(昭和53年11月 日本造船学会秋季講演会において講演)

数式船型に働く横揺れ減衰力の 速度依存性について

正員 渡 辺 巌*

Roll Damping Moment of Numerical Models in Forward Motion

by Iwao Watanabe, Member

Summary

In this paper the forward velocity dependence of the roll damping moment on a ship is treated both experimentally and theoretically. Forced rolling tests using polynomial hull form models were conducted to measure the roll damping moment in forward motion. Influences of forward velocity, rolling frequency and principal dimensions are investigated. A theoretical prediction method, which is based upon the thin ship theory and modified to include effects of the ship width approximately, is presented. Calculated values agree well with the experiments through the velocity range in lower frequencies in spite of poor agreements in higher frequency range.

1 は し が き

横揺れ現象は船体運動研究初期からのテーマであった にもかかわらず未解明の部分が少なくない。とくに横揺 れ同調時の最大振幅を規定する減衰係数あるいは流体力 の減衰力成分については、理論的に推定しうる方法は未 だ確立されておらず¹⁾、船体運動計算法の一つのネック になっている。

横揺れ減衰力の特徴として二つの点があげられる。一つはビルジキールによって減衰力の増大を図るため、剝離現象を含む複雑な流れを考えなければならないということである。もう一点は減衰力の大きさが船速によって顕著に変化するという速度依存性を持つことである。前者は停止中の横揺れ減衰力を考える場合、主要な問題となるが、これを理論的に推定するにはまだ多くの問題が残されている。前進中の横揺れ減衰力はビルジキールによる成分もあるが、この他に船体自体の流体攪乱が大きくなり、速度依存性は主にこの部分によると考えられている。この成分は他の運動モードのそれと同じく、ポテンシャル流的な性格によって生ずると考えられるので、理論的推定が現在の手法によって可能であろう。

速度依存性に関する理論的研究は菱田 2)の回転楕円体を用いた研究以降,あまり活発ではなかったように思われる。近年この分野に対する関心が高まり,いくつかの研究 3 , 4), 5) がみられるようになったが,実用船型の力を

推定するまでには至っていない。この原因は一つには有 効な流体モデルが作られていないことであり、さらにさ かのぼればモデル構成に役立つ実験データが不足してい ることによるものと思われる。

従来から横揺れ減衰の速度依存性を調べるための実験は行われている^{6),7)}が、そのほとんどが自由横揺れ実験による減衰係数測定であるため、理論モデルを考える上に役立つような広い周波数範囲に汎る流体力変化を与えない。またビルジキール付き実用船型の実験が中心なため、速度依存性と船型要素の関係が必ずしも明確でないといった問題点がある。

このような認識に立ち、本論文では B/L シリーズの系統的模型を用いた航走中強制横揺れ実験を行ない、横揺れ減衰力の船速、周波数に対する依存性を調べ、それが船幅、喫水とどう関係してくるかを先ず実験的に明らかにする。次に薄い船の理論に基づく横揺れ減衰力計算法^{5),8)}を基礎にして、これに幅の効果を近似的に取り込んだ流体モデルを提示し、その計算結果を示す。さらに実験結果と比較し、理論計算で説明できる部分および今後に残された部分を明らかにする。

2 系統的模型の強制横揺れ実験

横揺れ減衰力の速度依存性は、船体による成分に起因すると考えられるので、その基本的性格と裸殻船体寸法との関係を詳細に調べることを目的として強制横揺れ実験を計画した。

^{*} 船舶技術研究所運動性能部

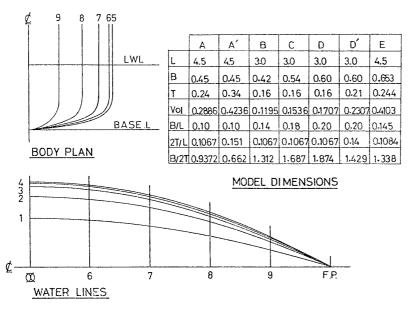


Fig. 1 Model particulars

2.1 実験条件

実験に使用した模型は船体の主要寸法の影響が明確になるようにできるだけ単純な船型とすることとし、前後対称の数式船型で B/L だけが異なる系統的模型 4 隻を選んだ。船体形状は水線面形状が 2 次式,横断面形状が 8 次式で表わされる。式で示せば,

 $y=\pm (B/2) \{1-(2x/L)^2\} \{1-(z/T)^8\}$ (1) である。ここでx は長手方向、y は横、z は上下方向の座標を示す。船体形状の概略を Fig. 1 に示す。 4 隻の模型 (A, B, C, D) は喫水による変化をみるため、深喫水の状態でも実験を行なったが、ここでは B/L=0.1 と 0.2 のもの (A', D') についてのみ結果を示す。さらに実用船型の例として SR 108 コンテナ船模型 (E) をビルジキールなしの状態で実験を行なった。以上の模型の主要目などを Fig. 1 に併せて記載してある。

模型は奥水線面中心に横揺れ回転軸がくるように艤装され、このまわりのモーメントを磁歪管式検力計(4.5 m模型)あるいは歪ゲージ式検力計で検出した。強制動揺装置は文献3)に記載済みなので詳細は省略する。船体は動揺装置にほぼ固定されているが、トリムについては ±8°まで許容する構造になっている。

モーメントから減衰力成分をとりだすには、実験データを AD 変換した後、大型計算機によりフーリエ解析をする方法をとった。

実験時の船速はフルード数0から0.3,横揺れ周波数0.1Hz から1Hz の間を模型にあわせて適宜選択した。また横揺れ角振幅は 10° と定めた。

本実験は計測対象である流体力が小さいため、外乱の 影響を受けやすい。本実験では精度を上げるため、強制 動揺機の動特性の向上を図るなど外乱の除去に 努めつ つ、実験を何度かにわたって繰り返し、再現性のあることを確認した。結果には 10% 程度のバラツキはみられるが、船速、周波数に対する変化傾向は再現性があった。実験は船舶技術研究所 400 m 水槽 (400 m × 18 m × 8 m)で行なった。

2.2 実験結果

実験の結果を Fig. 2 から Fig. 7 に示す。 C_{dT} は減衰力を $\rho g L(B/2)$ $T^2/2$ で無次元化した値, ξ_L は $\nu^2 L/2g$ で定義される無次元周波数である(ν : 横揺れ角振動数)。 ξ_L と記号の対応は Fig. 3 上段に示すとおりである。これ らの図は各船型ごとに横揺れ減衰力の 速度依存性が周波数によってどう変る

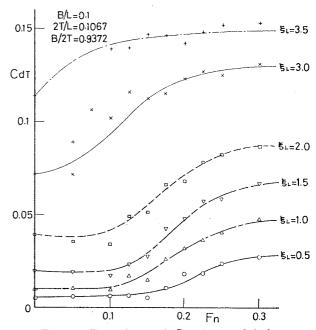


Fig. 2 Experimental C_{dT} for model A

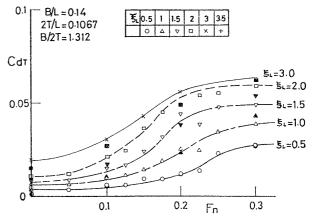


Fig. 3 Experimental C_{dT} for model B

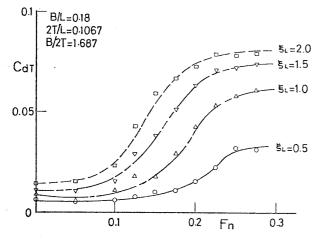


Fig. 4 Experimental C_{dT} for model C

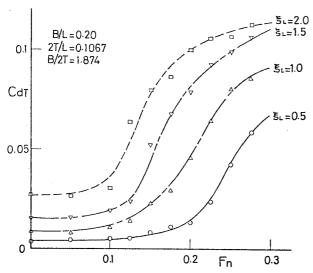


Fig. 5 Experimental C_{dT} for model D

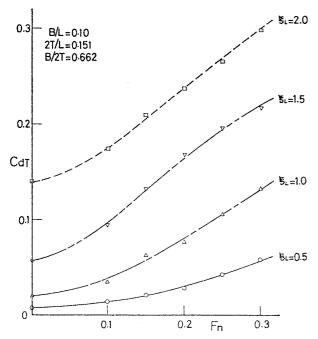


Fig. 6 Experimental C_{dT} for model A'

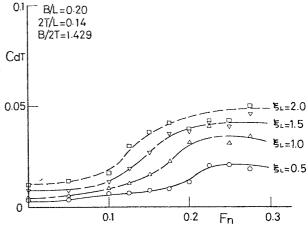


Fig. 7 Experimental C_{dT} for model D'

かを示す。いずれも $F_n=0\sim0.1$ の間はほとんど変らず,それを過ぎると急激に上昇する。 ξ_L が小さい場合は減衰力の値そのものは小さいが船速に対する変化が大きい。 ξ_L が大きくなれば,減衰力は大きくなるが,船速が変化してもさほど変らなくなる。

2T/L を同一にしたまま幅を広げたときの減衰力の傾向を Fig. 3, 4, 5 に示す。幅が広がるにつれて減衰力の大きさそのものが一度小さくなり,再び大きくなることがわかる。本実験船型の場合 B/L=0.14 の船型に働く減衰力が最小になっている。幅の拡大とともに顕著になるもう一つの点は速度依存性が強くなるということである。B/L=0.2 の船型では減衰力の値そのものが大きいと同時に船速と共に増加する傾向が高周波数域まで保持されることがわかる。しかし,これはあくまでも比較の問題で,幅が広い場合でも周波数がさらに高くなれば速度依存性が小さくなる傾向は実験でみられた。

喫水が深くなることで横揺れ減衰力がどう変るか示したものが Fig. 6,7である。先に述べた模型のうち,幅が最小と最大のものについて掲げてある。この中間の幅の模型については信頼できるデータが得られなかったため省略した。幅の狭い船型では喫水を深くすると減衰力は急激に増大する。2T/Lが 0.107 から 0.151 になった結果,減衰力は3倍弱に増大する。また,速度依存性も若干趣を異にし,低速から船速と共に増大する傾向が現われる。一方,幅のひろい船型の場合は Fig. 7 に見られるとおり喫水が深くなっても定性的な変化はみられず,定量的にはむしろ小さくなる。同じ喫水船長比でも幅の大きさによってまわりの流場が別になってくる結果と思われる。

以上の点を考えるために船幅と喫水の比をとって整理してみた。適当なフルード数、周波数を定め、その状態での減衰力が B/2Tによってどのように変化するかを示したのが Fig. 8 から Fig. 10 である。図はフルード数ごとになっており、各図は ξ_L をパラメータにしている。

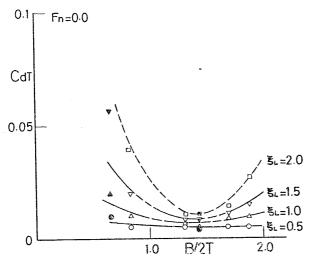


Fig. 8 C_{dT} against B/2T at $F_n=0$

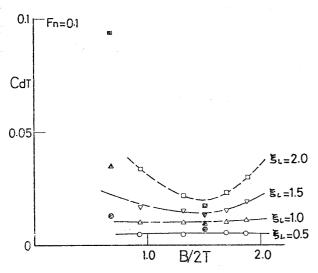


Fig. 9 C_{dT} against B/2T at $F_n=0.1$

いずれの図でも同一喫水船長比では B/2T が 1.4 付近で最小となり、その前後で大きくなる。船速とともにこの傾向は顕著になる。図中黒塗りの記号は2T/L の異なる模型の結果である。前進速度が大きい場合は別の傾向を示しているようであるが、速度が小さくなり零に近づくにつれ、2T/L の違いにもかかわらずほぼ同一の曲線上に並ぶ。このことは流体力の2T/Lに依存する性質がなくなることを示す。

ここまでに述べた数式船型の結果が実用船型の結果とどう対応するかが問題である。コンテナ船型裸殻の値を Fig. 3 中に黒塗りの記号で示す。 B/L がほぼ同一な数式船型の結果と良く一致していることがわかる。また対応する実験値がないため掲載しなかったが,九大応力研で行なった貨物船型の実験結果 5 とも符合する結果となっている。したがって,ここで扱ったパラメータの範囲では,数式船型の結果は実用船型についても適用でき,実用船型に働く減衰力を推定する手がかりの一つになると思われる。

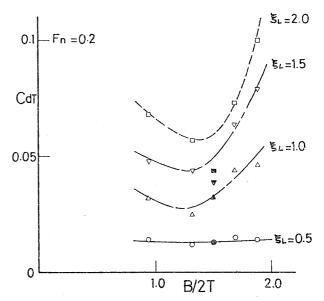


Fig. 10 C_{dT} against B/2T at $F_n=0.2$

3 理論的考察

3.1 モデル化

速度 (V) で前進しつつ、水線面中心を軸に調和機揺れをする船を考える。流場は非粘性、非回転とする。船体とともにVで前進する座標系をFig.11 のように定め、この座標系で問題を記述することにすると、問題は流速Vの流れの中で横揺れする船まわりの流場を解くことに帰着する。 船体は長さ:L、幅:B、喫水:T の矩形中心面を持つ船型とし、幅、喫水ともに長さに較べて小さいものとする。また、幅は喫水に比べても小さいものと

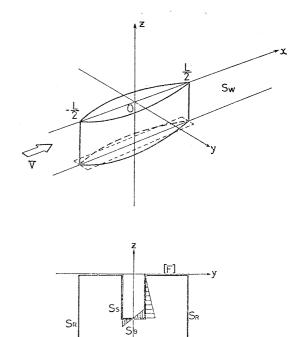


Fig. 11 Geometry of the problem

する。横揺れ角振動数 ν ,振幅 φ とする。調和振動流場なので時間項を省略した複素振幅表示で以下の記述を行なう。

横揺れによる船体変位の法線方向成分 h* は

$$h^* = \bar{\varphi} \left\{ y \frac{\partial z}{\partial n} - z \frac{\partial y}{\partial n} \right\} \quad \text{on S}$$
 (2)

である。この時速度ポテンシャルの満たすべき境界条件 は

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = \left(i\nu + V \frac{\partial}{\partial x}\right) h^* \quad \text{on S}$$
 (3)

反対称運動を行なう場合,流体力成分は造波成分の他に 渦流失に伴ういわゆる揚力成分もあると考えられる。こ こで扱う船体の場合,渦流失に関係してくるのは船側に のみ起因すると考えられ,船底部は造波にのみ寄与して くると考えて大きな誤りはないと思われる。そこでポテ ンシャルを求めるために Green の定理を Fig. 11 に示 す面に沿って適用する。 船体表面上の船側部 S_{S} , 船底 部 S_{B} , 船尾から無限後方まで続く S_{W} の三つの面上 の 積分より,速度ポテンシャル $\mathcal{O}(x, y, z)$ は

$$\Phi(x, y, z) = \frac{1}{4\pi} \iint_{s} \left\{ \Phi \frac{\partial G_{0}}{\partial n} - \frac{\partial \Phi}{\partial n} G_{0} \right\} dS, (4)$$

$$S = S_{B} + S_{S} + S_{W}$$

と表わされる。ここで自由表面上,無限遠方および無限 水深での積分は消えることをあらかじめ考慮している。 ただし,

$$G_{0}(x, y, z; x', y', z') = \frac{2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dm \int_{0}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{m^{2} + n^{2}}}$$

$$\exp \{im(x - x') - |y - y'| \sqrt{m^{2} + n^{2}}\}$$

$$\times \cos(nz + \varepsilon) \cos(nz' + \varepsilon) dn$$

$$+2 \left\{ \int_{a_{1}}^{a_{2}} + \int_{a_{3}}^{a_{4}} \right\} \frac{D^{2}(m)}{K(m)} \exp \{im(x - x') - |y - y'| K(m) + (z + z') D^{2}(m)\} dm$$

$$-2i \left\{ \int_{-\infty}^{a_{1}} + \int_{a_{2}}^{a_{3}} + \int_{a_{4}}^{\infty} \right\} \varepsilon_{p} \frac{D^{2}(m)}{K(m)} \exp \{im(x - x') - i\varepsilon_{p}|y - y'| K(m) + (z + z') D^{2}(m)\} dm, \quad (5)$$

$$D(m) = (m + \nu/V) / \sqrt{\kappa'},$$

$$K(m) = \sqrt{|D^{4}(m) - m^{2}|}, \quad \kappa' = g/V^{2}$$

ここで、船側の攪乱によるポテンシャルと船底の攪乱によるそれが独立で相互に干渉しないと仮定すると、減衰力はそれぞれ独立に下のポテンシャルから計算される成分の和として表わされる。(4)式を次のように分解する。

$$\Phi = \Phi_S + \Phi_B \tag{6}$$

ここて

$$\Phi_{S} = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_{S}+S_{W}} \left\{ \Phi \frac{\partial G_{0}}{\partial n} - \frac{\partial \Phi}{\partial n} G_{0} \right\} ds \qquad (7)$$

$$\Phi_{B} = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_{B}} \left\{ \Phi \frac{\partial G_{0}}{\partial n} - \frac{\partial \Phi}{\partial n} G_{0} \right\} ds \tag{8}$$

(7) 式の ϕ_S について考える。B/L が小さいという仮定から, S_S , S_W に関する積分は S_S の代りに O_{xz} 面上の射影面および S_W に関する積分に置きかえられ,その結果流場の反対称性より右辺第 2 項は消えた形となる。このポテンシャルは花岡 8)が反対称流場の表示式として示したものに一致し,著者 5)により減衰力成分の数値計算が行なわれている。これから得られる減衰力を船側成分と名付けることにする。

次に船底に関する積分の項(8)式について考察する。 S_B 上の Φ , $\frac{\partial \Phi}{\partial n}$ は

$$\Phi = \frac{1}{V} \int_{-\infty}^{x'} \phi(X, y', z') e^{-i\nu(x'-X)/V} dX$$
 (9)

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = \left(i\nu + V \frac{\partial}{\partial x}\right) h^* \tag{10}$$

と書ける。ここで、 Φ が $\frac{\partial \Phi}{\partial n}$ に比べて小さいと仮定し (8)式第1項を省略する。この仮定は、流体の加速度に 対応する Φ が小さければ許容されるであろう。したがって (8) 式は x' に関する部分積分 9 の後、

$$\Phi_{B}(x, y, z) = -\frac{1}{4\pi}$$

$$\iint_{S_{B}} h^{*}G_{1}(x, y, z; x', y', z') ds \qquad (11)$$

ただし,

$$G_{1}(x, y, z; x', y', z') = \left(i\nu + V\frac{\partial}{\partial x}\right)$$

$$G_{0}(x, y, z; x', y', z') \qquad (12)$$

 S_B 上では $h^*=\bar{\varphi}y'$ であるから

$$\Phi_{B} = -\frac{\bar{\varphi}}{4\pi} \iint_{S_{B}} y' G_{1}(x, y, z; x', y', z') ds$$
(13)

(13) 式は船底の効果が第一近似的には source-sink の 分布で置きかえられ,かつその強度が単位時間当りに船体に排除される流体量に等しいと置いて求めた結果になることを示す¹⁰⁾。以上をまとめると,横揺れ流場は船体中心面から後方に続く後流渦面と,船底部に分布した source-sink の分布の作り出す流場で近似されることになる。

3.2 船側に起因する減衰力

3.1 の考察より、文献 5)の結果が使える。 $ho gLT^3/2$ で無次元化された値 C_{ds} は

$$C_{ds} = 2\frac{\bar{\varphi}\Omega\lambda}{\pi^{2}} \left[-\int_{0}^{\infty} dn \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{(m\lambda)^{2} + n^{2}}} \left(\frac{\sin 2m}{m} \right) \right.$$

$$f_{t}(m, n) \left\{ F_{j}(n\lambda) \cos \varepsilon + F_{y}(n\lambda) \sin \varepsilon \right\} dm$$

$$+ \frac{2}{\kappa} \left\{ \int_{m_{1}}^{m_{2}} + \int_{m_{3}}^{m_{4}} \left\{ \frac{(m+\omega)^{2}}{K(m)} \left(\frac{\sin 2m}{m} \right) \right. \right.$$

$$f_{e}(d\lambda) F_{K}(d\lambda) dm$$

$$+ \frac{4}{\kappa} \left\{ \int_{-\infty}^{m_{1}} + \int_{m_{2}}^{m_{3}} + \int_{m_{4}}^{\infty} \right\} \varepsilon_{p} \frac{(m+\omega)^{2}}{K(m)} \left(\frac{\sin m}{m} \right)^{2}$$

$$\times (m+2\omega) f_{e}(d\lambda) F_{K}(d\lambda) dm \right\}$$

$$(14)$$

ここで

 $\lambda = 2T/L$, $\Omega = \nu V/g$; $\omega = \nu L/2V$, $\kappa = gL/2V^2$, $d = (m+\omega)^2/\kappa$, $K(m) = \sqrt{|d^2 - m^2|}$

それ以外の記号および関数記号の意味は上記文献などに示されているので煩雑を避けるため省略する。(文献 5)の(48)式では右辺の2倍が落ちている。

(14) 式は Ω =1/4 で,後に示す数値計算にもみられるとおり発散する。高木らが指摘している¹¹⁾とおり,doublet によって作られるポテンシャルでは Ω =1/4 でも有限な値をとる。本計算の場合反対称流場であるにもかかわらず発散するのはポテンシャルを求める際, O_{xz} 平面に分布した source 分布から求める方法を用いたためである。

(14)式の第3項が減衰成分の主要項をなしており、造波による成分を表わす。第1項第2項は後流渦による減衰およびそれへの自由表面影響を示し、とくに第1項は $\kappa\to\infty$ でも残り、流失渦による減衰成分の主要項である。この項を精度良く数値積分することは困難なので、

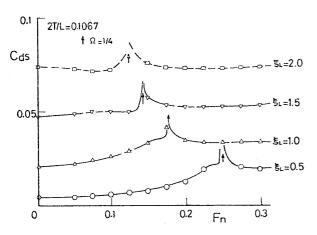


Fig. 12 Component due to the side for 2T/L=0.1067

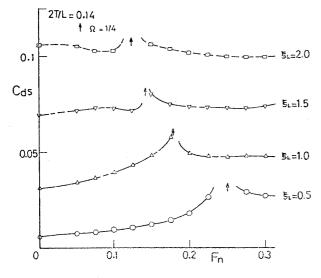


Fig. 13 Component due to the side for 2T/L=0.14

先の計算 $^{5)}$ では $\kappa \to \infty$, $\lambda \to 0$ の時の解析解を代用した。その後実際に数値積分を行なった結果でも,この仮説を裏付ける数値が得られたので,ここでも解析解で代用している。なお,(14)式は V=0 でも有意な値を与える。その時は横揺れする二次元平板に働く減衰力の近似値を与える。また流失渦を考えなければ,第1項第2項に対応する項は減衰力に当然入ってこない。

数値計算の結果を Fig. 12, 13 に示す。記号は実験値と同じ意味である。この図より 2T/L が大きくなるにつれて, C_{ds} が大きくなることがわかる。また低周波数域では速度依存性が強く,高周波数になると弱まるという傾向がみられる。とくに $\xi_L=0.5$ の実験と計算の一致は良好である。その意味では実験を定性的に説明できると思われるが,計算の方が大部低い周波数域から船速依存性がなくなるという結果を与える。

3.3 船底による減衰力への寄与

今,演算を単純化するために船底を適当な矩形平板で置きかえる。ここでは,平板の幅 \bar{B} を水線面係数 C_w を用いて, $\bar{B}=C_wB$ で定義することにする。無次元値を

$$\bar{\Phi} = \Phi L/2V, \quad \alpha = \bar{B}/L, \quad \delta = \bar{B}/2T,$$
 $x = L\xi/2, \quad y = \bar{B}\eta/2, \quad z = T\zeta$

で定義して(13)式を書き改めると,

 $\overline{\Phi}(\xi, \eta, \zeta) = -\frac{\overline{\varphi}\alpha^2}{2\pi} \left[\frac{i}{\pi} \int_{-1}^{1} \int_{-1}^{1} \eta' d\xi' d\eta' \right]$

$$\int d_{-\infty}^{\infty} \int_{0}^{\infty} \frac{(m+\omega)}{\sqrt{(m\alpha)^{2}+n^{2}}} \exp\left\{im(\xi-\xi')\right\}$$

$$-|\eta-\eta'|\sqrt{(m\alpha)^{2}+n^{2}}\}$$

$$\times \cos(nz+\varepsilon)\cos(nz'+\varepsilon)dn$$

$$+\frac{1}{\kappa} \int_{-1}^{1} \int_{-1}^{1} \eta' d\xi' d\eta' \left\{\int_{m_{1}}^{m_{2}} + \int_{m_{3}}^{m_{4}} \right\} \frac{(m+\omega)^{3}}{K(m)}$$

$$\exp\left\{im(\xi-\xi') - |\eta-\eta'|K(m) + \lambda d(\zeta+\zeta')\right\} dm$$

$$+\frac{i}{\kappa} \int_{-1}^{1} \int_{-1}^{1} \eta' d\xi' d\eta' \left\{\int_{-\infty}^{m_{1}} + \int_{m_{2}}^{m_{3}} + \int_{m_{4}}^{\infty} \right\}$$

$$\varepsilon_{p} \frac{(m+\omega)^{3}}{K(m)} \exp\left\{im(\xi-\xi')\right\}$$

 ξ' , η' に関する積分を行なった後、圧力 $\overline{\phi}$ として表わすと、 $\overline{\phi} = \phi/V^2 = i\omega \overline{\phi} + \partial \overline{\phi}/\partial \xi$ であるから、

 $-i\varepsilon_p |\eta - \eta'| K(m) + \lambda d(\zeta + \zeta') \} dm$

$$\bar{\phi} = \frac{\bar{\varphi}\alpha^{2}}{2\pi} \left[\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dm \int_{0}^{\infty} \frac{(m+\omega)^{2}}{\sqrt{(m\alpha)^{2}+n^{2}}} \right]$$

$$\left(\frac{2\sin m}{m} \right) e^{im\xi} f_{1}(\eta) \cos(n\delta - \varepsilon) \cos(n\delta \zeta + \varepsilon) dn$$

$$+ \frac{1}{\kappa} \left\{ \int_{m_{1}}^{m_{2}} + \int_{m_{3}}^{m_{4}} \right\} \frac{(m+\omega)^{4}}{K(m)}$$

$$\left(\frac{2\sin m}{m} \right) e^{im\xi} f_{2}(\eta) e^{\lambda d(\zeta - 1)} dm$$

$$+ \frac{i}{\kappa} \left\{ \int_{-\infty}^{m_{1}} + \int_{m_{2}}^{m_{3}} + \int_{m_{4}}^{\infty} \right\} \varepsilon_{p} \frac{(m+\omega)^{4}}{K(m)}$$

$$\left(\frac{2\sin m}{m} \right) e^{im\xi} f_{3}(\eta) e^{\lambda d(\zeta - 1)} dm \right]$$

$$\left(\frac{2\sin m}{m} \right) e^{im\xi} f_{3}(\eta) e^{\lambda d(\zeta - 1)} dm$$

$$(16)$$

(15)

ここで

$$f_{1}(\eta) = \int_{-1}^{1} \eta' \exp(-\sqrt{(m\alpha)^{2} + n^{2}} |\eta - \eta'|) d\eta'$$

$$f_{2}(\eta) = \int_{-1}^{1} \eta' \exp(-\alpha K(m) |\eta - \eta'|) d\eta'$$

$$f_{3}(\eta) = \int_{-1}^{1} \eta' \exp(-i\varepsilon_{p}\alpha K(m) |\eta - \eta'|) d\eta'$$

$$(17)$$

船底部に沿ってモーメントの積分を行なえば横揺れ時の流体力が計算できる。今、われわれの関心の対象は減衰成分だけなので、式の煩雑さを避けるために減衰成分だけを考えることにする。 モーメントを $\rho g L(B/2)^3/2$ で 無次元化した値 C_r は

$$C_r = -\frac{2}{\kappa \alpha} \int_{-1}^{1} d\xi \int_{-1}^{0} \eta \bar{\phi}(\xi, \eta, -1) d\eta$$
 (18)

である。 求めたい減衰成分 C_d は $-C_r$ の imaginary part であるが、(16) 式のうち、第1項、第2項は実数 部のみ与え虚部を与えるのは第3項のみである。第3項 から生ずる C_r を C_{r3} とすると、

$$C_{r3} = \frac{8\bar{\varphi}\alpha^{2}}{\kappa^{2}\pi} \left\{ \int_{-\infty}^{m_{1}} + \int_{m_{2}}^{m_{3}} + \int_{m_{4}}^{\infty} \right\}$$

$$\frac{(m+\omega)^{4}}{K(m)} \left(\frac{\sin m}{m}\right)^{2} e^{-2\lambda d} \left\{ f_{r}(\alpha K) + i f_{t}(\alpha K) \right\} dm$$
(19)

ただし

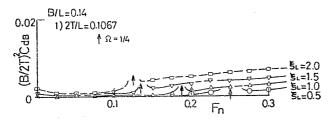
$$\begin{cases}
f_{\tau}(x) = 1/(3x) + \varepsilon_{p}(\sin 2x/x^{2} \\
+2\cos 2x/x^{3} - \sin 2x/x^{4})/2
\end{cases}$$

$$f_{i}(x) = \cos^{2}x/x^{2} - \sin 2x/x^{3} + \sin^{2}x/x^{4}$$
(20)

したがって減衰力成分 C_{aB} は

$$C_{dB} = \frac{8 \bar{\varphi} \alpha^2}{\pi} \left\{ \int_{-\infty}^{m_1} + \int_{m_2}^{m_3} + \int_{m_4}^{\infty} \right\} \times \frac{d^2}{K(m)} \left(\frac{\sin m}{m} \right)^2 f_i(\alpha K) \exp(-2 \lambda d) dm$$
(21)

である。 C_{aB} の実際の評価は数値積分によるわけであるが、 $\Omega=1/4$ を除けば、数値計算上問題となるような特



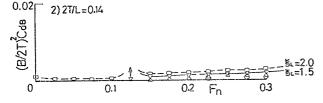
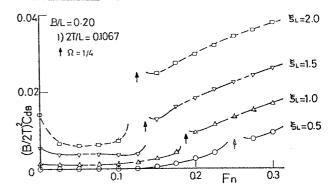


Fig. 14 Component due to the bottom for B/L=0.14



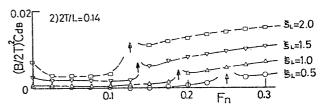


Fig. 15 Component due to the bottom for B/L=0.20

異性を被積分関数は持たない。数値積分法は文献 5) に 記述した方法と同様のものである。

計算結果を Fig. 14,15 に示す。この時も $\Omega=1/4$ で発散する。結果は船速、周波数いずれが大きくなっても減衰力は増大し、この傾向は船幅の拡大によってより顕著になる。ただし、減衰力の大きさは船側成分に比べて小さい。船底による造波の効果は喫水が深くなれば攪乱源の没水深度が大きくなるため減少する。各図の下段に2T/L=0.14 の場合を示したが、上段に較べ非常に小さくなることがわかる。

4 実験と計算の比較

3章で得られた減衰力を実験結果と対応させるため に、次のような変換を行なう。

$$C_{dT} = (2T/B)C_{dS} + (B/2T)^2C_{dB}$$
 (22)

Fig. 16 から Fig. 19 までにこの C_{aT} をフルード数ペースに示す。計算例は供試船型に対応させてある。この値は 3.2 節および 3.3 節に示した結果,並びに (22) 式からわかるとおり船側からの寄与が大半をしめる。船底の効果を取り入れたことで船側による成分のみの場合 (Fig. 12, 13) よりも速度依存性が相対的に強くなり、とくに幅がひろくなるとこれが顕著である。この傾向は実験結果とも一致している。

また ξ_L =0.5 近くの低周波数域で実験結果と定量的にもあっている点は船底の効果をいれても保持されている。以上の諸点を考えれば、船側だけを考えるよりも、より実験結果の傾向に近づいたといえる。また、減衰力のオーダーも実験結果と合致しているといえよう。しかし、その周波数、速度依存性を詳細にみれば、定量的にはもちろん定性的にも検討すべき点が多い。たとえば低周波数域で実験と計算が比較的良く一致するのは、本理

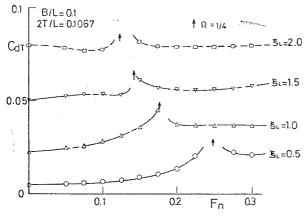


Fig. 16 Calculated C_{dT} for model A

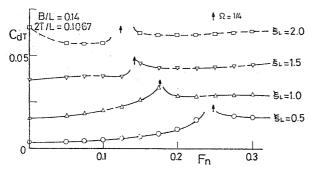


Fig. 17 Calculated C_{dT} for model B

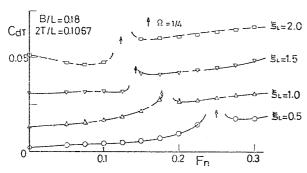


Fig. 18 Calculated C_{dT} for model C

論が鏡像の自由表面条件から出発していることからこの 付近で近似度が良いためであろうと考えられる。しか し、低速域でも高周波数になると、実験値よりも大分大 き目の値を与える。この理由は一つには周波数が大きく なると鏡像条件の仮定が崩れ、船体を表わす特異点を決 定するのに自由表面影響を入れる必要があるのに、本計 算では無視しているためであろうと考えられる。同時に 薄い船の仮定によって、二次元計算でもみられるとおり、幅が広い場合に較べて大き目の減衰力を与えること になってしまうことも実験値より大きくなる理由の一つ であろうと考えられる。幅の効果を船底の造波として把 え、この点の改善を図る考え方は幅がひろまるにつれ て、減衰力は一度減少し、その後に増大するという傾向 を把えられなかった。これらの点を改善するためには船 側、船底両成分の単純重ね合わせだけでなく、両攪乱源

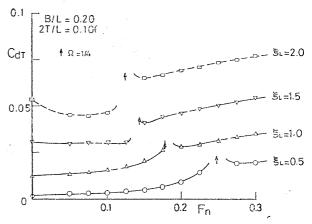


Fig. 19 Calculated C_{dT} for model D

相互の干渉も含め得るように理論モデルの改良を図る必要があると思われる。この意味で、幅と喫水の効果を同時に扱う細長船理論に基づく計算も興味ある結果を与えるものと思われる。

5 ま と め

以上の実験並びに理論計算の結果、船体に働く横揺れ 減衰力について得られた知見を要約すると次のとおりで ある。

- (1) 数式船型のように単純化された船型であって も、横揺れ減衰力の速度依存性は顕著であり、その値は 主要寸法が同じ実用船型の裸殻の値とほぼ一致する。
- (2) 横揺れ減衰力の船体依存性は船の幅、喫水、船長などによって規定される。同一 2T/L の船型の場合、B/2T が変れば変化するが、幅が狭くなっても広くなっても減衰力は増大し、その中間に最小となる所がある。その時の B/2T は実用船型のそれに近い。幅の狭い場合と広い場合はいずれも速度依存性が強い。
- (3) 薄い船の理論に基づく横揺れ減衰力は周波数の低い所の実験値とは定量的にも大略一致する。高周波数域では速度依存性が小さくなるという計算結果も実験と対応するものであるが、速度依存性がなくなる周波数が計算では過小に与えられる。
- (4) 船底による造波効果を近似的に盛り込むことにより、実験で得られた幅と減衰力の関係に近づけることができる。
- (5) 横揺れ流場のモデル化にあたっては実用船型のような主要寸法比を持つ船型では幅の効果を十分に取り入れるべきである。その意味で本計算のモデルには幅の効果を取り入れるのに不十分である。また、細長船理論に基づく計算も興味ある結果を与えるものと思われる。これらの点は今後の研究課題としたい。

本研究の一部は造研 SR 161 部会との共同研究として

行なわれたものである。御討論をいただいた部会長 中村彰一教授を始めとする各委員に感謝する。また本研究の全過程を通して指導,助言を与えて下さった船舶技術研究所運動性能部花岡達郎部長,高石敬史耐航性研究室長に感謝する。実験,計算の遂行には推進性能部,運動性能部の職員各位の御協力を得た。とくに猿田俊彦,吉野良枝両技官および工学院大学学生谷口修一君には実験から図面作成まで御援助をいただいた。感謝するしだいである。

なお本論文のデータ処理,計算には同研究所計算センターの TOSBAC-5600 を使用したことを付記する。

参考文献

- 1) 姫野洋司:横揺れ減衰力,第2回耐航性に関するシンポジウムテキスト,日本造船学会,(1977).
- 菱田敏男:船舶の動揺造波抵抗に関する研究(その6),造船協会論文集,No.87 (1955).
- 3) 造研第 161 研究部会:船舶の波浪中性能推定の精

- 度向上とその実証に関する研究報告書, No. 257 (1976), 275 (1977), 291, (1978).
- 4) 池田良穂他:前進時の横揺れ減衰力成分について,日本造船学会論文集,No.143 (1978).
- 5) Iwao Watanabe: On the Effect of the Forward Velocity on the Roll Damping Moment, Papers of SRI, No. 51 (1977).
- 6) 菅井和夫他:強制動揺法による船の横揺特性の研究,造船協会論文集, No. 114, (1963).
- 7) 田中紀男他: 航走中の横揺性能に関する研究, 関 西造船協会誌, No. 146, (1971).
- 8) 花岡達郎:小縦横比揚力面の非定常造波抵抗理 論,第10回応力連合講演会,(1960).
- 9) 花岡達郎:縦波中の船の運動に関する理論的研究,九州大学提出学位論文 (1957), (花岡達郎博士論文集).
- 10) G. Weinblum, St. Denis: On the Motions of Ships at Seas, Tr. SNAME, Vol.58 (1950).
- 11) 高木又男他:規則波中を航走する船体の動揺理論 概説,第2回耐航性に関するシンポジウムテキスト,日本造船学会,(1977).