

半透過式係船棧橋の透過特性と設計波力について

和木多克*・隈元 力*・末延隆之***
田口精亮****・萩原運弘*****

1. まえがき

横浜市は都心臨海部総合整備基本計画を掲げ、三菱重工業(株)横浜製作所(旧横浜造船所)の移転を図り、国際港都としての再生を図るべく「みなとみらい 21」(都心臨海部総合整備事業)計画の着手にのりだした。本報告は、三菱重工業(株)横浜製作所を本牧、金沢両地区に移転、集約する移転計画の一環として実施された係船棧橋構築工事に関連するものである。

建設位置は、東京湾中央部西端に位置するため NE～SSW の風波、あるいは SSE の東京湾湾口からのうねりの影響を受けやすく、横浜市が行った波浪観測資料によると、6 月～9 月にかけて南方向の風波が卓越し 0.4 m 以上の波高出現率は 50% に達している。一方、建設地点の地質構成は、大きく分けて基礎を形成する上総層群とこれを覆う桜木町層から成っている。上総層群は第三紀鮮新世から第四紀洪積世初期にかけて堆積した土層で、土丹と呼ばれる青緑色～青灰色の軟質泥岩から成っている。桜木町層は、シルト、細砂、粘性土から成る沖積層で、層厚は 5～15 m 程度である。また N 値は 0～30 と非常にばらつきが見られる。

こうした立地条件下において、基本設計の段階で抽出した構造形式は二重矢板構造、セル式構造および棧橋構造であり、安全性、施工性、工費等の面から種々比較検討した結果、図-1 に示す半透過式係船棧橋構造を採用した。当棧橋に求められる機能は、修繕船作業の稼働率を低下させないことであり、係船水域の静穏度の確保が最重要課題であった。

そこで、棧橋背後の係船水域における静穏度として、50% 以下の透過率を確保するため、水理模型実験により、棧橋前面のカーテンウォールの浸水長を決め、決定した構造寸法に対して潮位と波浪条件を変化させて棧橋

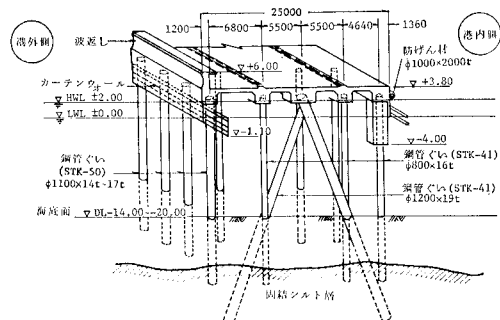


図-1 半透過式係船棧橋

背後の静穏状況を調べた。また同時に積分方程式に帰着した理論解析法を提案し、実験結果と比較することによって半透過式係船棧橋の消波特性に関する理論の適用性を検討した。さらに当棧橋の安定性を検討するため、棧橋に作用する水平波力と鉛直波力を水理模型実験により評価し、設計に用いる外力を決定した。

本報告は、それらの検討結果について述べるものである。

2. 透過特性に関する検討

(1) 実験方法

図-2 に示すように、長さ 25 m、幅 1 m、高さ 1 m の二次元造波水路内にアクリル製の棧橋模型を設置し、まず、棧橋前面のカーテンウォール浸水長を決める実験(ケース 1)を行い、次に、決定したカーテンウォール長を用いて、種々の潮位と波浪条件に対する棧橋背後の静穏状況を調べる実験(ケース 2)を実施した。縮尺比は 1/40 に設定し、各々の実験ケースの条件を現地に換算して表-1 および表-2 に示す。

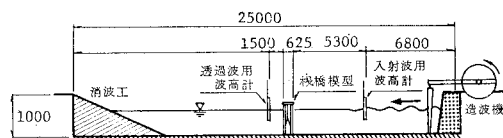


図-2 実験装置

- | | |
|-----------|-----------------------------|
| * 正会員 | 三菱重工業(株)横浜製作所 3 号ドック建設班土木主任 |
| ** 正会員 | 清水建設(株)横浜支店次長 |
| *** 正会員 | 清水建設(株)横浜支店工事長 |
| **** 正会員 | 清水建設(株)土木本部設計部主任部長 |
| ***** 正会員 | 工修 清水建設(株)技術研究所 |

表-1 実験条件 (実験ケース 1)

水	深 (m)	21.0
潮	位 (m)	M.W.L. +1.0
周	期 (s)	4.0
波	高 (m)	0.57~1.36
カーテンウォール浸水長	(m)	2.0, 3.0, 4.0, 5.0
棧橋	幅 (m)	25.0

表-2 実験条件 (実験ケース 2)

水深 (m)	20.0, 21.0, 22.0
潮位 (m)	L.W.L. ±0.0, M.W.L. +1.0, H.W.L. +2.0
周期 (s)	3.1, 4.0, 6.0, 8.0, 10.0
波高 (m)	0.5~6.0
カーテンウォール長 (m)	2.8 (下端レベル -1.0)
棧橋幅 (m)	25.0

(2) 理論の概要²⁾

棧橋を構成する直ぐいと斜ぐいを、空隙率 ε をもつ幅 $2l$ の透過性物質に置き換え、その前面に浸水長 d のカーテンウォールが設置された図-3のような計算モデルを考える。ただし、床版による波の変形は考慮しない。

一定水深 h の流体域を各領域に分け、各々の領域での速度ポテンシャルを $\phi_s(x, z, t) = \phi_s(x, z)e^{i\sigma t}$ ($s=1, 2, 3$) の形で表せば、時間要素をぬいた ϕ_s は次のようになる³⁾。ここに、 σ は周波数である。

$$\begin{aligned} \phi_1 = & (Ae^{-ik(x+l)} + Be^{ik(x+l)}) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} C_n e^{k_n(x+l)} \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \dots\dots\dots (1) \\ \phi_2 = & \sum_{r=0}^{\infty} \left(D_r \frac{\cos k'_r x}{\cos k'_r l} + E_r \frac{\sin k'_r x}{\sin k'_r l} \right) \frac{\cosh k'_r(z+h)}{\cosh k'_r h} \\ & \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \phi_3 = & Fe^{-ik(x-l)} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} G_n e^{-k_n(x-l)} \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h} \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$

ここに、 A は入射波、 B は反射波、 F は透過波、 C_n および G_n は散乱波を表す複素定数であり、 k 、 k_n は次式で決まる固有値である。 g は重力の加速度である。

$$\begin{aligned} \sigma^2 h/g = k h \tanh kh = -k_n h \tan k_n h \\ (n=1, 2, \dots) \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

また、 D_r 、 E_r は複素定数であり、 k'_r は次式で決まる複素固有値である。

$$\left(1 - i \frac{\mu}{\sigma}\right) \frac{\sigma^2 h}{g} = k'_r h \tanh k'_r h \dots\dots\dots (5)$$

ただし、 $r=0, 1, 2, \dots$ であり、 μ は透過性物質内において、流速に比例する流体抵抗係数である。

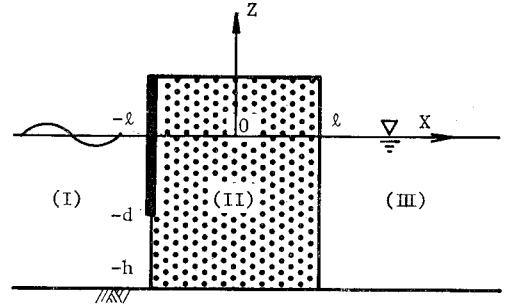


図-3 計算モデル

さて領域の境界面 $x=-l$ および l での水平方向流速を各々 $U_1(z)$ 、 $U_2(z)$ とすれば、速度の連続条件として次式が成立する。

$$x=-l \text{ で } U_1(z) = \partial \phi_1 / \partial x \dots\dots\dots (6)$$

$$\begin{aligned} & = \partial \phi_2 / \partial x \dots\dots\dots (7) \\ & (-h \leq z \leq -d) \end{aligned}$$

$$x=l \text{ で } U_2(z) = \partial \phi_2 / \partial x \dots\dots\dots (8)$$

$$\begin{aligned} & = \partial \phi_3 / \partial x \dots\dots\dots (9) \\ & (-h \leq z \leq 0) \end{aligned}$$

式 (6)、(8) に式 (1)、(3) を代入して得られる式の各項に $\cosh k(z+h)$ および $\cos k_n(z+h)$ を掛けて $(-h, 0)$ の区間で積分する。同様に、式 (7)、(9) に式 (2) を代入して得られる式の各項に $\cosh k'_r(z+h)$ を掛けて $(-h, 0)$ の区間で積分する。その場合、 $x=-l$ において $-d \leq z \leq 0$ の区間で $U_1(z)=0$ であることを考慮すれば、複素定数は次のように書ける。

$$B = A - i \frac{1}{N_0} \int_{-h}^{-d} U_1(\xi) \cosh k(\xi+h) d\xi \dots\dots\dots (10)$$

$$C_n = \frac{1}{N_n} \int_{-h}^{-d} U_1(\xi) \cos k_n(\xi+h) d\xi \dots\dots\dots (11)$$

$$\begin{aligned} D_r = & \frac{1}{2N'_r \tan k'_r l} \left\{ \int_{-h}^{-d} U_1(\xi) \cosh k'_r(\xi+h) d\xi \right. \\ & \left. - \int_{-h}^0 U_2(\xi) \cosh k'_r(\xi+h) d\xi \right\} \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_r = & \frac{1}{2N'_r \cot k'_r l} \left\{ \int_{-h}^{-d} U_1(\xi) \cosh k'_r(\xi+h) d\xi \right. \\ & \left. + \int_{-h}^0 U_2(\xi) \cosh k'_r(\xi+h) d\xi \right\} \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

$$F = i \frac{1}{N_0} \int_{-h}^0 U_2(\xi) \cosh k(\xi+h) d\xi \dots\dots\dots (14)$$

$$G_n = -\frac{1}{N_n} \int_{-h}^0 U_2(\xi) \cos k_n(\xi+h) d\xi \dots\dots\dots (15)$$

ここに

$$N_0 = \frac{\sinh 2kh + 2kh}{4 \cosh kh}, \quad N_n = \frac{\sin 2k_n h + 2k_n h}{4 \cos k_n h}$$

$$N'_r = \frac{\sinh 2k'_r h + 2k'_r h}{4 \cosh k'_r h} \dots\dots\dots (16)$$

一方、領域境界面での圧力の連続性を考えると、次の

条件が成立しなければならない。

$$x=-l \text{ で } \phi_1=\beta\phi_2 \quad (-h \leq z \leq -d) \quad \dots\dots(17)$$

$$x=l \text{ で } \phi_3=\beta\phi_2 \quad (-h \leq z \leq 0) \quad \dots\dots(18)$$

ただし,

$$\beta=(1-i\mu/\sigma)/\varepsilon \quad \dots\dots(19)$$

式(17), (18)に式(1)~(3)および式(10)~(15)を代入して整理すると, 最終的に次のような第1種フレドホルム型の連立積分方程式を得る。

$$\int_{-h}^{-d} S_1(z, \xi) U_1(\xi) d\xi + \int_{-h}^0 S_2(z, \xi) U_2(\xi) d\xi = A \zeta(z) \quad \dots\dots(20)$$

$$\int_{-h}^{-d} T_1(z, \xi) U_1(\xi) d\xi + \int_{-h}^0 T_2(z, \xi) U_2(\xi) d\xi = 0 \quad \dots\dots(21)$$

ここに

$$\begin{aligned} \zeta(z) &= \frac{2 \cosh k(z+h)}{\cosh kh} \\ S_1(z, \xi) &= i \frac{1}{N_0 \cosh kh} \\ &\quad \times \cosh k(z+h) \cosh k(\xi+h) \\ &\quad - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{N_n \cos k_n h} \\ &\quad \times \cos k_n(z+h) \cos k_n(\xi+h) \\ &\quad + \beta \sum_{r=0}^{\infty} \frac{1}{N_r \tan 2k'l \cosh k'_r h} \\ &\quad \times \cosh k'_r(z+h) \cosh k'_r(\xi+h) \\ S_2(z, \xi) &= -\beta \sum_{r=0}^{\infty} \frac{1}{N_r \sin 2k'_r l \cosh k'_r h} \\ &\quad \times \cosh k'_r(z+h) \cosh k'_r(\xi+h) \\ T_1(z, \xi) &= -S_2(z, \xi) \\ T_2(z, \xi) &= -S_1(z, \xi) \end{aligned} \quad \dots\dots(22)$$

式(20), (21)の左辺を数値積分し, U_1 および U_2 が求まれば, 透過率 $|F/A|$ が計算できる。なお定数 A は入射波を $\eta=(H_1/2) \cos(kx-\sigma t)$ と表せば, $A=iH_1 g e^{ikl}/2\sigma$ で与えられる。

また, μ/σ の値はカーテンウォールのない栈橋模型の透過率の実験結果と計算結果との比較から, μ/σ と $\sigma^2 h/g$ の関係を読み取り, 次のような実験式を求め, 推定することにした⁴⁾。図-4にこれらの関係を示す。

$$\frac{\mu}{\sigma} = 0.428 \left(\frac{\sigma^2 h}{g} \right)^{-0.833} \quad \dots\dots(23)$$

(3) 透過率の変化

まず表-1に示す実験条件に基づいて, 栈橋前面のカーテンウォールの遮蔽効果に関する実験を実施し, カーテンウォールの浸水長を決定した。結果は図-5に示すとおりである。浸水長の小さい場合の実験値には波形こ

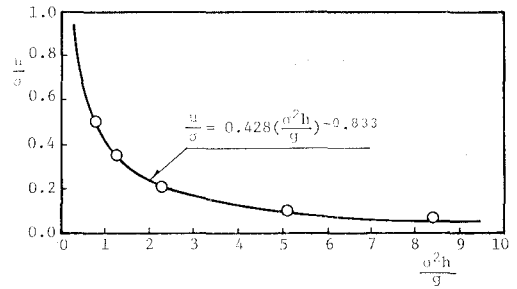


図-4 μ/σ と $\sigma^2 h/g$ との関係

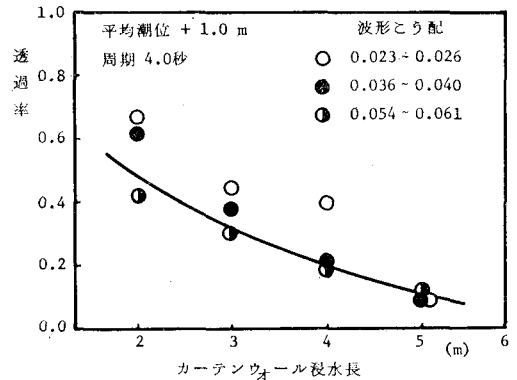


図-5 カーテンウォール浸水長と透過率

う配による透過率の相違が認められるが, 計算結果も合せて考えればカーテンウォールの浸水長を2m以上, すなわちカーテンウォール下端部を-1.0m以下のレベルにすることにより50%以下の透過率が得られることがわかった。なお, 波形こう配による透過率の相違は, 栈橋内の波浪の通過状況により決まり, 波形こう配0.054~0.061の条件では床版の梁に接水する状態であった。

次にカーテンウォール下端部を-1.0mのレベルに設定し, 表-2の実験条件を用いて潮位と波浪条件の変化に対する栈橋背後の静穏状況を調べた。この場合, 潮位の変化に対応してカーテンウォール浸水長が変化すると同時に, 静水面と床版梁下端部(+1.8m)および床版下部(+3.0m)までの距離も変化することになる。図-6にそれらの結果を示す。低潮位の場合の実験値は, 3秒以下で透過率が50%以下になるものの, 4秒以上の波に対しては, はば60%以上の透過率を示す。しかし8秒以上の波では床版梁に接水する場合もあり, 実験値の若干の低下が見られる。また計算結果は実験値よりもやや小さいが, 類似の傾向を示す。次に平均潮位の場合の実験値は, 6秒以上の波で床版梁と接水し, 10秒の波では, さらに床版下部に接水する場合も見られたので4秒の波より6秒以上の波の透過率が小さくなっているが, 概ね8秒程度の波まで50%以下の透過率を示している。したがって, 計算結果も6秒以上の波に対して実験値よ

りもやや大きくなっているが、その傾向は比較的良好一致している。一方、高潮位の場合にはカーテンウォール浸水長が長くなると同時に、床版梁下端が没水し、しかも6秒以上の波に対しては床版下部にも接水する状態と

なった。したがって実験結果は、4秒以下の波では10%以下の透過率になり、8秒の波の場合でも、40%以下の透過率を示す。また計算結果は、床版梁や床版によるエネルギー消散効果を考慮していないため、実験値よりも大きな値を示しており適合性は著しく低下する。

3. 設計波力に関する検討

(1) 実験方法

前述した長さ25m、幅1m、高さ1mの二次元造波水路において、表-2と同一の実験条件を用いた係船橋に働く全波力を図-7に示す分力計で測定した。検出器は円形リングにひずみゲージを接着したもので、その容量は各20kgである。この測定系の水中固有振動数は22Hz程度であった。また床版および床版梁には図-8に示すように計8個の波圧計を取り付けた。波圧計センサーは受圧面積直径5mm、容量100gf/cm²、固有振動数は600Hz程度のものである。

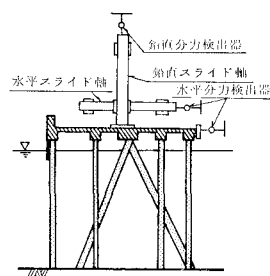


図-7 全波力測定実験

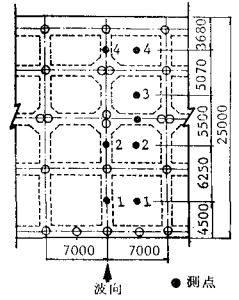
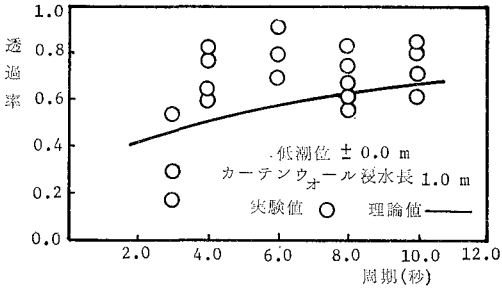
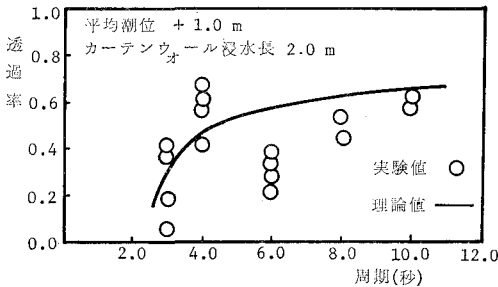


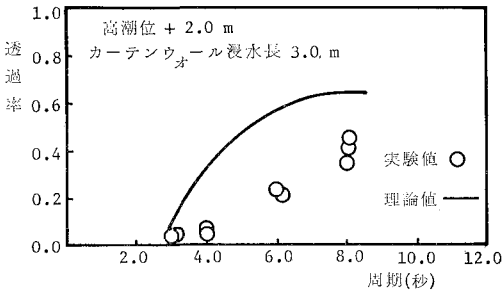
図-8 鉛直波圧測定実験



(a) 低潮位 (±0.0 m)

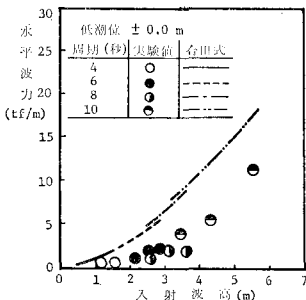


(b) 平均潮位 (+1.0 m)

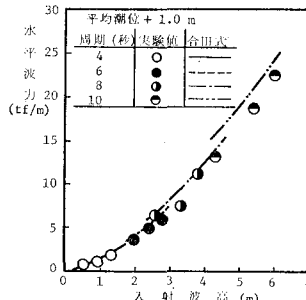


(c) 高潮位 (+2.0 m)

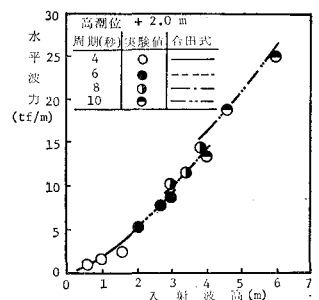
図-6 潮位と周期に対する透過率の変化



(a) 低潮位 (±0.0 m)



(b) 平均潮位 (+1.0 m)



(c) 高潮位 (+2.0 m)

図-9 水平波力の変化

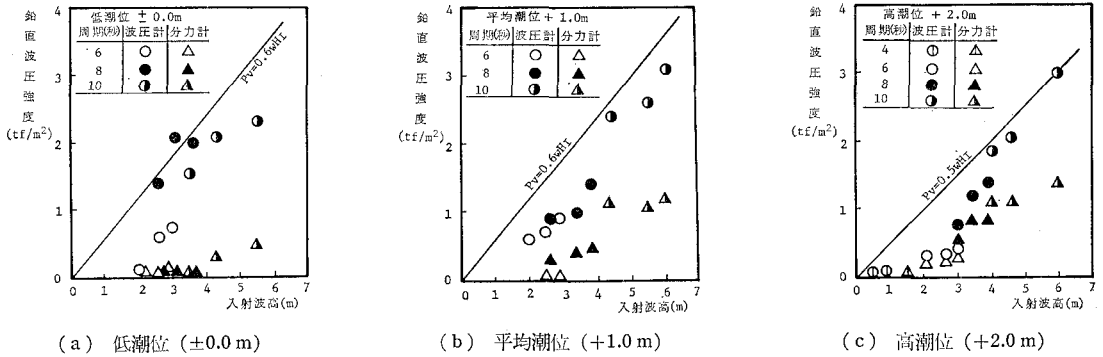


図-10 鉛直波力の変化

これは、低潮位ときにはカーテンウォールに作用する波力は小さいが、潮位が高くなるにつれカーテンウォールばかりでなく床版梁にも波が作用するようになり水平波力が急増するものと考えられる。一方、こうした波力を適切に推定できる計算方法は現在のところ見当らない。そこでカーテンウォールの部分のみに作用する波圧を考へて、これを合田式により計算したものを図中に示す。計算結果は実験結果と類似した傾向を示しているが、低潮位ときには合田式との適合性は低下する。しかし、高潮位の場合のように比較的防波堤に類似した条件では合田式でも適合性はよく、また全体的に合田式が安全側の値を与えるため、栈橋に作用する水平波力の推定には合田式を用いることにした。

(3) 鉛直波力の変化

図-10 は潮位ごとに鉛直波圧強度と波高との関係を示したものである。ただし、分力計からのものは、得られた鉛直波力を栈橋幅で割った値であり、また波圧計からのものは、得られた鉛直波圧にそれぞれの分扱長を掛けて全体波力に換算し、それを栈橋幅で割った平均波圧である。波圧計から波圧値を求める際に位相差を考慮していないために、全体的に、波圧計による波圧強度 p_v の値が分力計からのものより大きく、最大で $p_v = 0.5 \sim 0.6wH_I$ (w : 水の単位体積重量, H_I : 入射波高) 程度である。しかし栈橋前面にカーテンウォールがあり、しかも床版下部に梁がある複雑な構造であるため、鉛直波力の作用状況也非常に複雑であり、また平均潮位の時に

衝撃波圧の発生も見られたので、設計には安全を期して、 $p_v = 1.2wH_I$ を採用した。

4. むすび

新しい係船岸壁構造である半透過式係船栈橋の施工にあたり、予め当栈橋の水理特性を明らかにし、消波性能の面からカーテンウォール浸水長の決め方、さらに安定性の面から設計外力の与え方を示した。また、カーテンウォールを前面にもつ透過性構造物の消波性能を評価できる解析法として積分方程式に帰着する方法を提案し、実験結果と比較検証することにより、その有効性を確認した。当係船栈橋は昭和 58 年 6 月に竣工し、すでに供用が開始され、以来、好評のうちに稼動している。

最後に、本実験について御指導、御教示いただいた運輸省港湾技術研究所谷本勝利防波堤研究室長に感謝の意を表します。

参考文献

- 1) 照井克明・和木多克・隈元 力・末延隆之・中島義幸: 三菱重工業(株)横浜製作所本牧工場岸壁建設工事, 土木施工, 24 巻, 13 号, pp. 11~18, 1983.
- 2) 萩原運弘: 積分方程式法による両面透過壁型防波堤の消波特性の解析, 第 30 回海岸工学講演会論文集, pp. 405~409, 1983.
- 3) 井島武士: 最近の波浪理論における境界値問題の解法とその応用, 土木学会水工学に関する夏期研修会講義集, 1971.
- 4) 井島武士・江口泰彦・小林 彰: 透過性防波堤と岸壁に関する研究, 第 18 回海岸工学講演会論文集, pp. 121~130, 1971.