

ブロック堤体内でのエネルギー逸散機構を考慮した 波変形の解析法に関する研究

中 村 孝 幸*・石 丸 満 久**

1. ま え が き

既に著者ら(中村ら, 1992)は, 大型化するブロックを考慮して, 一様な透水層で近似する従来の手法(Sollitt & Cross, 1972; Madsen, 1974)を捨て, ブロックの形状や配置を直接的に考慮する波変形の解析法や, エネルギー逸散機構として, 新たに水面付近の部材と波面との衝突現象(スラミング)を採り入れた手法などを示した。

本研究では, より合理的なブロック堤による波変形の予測法の確立を目的として, 従来の著者らの解析で欠けていた堤体内での流体抵抗による逸散も考慮できる解析法を新たに展開する。この際, 堤体内の水面付近でのスラミング現象による逸散も考慮する。そして, これら2つの逸散機構を考慮した解析法の適用性を水理実験による結果との比較から検討すると共に, 堤体内での逸散に関係する抵抗係数の推定法についても明らかにする。

2. 各種の逸散機構を考慮した解析法

(1) 解析モデルおよび座標系

ここで想定した解析モデルおよび座標系を図-1に示す。ブロック堤まわりの波動場を, 図中に示すように領域Ⅰから領域Ⅲまでの3領域に分割する。水深は各領域で異なってもよい。領域Ⅰおよび領域Ⅲにおいては, それぞれ入射波と反射波が共存および透過波のみが存在する領域で非減衰波領域とする。一方, 領域Ⅱは, ブロック堤内部のように流体抵抗による逸散が生じるような減衰波領域を想定する。この減衰波領域では, Sollitt らの解析(1972)で想定されている流速ベクトルに比例する線形抵抗が存在するものと仮定する。しかしながら, 流体加速度に起因する流体力学的な慣性抵抗については, 部材の形状や配置を直接的に考慮して解析するため必要としない。このような流体領域での線形化された運動方程式は, 次式で与えられる。

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla(p + \rho g z) - f_R \omega \vec{v} \quad \cdots \cdots (1)$$

ここに, $\vec{v}$: 流速ベクトル, p : 圧力, ρ : 流体密度, g :

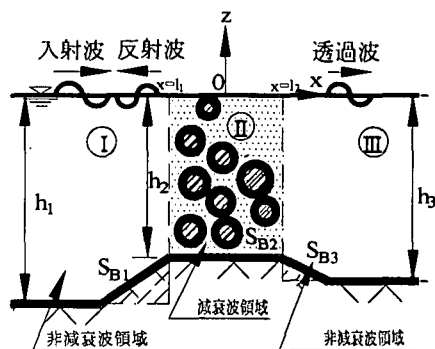


図-1 境界値問題の解析モデル

重力加速度, f_R : 線形抵抗係数, ω : 角振動数である。

また, 領域Ⅱの水面付近に部材がある場合, スラミング現象によりエネルギー逸散が生じることになるが, この逸散は既に著者ら(中村ら, 1992)が提案しているダンパーモデルにより表現できるものとする。このとき, 水表面での線形化された力学的な境界条件は, 次式のよう

$$\eta_{II} = -\frac{1}{g} \left(\frac{\partial \Phi_{II}}{\partial t} + f_R \omega \Phi_{II} + \frac{1}{\rho} \frac{\bar{F}_{DP}}{l} \right) \Big|_{z=0} \quad \cdots \cdots (2)$$

ここに, η_{II} : 領域Ⅱでの水面変動, Φ_{II} : 領域Ⅱでの速度ポテンシャル, $\bar{F}_{DP}$: 水面付近の部材の波スラミングによるエネルギー逸散を等価的に考慮するため, 部材間の水面に設けたダンパーの抵抗力, l : ダンパーの横幅で部材間の水面幅に等しい。スラミング流体力は, 水面上昇速度(あるいは水面での鉛直流速 w)の2乗に比例するため, 算定モデルではローレンツの等価仕事の原理を介して, 等価線形化が行われ, 最終的に次式のような $\bar{F}_{DP}$ が用いられている。

$$\bar{F}_{DP} = \left(\frac{2}{3\pi} C_S \bar{w} \right) \rho \omega D \quad \cdots \cdots (3)$$

ここに, C_S : 水面付近の部材のスラミング係数, $\bar{w}$: 水面での鉛直流速振幅, D : 部材の鉛直方向への射影幅, ()内はスラミング流体力を等価線形化したときの係数に相当する。以下で D には, 水平円柱を部材としていることから, 円柱の直径が用いられている。

各流体領域内には, 任意断面形状の物体があってもよ

* 正会員 工博 愛媛大学助教授 工学部環境建設工学科

** 建設省四国地方建設局 中筋川総合開発事務所

く、図-1での異なる水深を接合する水底斜面部分は領域Ⅰ、Ⅲでの固定物体と解釈すればよい。

入射波は x 軸の正方向に進行するものを想定し、その水面変動 η_0 および速度ポテンシャル ϕ_0 は次のように定義できる。

$$\eta_0(x, t) = \frac{H}{2} \cos(kx - \omega t) \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\begin{aligned} \phi_0(x, z; t) \\ = \text{Real} \left[-\frac{igH}{2\omega} \frac{\cosh k(h_1 + z)}{\cosh kh_1} e^{i(kx - \omega t)} \right] \\ = \text{Real} [\phi_0(x, z) e^{-i\omega t}] \quad \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

ここに、 k ：非減衰波の進行波モードの波数 ($=2\pi/L$, L ：波長), H ：入射波高, ϕ_0 ：入射波ポテンシャルの複素振幅である。

(2) 境界値問題

上記のような解析モデルを想定するとき、各領域での基礎方程式は、2次元の Laplace の式である。また、境界条件は以下のものである。

a) 物体表面 (傾斜水底部を含む)：各流体領域共に固定物体表面 S_B での不透過条件は、共通して以下のように表せる。

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} \Big|_{\text{on } S_B} = 0 \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 $\partial/\partial n$ ：物体表面での外向き法線微分, ϕ ：各領域での全速度ポテンシャルの振幅で、入射波が直接的に存在する領域Ⅰでは、入射波のポテンシャル ϕ_0 とこの領域での回折散乱波ポテンシャル ϕ_s の線形和 $\phi_1 = \phi_0 + \phi_s$ で表される。また、その他の領域Ⅱ、Ⅲでは、回折散乱波のみを考えて、それぞれ $\phi = \phi_{II}$, ϕ_{III} で表される。

b) 水表面：非減衰波領域である領域Ⅰおよび領域Ⅲでは、よく知られているように、

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{\omega^2}{g} \phi \Big|_{z=0} \quad \dots\dots\dots (7)$$

一方、減衰波領域Ⅱでは、水面付近でのスラミングによる逸散を考えると、式(2)の力学的な境界条件と運動学的な境界条件を組み合わせると、次式のように導ける。

$$\frac{\partial \phi_{II}}{\partial z} \left(1 - i \frac{\omega^2}{g} f_s \right) = (1 + if_R) \frac{\omega^2}{g} \phi_{II} \Big|_{z=0} \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 f_s は等価線形化されたスラミング流体力に関する係数で、次式の定義による。

$$f_s = \frac{2}{3\pi} \frac{C_s \bar{w}}{\omega} \frac{D}{l} \quad \dots\dots\dots (9)$$

c) 水底：各領域共に共通で次式で表される。

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} \Big|_{z=-h_i} = 0 \quad \dots\dots\dots (10)$$

d) 接続境界：各領域間の接続条件は、接続境界上の $x=l_1$ および $x=l_2$ において圧力と流速が連続することから、 $x=l_1$ or l_2 において

$$\phi_I \text{ or } \phi_{III} = (1 + if_R) \phi_{II} \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$\frac{\partial(\phi_I \text{ or } \phi_{III})}{\partial x} = \frac{\partial \phi_{II}}{\partial x} \quad \dots\dots\dots (12)$$

以上の境界値問題を解くことにより、領域Ⅰ、Ⅲのポテンシャルが求められると反射・透過率が、また領域Ⅱのそれが求められると、部材波力等が算定できる。

(3) 減衰波のグリーン関数

上記した減衰波の領域Ⅱにおいて、任意の部材形状や配置などを直接的に考慮して回折散乱波を求める手法として、グリーン関数法がある。減衰波領域でのグリーン関数を G_D とすると、その基礎方程式は、やはり2次元の Laplace の式で、 G_D が ϕ_{II} の特異解であることを考慮すると次式のようになる。

$$\nabla^2 G_D = \delta(x-X)\delta(z-Z) \quad \dots\dots\dots (13)$$

ここに、 δ ：Dirac の δ 関数, (x, z) ：流体中の一般点の座標, (X, Z) ：湧き出し関数の一種であるグリーン関数の置かれる位置の座標である。

G_D が満足すべき境界条件は、グリーン関数法での境界条件となる物体上の不透過条件を除き、 ϕ_{II} と同じになる。ただし式(8)は、一般性を保つため、 $f_s=0$ として波スラミングによる影響を除いておく必要がある。すなわち、次式である。

$$\frac{\partial G_D}{\partial z} = (1 + if_R) \frac{\omega^2}{g} G_D \Big|_{z=0} \quad \dots\dots\dots (14)$$

このような境界条件を満足する G_D は、基礎方程式および境界条件をフーリエ変換して、常微分方程式へと導いて解法を行い、その後、逆フーリエ変換するという手法で決定できる。このような演算の結果のみを示すと G_D は次のように導ける。

$$\begin{aligned} G_D(x, z; X, Z) \\ = - \sum_{n=0}^{\infty} \frac{i}{\mu_n} \frac{\mu_n^2 - \lambda^2}{(\mu_n^2 - \lambda^2)h + \lambda} \cos \mu_n(h+z) \\ \cdot \cos \mu_n(h+Z) \exp(i\mu_n|x-X|) \quad \dots\dots\dots (15) \end{aligned}$$

ここに、 λ は次式により、また μ_n は減衰波領域の波数で、分散関係式である次式の第2、3式を解いて与えられる。

$$\lambda = \frac{\omega^2}{g} (1 + if_R) = \mu_n \tanh(\mu_n h) \quad \dots\dots\dots (16)$$

(4) わき出し分布法に基づく解析

図-1の領域Ⅰの回折散乱ポテンシャル ϕ_s および領域Ⅱ、Ⅲの全ポテンシャル ϕ_{II} , ϕ_{III} は、一般的に次式で示す湧き出し分布法を用いて表せる。

$$\phi_i(x, z)$$

$$= \text{Real} \left[\int_{S_i} f_i(X, Z) G_i(x, z; X, Z) dS(X, Z) \right] \dots \dots \dots (17)$$

ここに、 ϕ_i ：上記した各領域の未知ポテンシャル、 G_i ：各領域のグリーン関数で、領域IIについては式(15)の G_D が、領域I, IIIについては、既にJohn(1950)により導かれている非減衰波に対する2次元波動場のグリーン関数が利用できる。また、 $S_i(X, Z)$ ：各領域に含まれる固定物体の没水表面および接続境界面よりなる積分境界、 $f_i(X, Z)$ ： $S_i(X, Z)$ 上に分布させるわき出しの強さである。領域IIの積分境界 $S_{II}(X, Z)$ には、部材間の水表面に仮想的に設けるダンパーも加える必要がある。

わき出し強さ $f_i(X, Z)$ は、グリーン関数を誘導する際に考慮していない境界条件、式(6)、(8)、(11)、(12)に式(17)の速度ポテンシャルの表現式を代入して得られる積分方程式を連立させて解くことにより求められる。そして、わき出し強さが、このように決定されると、式(17)を用いて各領域内の未知ポテンシャルが最終的に算定できる。実際の算定では、グリーン関数に含まれる特異関数の処理など、かなり複雑な考察が必要になるが、紙面の都合上割愛したい。

3. ブロック堤への適用性

(1) 実験装置および実験方法

実験は、長さ28m、高さ1.25m、幅1mの2次元造波水槽で行った。模型堤体の構成部材には、直径7.5cmで長さ50cmの塩ビパイプを用いた。模型堤体の構造は、図-2および図-3に示すように空隙率 $\epsilon=50\%$ のブロック堤を模型化したものとブロック堤の水面付近の部材を取り除き、矩型の不透過堤で置換した上部不透過堤の2種類である。この際、上部不透過堤の不透過部の吃水 d は8cmとした。上部不透過堤を用いた理由は、スラミング現象によるエネルギー逸散を抑制して、ブロック堤内部で生じるエネルギー逸散のみが出現するようにしたものである。

模型堤体への入射波の条件は、周期 T が0.9~2.6secの11種類、波高 $H=7.5, 10, 15$ cmの3種類(碎波する場合を除く)である。なお、設置水深 h は44cmと一定にしてある。

(2) 堤体内での抵抗係数に関する考察

a) 線形抵抗係数と抗力係数：異形ブロックのような部材に作用する波力の算定式としてモリソン式がある。ここでは、特に波のエネルギー逸散に關係する抗力に着目して、堤体内での等価線形抵抗抗力との関係を概略的に考察してみる。

まず、ブロック堤体内の部材波力の表現が十分に知ら

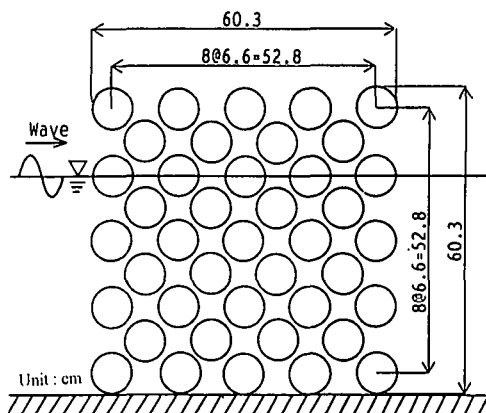


図-2 模型ブロック堤 ($\epsilon=50\%$)

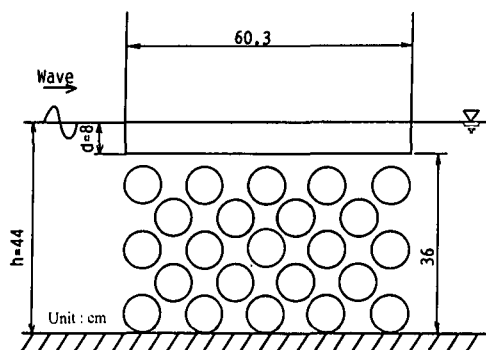


図-3 上部不透過堤

れていないことから、いくつかの仮定が必要になる。ここでは、異論もあるが、以下のような仮定を設ける。

①ブロック堤体内の部材に作用する抗力は、単一部材のそれと同様に流速の2乗に比例する。②抗力の表現には、断面平均流速が適用できる。仮定②は、抗力係数の定義そのものにかかわるが、従来の小型物体に対する実験結果がなるだけそのまま適用できるようにと設定した。

このような仮定に基づくと、 N 本の水平円柱部材に作用する抗力のなす仕事率 $\dot{W}_D$ は鉛直断面内で次式で表せる。

$$\dot{W}_D = \sum_{n=1}^N \frac{1}{T} \int_0^T \frac{1}{2} C_D \rho D \epsilon^3 |\vec{V}_{cn}|^3 dt \dots \dots \dots (18)$$

ここに、 T ：周期、 C_D ：抗力係数、 $\vec{V}_{cn}$ ：部材中心位置での実質流速で、空隙率 ϵ を乗じることにより断面平均流速に変換できるものとした。

一方、線形抵抗を用いたときのエネルギー逸散率 $\dot{W}_R$ は、

$$\dot{W}_R = \frac{1}{T} \int_0^T \int_{A_D} f_R \rho \omega |\vec{v}|^2 dA dt \dots \dots \dots (19)$$

ここに、 $\vec{v}$:空隙部での実質流速ベクトルで式(1)の流速ベクトルと一致する。 A_p :空隙部の断面積(= εA , A :総断面積)である。

円柱部材は、図-2に見られるように空間的に一様に分布しているものと仮定し、上記の2つの仕事率を等置すると次式が導ける。

$$f_R \approx \frac{16}{3\pi^2} C_D \frac{\varepsilon^2(1-\varepsilon)}{\omega D} \frac{\frac{1}{N} \sum_n |\vec{v}_{cn}|^3}{\frac{1}{A_p} \int_{A_p} |\vec{v}|^3 dA} \dots\dots\dots (20)$$

この式の右辺最終項に含まれる流速の3乗と2乗の空間平均比を $\bar{V}$ と定義すると、これは概略的に流速に比例することから次式のように仮定できよう。

$$\bar{V} = (H/2)\omega C(kh) \dots\dots\dots (21)$$

ここに、 $C(kh)$:流速の水深方向分布に依存する係数で、1より小さい量、また堤内波高は入射波高と同程度のオーダーと仮定してある。

$C(kh) \approx 1$ の長波性の波を仮定し、式(21)を式(20)に代入すると、最終的に次式が得られる。

$$f_R \approx \frac{8}{3\pi^2} C_D \left(\frac{H}{D}\right) \varepsilon^2(1-\varepsilon) \dots\dots\dots (22)$$

この式より、線形抵抗係数 f_R は抗力係数や波高・直径比などに比例することおよび空隙率 ε が小さすぎても、大きすぎても f_R は減少することがわかる。

式(22)を用いて、図-2, 3に示す $\varepsilon=50\%$ の模型ブロック堤の f_R を試算してみる。このとき、配列円柱群に対する C_D が必要になるが、均等配置された円柱群に対する結果は知られていない。類似した条件として、並列および縦列円柱群に対する実験結果は、Chakrabarti (1987)により示されている。これによると、5本並列円柱群の中央円柱に対する C_D は、模型堤体における円柱の配列条件(最短中心間距離と直径の比=0.124)の場合、KC数によるが $C_D=3\sim 4$ となっている。ここでは $C_D=4$ を採用し、 $C(kh) \approx 1$ とすると、模型ブロック堤に対する f_R は概略的に $f_R=0.15(H/D)$ で与えられる。

b) 上部不透過堤による堤体内での抵抗係数の推定:ここでは、本研究で提案した解析モデルを用いて上部不透過堤の算定結果と実験結果との比較から線形抵抗係数 f_R を推定してみる。堤体モデルは、図-3に示すもので水面付近の部材と波面とのスラミング現象によるエネルギー逸散がなく、堤体内部での流体抵抗による逸散のみを考慮すればよい。

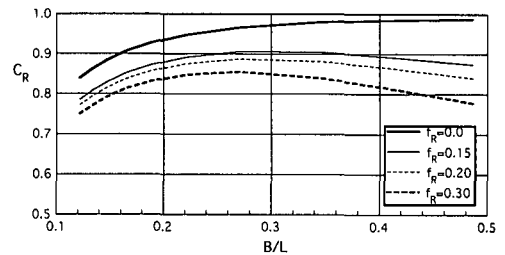
図-4は、各種の f_R の値に対する上部不透過堤の反射率 C_R および透過率 C_T の算定結果を示す。図中では、周期に関する無次元量として B/L (B :堤体幅, L :波長) が採用してある。なお、 $f_R=0.15, 0.2, 0.3$ は、式(22)においてそれぞれ入射波高 $H=7.5\text{ cm}, 10\text{ cm}, 15\text{ cm}$ の

ときに得られる値である。この図より、 C_R, C_T は f_R の値を大きくするほど減少し、 C_R の方がより強く f_R の値に影響されることなどが認められる。

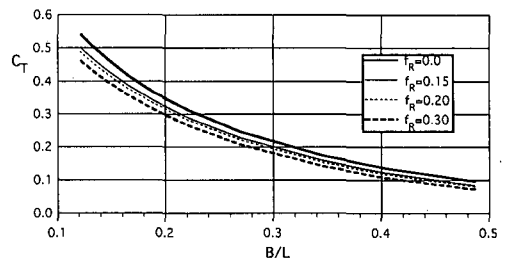
図-5は、 $H=10\text{ cm}$ のときの C_R, C_T の実験結果と算定結果の比較を示す。流体抵抗を考慮した算定結果は、実験結果により近くなっている。そして、図-4, 5から、堤内での流体抵抗は、透過率にはほとんど影響しないことや線形抵抗係数 f_R は概略的に式(22)により推定できることなどがわかる。

(3) ブロック堤の反射率と透過率

ここでは、(2)で検討してきた f_R の推定式による値を用いて、図-2の模型ブロック堤による波変形の算定を行い、実験結果と比較してみる。算定にあたり、スラミング係数 C_S が必要になるが、これについては、既に著者ら(中村ら, 1982)により求められている3段配列円柱についての理論的な値 $C_S=2.15$ が適用できるものとした。図-6は、 $H=10\text{ cm}$ のときの C_R, C_T を B/L による



(a) 反射率 C_R



(b) 透過率 C_T

図-4 抵抗係数 f_R による上部不透過堤の C_R, C_T の変化

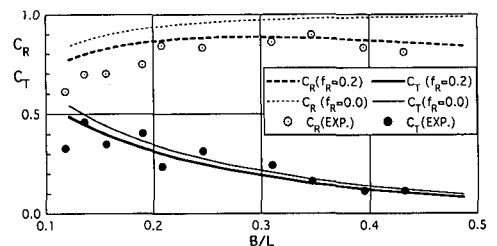
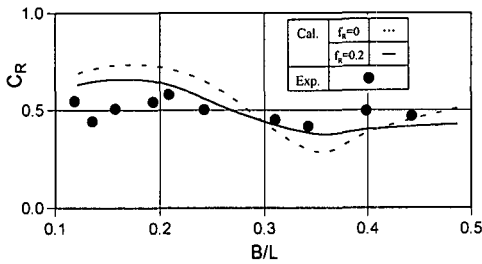
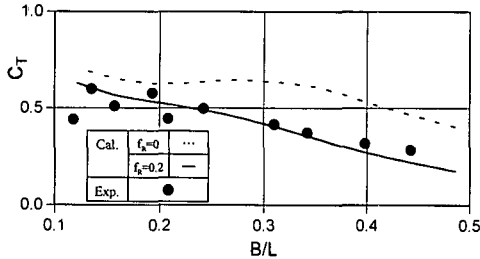


図-5 上部不透過堤の C_R, C_T ($H=10\text{ cm}$)

(a) 反射率 C_R (b) 透過率 C_T 図-6 ブロック堤の C_R , C_T ($H=10$ cm)

変化で示す。図中には、抵抗係数 $f_R=0$ および $H=10$ cm に対する推定値 $f_R=0.2$ の両者に対する算定結果がプロットしてある。この図より、 C_R は実験・算定結果共に B/L により多少波状的な変化を示し、上部不透過堤の C_R に比較してかなり低くなることからわかる。そして、堤内抵抗を無視して $f_R=0$ とすると、波状的な変化はより強くなるようである。一方、 C_T は B/L が減少して長周期の条件になるほど漸増する傾向が、実験・算定結果の両者に認められる。そして、ブロック堤の場合、上部不透過堤と異なり、 f_R の値により C_T の変化が大きく、特にこの傾向は短周期の条件で顕著になっている。

実験結果と算定結果を比較すると、上部不透過堤の場合と同様に、式 (22) による f_R の推定値を用いると、両者の全体的な対応がよいようである。ただし、上部不透過堤と同様に、長周期波側での反射率に関する一致度は

十分でない。これは、実験での入・反射波の分離精度が長周期波では十分でないことも一因と考えられる。

このように、水面付近のスラミング現象による逸散および堤体内での流体抵抗の逸散の両者を考慮すると、各逸散現象に固有な流体力係数を用いることで、より合理的にブロック堤まわりの波変形が解析できるものと言えよう。

4. 結 語

(1) 本研究で開発した数値解析法を用いて、ブロック堤による透過波を、各種の逸散機構を勘案して合理的に推定できる。ただし、反射波については、長周期波に対する入・反射波の分離推定精度を含めて、さらに検討の余地がある。

(2) ブロック堤体内でのエネルギー逸散に関係する線形抵抗係数は、構成部材に作用する抗力による逸散を考えてほぼ推定でき、この抵抗係数は、波高と部材径の比に比例する。

(3) ブロック堤による波のエネルギー逸散は、短周期波に対しては、主に水面付近でのスラミング現象により、また長周期波に対しては、堤体内での流体抵抗により生じやすい。

参 考 文 献

- 中村孝幸・西平和彦・小野修史 (1992): ブロック堤体内のスラミング現象によるエネルギー逸散に関する研究, 海岸工学論文集, 第39巻, pp. 611-615.
- Chakrabalti, S. K. (1987): Hydrodynamics of offshore structures, Springer-Verlag, pp. 209-219.
- John, F. (1950): On the motions of floating bodies II, Comm. Pure Appl. Math., Vol. 3, pp. 45-101.
- Madsen, O. S. (1974): Wave transmission through porous structures, Proc. of ASCE, Jour. of Waterways, Harbors and Coastal Eng. Div., Vol. 100, pp. 169-188.
- Sollitt, C. K. and R. H. Cross (1972): Wave transmission through permeable breakwater, Proc. 13th Coastal Eng. Conf., ASCE, pp. 1827-1846.