

(昭和 49 年 11 月日本造船学会秋季講演会において講演)

消波装置の基礎的研究

正員 加藤直三* 正員 工藤君明*
正員 杉田松次** 正員 元良誠三**

A Fundamental Study on the Wave Absorber

by Naomi Kato, *Member* Kimiaki Kudo, *Member*
Matsuji Sugita, *Member* Seizou Motora, *Member*

Summary

It has been shown theoretically by Bessho that it is possible to absorb a train of regular waves passed a floating body if its motion is properly controlled. It has also been shown experimentally by J. H. Milgram that in a specified case, the "perfect wave absorption" could be realized.

In this paper, the authors rearrange Bessho's theory and show that when an incident wave is diffracted by a fixed body, the height of symmetric wave system and asymmetric wave system which are fundamental components of the reflected and the transmitted waves is exactly one half of the height of the incident wave, and show that this relation is valid independent of the form of the body. They also show that this relation holds in the case when the body is allowed to move provided the body is of symmetric.

Making use of these relation, the authors show theoretically and experimentally that it is possible to absorb completely the energy of an incident wave by actively controlling the motion of a floating body.

They also show that at the "wave absorption point" at which no reflected and transmitted wave exist, the work done by the mechanism which activated the body is negative and is equal to the energy of the incident wave.

1 緒 言

海面に浮んだ物体で波を消す、いわゆる浮消波堤が最近海洋開発に関連して注目されている。一般に浮体で波を消す場合、主として物体で波を崩して波の粒子の運動を渦などに変えて波のエネルギーを散逸させる方法と、主として浮体による発散波と散乱波と入射波とを干渉させて透過波を消す方法とがある。

本論文では主として後者の方法で波を消す場合を想定し、消波のメカニズムを明らかにすることを目的として基礎的な問題を取扱って見た。

規則波中の浮体の運動に適切な制御を加えると、反射波も透過波も無いという状態が可能である。ということが、別所¹⁾によって理論的に指摘されており、また、J. H. Milgram²⁾は特殊な場合について実験的に可能であることを報告している。

消波装置の基本的な問題は、まず第一に、平水中で物体が運動するときこの物体に作用する流体力と、無限遠に発散してゆく波の位相と振幅とを求める Radiation 問題、また第二に、水面に固定された物体に対して規則波が入射してくるとき、この物体に作用する流体力、反射波と透過波の性質を求める Diffraction 問題、そして最後に、浮遊物体が波の中で動揺したり、あるいは運動が制御されたりしているときの反射波と透過波の性質を求めるといことである。これらの問題に対する解は左右対称な物体に対して Ursell³⁾、田才⁴⁾らによって与

* 東京大学大学院

** 東京大学工学部

えられている。また田才⁵⁾によれば、規則波中における浮体に Heaving を許すと、その同調点においては、拘束されたときの反射係数と透過係数とが正反対になることが指摘されており、別所はまた、波と物体との系外に passive な力学系を設定し、Heaving に対して、その同調点における運動の振幅を半分に減衰せしめるならば、透過波は 1/2 となり、エネルギーを取り出すことができ、さらに Swaying あるいは Rolling に対しても、同調点において振幅を半分に減衰せしめるならば、透過波・反射波はともに 0 となって、残りの半分のエネルギーも回収できることを示した。

しかし、外部力学系によって実現される、消波状態での物体の passive な運動が、機械系によって active に実現されるならば、任意の波長の波を消すことができるであろう。著者らはこの考えに基づいて、理論と実験との比較を行なった。

2 反射波と透過波

これまで多くの人によって反射波と透過波の諸性質が論ぜられ、種々の興味ある結果が導かれている。反射波と透過波は物体が拘束されている場合、それぞれ散乱波の上流側の成分および散乱波の下流側の成分と入射波の合成されたものであるが、これを対称波成分と、反対称波成分によって構成された現象波であるという捉え方をすれば、この基本的な対称波、反対称波の諸性質を調べることに、諸関係を統一的に把握するのに便利であろう。

特に後述のように、左右対称な物体が波の中で動揺するとき、入射波のエネルギーが対称波成分と非対称波成分に等分されるというエネルギー等分配則ともいべきものが、エネルギー保存則とともに不変量概念として存在するように思われるので、今後このような観点から議論を進めてゆく。

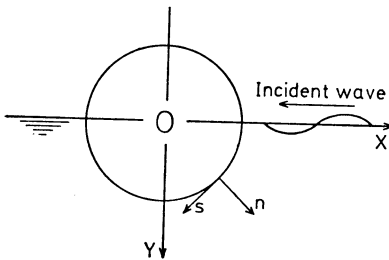


Fig. 2-1 座 標 系

このとき自由表面境界条件は

$$K\varphi(x, 0) + \frac{\partial}{\partial y}\varphi(x, 0) = 0, \quad K = \frac{\omega^2}{g} \quad (2.2)$$

であり、水面変位は

$$\eta(x, t) = -i \frac{\omega}{g} \varphi(x, 0) \quad (2.3)$$

で与えられる。次にポテンシャルを正規化する。

(i) Radiation ポテンシャル

$$\varphi_j(x, y) = i\omega X_j \phi_j(x, y) \quad j=1, 2, 3 \quad (2.4)$$

ここで添字 j は

$j=1$ 左右揺れ, $j=2$ 上下揺れ, $j=3$ 原点まわりの横揺れ

を表わし, X_j は j -mode の強制動揺の振幅を表わす。従って $\phi_j(x, y)$ は単位速度振幅の運動による Radiation ポテンシャルを意味する。

(ii) 入射波と Diffraction のポテンシャル

$$\varphi_j(x, y) = i \frac{ga}{\omega} \phi_j(x, y) \quad j=0, 4 \quad (2.5)$$

ここで添字 j は

$j=0$ 入射波, $j=4$ diffraction

を表わし, a は入射波の振幅である。従って

2.1 Radiation-Diffraction ポテンシャルの Kochin 変換とその直接的関係^{6,7)}

左右対称な 2 次元物体が自由表面上で周期的な運動をするとき、流体は理想流体であり、物体の運動の振幅とそれによる流体の攪乱および入射波の波高は微小であり、従って線型性が成り立つとする。

座標系を Fig. 2-1 のようにとると、流体運動の速度ポテンシャルは

$$\Phi(x, y, t) = \text{Re}[\varphi(x, y)e^{i\omega t}] \quad (2.1)$$

$$\phi_0(x, y) = e^{-Ky + iKx} \quad (2.6)$$

である。次に添字 C, S でポテンシアルの実部, 虚部を表わし, ϕ_4 については添字 A, B で対称成分, 反対称成分を表わすと

$$\phi_j = \phi_{jc} + i\phi_{js} \quad j=1, 2, 3 \quad (2.7)$$

$$\phi_4 = \phi_{4A} + i\phi_{4B} = (\phi_{4AC} - \phi_{4BS}) + i(\phi_{4AS} + \phi_{4BC}) \quad (2.8)$$

となる。次に Kochin 変換を定義する。

$$H_j^\pm(K) = \mathcal{K}^\pm[\phi_j] \equiv \int_C \left(\frac{\partial \phi_j}{\partial n} - \phi_j \frac{\partial}{\partial n} \right) e^{-Ky \pm iKx} ds \quad (2.9)$$

ここに, \int_C は物体表面境界上の線積分を意味する。また, さらに

$$H_j^\pm(K) = H_{jc}^\pm(K) + iH_{js}^\pm(K), \quad H_{jc}^\pm(K) = \mathcal{K}^\pm[\phi_{jc}], \quad H_{js}^\pm(K) = \mathcal{K}^\pm[\phi_{js}] \quad (2.10)$$

とおくとき, 次のような関係がある。

$$H_j^-(K) = \overline{H_{jc}^+(K)} + i\overline{H_{js}^+(K)} \quad (2.11)$$

また現在の問題においては, 物体の左右対称性を仮定しているので, $\phi_j (j=1, 2, 3)$ の対称性を考慮すると, 次の関係が与えられる。

$\phi_j(x, y) = \phi_j(-x, y)$ のとき

$$H_j^+(K) = H_j^-(K) = \int_C \left(\frac{\partial \phi_j}{\partial n} - \phi_j \frac{\partial}{\partial n} \right) e^{-Ky} \cos Kx ds \quad (2.12)$$

$\phi_j(x, y) = -\phi_j(-x, y)$ のとき

$$H_j^+(K) = -H_j^-(K) = i \int_C \left(\frac{\partial \phi_j}{\partial n} - \phi_j \frac{\partial}{\partial n} \right) e^{-Ky} \sin Kx ds \quad (2.13)$$

すなわち, (2.11) を考慮するならば, $\phi_j(x, y)$ が対称のとき, $H_{jc}^\pm(K), H_{js}^\pm(K)$ はともに実数であり, また $\phi_j(x, y)$ が反対称のときはともに純虚数である。

また, Kochin 変換の物理的意義は次のように与えられる。

$$\phi_j(x, y) \begin{cases} \longrightarrow iH_j^+(K)e^{-Ky - iKx} & (x \rightarrow +\infty) \\ \longrightarrow iH_j^-(K)e^{-Ky + iKx} & (x \rightarrow -\infty) \end{cases} \quad (2.14)$$

すなわち, $H_j^\pm(K)$ は $\phi_j(x, y)$ によって $\pm\infty$ に発散する進行波の波高に比例し, とくに, j -mode ($j=1, 2, 3$) の単位振幅の運動によって発散する進行波は

$$\eta_j^\pm(x, t) = iKH_j^\pm(K)e^{i\omega t \mp iKx} \quad (j=1, 2, 3) \quad (2.15)$$

で与えられる。

Diffraction ポテンシアル $\phi_4(x, y)$, あるいは $H_4^\pm(K)$ に関する情報は, 別所によって⁶⁾, Radiation ポテンシアルと Diffraction ポテンシアルとに関する積分方程式の比較から, 次の関係として与えられた。

$$H_{2S}^+ \cdot H_{4AC}^+ = H_{2C}^+ \cdot H_{4AS}^+, \quad H_{3S}^+ \cdot H_{4BC}^+ = H_{3C}^+ \cdot H_{4BS}^+ \quad (j=1, 3) \quad (2.16)$$

$$H_{4AS}^+ = |H_{4A}^+|^2, \quad H_{4BS}^+ = i|H_{4B}^+|^2 \quad (2.17)$$

2.2 対称波と反対称波, とくにエネルギー等分配法則について

H_{2C}^+, H_{2S}^+ は実数, H_{1C}^+, H_{1S}^+ は虚数であることに注意して, (2.16), (2.17) をまとめると

$$H_{4A}^+ = H_{2S}^+ / \overline{H_{2C}^+}, \quad H_{4B}^+ = -iH_{1S}^+ / \overline{H_{1C}^+} \quad (2.18)$$

となる。さて, (2.12), (2.13) を考慮すると

$$H_4^\pm = H_{4A}^+ \pm iH_{4B}^+ \quad (2.19)$$

あるいは, (2.18) から

$$H_4^\pm = H_{2S}^+ / \overline{H_{2C}^+} \pm H_{1S}^+ / \overline{H_{1C}^+} \quad (2.20)$$

となる。さて固定された左右対称な物体に, 単位振幅の入射波がやってくる時

$$\text{反射波: } A_R e^{i(\omega t - Kx)} \quad (2.21)$$

$$\text{透過波: } A_T e^{i(\omega t + Kx)} \quad (2.22)$$

とおくと

$$A_R = iH_4^+(K), \quad A_T = 1 + iH_4^-(K) \quad (2.23)$$

このとき, 反射波も透過波も, 対称波成分と反対称波成分とから構成されているのであるから, x 軸の正側で

$$\text{対称波成分} : (A_R + A_T)/2 = H_2^+ / 2 \bar{H}_2^+ \quad (2.24)$$

$$\text{反対称波成分} : (A_R - A_T)/2 = H_1^+ / 2 \bar{H}_1^+ \quad (2.25)$$

これらの物理的意義は次の如くである。すなわち、Diffraction によって生じる反射波と透過波の基本成分である対称波と反対称波の振幅はともに 1/2 であって、これは物体が左右対称の場合には、その形状等によって何ら影響を受けない不変量である (Diffraction のエネルギー等分配法則にとって、物体の左右対称性の仮定は本質的な制限ではなく、非対称物体についても一般的に成立する。Appendix 参照)。この不変量は、物体の運動を free にしても保存されるということ、我々の目に反射波と透過波としていろいろに変化して見るもの

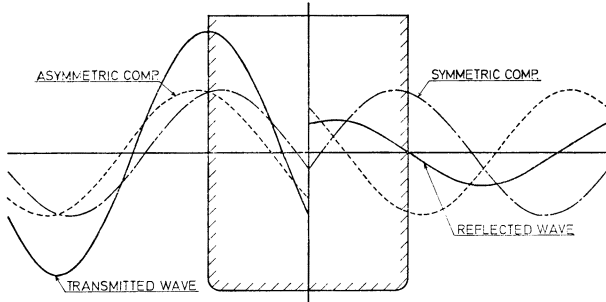


Fig. 2-2 エネルギー等分配法則の概略図

は、基本波としての対称波と反対称波の、ただ位相差の変化による重ね合わせによるものである。この関係を概略的に図示したものが Fig. 2-2 である。

次に、この不変量が物体に運動を許しても保存されることを示す。ここでは Heave free について検討するが、Sway free, Roll free, さらに Sway と Roll との couple を許してもこの基本的事実是不変量である。

さて、Heave free の場合に、単位振幅の入射波の中でする物体の運動は、Haskind-Newman の関係の所別による拡張を用いるならば、次の運動方程式によって与えられる。

$$m(1+m_H)\ddot{y} + \rho\omega|H_2^+(K)|^2\dot{y} + cy = -\rho g H_2^+(K)e^{i\omega t} \quad (2.26)$$

ただし、 m : 物体の質量、 m_H : Heave の付加質量係数、 c : 復元力である。いま、運動が周期的であるから

$$y(K, t) = Y(K)e^{i\omega t} \quad (2.27)$$

とおくと、(2.26) は

$$\{c - \omega^2 m(1+m_H) + i\rho\omega^2 |H_2^+(K)|^2\} Y = -\rho g H_2^+(K) \quad (2.28)$$

となる。さらに

$$\rho\omega^2 P^2 \equiv c - \omega^2 m(1+m_H), \quad H_{2p}^+ = H_2^+ / P \quad (2.29)$$

とおくと、Heaving による正方向への発散波を

$$\eta_{H^+, \text{rad}} e^{i(\omega t - Kx)} \quad (2.30)$$

とすると、(2.15) から

$$\eta_{H^+, \text{rad}} = iKH_2^+(K)Y \quad (2.31)$$

であるから、

$$\eta_{H^+, \text{rad}} = -i\{H_{2p}^+\}^2 / \{1 + i|H_{2p}^+|^2\} \quad (2.32)$$

を得る。従って、対称波成分は

$$\frac{H_2^+}{2H_2^+} - \frac{i\{H_{2p}^+\}^2}{1 + i|H_{2p}^+|^2} = \frac{H_2^+}{2H_2^+} \cdot \frac{1 - i|H_{2p}^+|^2}{1 + i|H_{2p}^+|^2} \quad (2.33)$$

で与えられる。Heave free の場合には、反対称波は変わらないが、対称波についても、その振幅はやはり 1/2 のまま不変であり、ただ位相が変化するのみである。

2.3 同調点における反射波と透過波

上記の不変量概念は、我々に多くの情報を提供する。とくに消波装置との関連で問題になる、Heaving の同調点での様子を調べてみよう。同調点では、(2.29) の $P=0$ ということであるから、

$$Y_{\text{resonance}} = i/K\bar{H}_2^+(K) \quad (2.34)$$

この運動による発散波は

$$\eta_{H^+, \text{radi, reson}} = -H_2^+(K) / \bar{H}_2^+(K) \quad (2.35)$$

となって、対称波成分が

$$H_2^+(K) / 2\bar{H}_2^+(K) \longrightarrow -H_2^+(K) / 2\bar{H}_2^+(K) \quad (2.36)$$

のように変わるから、反射波と透過波は

$$A_{R, \text{fixed}} = \frac{1}{2} \left(\frac{H_2^+}{H_2^+} + \frac{H_1^+}{H_1^+} \right) \longrightarrow A_{R, \text{reson}} = -\frac{1}{2} \left(\frac{H_2^+}{H_2^+} - \frac{H_1^+}{H_1^+} \right) \quad (2.37)$$

$$A_{T, \text{fixed}} = \frac{1}{2} \left(\frac{H_2^+}{H_2^+} - \frac{H_1^+}{H_1^+} \right) \longrightarrow A_{T, \text{reson}} = -\frac{1}{2} \left(\frac{H_2^+}{H_2^+} + \frac{H_1^+}{H_1^+} \right) \quad (2.38)$$

となる。これは Heave free の同調点においては、固定に対する反射係数、透過係数が逆転すること、またこのことは、単に絶対値としてそうであるというばかりでなく、波として全く逆転していることを示している。Sway free や Roll free の場合にも上と同じ事柄が成り立つことは、容易に確かめることができるが、この場合には反対称波成分を変えることによるのである。

これまで、反射波と透過波の性質について、基本波としての対称波と反対称波とへのエネルギー等分配なる不変量概念を用いて統一的に把握できることを示した。この不変量はエネルギー保存則とともに成り立つ不変量である。すなわち、水面に浮ぶ左右対称な物体と系外にエネルギーを取り出さない外部力学系とによって構成された系に入射波がやってくる時、反射波と透過波へ分配されるエネルギーの和は入射波のエネルギーに等しいが、さらに、左右対称波と反対称波とに対してエネルギーは等分される。式として表現すると

(i) エネルギー保存則

$$|A_R|^2 + |A_T|^2 = 1 \quad (2.39)$$

(ii) エネルギー等分配法則

$$|A_R + A_T| = |A_R - A_T| = 1 \quad (2.40)$$

である。左右対称な物体について、エネルギー保存則はエネルギー等分配法則に含まれていることが、両式の比較から容易に認められるが、Appendix の結論に示されるように、両法則は一般的には独立な概念であり、しかも等分配法則はやはり一定の条件のもとで成立する概念である。

3 Active Wave Absorber

前章において消波装置の考え方の原理は明らかにされたのであるが、消波板の運動の制御という点からもう少し詳しく見てゆく。

エネルギー等分配法則によって、入射波のエネルギーは対称波成分と反対称波成分とに等分され、このことは物体に運動を許してもそうであること、さらに同調点においては、物体の運動による発散波は入射波高と等しい波高、すなわち対称波・反対称波について、それぞれ2倍の波高の波を位相差 180° で発散させること、これらを総合すれば次の結論が得られる。すなわち、Heaving の同調点において、自由の場合と同調振幅の $1/2$ に減衰せしめるならば、対称波成分を消すことができる。また、同時に、Sway あるいは Roll の同調点となるようにして、運動の振幅を $1/2$ に減衰せしめるならば、反対称波成分を消すことができる。このとき機械的減衰系として発電機を用いるならば、エネルギーを取り出すことが可能である。これは別所の示した消波装置の構造に他ならない。この消波装置は、消波板の運動の力を波自身に求め、その運動の制御を機械的外部減衰系による passive なものである。

しかし、理論と実験との比較という観点から問題を見ていくならば、上の議論から明らかなように、ただ同調点における同じ運動形態(ただし振幅は $1/2$)が実現しておりさえすればよいということであって、その運動形態を active にモーター・消波板系によって実現しようという考えに基づいた消波装置が Active Wave Absorber である。

次に、以上のことを具体的に調べてみるが、このような波の消し方においては、透過波が0ということは、同時に反射波が0ということでもあるので、今の場合、反射波について考えるだけで十分である。消波板が単位振幅の運動を行なうときの発散波を、 x 軸の正方向に対して

$$\left. \begin{aligned} \text{Heave} : \bar{A}_H e^{i\epsilon_H} e^{i(\omega t - Kx)} \\ \text{Roll} : \bar{A}_R \frac{B}{2} e^{i\epsilon_R} e^{i(\omega t - Kx)} \end{aligned} \right\} \quad (3.1)$$

とするとき、波高比 \bar{A}_H, \bar{A}_R 、位相遅れ ϵ_H, ϵ_R の Ursell-田才法による計算値を、Active Wave Absorber の消波板; $H_0=3.8$, $\sigma=1.0$ の Lewis form について、実験値とともに、Fig. 4-4, Fig. 4-5 に示す。Kochin 関数

との関係は

$$\left. \begin{aligned} H_2^+(K) &= -i\bar{A}_H e^{i\epsilon_H} / K \\ H_3^+(K) &= -i\bar{A}_R \frac{B}{2} e^{i\epsilon_R} / K \end{aligned} \right\} \quad (3.2)$$

であるから、このとき、単位振幅の入射波に対して

$$\left. \begin{aligned} \text{対称波: } H_2^+ / 2\bar{H}_2^+ &= -e^{2i\epsilon_H} / 2 \\ \text{反対称波: } H_3^+ / 2\bar{H}_3^+ &= H_1^+ / 2\bar{H}_1^+ = -e^{2i\epsilon_R} / 2 \end{aligned} \right\} \quad (3.3)$$

で与えられる。従って、消波板の運動を

$$\left. \begin{aligned} \text{Heave: } &\frac{1}{2\bar{A}_H} e^{i\epsilon_H} e^{i\omega t} \\ \text{Roll: } &\frac{1}{\bar{A}_R B} e^{i\epsilon_R} e^{i\omega t} \end{aligned} \right\} \quad (3.4)$$

とすると、反射波が、そして同じことであるが、透過波も0となる。

4 実 験

4.1 消 波 板

消波板の断面形状を Fig. 4-1 に示す。水面下形状が Lewis form である。また、消波板を強制動揺装置に取り付けた状態を Fig. 4-2 に示す。

4.2 強制動揺装置

この強制動揺装置は、定格出力 200W、サイリスタ制御によるサーボモーターによって、前後2本のロッドを強制的にピッチング運動させる。その運動の周波数は、0.3~1.5 Hz、各ロッドの上下振幅は最大 100 mm、また前後2本のロッドの位相差は任意に変えることができる。ただし、サーボモーターの回転数は、また消波板の運動と入射波との位相差はリバーシブルモーターによって、それぞれ実験中

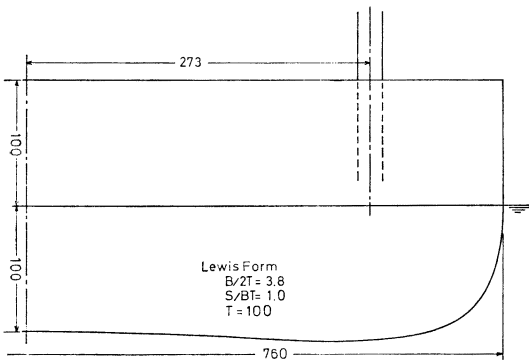


Fig. 4-1 消波板の断面形状

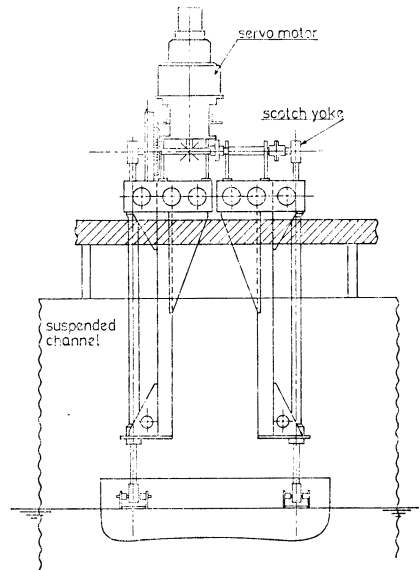
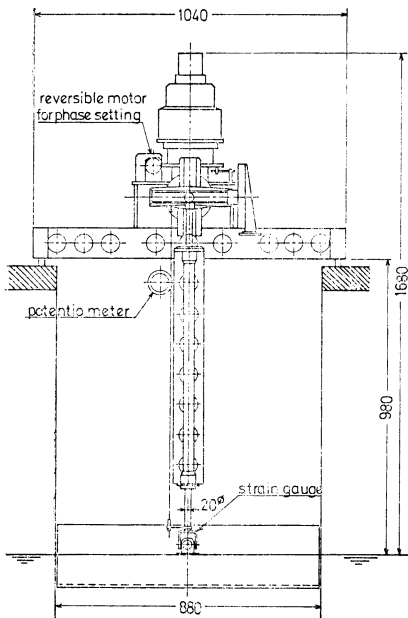


Fig. 4-2 強制動揺装置

においても連続的に可変であるが、各ロッドの振幅および相互の位相差は実験前に固定され、実験中に変えることはできない。

4.3 歪ゲージの取り付け位置

ロッドと消波板の連結部はシンバル機構になっており、歪ゲージはその部分に取り付けられ、各ロッドに働く力を計測した。

4.4 水路と波高計

動揺試験水槽の中央に、アクリル板2板を曳行電車から吊り下げて実験用の水路を作った。その概略図を波高計の設置場所とともに Fig. 4-3 に示す。

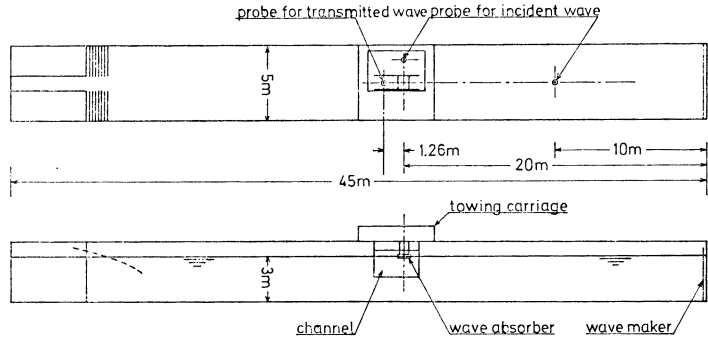


Fig. 4-3 試験動揺水槽 水路と波高計

4.5 結果

4.5.1 発散波

消波板が強制動揺すると、アクリル板が振動して水路の幅方向の波を作り、また水路が短いため、水路の後端から回り込んでくる波があり、そのため水路の内部が攪乱された。その結果、発散波および力の記録波形は

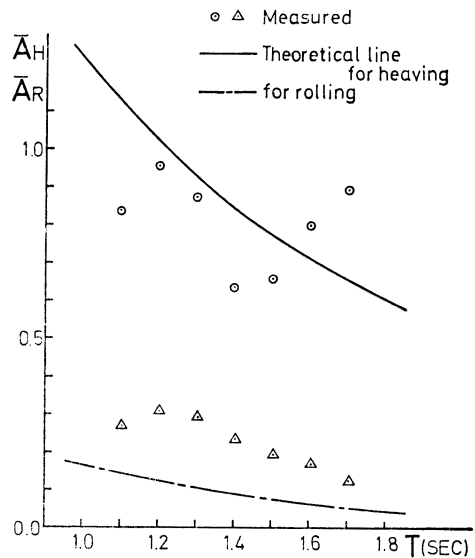
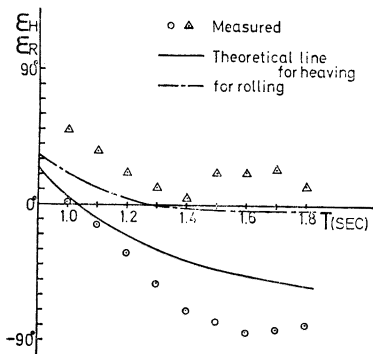


Fig. 4-4 波高比と位相差

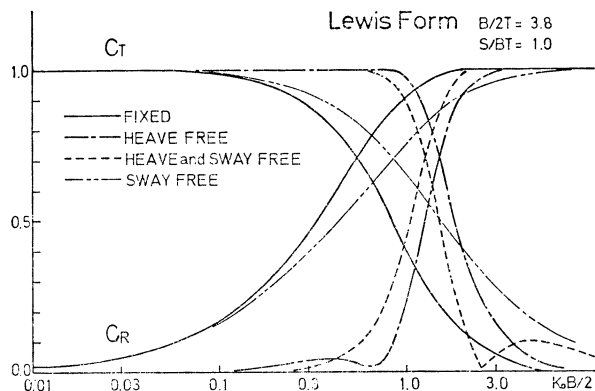


Fig. 4-5 消波板の透過係数と反射係数

基本周期の波に高制波が重ね合わされていたので、フーリエ解析を行なって得られた主要周期の波を第一近似値として、振幅および位相差とした。発散波の振幅比および位相差の実験値を Ursell-田才法による計算値とともに、Fig. 4-4 に示す。また、Fig. 4-5 は、本消波装置が固定されたとき、上下揺れ自由のとき、左右揺れ自由のとき、さらに両方とも自由のときの反射係数 C_T と透過係数 C_R の計算値である。

4.5.2 流体力

消波板が Heaving と Rolling するとき、消波板に働く力を次のように無次元化する。

$$C_h(C_r) = \frac{A_{mp. \text{ of the force on a Rodd}}}{\frac{1}{2} \rho g B L \zeta}$$

ここに

B : 消波板の幅, L : 消波板の長さ, ζ : Rodd の上下運動の振幅

ただし、Rolling についてもモーメントではなくて、ロッドに働く力に注目している。位相差は、運動の正方向を下向きとし、力については上向きを正とするとき、力の運動に対する位相遅れを α_h, α_r としている。

$C_h, C_r, \alpha_h, \alpha_r$ の実験値を、計算値とともに Fig. 4-6 に示す。実験値と計算値とは全体としてよく合っている。

次に、規則波中に消波板を固定したときの強制力を Fig. 4-7 に示す。力の無次元化は、

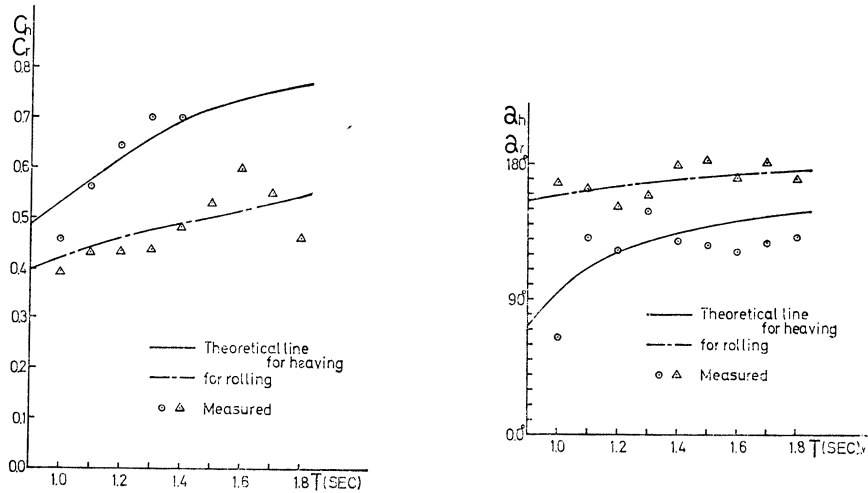


Fig. 4-6 強制動揺時に Rodd に働く力と位相差

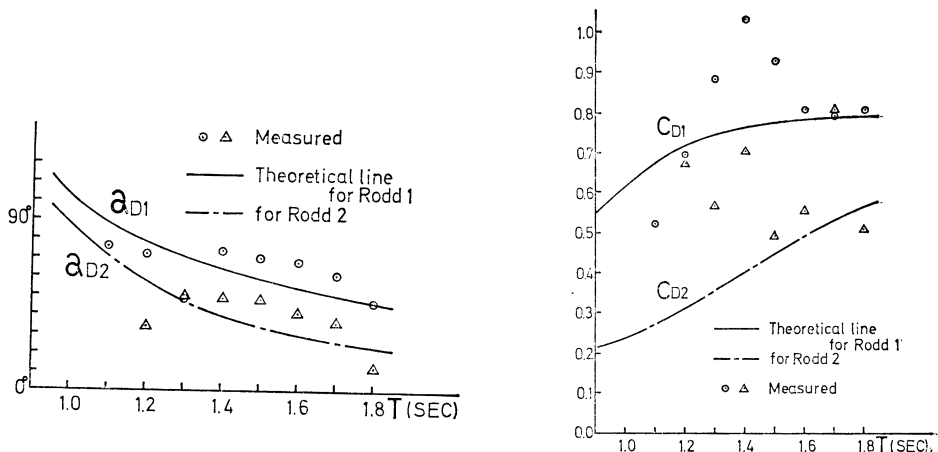


Fig. 4-7 波浪強制力係数と位相差

$$C_{Di} = \frac{A_{mp. \text{ of the force on the Rodd } i}}{\frac{1}{2} \rho g B L \eta} \quad (i=1, 2)$$

である。ここに、添字 i は、 $i=1$ のときは入射波側の、 $i=2$ のときはその反対側のロッドについての値を表わす。

4.5.3 消波状態の透過波

消波装置を、各周期に対して理論計算によって得られた消波状態にセットして、規則波中で運動するとき得られた透過係数の計測値を、 $T=1.4 \text{ sec}$, 1.5 sec について、Fig. 4-8, Fig. 4-9 に示す、

Active Wave Absorber においては、入射波の位相と運動の位相とは互いに独立であって、自律的に消波状態が現出されるということはない。従って、必ずしも消波状態を実現させることには固執せず、逆に入射波と消波板の運動との位相差と透過波高との関係を記録紙から読み取ることによって、消波状態を推定した。この事情は、次の消波状態におけるエネルギー吸収の計測においても同じである。

先に注意したように、消波状態においては外部攪乱の影響が大きいので、透過波が完全に0という状態は現われなかったにも拘らず、消波状態の存在は、理論とはほぼ等しいことが十分に示されている。

4.5.4 消波状態のエネルギー吸収

上に述べたように、波消しの状態においては、消波装置は波によって仕事をされ、そうでないときは逆に、波を作る仕事をするだろう。このことを実験的に確かめた。計測は、入射波に対する消波板の運動の位相遅れに対して、力の振幅と、運動に対する力の位相遅れを記録紙から読み取った。力の無次元化は入射波の振幅 η を基準として、

$$C_{fi} = \frac{A_{mp. \text{ of the Force on the Rodd } i}}{\frac{1}{2} \rho g B L \eta} \quad (i=1, 2)$$

とする。また、単位の入射波の中で消波板が運動しているとき、消波板のなす無次元化された仕事は、各ロッドについて

$$C_{wi} = -\frac{\pi C_{fi} \zeta_i \sin \alpha_i}{\eta} \quad (i=1, 2)$$

とする。ここで ζ_i は、消波状態に設定された各ロッドの運動の振幅を表わす。また α_i

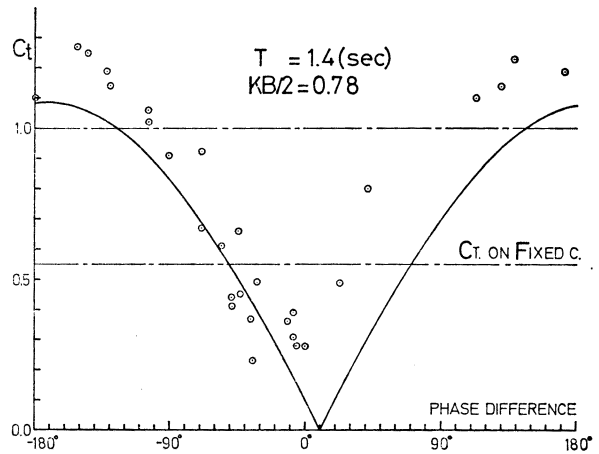


Fig. 4-8 透過係数の計測

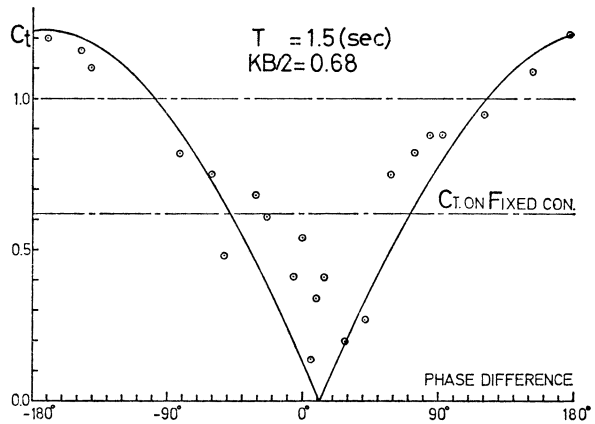


Fig. 4-9 透過係数の計測

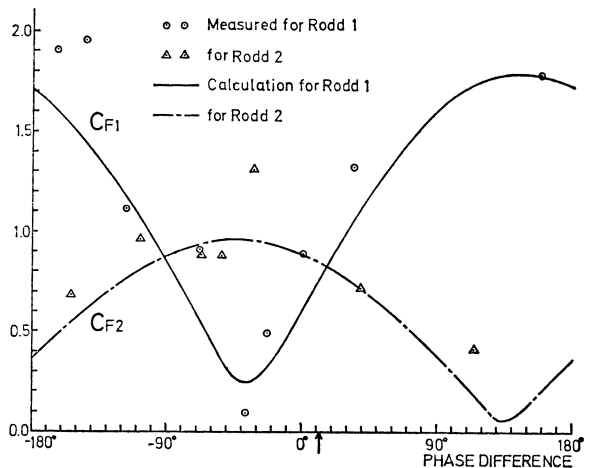


Fig. 4-10 消波状態において各 Rodd に働く力

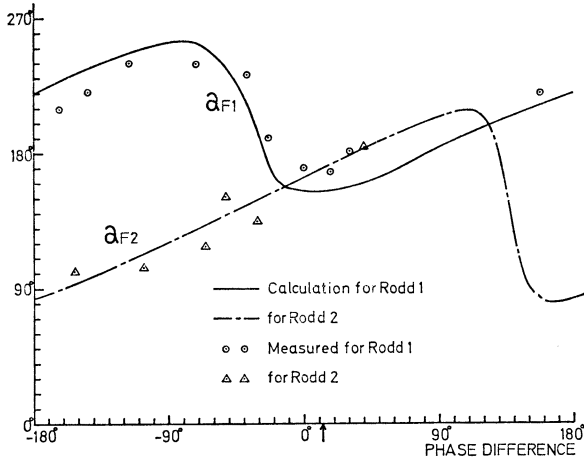


Fig. 4-11 消波状態における力の運動に対する位相遅れ

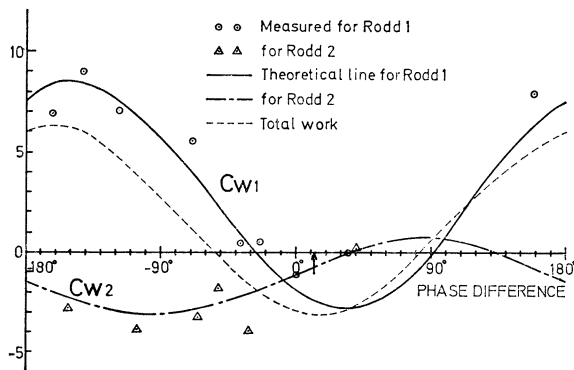


Fig. 4-12 消波板のする仕事

用したことを付記する。

謝 辞

本研究は別所教授の示唆に啓発されて行なったものであり、また本研究に対し種々助言をいただいた事に対し厚く感謝の意を表したい。

本研究は日本鋼管株式会社との共同研究の一環として行なったものであり、本研究に用いた強制動揺装置は同社の援助により製作したものである。著者らはまた土岐直二氏の論文にも啓発される所が大きく、本研究に用いた反射波、透過波のプログラムは同氏のものを使用した事を付記し感謝の意を表する。

参 考 文 献

- 1) 別所正利：浮遊式消波装置の Feasibility Study, 試験水槽委員会第2部会資料 (1973. 2).
- 2) J. H. Milgram: Active water-wave absorbers, J. F. M. Vol. 43 (1970).
- 3) F. Ursell: On the heaving motion of a circular cylinder on the surface of fluid, Q. J. M. A. M. Vol. 2 (1949).
Interaction of a fixed, semi-immersed circular cylinder with a train of surface wave, Department of civil and sanitary engineering, M. I. T. Technical report No. 37 (1959).
- 4) 田才福造：船の上下動揺並びに縦動揺における減衰力及び付加質量について, 日本造船学会論文集第105号 (1959).
F. Tasai: Hydrodynamic force and moment produced by swaying and rolling oscillation of cylinders on the free surface, Reports of Research Institute for Applied Mechanics Vol. IX. No. 35 (1961).
- 5) 田才福造：浮遊構造物に働く流体力とその運動について (第2稿) (1971, 未発表).

は運動に対する力の位相遅れを表わす。ロッドに働く無次元化された力を Fig. 4-10 に、また、力の運動に対する位相遅れを Fig. 4-11 に、それぞれ計算値とともに示す。ただし、両者とも入射波側のロッド1の運動の入射波に対する位相遅れを横軸にとっている。また、各ロッドのなす仕事の計測値と計算値とを Fig. 4-12 に示す。両者の和が全体として消波装置のなす仕事を与える。一般的に計算値とよく合っていることが分かる。

5 結 言

この研究によって、次のことが得られた。

1) 別所によって理論的に予測された、規則波に対する完全な消波状態は可能である。それは、波による Heave や Roll の同調振幅の半分の振幅を、自律的にであれ、強制的にであれ、物体に生じさせることによって得られる運動形態である。しかも、消波状態においては、消波装置は波によって仕事をされる。

2) 反射波と透過波の諸性質は、基本波としての対称波と反対称波とへのエネルギー等分配法則によって統一的に把握することが可能である。

最後に、数値計算には東京大学大型計算機センターの HITAC 8700/8800 システムを使用

田才福造：規則波中の2次元物体に働く漂流力について，試験水槽委員会第2部会資料（1973.7）。

- 6) 別所正利：波の中の船の横揺れ運動の理論について，防衛大学校理工学研究報告，第3巻第1号（1965）。
 7) 土岐直二：反射波と透過波に着目した2次元動揺問題の考察，東京大学大学院修士論文（1973）。
 8) J. N. Newman：The Exciting Forces on Fixed Bodies in Waves, Journal of Ship Research (1962)。

Appendix エネルギー等分配法則の任意船型への拡張

エネルギー等分配法則における物体の対称性の位置を考察する。結論を先にまとめると，非対称な物体に対しては，

(i) 物体が固定されているときには，エネルギー等分配法則は一般的に成り立つ。

(ii) 自由な動揺を許した浮遊物体の場合には，エネルギー等分配法則は一般には成立しないが，成り立つためには，trivial なものを除いて，物体の左右対称性を要求する。

以下にそれを示すが，記号・添字などは全て本文に準じている。

A.1 定義

速度ポテンシャルを

$$\phi_j(x, y) = \phi_{jA} + i\phi_{jB} = (\phi_{jAC} - \phi_{jBS}) + i(\phi_{jAS} + \phi_{jBC}) \quad (j=1, 2, 3, 4) \quad (A-1)$$

とおく。ここで添字は，

$j=1$ ：左右揺れ， $j=2$ ：上下揺れ， $j=3$ ：横揺れ， $j=4$ ：diffraction

また，添字 A, B, C, S はそれぞれポテンシャルの対称成分，反対称成分，実数成分，虚数成分を表わす。また添字 0 は入射波を表わすために用いる。

$$\phi_0(x, y) = e^{-Ky + iKx} \quad (A-2)$$

各ポテンシャルの Kochin 変換は^{6,7)}

$$H_{jAC}^+(K) = H_{jAC}^-(K) = \int_C \left(\frac{\partial \phi_{jAC}}{\partial n} - \phi_{jAC} \frac{\partial}{\partial n} \right) e^{-Ky} \cos Kx ds \quad (A-3)$$

$$H_{jAS}^+(K) = H_{jAS}^-(K) = \int_C \left(\frac{\partial \phi_{jAS}}{\partial n} - \phi_{jAS} \frac{\partial}{\partial n} \right) e^{-Ky} \cos Kx ds \quad (A-4)$$

$$H_{jBC}^+(K) = -H_{jBC}^-(K) = i \int_C \left(\frac{\partial \phi_{jBC}}{\partial n} - \phi_{jBC} \frac{\partial}{\partial n} \right) e^{-Ky} \sin Kx ds \quad (A-5)$$

$$H_{jBS}^+(K) = -H_{jBS}^-(K) = i \int_C \left(\frac{\partial \phi_{jBS}}{\partial n} - \phi_{jBS} \frac{\partial}{\partial n} \right) e^{-Ky} \sin Kx ds \quad (A-6)$$

として与えられる。これから， $H_{jAC}^\pm(K)$ ， $H_{jAS}^\pm(K)$ は実数， $H_{jBC}^\pm(K)$ ， $H_{jBS}^\pm(K)$ は純虚数であることが分かる。

A.2 Radiation ポテンシャルの積分方程式

点 (x, y) が物体表面 C にあるとき，Radiation ポテンシャル $\phi_j(x, y)$ は

$$\frac{1}{2} \phi_{jAC} = \frac{1}{2\pi} \int_C \left(\frac{\partial \phi_{jAC}}{\partial n} - \phi_{jAC} \frac{\partial}{\partial n} \right) G_C ds - e^{-Ky} \cos Kx H_{jAS}^+(K) \quad (A-7)$$

$$\frac{1}{2} \phi_{jAS} = \frac{1}{2\pi} \int_C \left(\frac{\partial \phi_{jAS}}{\partial n} - \phi_{jAS} \frac{\partial}{\partial n} \right) G_C ds + e^{-Ky} \cos Kx H_{jAC}^+(K) \quad (A-8)$$

$$\frac{1}{2} \phi_{jBC} = \frac{1}{2\pi} \int_C \left(\frac{\partial \phi_{jBC}}{\partial n} - \phi_{jBC} \frac{\partial}{\partial n} \right) G_C ds + i e^{-Ky} \sin Kx H_{jBS}^+(K) \quad (A-9)$$

$$\frac{1}{2} \phi_{jBS} = \frac{1}{2\pi} \int_C \left(\frac{\partial \phi_{jBS}}{\partial n} - \phi_{jBS} \frac{\partial}{\partial n} \right) G_C ds - i e^{-Ky} \sin Kx H_{jBC}^+(K) \quad (A-10)$$

で与えられる。

$$G_C = \log \frac{r_1}{r_2} - 2 \oint_0^\infty \frac{e^{-k(y+y')} \cos k(x-x')}{k-K} dk \quad (A-11)$$

$$r_1^2 = (x-x')^2 + (y-y')^2, \quad r_2^2 = (x-x')^2 + (y+y')^2$$

であり， \oint は Cauchy の主値をとるとする。

次に，物体表面境界条件を用いて，上の積分方程式を変形する。強制動揺の変位を

$$x_j(t) = R_e[e^{i\omega t}] \quad j=1, 2, 3 \quad (\text{A-12})$$

とすると、物体表面境界条件は

$$\frac{\partial \phi_j}{\partial n}(x, y) = n_j \quad \text{on } C \quad (\text{A-13})$$

で与えられる。ここに、 n_1, n_2 は C の外向き単位法線の方向余弦であり、 $n_3 = n_2x - n_1y$ である。(A-13) に (A-1) を代入すると

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \phi_{jAC}}{\partial n} - \frac{\partial \phi_{jBS}}{\partial n} &= n_j \\ \frac{\partial \phi_{jAS}}{\partial n} + \frac{\partial \phi_{jBC}}{\partial n} &= 0 \end{aligned} \right\} \text{on } C \quad (\text{A-14})$$

が得られる。(A-14) を考慮して、(A-7) と (A-10), (A-8) と (A-9) からそれぞれ

$$\frac{1}{2} (\phi_{jAC} - \phi_{jBS}) = \frac{1}{2\pi} \int_C \left\{ n_j - (\phi_{jAC} - \phi_{jBS}) \frac{\partial}{\partial n} \right\} G_C ds - e^{-Ky} \cos Kx H_{jAS}^+ + ie^{-Ky} \sin Kx H_{jBC}^+ \quad (\text{A-15})$$

$$\frac{1}{2} (\phi_{jAS} + \phi_{jBC}) = \frac{-1}{2\pi} \int_C (\phi_{jAS} + \phi_{jBC}) \frac{\partial}{\partial n} G_C ds + e^{-Ky} \cos Kx H_{jAC}^+ + ie^{-Ky} \sin Kx H_{jBS}^+ \quad (\text{A-16})$$

が得られる。

A.3 Diffraction ポテンシャルの積分方程式

Diffraction ポテンシャルに対する積分方程式の変形の過程においては、物体の対称性は考慮されないから、別所の結論^{6,7)}はそのまま成立する。

$$\frac{1}{2} (\phi_{0A} + \phi_{4AC}) = -\frac{1}{2\pi} \int_C (\phi_{0A} + \phi_{4AC}) \frac{\partial}{\partial n} G_C ds + e^{-Ky} \cos Kx (1 - H_{4AS}^+) \quad (\text{A-17})$$

$$\frac{1}{2} \phi_{4AS} = -\frac{1}{2\pi} \int_C \phi_{4AS} \frac{\partial}{\partial n} G_C ds + e^{-Ky} \cos Kx H_{4AC}^+ \quad (\text{A-18})$$

$$\frac{1}{2} (\phi_{0B} + \phi_{4BC}) = -\frac{1}{2\pi} \int_C (\phi_{0B} + \phi_{4BC}) \frac{\partial}{\partial n} G_C ds + e^{-Ky} \sin Kx (1 + iH_{4BS}^+) \quad (\text{A-19})$$

$$\frac{1}{2} \phi_{4BS} = -\frac{1}{2\pi} \int_C \phi_{4BS} \frac{\partial}{\partial n} G_C ds - ie^{-Ky} \sin Kx H_{4BC}^+ \quad (\text{A-20})$$

A.4 Kochin 関数の直接的関係

上に得られた積分方程式は、すべて第2種の Fredholm 型積分方程式であるから、解は一意に存在すると考えられるが、すべてが独立なのではなく、互いに従属の関係にあるものがあって、(A-16), (A-17)~(A-20) から、独立な関係が3つ得られることが分かる。

(A-16), (A-18), (A-20) から

$$-\frac{\phi_{4AS}}{H_{4AC}^+} H_{jAC}^+ - \frac{\phi_{4BS}}{H_{4BC}^+} H_{jBS}^+ = \phi_{jAS} + \phi_{jBC} \quad \text{on } C \quad (\text{A-21})$$

(A-17), (A-18) から

$$(\phi_{0A} + \phi_{4AC}) H_{4AC}^+ = \phi_{4AS} (1 - H_{4AS}^+) \quad \text{on } C \quad (\text{A-22})$$

(A-19), (A-20) から

$$(\phi_{0B} + \phi_{4BC}) H_{4BC}^+ = i\phi_{4BS} (1 + iH_{4BS}^+) \quad \text{on } C \quad (\text{A-23})$$

が得られる。これらの式に、演算 $\left(\phi_0 \frac{\partial}{\partial n} - \frac{\partial \phi_0}{\partial n} \right)$ をほどこして、 C 上で積分すると、 $\phi_j \rightarrow H_j^+(K)$, $\phi_{0A}, \phi_{0B} \rightarrow 0$ であることに注意すると

$$\frac{H_{4AS}^+}{H_{4AC}^+} H_{jAC}^+ - \frac{H_{4BS}^+}{H_{4BC}^+} H_{jBS}^+ = H_{jAS}^+ + H_{jBC}^+ \quad (\text{A-24})$$

$$H_{4AS}^+ = |H_{4A}^+|^2 \quad (\text{A-25})$$

$$H_{4BS}^+ = i|H_{4B}^+|^2 \quad (\text{A-26})$$

が得られる。さて (A-24) はあたかも1つの式のごとくであるが、添字 A のついた Kochin 関数は実数であり、添字 B の付いた Kochin 関数は純虚数であることに注意すると、2つの関係式

$$\frac{H_{4AS}^+}{H_{4AC}^+} = \frac{H_{jAS}^+}{H_{jAC}^+} \quad (\text{A-27})$$

$$\frac{H_{4BS}^+}{H_{4BC}^+} = -\frac{H_{jBC}^+}{H_{jBS}^+} \quad (\text{A-28})$$

に分けることができる。(A-25)~(A-28)は $H_j^+(K)$ が与えられたとき、 $H_4^+(K)$ を完全に決定する。結果は

$$H_{4A}^+(K) = H_{jAS}^+ / \bar{H}_{jA}^+ \quad (\text{A-29})$$

$$H_{4B}^+(K) = H_{jBC}^+ / \bar{H}_{jB}^+ \quad (\text{A-30})$$

である。従って

$$H_4^\pm(K) = \frac{H_{jAS}^+}{\bar{H}_{jA}^+} \pm i \frac{H_{jBC}^+}{\bar{H}_{jB}^+} \quad (\text{A-31})$$

となる。

A.5 発散波, 反射波, 透過波について

非対称な物体が j -mode の運動をするときの発散波は

$$\left. \begin{aligned} iK(H_{jA}^+ + iH_{jB}^+)e^{i\omega t - iKx} & \quad (x \rightarrow +\infty) \\ iK(H_{jA}^+ - iH_{jB}^+)e^{i\omega t + iKx} & \quad (x \rightarrow -\infty) \end{aligned} \right\} \quad (\text{A-32})$$

で与えられる。また、固定されているとき、単位振幅の入射波に対して、反射波 A_R 、透過波 A_T は

$$\left. \begin{aligned} A_R &= iH_4^+(K) \\ A_T &= 1 + iH_4^-(K) \end{aligned} \right\} \quad (\text{A-33})$$

であるから

$$\text{対称波成分} = \frac{A_R + A_T}{2} = H_{jA}^+ / 2\bar{H}_{jA}^+ \quad (\text{A-34})$$

$$\text{反対称波成分} = \frac{A_R - A_T}{2} = -H_{jB}^+ / 2\bar{H}_{jB}^+ \quad (\text{A-35})$$

が得られる。従って、固定された非対称物体の場合においても、エネルギー等分配法則は成立することが示される。

A.6 連成のない運動を許した場合

運動方程式は⁸⁾

$$m(1+m_j)\ddot{x}_j + \frac{\rho\omega}{2}(|H_j^+|^2 + |H_j^-|^2)\dot{x}_j + c_j x_j = -\rho g H_j^+ e^{i\omega t} \quad (\text{A-36})$$

で与えられる。ここに

m : 物体の質量

m_j : j -mode の運動に対する付加質量係数

C_j : j -mode の復元力

である。今

$$x_j(t) = R_e[X_j e^{i\omega t}] \quad (\text{A-37})$$

とおくと、(A-36)は

$$\left\{ c_j - \omega^2 m(1+m_j) + \frac{i\rho\omega^2}{2}(|H_j^+|^2 + |H_j^-|^2) \right\} X_j = -\rho g H_j^+ \quad (\text{A-38})$$

となる。ここで

$$\left. \begin{aligned} c_j - \omega^2 m(1+m_j) &\equiv \rho\omega^2 P^2 \\ H_j^+ / P &= H_{j,P}^+ \end{aligned} \right\} \quad (\text{A-39})$$

とおくと、 j -mode の運動による発散波の対称成分は

$$\eta_{j, \text{rad, sym}} = iK H_{jA}^+ X_j \quad (\text{A-40})$$

であるから、(A-38)から

$$\eta_{j, \text{rad, sym}} = -\frac{iH_{jA,P}^+ H_{j,P}^+}{1 + i(|H_{jA,P}^+|^2 + |H_{jB,P}^+|^2)} \quad (\text{A-41})$$

同様に、発散波の反対称波成分は

$$\eta_{j, \text{rad, asym}} = \frac{H_{jB, P^+} H_{j, P^+}}{1 + i(|H_{jA, P^+}|^2 + |H_{jB, P^+}|^2)} \quad (\text{A-42})$$

次に, Diffraction を考慮した, 全体の波の対称波成分と反対称波成分は

$$\eta_{j, \text{sym}} = \frac{H_{jA^+}}{2\bar{H}_{jA^+}} \cdot \frac{\{1 - i(|H_{jA, P^+}|^2 + 2i\bar{H}_{jA, P^+} \cdot H_{jB, P^+} - |H_{jB, P^+}|^2)\}}{\{1 + i(|H_{jA, P^+}|^2 + |H_{jB, P^+}|^2)\}} \quad (\text{A-43})$$

$$\eta_{j, \text{asym}} = -\frac{H_{jB^+}}{2\bar{H}_{jB^+}} \cdot \frac{\{1 + i(|H_{jA, P^+}|^2 + 2i\bar{H}_{jB, P^+} \cdot H_{jA, P^+} - |H_{jB, P^+}|^2)\}}{\{1 + i(|H_{jA, P^+}|^2 + |H_{jB, P^+}|^2)\}} \quad (\text{A-44})$$

となる。これから次のことが得られる。すなわち, 非対称物体に運動を許したとき, エネルギー等分配法則は, 一般的には成り立たない。しかし, 次の条件のもとでは成立する。

$$(i) \quad H_{jA^+} \text{ or } H_{jB^+} = 0 \quad (\text{A-45})$$

$$(ii) \quad H_{jA^+} = iH_{jB^+} \text{ or } H_{jA^+} = -iH_{jB^+} \quad (\text{A-46})$$

(i) は物体の対称性を要求する。(ii) は (A-32) から分かるように, 物体の片側にだけ波を作るという trivial な場合である。

ここにおいて, 物体の対称性がエネルギー等分配法則において果た役割が明らかになり, 初めに述べた結論が得られた。