二つの二次元浮体の振動による波力エネルギー
吸収について*

(ワイドスペース近似と境界要素法による数値解)

木田 輝彦^{*1}, 竹本 哲之^{*2}Energy Absorption of Two-Dimensional Floating Bodies
(Comparison of Wide-Spacing Approximation
with Boundary Element Methods)

Teruhiko KIDA and Tetsuyuki TAKEMOTO

To estimate the usefulness of the wide-spacing approximation proposed by Ohkusu, Srokosz et al, the present paper treats the interaction of two floating bodies. First, the accuracy of the wide-spacing approximation is discussed by using the Green function by John and it is shown that the accuracy of this approximation is of order $\exp(-l)$ where l is the distance between two bodies. Second, the numerical calculation is carried out by using the boundary element method about the two-dimensional rectangular floating bodies, and its results are compared with the wide-spacing approximation. It is shown that the wide-spacing approximation is very accurate in the heave motion, but the accuracy in the sway motion is not as good in the case where the distance between bodies is less than 1.5 times the body width. Finally, the energy absorption coefficient in two heaving rectangular bodies is examined by using the wide-spacing approximation.

Key Words: Floating Body, Energy Absorption, Wide-Spacing Approximation, Boundary Element Method

1. ま え が き

石油などの天然エネルギー資源の枯渇が憂慮されるようになり、原子力、天然ガス、太陽エネルギー、風力や海洋エネルギー、バイオマスなどの代替エネルギーの開発や利用法についての研究が続けられている。本報は海洋エネルギー利用の一つである波力エネルギー吸収に関するものである。波力エネルギーについてはEvansの解説⁽¹⁾があるが、この種の代表的なものは波の伝ば方向に垂直に置かれた長いスパンを持つSalter Duck⁽²⁾やRaft⁽³⁾らである。このような二次元浮体中、対称浮体が1モード振動する場合には波力エネルギーのたかだか50%しか吸収できないが、異なった2モード振動では100%吸収できることをEvans⁽⁴⁾が理論的に導いた。さらに、Srokoszら⁽⁵⁾は二つの浮体がそれぞれ1モード振動するだけでも100%吸収できることを理論的に導き、2枚の鉛直平板にワイドスペース近似を用いて具体的計算例を示した。

水面に浮上する物体や水面下の物体の数値計算法に

についての解説⁽⁶⁾⁽⁷⁾やそれに働く力についての解説⁽⁸⁾がなされている。複数の浮体に関する研究は波力エネルギー吸収の問題ばかりでなく、消波や海洋構造物の波力の問題においても重要で、漸近解法⁽⁹⁾、高次近似解法⁽¹⁰⁾を用いた研究や厳密解を取扱った研究⁽¹¹⁾が近年多く発表されている。

上述したワイドスペース近似は、複数浮体の相互干渉を単独浮体の結果から容易に評価できるという特色を持ち、しかも精度よい近似と言われている。しかしこの近似法の系統的研究はOhkusu⁽¹²⁾によるもの以外はないようである。そこで、本報はこのワイドスペース近似について理論的に検討を加え、誤差の程度を明らかにするとともに、二つの浮体の相互干渉を境界要素法によって数値計算し、ワイドスペース近似の問題点や有用性を明らかにすることを目的とする。ここで取扱った浮体形状はく形であり、この浮体による波力エネルギー吸収についても考察する。

2. 基礎式とワイドスペース近似

図1は波浪中の二つの二次元浮体と座標系を示す。長さは浮体の代表長さで無次元化する。浮体間距離を l 、水深を h とし、水底は水平とする。座標系は、2浮体間中央に原点を取り鉛直上方を y 軸に、入射波の方

* 平成元年3月24日 関西支部第64期定時総会講演会において講演、原稿受付 昭和63年7月11日。

^{*1} 正員、大阪府立大学工学部 (〒591 堺市百舌鳥梅町4丁)。

^{*2} 正員、シャープ(株) (〒639-11 奈良県大和郡山市美濃庄町492)。

向を x 軸に取る。また、前面の浮体を S_1 とし、後面を S_2 とする。図 1 に示すようにそれぞれの浮揚面の中央に原点を取る座標系を (x_1, y_1) と (x_2, y_2) とする。

浮体に働く波による流体力を求める問題では、流れは非圧縮非粘性として取扱うことができ、ここではさらに波高は小さいとする微小波線形近似のもとで考えることにする。このときポテンシャル Φ が存在し

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

境界条件は、浮体表面上で

$$\partial \Phi / \partial n_i = \zeta_{ij} n_{ij} \quad (i=1, 2; j=1, 2, 3) \quad \dots\dots\dots (2)$$

ただし $\zeta_{ij}(t)$ は釣合い位置からの鉛直下方変位で n_i は浮体 S_i の外向き法線 ($j=1, 2$) で、 n_{ij} はその j 方向成分である。また、 $n_{i3} = n_{i2}(x - a_i) + n_{i1}(y - \beta_i)$ である。 (a_i, β_i) は浮体 S_i の回転中心であり、 $\dot{}$ は時間微分を意味する。また、水底では、

$$\partial \Phi / \partial y = 0 \quad \dots\dots\dots (3)$$

水面上では、微小波理論の仮定から、

$$\partial^2 \Phi / \partial t^2 + g \partial \Phi / \partial y = 0 \quad \dots\dots\dots (4)$$

ただし g は重力の加速度である。波を時間に関して周期的微小振動波とし、その角振動数を σ とする。このとき、

$$\Phi = \text{Real} [\phi \exp(-i\sigma t)] \quad \dots\dots\dots (5)$$

と表すことができる。ただし $\text{Real}[\]$ は $[\]$ の実部を意味し、 ϕ は複素関数であるが、ここでは ϕ も速度ポテンシャルと呼ぶことにする。

Green 関数を利用すると ϕ は

$$\phi = \frac{1}{2\pi} \int_{S_1 + S_2 + \Sigma_+ + \Sigma_-} \left(\frac{\partial G}{\partial n} \phi - \frac{\partial \phi}{\partial n} G \right) ds \quad \dots\dots\dots (6)$$

と表せる。ただし、 $\Sigma_{\pm}$ は図 1 に示した仮想の境界である。式 (3)、(4) を満たす Green 関数はすでに John⁽¹³⁾ によって求められており、

$$G(x, y; \xi, \eta) = -2\pi i \sum_{k=0}^{\infty} \frac{C_k}{c_k} \cosh \{c_k(y+h)\} \times \cosh \{c_k(\eta+h)\} \exp \{ic_k|x-\xi|\} \quad \dots\dots\dots (7)$$

ただし

$$C_k = (c_k^2 - \nu^2) / (hc_k^2 - h\nu^2 + \nu) \\ c_k \tanh(c_k h) = \nu \triangleq \sigma^2 / g \quad \dots\dots\dots (8)$$

図 1 二つの浮体と座標系

この c_k は式 (8) を満足する固有値で、 c_0 は実数であるが c_k ($k \geq 1$) は純虚数となる。この式 (7) を式 (6) に代入し整理すると

$$\phi = \frac{1}{2\pi} \int_{S_1 + S_2} \left(\frac{\partial G}{\partial n} \phi - G \frac{\partial \phi}{\partial n} \right) ds + \sum_{k=0}^{\infty} A_k^- \times \cosh \{c_k(y+h)\} \exp \{ic_k x\} + \sum_{k=0}^{\infty} A_k^+ \times \cosh \{c_k(y+h)\} \exp \{-ic_k x\} \quad \dots\dots\dots (9)$$

ただし

$$A_k^{\pm} = -i \frac{C_k}{c_k} \int_{\Sigma_{\pm}} \left(\phi \frac{\partial}{\partial n} g_k^{\pm} - g_k^{\pm} \frac{\partial \phi}{\partial n} \right) ds \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$g_k^{\pm}(x, y) = \cosh \{c_k(y+h)\} \exp(\pm ic_k x) \quad \dots\dots\dots (11)$$

入射波のある場合にはその振幅 A とすると上式 (9) に

$$A g_0^+(x, y) / \cosh(c_0 h)$$

を加えるとよい。

ここで放射問題を考えてみる。このとき仮想境界 $\Sigma_{\pm}$ を $x = \pm \infty$ とすると、 $A_k^{\pm} = 0$ ($k=0, 1, \dots$) である。浮体 1 に注目すると $(x_1, y_1) = (x + l/2, y)$ となり、式 (6) から、速度ポテンシャル ϕ は

$$\phi = \frac{1}{2\pi} \int_{S_1} \left(\phi \frac{\partial G_1}{\partial n} - G_1 \frac{\partial \phi}{\partial n} \right) ds + \sum_{k=0}^{\infty} B_k \times \cosh \{c_k(y+h)\} \exp \{-ic_k(x_1 - l/2)\} \quad \dots\dots\dots (12)$$

ただし

$$B_k = -i \frac{C_k}{c_k} \int_{S_2} \left(\phi \frac{\partial}{\partial n} g_k^+ - g_k^+ \frac{\partial \phi}{\partial n} \right) ds \quad \dots\dots\dots (13)$$

浮体 2 に注目すると、 ϕ は同様に

$$\phi = \frac{1}{2\pi} \int_{S_2} \left(\phi \frac{\partial G_2}{\partial n} - G_2 \frac{\partial \phi}{\partial n} \right) ds + \sum_{k=0}^{\infty} D_k \times \cosh \{c_k(y+h)\} \exp \{ic_k(x_2 + l/2)\} \quad \dots\dots\dots (14)$$

ただし G_1 と G_2 は座標系 (x_1, y_1) および (x_2, y_2) に関する式 (7) の Green 関数で、 D_k は

$$D_k = -i \frac{C_k}{c_k} \int_{S_1} \left(\phi \frac{\partial}{\partial n} g_k^- - g_k^- \frac{\partial \phi}{\partial n} \right) ds \quad \dots\dots\dots (15)$$

である。式 (13)、(15) の B_k や D_k と単独浮体の無限前・後方の挙動との関連を考えることにする。そこで単独浮体 S の放射、回折問題を同様に求める。今、放射および回折問題の速度ポテンシャルをそれぞれ ϕ_s と ϕ_r と定義する。このとき

$$\phi_r = \frac{1}{2\pi} \int_S \left(\phi_r \frac{\partial G}{\partial n} - G \frac{\partial \phi_r}{\partial n} \right) ds, \\ \text{Real} \left[\frac{\partial \phi_r}{\partial n_i} \exp(-i\sigma t) \right] = \zeta_{ij} n_{ij} \quad (S \text{ 上}) \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$\phi_s^{\pm} = \frac{1}{2\pi} \int_S \left(\phi_s^{\pm} \frac{\partial G}{\partial n} + G \frac{\partial \phi_s^{\pm}}{\partial n} \right) ds, \\ \frac{\partial \phi_s^{\pm}}{\partial n} = 0 \quad (S \text{ 上}) \quad \dots\dots\dots (17)$$

ただし $\phi_s^{(\pm)}$ は、添字 $\pm$ に対応し右および左からの入射

波である：

$$\phi_{\pm}^{(1)} = g_0^{\pm} \dots\dots\dots (18)$$

さらに次のような速度ポテンシャル $\phi_{\pm}^*$ を導入する。

$$\begin{aligned} \phi_{\pm}^* &= \frac{1}{2\pi} \int_s \left(\phi_{\pm}^* \frac{\partial G}{\partial n} + G \frac{\partial \phi_{\pm}^*}{\partial n} \right) ds, \\ \frac{\partial \phi_{\pm}^*}{\partial n} &= -\frac{\partial \phi_{\pm}^{(k)}}{\partial n} \quad (S \text{ 上}) \dots\dots\dots (19) \end{aligned}$$

ただし、 $\phi_{\pm}^{(k)} = g_k^{\pm}$ である。これらの結果を式(12)、(14)に代入すると

$$\begin{aligned} \phi &= \phi_{r1} + B_0 \phi_{s1}^{(1)} \exp(ic_0 l/2) + \sum_{k=1}^{\infty} B_k \phi_{s1}^{(k)} \\ &\times \exp(ic_k l/2) + B_0 \phi_{s1}^* \exp(ic_0 l/2) \\ &+ \sum_{k=1}^{\infty} B_k \phi_{s1}^* \exp(ic_k l/2), \quad (S_1 \text{ 上}) \dots\dots\dots (20) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \phi &= \phi_{r11} + D_0 \phi_{s11}^{(1)} \exp(ic_0 l/2) + \sum_{k=1}^{\infty} D_k \phi_{s11}^{(k)} \\ &\times \exp(ic_k l/2) + D_0 \phi_{s11}^* \exp(ic_0 l/2) \\ &+ \sum_{k=1}^{\infty} D_k \phi_{s11}^* \exp(ic_k l/2), \quad (S_2 \text{ 上}) \dots\dots\dots (21) \end{aligned}$$

が得られる。添字 I と II は、単独浮体形状が S_1 と S_2 の場合の結果である。単独浮体の速度ポテンシャルは次のような性質を持っている：

$$\begin{aligned} \phi_{\pm}^* &\sim \sum_{m=0}^{\infty} a_{\pm}^{(m)} g_m^{\pm} \\ \phi_{\pm}^* &\sim \sum_{m=0}^{\infty} \gamma_{\pm}^{(m)} g_m^{\pm} \quad (x \rightarrow \pm \infty) \dots\dots\dots (22) \\ \phi_r &\sim \sum_{m=0}^{\infty} a_m^+ g_m^+ \end{aligned}$$

これらの性質を利用し、さらに

$$\begin{aligned} \int_s \left(\phi \frac{\partial \phi}{\partial n} - \phi \frac{\partial \phi}{\partial n} \right) ds &= - \int_{-h}^0 \left(\phi \frac{\partial \phi}{\partial n} - \phi \frac{\partial \phi}{\partial n} \right)_{x=-N} dy \\ &+ \int_{-h}^0 \left(\phi \frac{\partial \phi}{\partial n} - \phi \frac{\partial \phi}{\partial n} \right)_{x=N} dy \quad (N \rightarrow \infty) \dots\dots\dots (23) \end{aligned}$$

を利用すると、式(13)、(15)から、 B_k と D_k が得られる。

$$\begin{aligned} B_k &= a_{k11} + D_0 a_{s11}^{(k)} \exp\left(i \frac{c_0}{2} l\right) \\ &+ \sum_{m=1}^{\infty} D_m \gamma_{k-11}^{(m)} \exp\left(i \frac{c_m}{2} l\right) \\ D_k &= a_{k11} + B_0 a_{s11}^{(k)} \exp\left(i \frac{c_0}{2} l\right) \\ &+ \sum_{m=1}^{\infty} B_m \gamma_{k+11}^{(m)} \exp\left(i \frac{c_m}{2} l\right) \end{aligned} \dots\dots\dots (24)$$

ただし、添字 I と II は単独浮体形状が S_1 と S_2 の場合の結果である。ここで、 $m \geq 1$ において c_m は純虚数となることに注意すると

$$\begin{aligned} B_k &= a_{k11} + D_0 a_{s11}^{(k)} \exp\left(i \frac{c_0}{2} l\right) + O\{\exp(-l)\} \\ D_k &= a_{k11} + B_0 a_{s11}^{(k)} \exp\left(i \frac{c_0}{2} l\right) + O\{\exp(-l)\} \end{aligned}$$

よって

$$\begin{aligned} B_0 &= \frac{a_{011} + a_{s11}^{(0)} \exp(ic_0 l/2)}{1 - a_{s11}^{(0)} a_{s11}^{(0)} \exp(ic_0 l/2)} \\ D_0 &= \frac{a_{011} + a_{s11}^{(0)} \exp(ic_0 l/2)}{1 - a_{s11}^{(0)} a_{s11}^{(0)} \exp(ic_0 l/2)} \end{aligned} \dots\dots\dots (25)$$

この結果は Ohkusu⁽¹²⁾ や Srokosz ら⁽⁵⁾ のワイドスペース近似と一致する。ワイドスペース近似の精度は $\exp(-l)$ のオーダーを無視したものであることが本解析からわかる。このことから、浮体間の距離が小さくなればこの近似の精度が落ちてくると想像される。3章では、く形の二つの浮体の問題を境界要素法で解析し、この近似がどの程度の浮体間距離に対して有効であるかを調べることにする。

3. 境界要素法

本報では Yeung⁽¹⁴⁾ による境界要素法を適用することにする。仮想境界 $\Sigma_{\pm}$ では式(9)からわかるように

$$\phi_{\pm} = \sum_{k=0}^{\infty} A_k^{\pm} g_k^{\pm} \quad (\Sigma_{\pm} \text{ 上}) \dots\dots\dots (26)$$

で表される固有関数展開を用いる。 $\nu = \sigma^2/g$ と定義しているの、自由表面上の境界条件は

$$\partial \phi / \partial y - \nu \phi = 0 \dots\dots\dots (27)$$

となる。この境界条件と $\nabla^2 \phi = 0$ の特解としての $\ln r$ を用いると、速度ポテンシャルは

$$\begin{aligned} \alpha \phi &= \int_{S_1 + S_2 + S_B} \phi \frac{\partial}{\partial n} \ln r ds - \int_{S_1 + S_2} \frac{\partial \phi}{\partial n} \ln r ds \\ &+ \int_{S_F} \phi \left(\frac{\partial}{\partial n} \ln r - \nu \ln r \right) ds \\ &+ \sum_{k=0}^{\infty} A_k^+ F_k^+ \exp(ic_k x_R) \\ &- \sum_{k=0}^{\infty} A_k^- F_k^- \exp(-ic_k x_L) \dots\dots\dots (28) \end{aligned}$$

と表される。ただし、 α は点 $P(x, y)$ が境界上るとき π 、境界内では 2π とし、 r は境界上の点 $Q(\xi, \eta)$ から P までの距離である。また、

$$F_k^{\pm} = \int_{-h}^0 \frac{\cosh\{c_k(\eta+h)\}}{\cosh(c_k h)} \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \ln r \mp ic_k \ln r \right] d\eta \dots\dots\dots (29)$$

で与えられる。ここで、放射問題では $\partial \phi / \partial n$ が S_1 と S_2 上で与えられるので、式(26)～(28)によって連立の基礎方程式が与えられる。

4. 浮体特性

浮体 1, 2 が振幅 ξ_{1j} と ξ_{2k} で振動するとし、振幅 A の入射波中に浮体があるとする。このとき速度ポテンシャル ϕ は

$$\phi = \frac{g}{\sigma} A \phi_s + i\sigma \xi_{1j} \phi_{1j} + i\sigma \xi_{2k} \phi_{2k} \dots\dots\dots (30)$$

である。ただし ϕ_s および ϕ_{1j} は

$$\begin{aligned} \partial\phi_s/\partial n_p &= 0 \\ \partial\phi_{ij}/\partial n_p &= n_{pj}\delta_{ip} \quad (p=1, 2) \text{ (S}_1, \text{S}_2 \text{ 上)} \end{aligned}$$

の境界条件を満たす。また、 ϕ_s および ϕ_{ij} の $x \rightarrow \pm\infty$ での挙動を

$$\phi_s \sim \begin{cases} T \exp(ic_0 x) K(y) & (x \rightarrow \infty) \\ \{\exp(ic_0 x) + R \exp \\ \times (-ic_0 x)\} K(y) & (x \rightarrow -\infty) \end{cases} \dots\dots\dots (31)$$

$$\phi_{ij} \sim A\delta_{ij} \exp(\pm ic_0 x) K(y) \quad (x \rightarrow \pm\infty) \dots (32)$$

$$K(y) = \cosh\{c_0(y+h)\}/\cosh(c_0 h)$$

とする。 R と T は、回折問題における反射および透過係数である。

まず入射波による浮体に働く力 F_{ij}^s は

$$\begin{aligned} F_{ij}^s &= - \int_{S_i} P_{si} n_{ij} ds \\ &= - \text{Real} \left[i\rho g A \exp(-iot) \sum_{k=1}^2 \int_{S_k} \phi_s \frac{\partial\phi_{ij}}{\partial n} ds \right] \end{aligned}$$

ただし、 P_{si} は浮体 S_i 上の圧力である。ここで、式(23)を用い整理すると、

$$\begin{aligned} F_{ij}^s &= \text{Real} [-\rho g A A\delta_{ij} D \exp(-iot)] \\ D &= \{\sinh(2c_0 h) + 2c_0 h\} / \{1 + \cosh(2c_0 h)\} \end{aligned} \dots\dots\dots (33)$$

さて、 $\zeta_{ij} = \text{Real} [\xi_{ij} \exp(-iot)]$ と定義しているので、放射問題による浮体力 F_{ij}^r は

$$\begin{aligned} F_{ij}^r &= -M_{ijij}\ddot{\zeta}_{ij} - B_{ijij}\dot{\zeta}_{ij} - M_{ijik}\ddot{\zeta}_{ik} \\ &\quad - B_{ijik}\dot{\zeta}_{ik} \quad [i, l=1, 2 \ (i \neq l); j, k=1, 2, 3] \end{aligned} \dots\dots\dots (34)$$

と表される。ここで M_{ijpk} や B_{ijpk} は付加質量係数およびダンピング係数で、

$$\sigma^2 M_{ijpk} + i\sigma B_{ijpk} = \rho\sigma^2 \int_{S_i} \phi_{pk} \frac{\partial\phi_{ij}}{\partial n} ds \dots\dots\dots (35)$$

で与えられる。ここで、

$$M_{ijpk}^* = M_{ijpk}/\rho, \quad B_{ijpk}^* = B_{ijpk}/\rho\sigma^2$$

と定義すると、式(35)より

$$M_{ijpk}^* + iB_{ijpk}^* = \int_{S_i} \phi_{pk} \frac{\partial\phi_{ij}}{\partial n} ds \dots\dots\dots (36)$$

特に B_{ijpk}^* は Srokosz らと同様に有限水深の場合も $A\delta_{ij}$ と次式で関係付けられる。

図2 く形2浮体の計算モデル

図3 単独浮体の上下動による付加質量係数とダンピング係数および反射係数と透過係数 ($h=1.0$)

(a) 二つの上下動浮体の付加質量係数とダンピング係数

(b) 二つの横揺れ浮体の付加質量係数とダンピング係数

図 4

$$B_{ij}^* = \frac{D}{2} [A_{0ij}^+ \overline{A_{0jk}^+} + A_{0ij}^- \overline{A_{0jk}^-}] \quad \dots\dots\dots (37)$$

ただし $\bar{A}$ は A の共役を表す。

5. 数値計算とその結果

数値計算は、境界を微小なパネルに分割し各パネル上で ϕ を一定とし、連立一次方程式を構成し、各パネル上での ϕ を求める。本報では図2に示す形2浮体の場合を計算する。放射問題では、 $\partial\phi/\partial n$ は浮体の運動によって与えられるので、式(36)から付加質量係数やダンピング係数が求められる。一方、 A_{0ij} はすでに連立一次方程式の解として求められているので、式(37)によって B_{ij}^* が求められる。したがって、式(36)と式(37)の結果から計算精度を確かめることができる。ここでは上下動 (heave) および横揺れ (sway) についてのみ計算を行った。

まず、く形単独浮体の M_{ij}^* および B_{ij}^* の計算例を図3に示す。Yeung⁽¹⁴⁾ は $h=1.0$ の場合のみの計算例を示しており、本結果と一致する。またワイドスペース近似に利用するための $|A_{ij}|$ および $|T|$ と $|R|$ を図3に示す。これらの結果ワイドスペース近似によって二つの浮体の上下動、横揺れによる付加質量係数とダンピング係数を求めた。以下の図4(a), (b)では、その結果を実線および点線で示す。この図において●と○は上述した二つの浮体の境界要素法の結果である。これらの図から、上下動においてはワイドスペース近似は非常によい精度であることがわかる。ただ、水深が浅くなると精度が少し悪くなると思われる。横揺れでは、浮体間距離が1.5以下になると、境界要素法による結果とかなりずれてくることがわかる。ワイドスペース近似は l が小さくなると精度が悪くなるという先の予想をうらづけている。ただ上述したように、上下動では l が小さくてもかなりよい精度になっていることは注目される。

表 1 ばね定数およびダンパ定数

$\bar{m}_1, \bar{m}_2$	ν_0	l	d_1	k_1	d_2	k_2
0.3	0.5	2.0	2.8845	7.0425	0.0133	0.4455
		4.0	0.5527	4.2324	0.0133	0.4455
	1.0	2.0	0.2470	6.0952	0.0068	0.6361
		4.0	2.4051	16.3406	0.0068	0.6361
	1.5	2.0	0.3063	12.0847	0.0012	0.5546
		4.0	0.3135	12.2189	0.0012	0.5546
0.5	0.5	2.0	2.8845	8.0225	0.0133	1.4255
		4.0	0.5527	5.2124	0.0133	1.4255
	1.0	2.0	0.2470	8.0552	0.0068	2.5961
		4.0	2.4051	18.3066	0.0068	2.5961
	1.5	2.0	0.3063	15.0247	0.0012	3.4946
		4.0	0.3135	15.1589	0.0012	3.4946

6. 波力エネルギー吸収について

Srokosz らと同様に、二つの浮体が上下動する場合のエネルギー吸収効率について考察する。上述したように上下動の場合、ワイドスペース近似は非常によい近似であるのでこの近似を用いて以下の結果を求めた。

まず、Srokosz らに従って、浮体は単純なばねとダンパ〔それぞれの定数を k_i, d_i ($i=1, 2$)〕によって波力エネルギーを吸収するとする。浮体の質量を $\bar{m}_i$ とすると、浮体の運動方程式は

$$\bar{m}_i \ddot{\xi}_{ij} = -d_i \dot{\xi}_{ij} - k_i \xi_{ij} + F_{ij}^S + F_{ij}^D \quad \dots\dots\dots (38)$$

で与えられる。波力エネルギー吸収効率が最大となる浮体の振幅は、Srokosz らの解析を有限水深の場合に応用し計算すれば

$$\begin{aligned} \xi_{1j} &= -iA\overline{A_{02k}^+} / [\nu(\overline{A_{01j}^-} \overline{A_{02k}^+} - \overline{A_{01j}^+} \overline{A_{02k}^-})] \\ \xi_{2k} &= iA\overline{A_{01j}^+} / [\nu(\overline{A_{01j}^-} \overline{A_{02k}^+} - \overline{A_{01j}^+} \overline{A_{02k}^-})] \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (39)$$

となる。ただし、浮体 S_1 は j の、浮体 S_2 は k の運動をしている。このとき、 k_i と d_i は

$$\begin{aligned} k_1 &= \sigma^2(\bar{m}_1 + M_{11j}) - \sigma \operatorname{Im} \\ &\quad \times \left\{ (i\sigma M_{1j2k} + B_{1j2k}) \frac{\overline{A_{01j}^+}}{A_{02k}^+} \right\} \\ k_2 &= \sigma^2(\bar{m}_2 + M_{2k2k}) - \sigma \operatorname{Im} \\ &\quad \times \left\{ (i\sigma M_{2k1j} + B_{2k1j}) \frac{\overline{A_{02k}^+}}{A_{01j}^+} \right\} \end{aligned}$$

図 5 エネルギー吸収効率の変化

$$d_1 = B_{1j1j} - \text{Real} \left\{ (i\sigma M_{1j2k} + B_{1j2k}) \frac{\bar{A}_{01j}^+}{\bar{A}_{02k}^+} \right\}$$

$$d_2 = B_{2k2k} - \text{Real} \left\{ (i\sigma M_{2k1j} + B_{2k1j}) \frac{\bar{A}_{02k}^+}{\bar{A}_{01j}^+} \right\}$$

.....(40)

となる。このようにある ν_0 に対し吸収エネルギー最大となる k_i, d_i ($i=1, 2$) を式(40)より求め、これらを固定した場合、先に定めた ν_0 と異なる ν で吸収エネルギー効率 E がどのように変化するかを調べた。ここで E は次式で与えられる。

$$E = 2\sigma^3 \{d_1 |\xi_{1j}|^2 + d_2 |\xi_{2k}|^2\} / \left[\rho g^2 |A|^2 \times \left(\frac{\sinh(2c_0 h) + 2c_0 h}{1 + \cosh(2c_0 h)} \right) \right] \dots\dots\dots(41)$$

表1は式(40)によって求めた d_i と k_i の一例である。また図5は式(41)から求めた結果の一例である。鉛直二平板の回転振動による Srokosz らの結果では、 $c_0 l = \pi q$ ($q=1, 2, \dots$) の場合に強く励振する。この考えを本報のく形浮体に応用できるとすると $c_0(l-1) = \pi q$ となるが、本計算では、かなり低い ν でも励振がみられる。

7. 結 論

本報の結果を要約すると次のようになる。

(1) ワイドスペース近似を理論的に調べ、オーダー $\exp(-l)$ 以上の項を無視した近似であることを明ら

かにした。

(2) Yeung⁽¹⁴⁾による境界要素法を応用し、二つのく形浮体の干渉問題を数値解析した。

(3) その結果をワイドスペース近似と比較したところ、上下動に関しては l が小さくてもよい近似になっているが、横揺れでは $l \leq 1.5$ では精度が悪くなることがわかった。

(4) 二つのく形浮体の上下動による単純な波力エネルギー吸収システムについて調べ、最高効率点以外の波に対する特性の一例を示した。

文 献

- (1) Evans, D. V., *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 13 (1981), 157.
- (2) Salter, S. H., ほか2名, *Naval Archit.*, (1976-1), 21.
- (3) Bessho, M., ほか1名, *Proc. 13th Symp. Nav. Hydro.*, Tokyo, (1980), 841.
- (4) Evans, D. V., *J. Fluid Mech.*, 77 (1976), 1.
- (5) Srokosz, M. A., ほか1名, *J. Fluid Mech.*, 90 (1979), 337.
- (6) Mei, C. C., *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 10 (1978), 393.
- (7) Yeung, R. W., *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 14 (1982), 395.
- (8) Wehausen, J. V., *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 3 (1971), 237.
- (9) Lee, B. S., ほか2名, *J. Ship Res.*, 30-2 (1986), 127.
- (10) Vada, T., *J. Fluid Mech.*, 174 (1987), 23.
- (11) Venkatesan, S. K., *J. Ship Res.*, 29-4 (1985), 234.
- (12) Ohkusu, M., *Proc. Int. Symp. Dyn. Marine Vehicle Struct. in Waves*, London, Inst. Mech. Engrs. paper 12 (1974), 107.
- (13) John, F., *Commun. Pure Appl. Math.*, 3 (1950), 45.
- (14) Yeung, R. W., *Proc. 1st Int. Conf. Numer. Ship Hydro.*, Oct., (1975), 581.

討 論

〔質問〕 増淵正美・川谷亮治

〔法政大学工学部・大阪大学工学部〕

質問者らも波浪エネルギー利用の重要性を感じる者として10年近く前から同様の(浮体の動揺を利用した波浪発電装置に対する)研究を進めてきた(付1)~(付3)。その際に用いたワイドスペース近似の有効性について、貴論文で検討がなされており、興味深い結果が得られていると思う。以下の質問に対してお答え願いたい。

(1) 波浪エネルギー吸収に関しては、浮体の回転運動の利用も重要かと思うが、この回転運動に対するワイドスペース近似の精度はどの程度なのか。

(2) 水深 h が浅くなることで近似の精度が下がるのは、物理的に考えてどのような理由からなのか。

(3) 表1の d_2 と k_2 が浮体間距離 l によって影響を受けない結果が出ているが、これはなぜなのか。

(4) 水深 h が効率特性 E に対してどのような影響を持つか。

〔回答〕 波力エネルギー利用に関する有用なご研究のご紹介とご指摘に感謝する。

超大形航空機の離着陸が現在の空港設備では不可能であり、これを可能にするには潮水面や海水面に離着水するのがよいのではないかと考え、エアクッションによる降着装置の研究を行っている。この関連で、消波についての研究に関心を持っていた。このとき Srokosz ら〔文献(5)〕のワイドスペース近似に出会い、この近似の背景を調べてみようとしたのが本研究の動機の一つである。

ご指摘の点について順を追ってお答えしたいと思う。

(付1) Masubuchi, M. and Shinomiya, Y., *Bull. JSME*, 24-197 (1981), 2036-2042.

(付2) Kawatani, R. and Masubuchi, M., *Bull. JSME*, 26-214 (1983), 667-674.

(付3) Masubuchi, M. and Kawatani, R., *Trans. ASME, J. Dyn. Syst. Meas. Control*, 104-1 (1983), 30-38.

(1) 回転運動については検討していない。回転運動の場合の浮体面上の境界条件は上下と左右の動きで表現できるので、ワイドスペース近似の精度は上下動と左右揺れでほぼ推察できるのではないかと考えている。

(2) 式(24)からわかるように、ワイドスペース近似は $O[\gamma \cdot \exp(i c_1 l)]$ を無視したものである。 c_1 は固有方程式(8)から求められ、純虚数である。この絶対値は h が小さくなるほど大きくなる。すなわち $c_1 \sim i(\nu/h)^{1/2}$ as $h \rightarrow 0$ 。一方、 $C_1 \sim 1/h$ であり、式(24)の γ は $O[\exp\{-(\nu/h)^{1/2}/h^{1/2}\}]$ と推察される。したがってワイドスペースの誤差は $O[\exp\{-2(\nu/h)^{1/2}/h^{1/2}\}]$ と考えられる。このことより適当な h で誤差が大きくなるのではないと思われる。本報の計算例では h が小さくなるとわずかに誤差が大きくなっている。

(3) 式(40)にワイドスペース近似より求められる M_{ijkp} , B_{ijkp} , や A_{oij} を代入し計算すると、 d_2 , k_2 は浮体間距離に無関係な関係式が導出される。

(4) 導出した式の確認を目的とし、 $h=1.0$ の場合のみ計算した。 h の種々変えた場合については計算していない。

〔質問〕 木下 健〔東京大学生産技術研究所〕

ワイドスペース近似の系統的研究は大楠以外にも、代表的なものだけで Spring ら(付4)、増本ら(付5)(付6)、Simon(付7)など、まだ多数あり、厳密解と比較したものでは古くは竹沢ら(付8)、最近では影本ら(付9)(付10)がある。

複数浮体による波力エネルギー吸収システムの最高効率点以外に対する特性には、小林ら(付11)(付12)の研究がある。ご参考までに述べておく。

〔回答〕 ワイドスペース近似と複数浮体による波力エネルギー吸収システムについての多数の文献のご指摘を感謝する。ワイドスペース近似を用いている Srokosz ら〔文献(5)〕の論文では、この近似について Newman-Ohkusu〔文献(12)〕が引用されているだけ

であり、その後のこの近似の理論的背景に主眼を置いた研究を私達は見落としていた。ここにご指摘いただいたことを感謝する。特に Kagemoto ら(付9)に引用されている Martin(付13)の論文において、二次元問題におけるこの近似の導出と計算結果が示されている。本研究では二次元問題で有限水深を取り上げ、ワイドスペース近似の物理的背景を理論的に説明でき、しかもこの近似の特性をできるだけ明らかにしようとした。また、併せて境界要素法の数値結果と比較検討し、さらに有限水深の場合に Srokosz らの波力エネルギー吸収に関する諸公式を拡張した。複数浮体の相互干渉は二次元流れ問題に比べ三次元問題のほうが微小であろうと推察できるので二次元問題を取り上げた。ワイドスペース近似に関する Kagemoto らの理論と本理論とは二次元と三次元の違いがある。また彼らは浮体に生じる波の固有関数展開と固有関数の座標変換にとりなう変換公式を利用している。また上述の Martin は無限水深の二次元問題を同時に取扱っている。本研究では境界要素法により基礎式を導出し、この式を基にワイドスペース近似の物理的背景を考えながら、この近似性の特性や導出過程を固有関数展開を用いずに明らかにしている。

- (付4) Spring, B. H., ほか1名, *Proc. 14th Int. Cont. Coastal Eng. Chap.*, 107, (1974).
- (付5) 増本・ほか2名, 日本造船学会論文集, 145 (1979).
- (付6) Masumoto A., ほか2名, *Appl. Ocean Res.*, 4 (1982).
- (付7) Simon, M. J., *J. Fluid Mech.*, 120 (1982).
- (付8) 竹沢・ほか3名, 日本造船学会論文集, 131 (1972).
- (付9) Kagemoto, H., ほか1名, *J. Fluid Mech.*, 166 (1986).
- (付10) Kagemoto, H., ほか1名, *Proc. 4th BOSS*, (1985).
- (付11) 小林・ほか1名, 日本造船学会論文集, 152 (1980).
- (付12) 小林・ほか1名, 第1回波浪エネルギー利用シンポジウム (1984).
- (付13) Marth, P. A., *Proc. 15th Symp. Naval Hydrodyn.*, (1984), 199.