を60%低減させることが可能であるが、最大荷重に安全率を考慮すると破断荷重を越えるため、ワイヤロープによる対策は不可能と判断している。また、神谷らは係留索の索数を変えた検討を実施し、索数を増やすことによって動揺量を抑えられるが、索数を大幅に増やすことは不可能であり現実的対応は難しいとしている。

白石ら<sup>24)</sup>は、能代港の係留船舶の長周期動揺の対策として、従来使われていたナイロンロープをバネ係数の固いテクミロンに変更するとともに、防舷材を定反力型から反力漸増型の空気式防舷材に変更した。これによって、サージ(前後揺れ)の固有周期を140秒から80秒に低減させるとともに、スウェイ(左右揺れ)方向の防舷材のバネを緩くすることによって、サージの動揺量とスウェイのサブハーモニックモーションの低減を成功させている。

サブハーモニックモーションの緩和については係留索や防舷材を適切に選定すれば十分な効果が得られるであろう。一方、サージの固有周期をずらす方法は、副振動が発達しこれが係留系の固有周期に一致している場合には相当な効果が得られるが、長周期波のエネルギーが広範囲に分布している状況ではあまり効果は得られない。また係留索を固くする場合、上述のように係留索の安全性の面から注意を要する。

#### 4.3 パース位置の考慮

港内に長周期波が存在していたとしても、それが必ずしも港内のいたるところで大きな船体動揺を生むとは考えにくい。すなわち、パースの位置を適切に選定することによって、長周期動揺を避けることが可能である。例えば、港奥に位置する岸壁前面では重複波の腹となり船体の上下動は多少大きくなるものの、サージ方向に重複波の節となっていなければ、水平流速は小さくなるため船体の長周期動揺は小さいものと考えられる。このとき、岸壁前面の長周期波の波高は高々10~20cm程度であることから、荷役に及ぼす影響は小さい。ただし、荷役設備の配置上の制約などによって、パースも制約を受けることが十分に考えられるので、荷役設備の配置計画も含

めた検討が必要となる。

#### 4.4 港内反射波の制御

港内の反射波を抑制し港内で副振動を生じさせないことによって、係留船舶の長周期動揺を制御できる可能性もある。すなわち、防波堤の反射率を小さくすることや底面摩擦などにより港内の長周期波のエネルギーを低減することである。しかしながら、長周期波は波形勾配が小さく、通常の消波構造物ではほぼ完全反射となる。また、防波堤に透過機能を持たせることは外海からの長周期波の進入を許すことになる。現在用いられている構造物ではこれらの要件を満足するものはないと考えられる。長周期波のエネルギーは海底面近くまで大きく、捨石や海底地盤を透過する割合が大きいことなどを利用し構造物に工夫を施すことが必要と考えられる。

#### 5. おわりに

本研究では、港内係留船舶の長周期動揺の発生原因と考えられる。長周期波による動揺、長周期漂流力による動揺およびサブハーモニックモーションについて考察を加え、港内係留船舶の場合、長周期波による動揺がもっとも支配的と考えられることを示した。また、港内係留船舶の長周期動揺の数値シミュレーションにおける簡便な波強制力評価法を提案し、水理模型実験による検討により本研究において提案した方法の妥当性が確認された。最後に船体の長周期動揺を抑える方策について考察したが、荷役時の安全性を考えると、まずは長周期波の制御が肝心であり、制御が可能でない場合に係留系に対する対策を考えるべきであろう。

#### 参考文献

- 1) 日本港湾協会：港湾の施設の技術上の基準・同解説(改訂版) 下巻、p.12、1989
- 2) 平石哲也・田所篤博・藤咲秀可：港湾で観測された長周期波の特性、港湾技術研究所報告、第36巻、第3号、pp.3-36、1996
- 3) 永井紀彦・橋本典明・浅井 正・戸引 勲・伊藤一教・東江隆夫・小林昭男・柴田孝雄：現地データに基づく港内係留船舶の動揺に及ぼす港外長周期波、海岸工学論文集、第41巻、pp.931-935、1994
- 4) Pinkster, J.A.: Low frequency second order wave excitation forces on floating structures, N.S.M.B., Pub. No.650, 1980
- 5) 榎木 亨・久保雅義：荷役限界からみた港内静穏度に関する研究(第1報)、第24回海岸工学講演会論文集、pp.610-614、1977

- 6) 榎木 亨・久保雅義・青木伸一：係留システムの改善による船体動揺および船舶接岸エネルギーの低減化、第30回海岸工学講演会論文集、pp.460-464、1983
- 7) 久保雅義・榊原繁樹：係留システムのばね定数比からみた係留船舶のサブハーモニックモーションについて、海岸工学論文集、第39巻、pp.801-805、1992
- 8) 久保雅義・笹 健児：係留船のSWAYモードにおけるサブハーモニック・モーションについて、海岸工学論文集、第41巻、pp.941-945、1994
- 9) 久保雅義・斉藤勝彦・下田直克・岡本俊策：岸壁前面係留浮体の不規則波による船体動揺の時系列解析について、第35回海岸工学講演会論文集、pp.687-691、1988
- 10) 土木学会海岸工学委員会：海岸波動、pp.418-427、1994
- 11) 久保雅義・笹 健児・白石 悟・榊原繁樹：数値計算手法が長周期波作用下における長周期船体動揺へ及ぼす影響について、海岸工学論文集、第44巻、pp.236-240、1997
- 12) 榎木 亨・青木伸一・濱本 敏：港湾形状を考慮した港内船舶の回折・造波問題の解析、第35回海岸工学講演会論文集、pp.692-696、1988
- 13) 大山 巧・土田 充・清川哲志：部分3次元モデルによる任意海底地形・任意形状港湾内の船体動揺解析、海岸工学論文集、第39巻、pp.821-825、1992
- 14) 喜岡渉・平岡慎司：Boussinesq方程式を用いた浮体まわりの波変形の解析、海岸工学論文集、第41巻、pp.981-985、1994
- 15) 藤畑定生・秦禎勝・中山晋一・森屋陽一・関本恒浩・池野正明・笹健児：船体動揺計算における港内副振動の考慮方法と粘性減衰係数の評価、海岸工学論文集、第46巻（印刷中）、1999
- 16) Lee, J.J.: Wave induced oscillations in harbours of arbitrary geometry, J.Fluid Mech., Vol.45, pp.375-394, 1971
- 17) 中山晋一・関本恒浩・森屋陽一：港内係留船舶の動揺に関する実験的研究、五洋建設技術年報 Vol. 28, pp.69-76、1998
- 18) Ueda, S. : Motions of moored ships and their effect on wharf operation efficiency, Report of the Port and Harbour Research Institute, Vol.26, No.5, pp.319-373,1987
- 19) Brunn, P. : Breakwater or mooring system, The Dock and Port Authority, Vol.62, No.730, pp.126-129,1981
- 20) Ueda, S. and S. Shiraishi : The allowable ship motions for cargo handling at wharves, Report of the Port and Harbour Research Institute, Vol.27, No.4, pp.3-61,1988
- 21) 藤畑定生・秦禎勝・森屋陽一・中山晋一・関本恒浩：現地観測による港内長周期波浪流速特性とその予測方法に関する検討、海岸工学論文集、第44巻、pp.306-310、1998
- 22) 朝崎勝之・松尾憲親・藤畑定生・鶴飼亮行・清水琢三：港内副振動に関する現地観測と長周期波を考慮した荷役稼働率の評価、海岸工学論文集、第43巻、pp.886-890、1996
- 23) 神谷昌文・渥美洋一・國田 淳・関口信一郎・木村克俊・平石哲也・白石 悟・上田 茂：長周期波に対する荷役稼働率の評価法とその改善策、海岸工学論文集、第43巻、pp.891-895、1996
- 24) 白石 悟・久保雅義・上田 茂・榊原繁樹：係留システムに着目した長周期波に対する船舶の動揺制御対策、海岸工学論文集、第42巻、pp.941-945、1995