(昭和 33 年 5 月造船協会春季講演会に於て講演)

波の強制力について

正員 神 中 竜 雄*

Some Experiments on the Exciting Forces
of Waves acting on the Fixed Ship Models
By Tatsuo Jinnaka, *Member*

Abstract

To examine the validity of the Froude-Kriloff Hypothesis, the exciting forces and moments of waves acting on ship models were measured. The results are shown in many figures in this paper. The differences of the Froude-Kriloff Hypothesis from the actual conditions are based on the facts that the incident waves are disturbed by the ship models.

It must be noted that the wall-sides of the experimental tank affect on the heaving forces remarkably at the wave length which is same with the tank breadth.

記 号

$l = \frac{L}{2}$ = Half Length of Ship Model,

$b = \frac{B}{2}$ = Half Breadth,

d = Draft,

ζ = Wave Elevation,

h = Amplitude of Incident Wave,

h' = Wave Amplitude at Ship-Side,

λ = Wave Length, $\sigma = g\kappa$, $\kappa = 2\pi/\lambda$,

p = Water Pressure,

F_x , $|F_{x0}|$, ϵ_xSurging Force, its Amplitude and Phase Angle,

F_y , $|F_{y0}|$, ϵ_yReferring to Swaying Force,

F_z , $|F_{z0}|$, ϵ_zReferring to Heaving Force,

M_x , $|M_{x0}|$, ϵ_{mx}Referring to Rolling Moment,

M_y , $|M_{y0}|$, ϵ_{my}Referring to Pitching Moment,

α = Breadth of Experimental Tank,

$|\psi_0|$ = Amplitude of Pitching Angle.

Fig. 1

§ 1. 緒 言

船体が規則的に向い波の中に置かれて所謂強制動揺をしている時、船体に働く力は次の4つに分けて考えるのが通例である。即ち波の強制力、復原力、減衰力及び見掛質量に基づく慣性力である¹⁾。

この中、強制力と復原力については、波は船体の存在によつて何等の攪乱をも受けず、且つ任意の点の圧力は、船体の存在しない時のその点の圧力に等しいという所謂 Froude-Kriloff の仮定のもとに誘導されて来たもので、就中波の強制力は、船体の運動の平均位置（船速は考えない）に於て、攪乱されない波が船体に及ぼす力として計算されて来た。

原稿受付. 1 月 10 日

* 九州大学助教授

¹⁾ Weinblum, St. Denis, Haskind 等の考え方

しかしながら、「向い波が船体の存在によつて乱されない」という仮定は、従来はそれ以上の良い取り扱い方を考えることが困難であつたためもあり、一般に受け入れられて来た仮定であるにも拘らず、必ずしも充分な吟味を経て来たものとは言ひ難い。戦後この点について反省が加えられつつあるが、いずれも充分なものではなく、Froude-Kriloff の仮定による波の強制力が実際にどの程度近似しているかどうかを吟味するために直接波の強制力を計測した例は少い²⁾。本論文は九大水槽に於て之を実験的に研究したものである。

結論を先に言えば、Froude-Kriloff の仮定は、船の長さに比して甚だしく長い波に対して用いる以外に適用するのは無理であると考えられる。

なお実験については設備その他の制限等もあり、必ずしも充分なものではないが、一応一連の実験を行つたので、ここに発表して、かかる研究の今後の進展に幾分でも寄与せんことを願うものである。

§ 2. 船型、波その他

実験に使用した船型は、水線形状が二次の拋物線で表わされる幾何学的船型である。而して波の強制力と船幅の関係を調べるため、長さ及び吃水が等しく、幅のみが異なる2種の船型を用いた。また船側は垂直で、所謂筒形船であるが、特に Bilge の所で少しかどを落した。これは船体のまわりの水の流れを出来るだけ

Table. 1

	B/L	d/L	Block Coef	Water Plane Coef	Midship Coef	L
Model D	1/5	1/20	0.651	0.667	0.976	1.5 ^M
Model B	1/10	1/20	0.651	0.667	0.976	1.5 ^M

Potential Flow に近づけるためである。船型の特性を Table. 1 に示す。

なお Rolling Moment 及び Swaying Force の計測には平板をも使用した。平板の長さ及び吃水は前記の模型と同じである。

また波の各強制モーメントの実験はすべて水線面積の重心、即ち浮面心を通る縦横の軸のまわりについて行つた。これは計算を簡単にするためである。

向い波の波長は略々 $L/2$ から $5L/2$ の範囲とした。 $(\lambda=0.6M\sim4.0M)$ 又実験中強制力やモーメントの大きさが波長によつて大きく変化するのを避けるため、波高を一定 ($2h\sim0.02M$) におさえ、波長のみを変化させた。従つて波の幅度は $1/30\sim1/200$ である。この程度の波は殆ど正弦波形であると考えられる。

座標軸は船体に固定し、浮面心を通る縦軸を x 軸に、浮面心を通る横の水平軸を y 軸に、これ等に垂直向上きに z 軸をとつた。(Fig.1 参照)

§ 3. Surging Force

次式で与えられる向い波

$$\zeta = h \cos(\kappa x + \sigma t) \quad (1)$$

に対応する圧力 p は

$$p = \rho g h e^{\kappa z} \cos(\kappa x + \sigma t) - \rho g z \quad (2)$$

従つて第2節に於て述べたような船型に対しては、Froude-Kriloff の仮定の下に次の Surging Force を得る³⁾。

$$F_x = 2 \int_{-d}^0 dz \int_{-l}^l p \cdot \frac{d}{dx} \left[b \left\{ 1 - \left(\frac{x}{l} \right)^2 \right\} \right] dx = F_{x0} \sin \sigma t \quad (3)$$

但し

$$F_{x0} = \frac{8 \rho g b h}{\kappa^3 l^2} (1 - e^{-\kappa d}) (\sin \kappa l - \kappa l \cos \kappa l) \quad (3)'$$

F_x は波の進行方向と反対の向きを正にとつている。

$B/L=1/5$ 及び $1/10$ の2種の船型についての $|F_{x0}|$ の curve を Fig.2 に示す。尚同じ図に水槽実験によつて得られた点が入れてある。実験によれば F_x は時間 t について正弦函数にはならず、平均すれば負の値になるような Curve であるが、(このため所謂 Steady Drifting Force を生じる) Fig.2 に示した点は、正負の最大変動量の絶対値の平均をとつている。

²⁾ 間接的には Haskind and Riemann によつて Heaving Force が得られている。"Ships and Waves", Council on Wave Research and SNAME. 1954, P. 150 参照

³⁾ (3) 式は $\sin \theta \doteq \tan \theta$ なる近似を用いているから $B/L=1/5$ の船型に対して約 3.5% 過大に評価している。

Fig. 2

また (1), (3) を比較すれば分るように, Froude-Kriloff の仮定によれば, 波の位相と Surging Force の位相には $\epsilon_{\theta} = \pm \frac{\pi}{2}$ の位相差があるが, $(\sin \kappa l - \kappa l \cos \kappa l)$ の正負により干になる) 実験に於ては必ずしもそのようではない。実験の計測曲線から位相差を正確に求めることは難しいが, 大略の値を Fig. 3 に示す。

Fig. 2 及び Fig. 3 を見れば分るように, B/L の値が小さくなり, 波長が船の長さに対して大きくなればなる程, Surging Force は振幅, 位相共に Froude-Kriloff の仮定による値に近づくようである。

§ 4. Heaving Force

(1) 式で与えられる向い波がある時, 前と同じ船型について Froude-Kriloff の仮定の下に次の Heaving Force を得る。但し上向きの力を正にしている。

$$F_z = 2 \int_{-l}^l |p|_{z=-a} \left[b \left\{ 1 - \left(\frac{x}{l} \right)^2 \right\} \right] dx$$

$$= F_{z0} \cdot \cos \sigma t \quad (4)$$

但し

$$F_{z0} = \frac{8 \rho g b h}{\kappa^3 l^2} e^{-\kappa a} (\sin \kappa l - \kappa l \cos \kappa l) \quad (4)'$$

2 種の船型について (4)' で与えられる Heaving Force の振幅を Fig. 4 に示している。

実験によつて Heaving Force のみを単独に取り出すことは, 装置の関係上少々困難であつたから, 同一の波に対して F.P. 及び Midship を通る横軸のまわりのモーメントを夫々別個に計測して, これ等の値から計算して間接に Heaving Force を求めた。2 種の船型についてのこれ等の計測値を同じ Fig. 4 に入れておく。Heaving Force の場合も力の一週期の平均を取れば, 多少の Steady Sinking Force を生じるが, ここでは平均振幅のみを考えておく。

実験値は, Fig. 4 を見れば分るように, $\lambda/L \approx 1.8$ の所で極めて大きな Hollow を示している。この原因は水槽壁の影響であると考えられるが, これについては附録に於て詳述する。

また合成して得た Heaving Force の波との位相差 ϵ_z を Fig. 5 に示す。 λ/L の大きい所では Froude-Kriloff の仮定による位相差 0° に近い。

Heaving Force は, 水槽壁の影響を除いて考えれば, Froude-Kriloff の仮定によるものより大分小さいが,

Fig. 3

なお $B/L = 1/5$ の模型については, 実験値が非常にばらついているが, 之は水の粘性に基づく不安定現象によるものと考えられ, 実験計測の際丁度船体抵抗試験における二股現象のような表われ方をする。かかる不安定は Curve の Hump 及び Hollow の部分について著しく現われるようであつて, $B/L = 1/10$ の模型についてはかかる実験値のばらつきは少い。

Fig. 4

(1) 式で与えられる向い波がある時、前述の船型に対して Froude-Kriloff の仮定の下に、次の Pitching Moment を得る。但し Pitching Moment の軸は、浮面心を通る横軸にとつてあり、船首下げのモーメントを正にしている。

$$M_y = - \int_{-a}^0 \int_{-l}^l \{x \cdot p \cos(\hat{n}z) - z \cdot p \cos(\hat{n}x)\} dx dz^6 = M_{y0} \sin \sigma t \quad (5)$$

但し

$$M_{y0} = - \frac{8 \rho g b h}{\kappa^2} e^{-\kappa a} \left[\left\{ 1 - \frac{1}{\kappa^2 l^2} (4 - e^{\kappa a} + \kappa d) \right\} \sin \kappa l + \frac{1}{\kappa l} (4 - e^{\kappa a} + \kappa d) \cos \kappa l \right] \quad (5)'$$

Fig. 6

Fig. 5

この事は Korvin-Kroukovsky and Jacobs⁴⁾ 及び Has-kind and Riemann⁵⁾ 等の所説と一致する。 B/L が小さくなれば Froude-Kriloff の仮定によるものにだんだん近づくことは Surging Force の時同様である。

§ 5. Pitching Moment

Fig. 7

4) SNAME Vol. 65, 1957 参照

5) 前出

6) n は内向き法線

(5)' で与えられる M_y の振幅 $|M_{y0}|$ の curve と、水槽実験によつて得られた Pitching Moment との比較を Fig. 6 に示している。之から見ると、Pitching Moment は Froude-Kriloff の仮定の下に求めた値よりも大分小さく、殊に船幅の大きいものについて著しい⁷⁾。これも波長比が大きくなるにつれて Froude-Kriloff の理論値に近づく傾向にある。

また (5) 式によると Pitching Moment と波の間には $\pm(\pi/2)$ の位相差があるわけであるが、実験値も大略その近傍にある如くである。これを Fig. 7 に示している。

なお、Heaving を伴わない Forced Pitching の実験も行つたが、これは附録に於て述べることにする。

また Steady Trimming Moment は実験に於て殆ど認められなかつた。

§ 6. Rolling Moment

船が横波

$$\zeta = h \cos(\sigma t + \kappa y) \quad (6)$$

を受ける場合、前述の船型に対して、Froude-Kriloff の仮定の下に、浮面心を通る縦軸のまわりに次の Rolling Moment M_x を生じる。但し M_x は、波の入射側の舷側を上昇させる向きを正にとつている。

$$\begin{aligned} M_x &= \int_{-l}^l \int_{-f(x)}^{f(x)} y \cdot p \, dy \, dx + \int_{-l}^l \int_{-a}^0 z \cdot \left| p \right|_{-f(x)}^{f(x)} dz \, dx \\ &= M_{x0} \sin \sigma t \end{aligned} \quad (7)$$

但し

$$\begin{aligned} M_{x0} &= \frac{2 \rho g h}{\kappa^2} \left[\{ -(2 + \kappa d) e^{-\kappa a} + 1 \} \int_{-l}^l \sin \{ \kappa f(x) \} dx \right. \\ &\quad \left. + e^{-\kappa a} \int_{-l}^l \kappa f(x) \cos \{ \kappa f(x) \} dx \right] \end{aligned} \quad (7)'$$

(7)' より計算した $|M_{x0}|$ の curve を Fig. 8 に示す。

また実験によつて得た Rolling Moment の振幅を同じ図に入れた。但し実験の M_x は、一週期の平均をとれば多少の Steady Heeling Moment を与えるような Curve であるが、ここには正負の最大変動量の絶対値の平均をとつた。

Fig. 8 を見れば分る如く、船を固定して計測した Rolling Moment の値は、Froude-Kriloff の仮定から計算された値と甚だしく異つて来る。

Fig. 8

Fig. 9

⁷⁾ 横浜国立大の丸尾助教も同様な結果を得ている。昭和 31 年 5 月試験水槽委員会に於て講演。

一方、船を自由に Heaving 及び Swaying させながら、回転だけをおさえて M_{Σ} を計測した場合には、大体に於て Froude-Kriloff の仮定が成り立つということがいわれている⁸⁾。

両者のこの喰い違いは、船を固定した場合、波の一部は船側及び船底によつて著しく反射され、且つ船を越した向う側では著しく波高を減ずるに反し、船を自由に Heaving 及び Swaying させた時は、船側及び船底による反射は著しく小になり、いわば船体による向い波の攪乱が小さくなるからであろう。

また波と Rolling Moment の間の位相差を Fig. 9 に示している。波長が大きい所では、大略 Froude-Kriloff の仮定によつて計算された位相差に近い。

$|M_{\Sigma 0}|$ の理論と実験の相違は、一部は船側による波の反射によるものと考えられるから、平板について同じ実験を行つて、平板の Rolling Moment を計測して見た。勿論 Froude-Kriloff の仮定に基づけば、平板の Rolling Moment は 0 になる筈であるが、Fig. 10 に示す如く相当の数値を示している⁹⁾。尚 Fig. 10 に入れている実線は次の式に基づく Curve である。(附録参照)

$$M_{\Sigma} = M_{\Sigma 0} \cos \sigma t \quad (8)$$

$$\text{但し} \quad M_{\Sigma 0} = -\frac{4 \rho g l h}{\kappa^2} (1 - e^{-2\kappa d}) \{e^{-\kappa d} (\kappa d + 1) - 1\} \quad (8)'$$

Fig. 10

Fig. 11

なお平板の Rolling Moment と波との位相差を実測したものを Fig. 11 に示す。(8) 式によれば位相差は 0 であるが、実際は少々離れている。

§ 7. Swaying Force

船型を波の進行方向に直角に置いた時、船体に働く Swaying Force は、船幅が波長に比べて充分小さければ、Froude-Kriloff の仮定の下では殆ど無視し得る程度の量であるが、実際には船側に於ける波の反射等のため、相当量の大きさの力が働く筈である。若し之の殆ど

Fig. 12

Fig. 13

⁸⁾ 元良助教授；「船体運動力学」応用力学講座（共立出版社）p. 98 参照

⁹⁾ 波長が短い所で却つて実験値の curve が (8)' 式の傾向に反して下つているのは、波高一定で実験したため波の粗度が比較的大きくなったためと思われる。

が船側による波の反射に基づくものと考えれば、これは平板に働く Swaying Force と同じ Order の力であると思われる。

そこで平板を、前節同様に波の進行方向に直角に置き、その時平板が受ける水平力を計測した。勿論平板の Swaying Force は Froude-Kriloff の仮定に基づいて計算すれば 0 である筈だが、Fig. 12 に示すように相当大きな力になる。

なお F_y -Curve は波長が長くなれば甚だしく歪んだ Curve となる。また平板の Swaying Force は次の式で大略の大きさを予測出来る。

$$F_y = F_{y0} \cos \sigma t \quad (9)$$

但し

$$F_{y0} = -\frac{4 \rho g l h}{\kappa} (1 - e^{-\kappa d}) (1 - e^{-2\kappa d}) \quad (9)'$$

(9)' 式から計算された F_y の振幅 $|F_{y0}|$ を Fig. 12 に示した。なお実験による Swaying Force の位相差は Fig. 13 に示す。

§ 8. 実験装置その他

船型に働く Surging Force の計測の要領を Fig. 14 に示す。Pitching Moment の計測要領は Fig. 15 に (モーメント計測の部分のみ)、Rolling Moment の計測した平板の寸法を Fig. 16 に示す。(装置の配置の為平板の 2 箇所が切り欠いてある) なお船型の Rolling Moment 計測装置の写真を Fig. 17 に示す。他の力やモーメントの計測も同じ様である。

Fig. 14

Fig. 15

Fig. 16

すべて力及びモーメントは、磁歪管にかかる振りモーメントに変えて、電氣的に計測した。また殆どの Hinge の部分は小型の Ball Bearing を用い、出来る限り装置のガタをなくすよう心掛けた。

波高の計測は電気抵抗式波高計を用いた。但し之は、直線性の良い部分だけを使用する関係上、波底の位置のみを記録し、平均水位と波底間との距離を以て波の振幅とした。また船体の存在のために波が攪乱され、波の振幅も多少変化することを考えて、波高計は船体から相当前方 (船体中央から 15.4 M 前方) の所に置き、攪乱の影響を出来るだけ避け、反射波が戻る以前に波高を計

Fig. 17

測するようにした¹⁰⁾。但し波と力及びモーメントの間の位相差を知るための Encounter 記録計は止むを得ず船の中央の位置の水槽壁近くに置いた。

なお磁歪管を通じて来た電流は増幅器を通してインク書きオシロに入つて記録するようになっていた。

また造波板によって生ずる波の振幅を各波長の波について厳密に同じ (0.01 M) にすることは困難であるから、計測値はすべてその Condition に於ける波の振幅で除して整理した。波による力やモーメントが波高に比例することは今迄幾多の実験によつて確かめられているから、この整理法は妥当であると考えられる。

§ 10. あ と 書 き

水面上に固定した船型に働く Surging Force, Heaving Force, Pitching Moment, Rolling Moment, Swaying Force 等を計測し, Froude-Kriloff の仮定によるものと比較した。Froude-Kriloff の理論との相異は船体の存在に基づく向い波の攪乱によるものであつて、実測値は向い波の波長が長くなる程、船型が細長くなる程 Froude-Kriloff の仮定によるものに近づくが、普通の船型に対しても尚相当のひらきがあるようである。

おな、本研究は、文部省科学試験研究費の補助を以てなされたものであることを附記すると共に、御指導を受けた本学渡辺教授外諸先生方、特に増幅器の製作その他に色々御援助を賜つた福田助教授並びに装置の作製や実験に私の手足となつて働いてくれた本村靖夫技術員に対して感謝の意を表する。

附録 1. 船体の存在による向い波の攪乱について

船体を向い波の中に固定して置いた時に生ずる向い波の攪乱については今迄幾多の論文がある¹¹⁾。ここでは船

Fig. 18

体の中心線を向い波の進行方向に平行に置いた時、船側における波振幅 h' を九大水槽に於て実験的に計測した結果を Fig. 18 に示す。但し向い波の振幅の基準としては、船首より前方約 $L/2$ (0.64 M) の位置の波振幅をとり、船側の波の振幅は船体表面より 5 M/M の位置に波高計を置いて計測した。なお波高計自身による向い波の攪乱は微小であつた。

波の振幅はすべて細長いステンレス製の極板を用いた電気抵抗式波高計を用いて計測した。

Fig. 18 を見れば分るように、波長が船長に比べて短い所では著しい向い波の攪乱がある。これは特に船体後部に於て著しい。又大体に於て攪乱の振幅は船の幅に比例しているが、 $\lambda/L=2$ では殆ど一致している。波長の大きい波では船底及び水槽壁による波の反射等の影響も入っているものと考えられる。

録 2. Heaving Force に及ぼす水槽壁の影響

向い波 (1) が船型に作用し、船体から波を反射する場合、次のような簡単な考え方をして大略の反射波高を見積ることが出来る。

先ず (1) が船底 $z=-d$ に於て誘起する速度を打ち消すべく船底に次のような単位面積あたりの強さ m_B なる Source を分布させる¹²⁾。

$$m_B = -\frac{1}{4\pi} \sigma h e^{-\kappa d} \sin(\sigma t + \kappa x)$$

¹⁰⁾ 勿論波長が大きくなれば反射波は直ちに波高計位置に戻ってくるが、波長が大きい時は船体による反射波高も小さいと考えられる。

¹¹⁾ 例えば J. Kreitner: TINA Vol. 80, 1939
T. H. Havelock: Proc. Roy. Soc. A. Vol. 175, 1940
別所正利: 造船協会論文集 第102号 昭和33年

¹²⁾ このようなやり方は T. H. Havelock の論文 (前掲) に倣う。

同様に船側に於ける(1)の誘起する速度を打ち消すべく、船体中心線面に次の如き、単位面積あたりの強さ m_s なる source を分布させる。

$$m_s = \frac{\sigma b h}{\pi l^2} e^{\kappa z} x \cos(\sigma t + \kappa x)$$

従つて船体表面にこのような Source が分布している時、これを船底中央の Point Source で置き換えれば、その強さ m は

$$\begin{aligned} m &= -\frac{\sigma b h}{2\pi} e^{-\kappa d} \int_{-l}^l \left(1 - \frac{x^2}{l^2}\right) \sin(\kappa x + \sigma t) dx + \frac{\sigma b h}{\pi l^2} \int_{-d}^0 dz \int_{-l}^l e^{\kappa z} \cdot x \cdot \cos(\kappa x + \sigma t) dx \\ &= -\frac{2\sigma b h}{\pi \kappa^3 l^2} (\sin \kappa l - \kappa l \cos \kappa l) \sin \sigma t = m_0 \sin \sigma t \end{aligned}$$

かかる Source による波 ξ は、H. Lamb によると¹³⁾

$$\begin{aligned} \xi &= -\frac{2\pi\sigma\kappa}{g} e^{-\kappa d} m_0 \{J_0(\kappa r) \sin \sigma t - Y_0(\kappa r) \cos \sigma t\} \\ &= -\frac{4bh e^{-\kappa d}}{\kappa l^2} (\sin \kappa l - \kappa l \cos \kappa l) \beta \cdot \cos(\sigma t + \epsilon) \end{aligned} \quad (10)$$

但し

$$\begin{aligned} \beta &= \sqrt{\{J_0(\kappa r)\}^2 + \{Y_0(\kappa r)\}^2} \\ \epsilon &= \tan^{-1} \frac{J_0(\kappa r)}{Y_0(\kappa r)} \end{aligned}$$

従つて、船体から充分離れた位置に於ける波は(10)式から計算出来る。但し r は船体中心から任意の点迄の距離である。

そこで今、水槽の幅を α とし、模型は水槽幅の中央にあるものとするれば、水槽壁は流体力学的に、 $y = \pm\alpha$, $\pm 2\alpha$, $\pm 3\alpha$, $\dots$ に置かれた原模型に相似な模型で置き換えられるわけであるが¹⁴⁾、之を更に強さ m なる Periodic Source で置き換える。但し之だけでは模型相互の干渉の影響は入らないから、 $\mu(\kappa)$ なる係数を導入して、次の如き船体中央に於ける波の式を得る。

$$\xi = -\frac{8bh}{\kappa l^2} e^{-\kappa d} (\sin \kappa l - \kappa l \cos \kappa l) \beta' \cos(\sigma t + \epsilon') \quad (10)'$$

但し

$$\begin{aligned} \beta' &= \sqrt{\{J_0(\kappa\alpha) + \mu J_0(2\kappa\alpha) + \mu^2 J_0(3\kappa\alpha) + \dots\}^2 + \{Y_0(\kappa\alpha) + \mu Y_0(2\kappa\alpha) + \dots\}^2}, \\ \epsilon' &= \tan^{-1} \frac{J_0(\kappa\alpha) + \mu J_0(2\kappa\alpha) + \mu^2 J_0(3\kappa\alpha) + \dots}{Y_0(\kappa\alpha) + \mu Y_0(2\kappa\alpha) + \mu^2 Y_0(3\kappa\alpha) + \dots} \end{aligned}$$

$1 - \mu(\kappa)$ は波が船体を横切る毎に散乱されて失う波高の率と考えられるので、波長が小さくなれば当然 $\mu(\kappa)$ も小にとるべきであるが、よく分らない量であるから、以下の計算では $\mu = 0.75$ とおいて計算する。ちなみに九大水槽の幅は 2.67 M である。

船体中央に於ける波を (10)' 式によつて求めれば、この波系は船体中心線にほぼ平行な波頂線をもつと考えられるから、これに基づく Heaving Force も容易に計算される。このようにして水槽壁の Correction を施した Heaving Force の振幅の曲線を Fig. 19 に示す。また水槽壁の存在を考えた時の Heaving Force の位相差を Fig. 20 に示す。

図を見れば、水槽壁の影響の Correction を施した Curve は実験の Curve と傾向が全く似ていることが分る。なお、水槽壁の影響として模型に働く Heaving Force は船幅の 2 乗に比例するが、この傾向も実験と全くよく一致している。また波長の小さい所では、 μ の値が 0.75 よりもつと小さいと思われるから、水槽壁の影響は図に示した Curve よりもずっと小さくなくなると思われる。

附録 3. 平板に働く波の強制力について

波の進行方向に直角に平板を置いた時、先ず波の進行方向に平行な任意の垂直面で平板を切つた時、夫々の断面に於ける水の粒子の運動は互に無関係であると仮定する。実際には板に両端があるための波の回折があつて、この仮定は正しくないが、大略の計算にはこれで充分だと考えられる。

¹³⁾ H. Lamb: Proc. Roy. Soc. A. Vol. 21, 1923. 原式を少し変形している。

¹⁴⁾ 花岡達郎: 造船協会論文集 第 102 号 昭和 33 年

Fig. 19

示されているから¹⁶⁾，便宜上これを無視する。然る時はこれ等の Source により次の波が生ずる。

$$\xi = \pm h(1 - e^{-2\kappa d})\cos(\sigma t \mp \kappa y)$$

+Sign は板の前方，-Sign は板の後方

従つて任意の深さに於て板に働く圧力は，板の両面を併せ考えると

$$p = -2\rho gh(1 - e^{-2\kappa d})e^{\kappa z}\cos\sigma t$$

である。この圧力を用いて Rolling Moment 及び Swaying Force を計算したものが (8) 及び (9) 式である。(8) 及び (9) 式による Curve は実験値より大分大きい，これは反射波 (11) が Ursell の厳密解によるものより大分大きいことにも基因していると思われる。

附録 4. Forced Pitching の実験

船体に働く波の Pitching Moment を計測したが，参考のために同じ状態で船に Forced Pitching を行わ

Fig. 21

Fig. 22

¹⁵⁾ F. Ursell はこのような 2 次元の問題を厳密に取り扱ったが，力は求めている。Proc Cambridge Phil Soc. Vol. 43, 1947.

¹⁶⁾ T. H. Havelock 前掲論文

上記の問題を 2 次元的に考え¹⁵⁾板の両側に於て夫々前半分，後半分にのみ働く Source を板の両面に仮定し，夫々の Source の強さを，向い波が板の面に於て誘起する速度を打ち消す如く定める。然る時は，向い波 (1) に対して，単位深さ当りの Source の強さはそれぞれ

$$m_s = \pm \frac{\sigma h}{\pi} e^{\kappa z} \cos \sigma t$$

+Sign は板の前面，-Sign は板の後面となる。これ等の Source による波は，Local Disturbance と Regular Wave の 2 つの波系より成るが，Local Disturbance は板が充分深くなると無視出来ることが

Fig. 20

Fig. 23

Fig. 24

せ、縦揺角等を計測した。即ち2種の船型を、浮面心を通る横軸のまわりに自由に回転出来るようにして向い波の中で Pitching させ、その振幅、波との位相差を計測した。尚縦揺角はマンガニン線の電気抵抗に変えて計測している。2種の模型の横軸のまわりの慣性モーメントは附属装置共に夫々 0.368 Kg-M-Sec² 及び 0.208 Kg-M-Sec² であつた。なお自由週期は附属装置共に夫々 0.8 Sec 及び 0.75 Sec であつた。実験の結果を Fig. 21, Fig. 22, Fig. 23, Fig. 24 に示す。図中の破線は減衰係数を仮定した外すべて上記の実測値を用いて計算したもので¹⁷⁾、実線は減衰係数及び Pitching Moment をも仮定したものである¹⁸⁾。

¹⁷⁾ M. St. Denis : SNAME Vol. 59, 1951

¹⁸⁾ つまり Froude-Kriloff の仮定による Pitching Moment