

海岸波浪の制御

岩 垣 雄 一

1. はし が き

自然力を制御しようとする試みは、人間の古代からの欲望であって、それ故に現代のすばらしい文明が生れ、人間社会がここまで栄えてきたといえる。しかし、人間がその制御に失敗したとき、たちまち破壊がおこり、永々と築いてきた人間の文明は破滅に至るであろう。海岸に來襲する波浪は、海岸に居住し、また海岸で社会生活を営むものにとって、最も頻繁に対応しなければならない自然外力である。この意味から、海岸波浪の制御は古くから行われ、紀元前3000年頃にはエジプトのサンドリアに石積の防波堤を築き¹⁾、また紀元前2000年頃にやはりエジプトでファロスという港が建設され、長さ8,500 ftの捨石防波堤が構築されたといわれる²⁾。現在では回折理論とか捨石の安定公式などがあるが、防波堤の設計も学問的根拠に立脚して行われるが、すでに4,000～5,000年も昔から、人間の知恵が経験的に海岸波浪の制御法を生み出し、社会生活に役立たしめていたことは驚くほかない。

従来、この夏期研修会では、北大の尾崎 晃教授が「消波構造論」と題して昭和40年に発表し、波のエネルギーを減殺するための構造物を分類して、その機能を解説している³⁾。また、昭和43年には、運輸省港湾技術研究所の伊藤喜行氏が「特殊防波堤論」と題して発表し、141の文献を挙げ、各種の防波堤を歴史的に紹介して、人間の知恵の多彩さを浮ばりにしている¹⁾。最近では、中央大学の服部昌太郎教授が「沿岸開発と波浪制御」という題目で発表し、主として捨石式透過性防波堤の波高伝達を取扱い、消波による波浪の制御を中心として論じている⁴⁾。

昭和48年度から3カ年間、幸にも文部省科学研究費で自然災害特別研究の計画研究として、「海岸における波の制御に関する研究」と題する研究を著者が代表者となって行った⁵⁾。その成果は印刷物⁶⁾となっているが、その内容を適宜引用しながら海岸波浪の制御の問題を考えてみたいと思う。

2. 波 浪 の 制 御 法 ⁷⁾

(1) 波浪の発生原因の制御

波の制御でまず第一に考えられるのが、その発生原因を制御することである。波の発生原因は、普通重力波の場合は風であり、周期が長くなっていわゆる長周期波になると風の他に気圧変化も加わり、また津波の場合には海底地震などが原因であるから、結局、気象や地震を制御しなければならない。これは現在のところ不可能といってよい。一方、発生場の制御として、海面に筏のようなものを浮べて波を発生しにくくすることも考えられるが、これも実用的でない。このように考えてゆくと、波の発生原因や発生場を制御することは、現在では不可能といえる。したがって、いったん発生した波を何らかの方法で制御する以外にないということになる。

(2) 発生波の制御

沖で発生した波が海岸へ到達し、そこで各種の海岸災害を引きおこすのであるが、問題は波が海岸に達するまでに、あるいは到達したときに、波の何をどのように制御するかである。われわれが必要に応じて制御すべき波の特性は、波の進行方向、波の周期および波高の3つであろう。

波の進行方向： 波は海底地形によって、また潮流や河口流などの流れによって屈折し、進行方向が変化する。また海岸地形や構造物の影の部分までも波が廻り込んでくる回折現象によっても波の進

行方向が変わる。さらに光と同じように、反射という現象によって、進行方向が逆になることも起こる。このような波の性質をうまく利用することによって、目的に沿った波の制御を行うことができる。

波の周期： 潜堤を用いれば、通過波が部分的に入射波の周期の $1/2$ や $1/3$ に小さくなることわがわっているが、しかし人間が手を加えて自由に周期を変えることはできない。ただし、次に述べる波高を制御することによって、スペクトルの卓越周期を変えることは可能である。

波高： 一般に波浪の制御というのは、波高を制御することを意味するといってもよい。これは波のエネルギーは波高の 2 乗に比例するので、波のエネルギーの増減は、波高の増減に等しいからである。波高は波の進行方向の制御と同様、屈折や回折によって変化することは当然であり、固定式防波堤は波の回折と反射を巧みに利用して、港内泊地の静穏化をはかるために、古代から行われてきた人間の知恵に外ならない。また、泊地の大きさと入射波の周期によっては、港内波浪が共振現象を起こして異常に大きくなることもあり、この現象を利用して港内への波の侵入を防ぐことも考案されるなど、共振という特異現象は非常に興味深い性質をもっている。しかし、現在のところ波の制御とは、多くの場合「消波」を意味しているといつてよく、いかに効率よく安全に消波するかということが、波浪制御の最も基本的な要求であろう。

(3) 消波法

まず侵入波の波高が減少する原因、換言すれば波の進行とともに波を減衰させる方法を考えてみよう。その 1 として、海底摩擦と浸透がある。しかし、人工的に海底の粗度を大きくしたり、底質を礫のような透水係数の大きいものに変えて、摩擦や浸透を増大させ波を減衰させることは今のところ行われていない。次に流れによる消波がある。これは河川を遡上する波が途中で消える現象であつて、空気防波堤とか噴流防波堤などのいわゆる流体防波堤による消波原理は、流れが波を砕けさせる作用をもつことを利用したものである。また消波の一般的な方法は、防波堤によるのが通常であつて、各種の型式のものがある。しかし、いずれにしても消波のためには、波のエネルギーを減殺する必要がある、したがって、問題は波のエネルギーを減殺するときの最も効率のよい安全確実な消波防波堤の型式を探すことに帰する。

消波型式のもう一つは、波の反射に際して波のエネルギーを減殺しようとするもので、波の打上げとか越波を防止するとともに、波力を極力小さくしようとするのがその目的である。それと同時に、一般には反射波高が減少する、すなわち反射率が小さくなるので、波の反射を阻止するためにもこの方式が用いられる。消波ブロックとか消波岸壁、あるいは砂浜などはこの形式の消波機能をもっている。なお、入射波の位相と異なった位相の反射波を発生させて、両者の波の合成により消波効果をあげようとする resonator (resonant basin) を利用する方法は、フランスの Valembois らが考案した巧妙な消波法である。例えば、入射波の波長の $1/4$ の奥行きと、 $1/2$ の幅をもった basin を反射壁の横に設置すると、反射波の位相が 180° だけ反対になって反射率が 0 となるといふものである。⁸⁾

3. 屈折を利用した波浪の制御

波浪の屈折によって、波の方向や波高が変化するが、屈折をもたらす原因は海底地形と流れである。したがって、海底地形と流れを適宜変化させることによって、波浪制御が可能となるはずである。このことは、逆に海底地形と流れによって波浪がどのように変形するかを明らかにすることに外ならない。

(1) 波向線方程式⁹⁾

いま、図-3.1 に示すように、波の峯線上に点 P をとり、そこでの流速を q 、流れに相対的な波の位相速度を C_x 、 q の x, y 軸に対する分速度を U および V 、さらに C_x 方向への分速度を q_c 、 C_x と x

軸のなす角を θ とする。点 P が時間 t とともに進行してゆく経路を wave ray と名付け、その位置を $x = x(t)$, $y = y(t)$ とすれば、当然、次の関係式が成立する。

$$dx/dt = U + C_* \cos \theta, \quad dy/dt = V + C_* \sin \theta \quad (3.1)$$

Arthur¹⁰⁾によると、ray の上の 2 点 P_1 と P_2 の間を最小時間で進むための経路は、Fermat の原理によって次の条件が満足されなければならない。これは航空機の最小時間の飛行経路決定に用いられるものと同じである。

$$\frac{d\theta}{dt} = \left[\frac{\partial}{\partial x} (q_c + C_*) \right] \sin \theta - \left[\frac{\partial}{\partial y} (q_c + C_*) \right] \cos \theta \quad (3.2)$$

この式は、(3.1)式であらわされる wave ray に沿って (3.2)式が成立することを意味しており、Skovgaard-Jonsson¹¹⁾ はこれを wave orthogonal equation と呼んでいる。

q_c は U および V であらわすと

$$q_c = U \cos \theta + V \sin \theta \quad (3.3)$$

と書けるから、これを (3.2)式に代入すれば次式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{dt} = & \left(-\frac{\partial U}{\partial y} \cos \theta + \frac{\partial U}{\partial x} \sin \theta \right) \cos \theta + \left(-\frac{\partial V}{\partial y} \cos \theta + \frac{\partial V}{\partial x} \sin \theta \right) \sin \theta \\ & - \frac{\partial C_*}{\partial y} \cos \theta + \frac{\partial C_*}{\partial x} \sin \theta \\ & + (-U \sin^2 \theta + V \sin \theta \cos \theta) \frac{\partial \theta}{\partial x} + (-V \cos^2 \theta + U \sin \theta \cos \theta) \frac{\partial \theta}{\partial y} \end{aligned} \quad (3.4)$$

また、これと同じ式が、波数 k の定義から求められる

$$\partial(k \cos \theta) / \partial y - \partial(k \sin \theta) / \partial x = 0 \quad (3.5)$$

と、波数の運動学的保存方程式から定常の場合をあらわす

$$k(C_* + U \cos \theta + V \sin \theta) = \sigma_0 \quad (3.6)$$

からも求まるが、この場合 (3.4)式の右辺最後の $\partial \theta / \partial x$, $\partial \theta / \partial y$ の 2 項のとれた式が導かれる¹²⁾。今のところこの理由はよくわからない。ここで、 σ_0 は流れのないところでの角周波数である。

流れに対する相対的な位相速度 C_* は

$$C_*^2 = \left(\frac{L_*}{T} - U \cos \theta - V \sin \theta \right)^2 = \frac{gL_*}{2\pi} \tanh \frac{2\pi h}{L_*} \quad (3.7)$$

で与えられ、これより波長 L_* を求める次式が得られる。

$$L_* = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh \frac{2\pi h}{L_*} \left(1 - \frac{T}{L_*} U \cos \theta - \frac{T}{L_*} V \sin \theta \right)^{-2} \quad (3.8)$$

したがって、周期 T 、水深 h 、分速度 U , V および波の方向角 θ を与えれば、逐次近似によって L_* が決まり、(3.7)式から C_* が求められる。

もし流れが存在しなければ、上記の式で $U = V = 0$ とおけばよいので、波向線に沿って s をとれば

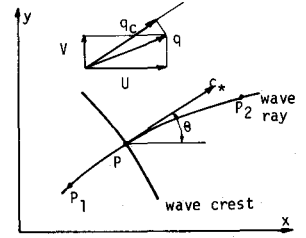


図-3.1 波の峯線, wave ray および流れのベクトルを示す模式図

次式にかわる。

$$\frac{dx}{dt} = c \cos \theta, \quad \frac{dy}{dt} = c \sin \theta \quad (3.9)$$

あるいは,

$$\frac{dy}{dx} = \tan \theta \quad (3.9)'$$

によって示される wave ray の上で,

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{\partial c}{\partial x} \sin \theta - \frac{\partial c}{\partial y} \cos \theta \quad (3.10)$$

あるいは

$$\frac{d\theta}{ds} = \frac{1}{c} \left(\frac{\partial c}{\partial x} \sin \theta - \frac{\partial c}{\partial y} \cos \theta \right) \quad (3.10)'$$

が成立する。ここに、 c は流れのない場合の位相速度である。

(2) 波のエネルギー方程式⁹⁾

波と流れが共存する場合には、両者の非線型干渉によって、エネルギー方程式の中にいわゆる radiation stress を含む過剰運動量の輸送項があらわれることが Longuet-Higgins と Stewart¹³⁾ によって見出されている¹⁴⁾。いま、波高の 2 次のオーダーの波のエネルギー方程式を変形すれば、定常状態の場合には、次のように書き換えられる。

$$\frac{dx}{dt} = U + c_{g*} \cos \theta, \quad \frac{dy}{dt} = V + c_{g*} \sin \theta \quad (3.11)$$

で与えられる energy ray に沿って,

$$\frac{dE}{dt} = -F(U, V, c_*, c_{g*}, \theta) \cdot E \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned} F = & \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial c_{g*}}{\partial x} \cos \theta + \frac{\partial c_{g*}}{\partial y} \sin \theta + c_{g*} \left(-\frac{\partial \theta}{\partial x} \sin \theta + \frac{\partial \theta}{\partial y} \cos \theta \right) \\ & + \left\{ \frac{c_{g*}}{c_g} \cos^2 \theta + \frac{1}{2} \left(\frac{2c_{g*}}{c_*} - 1 \right) \right\} \frac{\partial U}{\partial x} + \left\{ \frac{c_{g*}}{c_*} \sin^2 \theta + \frac{1}{2} \left(\frac{2c_{g*}}{c_*} - 1 \right) \right\} \frac{\partial V}{\partial y} \\ & + \frac{c_{g*}}{c_*} \cos \theta \sin \theta \left(\frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial U}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (3.13)$$

が成立する。ここに、 c_{g*} は流れに相対的な波の群速度で,

$$c_{g*} = \frac{c_*}{2} \left\{ 1 + \frac{4\pi h}{L_*} \left/ \sinh \left(\frac{4\pi h}{L_*} \right) \right. \right\} \quad (3.14)$$

であり、 E は波のエネルギー $(1/8) \rho g H^2$ 、 H は波高である。とくに流れがない場合には,

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= c_g \cos \theta, & \frac{dy}{dt} &= c_g \sin \theta, \\ \frac{dy}{dx} &= \tan \theta \end{aligned} \right\} \quad (3.15)$$

の energy ray に沿って,

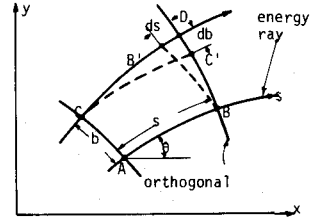
$$\left. \begin{aligned} \frac{dE}{dt} &= -F(c, c_g, \theta) E \quad \text{あるいは} \quad \frac{dE}{ds} = -\frac{F}{c_g} E \\ F &= \frac{\partial c_g}{\partial x} \cos \theta + \frac{\partial c_g}{\partial y} \sin \theta + c_g \left(-\frac{\partial \theta}{\partial x} \sin \theta + \frac{\partial \theta}{\partial y} \cos \theta \right) \end{aligned} \right\} \quad (3.16)$$

が成立することになる。ここで, energy ray に沿って s をとる。図-3.2 に示すように energy ray の間隔を b とすれば, 容易に

$$\frac{1}{b} \frac{db}{ds} = \frac{1}{b} \left(\frac{\partial b}{\partial x} \cos \theta + \frac{\partial b}{\partial y} \sin \theta \right) = -\frac{\partial \theta}{\partial x} \sin \theta + \frac{\partial \theta}{\partial y} \cos \theta \quad (3.17)$$

の関係があることがわかるから, (3.16) 式は次式のように書き換えられる。

$$\frac{d}{ds} (E c_g b) = 0 \quad (3.18) \quad \text{図-3.2 energy ray とその間隔の変化}$$



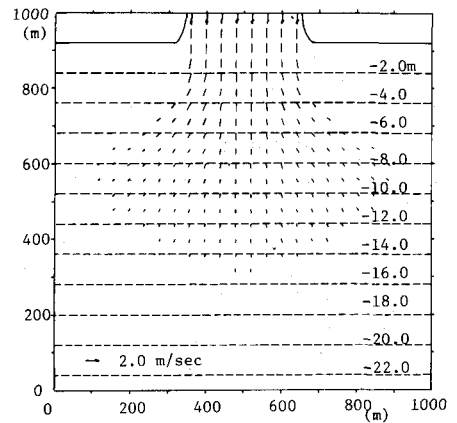
このことは, energy ray に沿って $E c_g b = \text{const}$ であることを表すものであって, 流れがない場合には (3.9)' と (3.15) 式からわかるように, wave ray と energy ray は一致することから, 当然の結果である。

なお, 以上の式にもとづく数値計算の方法は, 昨年に酒井⁹⁾が示しているので, ここでは述べない。

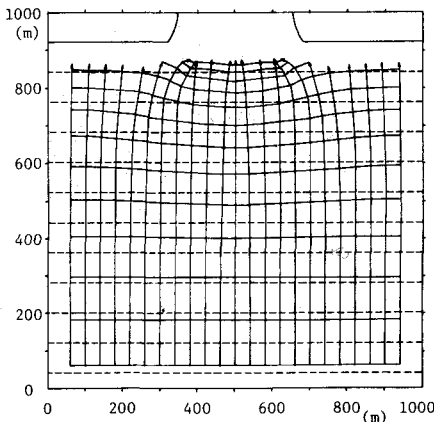
(3) 水深変化と流れによる波浪制御

海底地形を変え, あるいは流れを与えて波浪制御を行った例は, 消波を目的としたもの以外は知らない。しかし, idea のみであれば色々と考えられるが, そのためにも波の屈折に対する多くの知見が必要であろう。

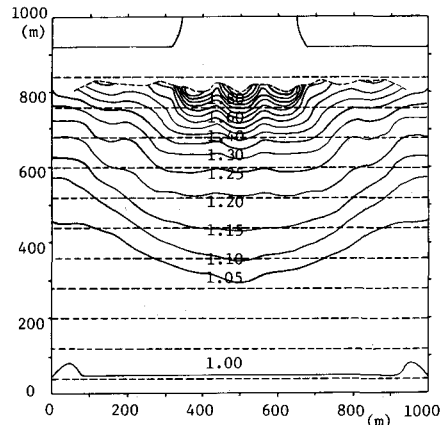
図-3.3 は著者らが計算した河口からの河川流による波の屈折の例である¹⁵⁾。波が河口付近に収束し, 波



(a) 流速分布



(b) 波の峯線図



高が沖波の 1.8 倍にもなることがわかる。このような計算を各種の場合について数多くやっておけば、河口付近の波の特性が明確となり、河口港などの計画に役立つであろう。また潮流の激しいところでの波の実態把握にも、有効に利用できるであろう。

流れのない場合の屈折による波の制御については、Costa-Perestrelo¹⁶⁾ が次のような提案を行っている。すなわち、図-3.4 のようにプリズム形の平面形状の潜堤を海底に構築すると、波の屈折は Snell の法則に従うから、 i という入射角をもって入射した波は、この潜堤から出て行くときには、 D だけ屈折していることになる。この性質を利用して、彼らは図-3.5 に示すようなプリズム状潜堤を設置することにより、港口における波の防御ができるというものである。この場合、潜堤上の水深は、船舶の航行に支障のない深さでなければならないことはもちろんである。さらに、レンズ形状の潜堤の応用例として、波を集中させて碎波させ、波のエネルギーを逸散させることを提案している。すなわち、図-3.6 のようにレンズ状潜堤を一系列に並べて焦点を作り、そこで碎波させてエネルギー逸散を起こさせようというものである。しかし、プリズム状にしてもレンズ状にしても、海底の急変部においては、必ず反射や回折が伴うので果してこのように注文通りにゆくかどうかは不明である。酒井⁹⁾ も紹介したが、球面浅瀬に対する波の屈折に (3.10)' 式を適用すると、図-3.7 に示すような wave ray が得られ、浅瀬背後に焦線が形成され、そこでは波高が無限大となる理屈になるが、実際には入射波の波高の 2 倍程度にしかならない¹⁷⁾。したがって、Costa-Perestrelo が提案した潜堤による波の制御も、その効用については詳細な研究が必要であろう。

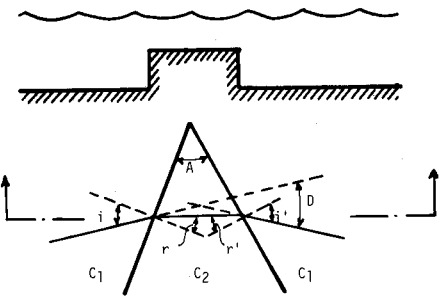


図-3.4 プリズム形状の潜堤

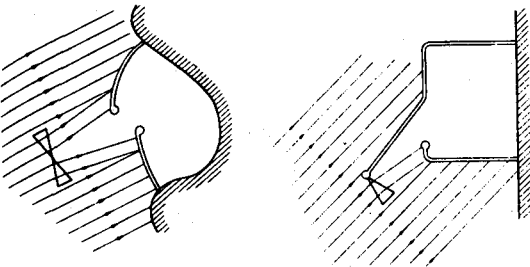


図-3.5 プリズム状潜堤の応用

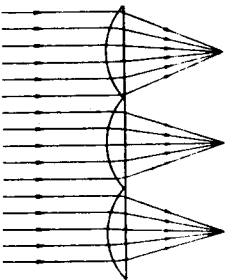


図-3.6 レンズ状潜堤の応用

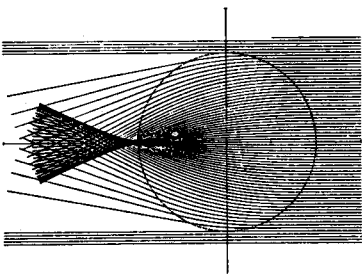


図-3.7 球面浅瀬における wave ray

4. 回折を利用した波浪の制御

固定式防波堤による波の制御は、波の回折現象を考慮して、泊地の静穏化を計る方法に外ならない。防波堤によって幾何学的に影になる部分に波が入って来なければ好都合であるが、光の回折と同様に

廻り込んで入って来るので問題が面倒になる。しかし、最近では、多数の計算図表や理論が発表されて便利になったが、やはり回折問題の取扱いが反射や屈折と組合さって、実際問題となるとなかなか複雑である。ここでは最も簡単な半無限防波堤による回折とその応用例について紹介する。

(1) 基本式

水深を一定とし、静水面を原点にとって、波の進行方向を y 軸、鉛直上方を z 軸とする。波は微小振幅とし、速度ポテンシャルを $\varphi(x, y, z, t)$ とすると、Laplace の式

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0 \quad (4.1)$$

が成立し、境界条件は水面 $z = 0$ で

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0 \quad (4.2)$$

を、底面 $z = -h$ で

$$\partial \varphi / \partial z = 0 \quad (4.3)$$

を満足しなければならない。また水面変動 η は

$$\eta = -\frac{1}{g} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)_0 \quad (4.4)$$

から求められる。この場合、(4.1)式の解は

$$\varphi = i A \exp(i \sigma t) \cosh k(h+z) F(x, y) \quad (4.5)$$

の形をもっており、これを(4.1)式に代入すれば、

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + k^2 F = 0 \quad (4.6)$$

が得られる。(4.5)式を(4.2)式に代入すれば、

$$\sigma^2 / g = k \tanh k h \quad (4.7)$$

の関係が求まり、(4.5)式を(4.3)式に代入すると

$$\eta = (A \sigma / g) \exp(i \sigma t) \cosh k h F(x, y) \quad (4.8)$$

となる。この式で実数部分が水面変動をあらわす。

y 軸の正方向に進行する波は $F(x, y) = \exp(-i k y)$ としてよいから、入射波は

$$\eta_I = (A \sigma / g) \exp\{i(\sigma t - k y)\} \cosh k h \quad (4.9)$$

であらわされ、(4.8)式との比は

$$\eta / \eta_I = \exp(i k y) F(x, y) \quad (4.10)$$

となるので、入射波との振幅比である回折係数 K_d は

$$K_d = |\eta / \eta_I| = |F(x, y)| \quad (4.11)$$

となり、入射波との位相角の差 $\arg \eta / \eta_I$ は

$$\arg \eta / \eta_I = k y + \arg F(x, y) \quad (4.12)$$

となる。

直交座標でなく極座標 r, θ に変換すれば、(4.5), (4.8)式は $F(x, y)$ が $F(r, \theta)$ となり、

(4.6)式は

$$\frac{\partial^2 F}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial F}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} + k^2 F = 0 \quad (4.13)$$

と書きかえられる。 $\theta = \theta_0$ の方向に進行する入射波は、 $F(r, \theta) = \exp\{-ikr \cos(\theta_0 - \theta)\}$ とすればよいから、この場合も

$$K_d = |\eta/\eta_I| = |F(r, \theta)| \quad (4.14)$$

$$\arg(\eta/\eta_I) = kr \cos(\theta_0 - \theta) + \arg F(r, \theta) \quad (4.15)$$

となる。

(2) 半無限防波堤

いま図-4.1に示すように、 $\theta = 0$ に沿って原点から伸びる剛体壁の半無限防波堤を与えると、境界条件として、 $(\partial\varphi/\partial\theta)_0 = 0$ が必要である。これは $(\partial F/\partial\theta)_0 = 0$ とかくことができるが、これを満足する(4.13)式の解が次に示す Sommerfeld の解である。

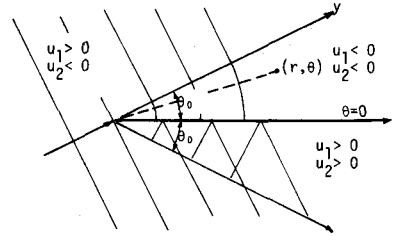


図-4.1 半無限防波堤による波の回折の説明図

$$\begin{aligned} F(r, \theta) = & \frac{1}{\sqrt{2}} \exp\left[i\left\{\frac{\pi}{4} - kr \cos(\theta_0 - \theta)\right\}\right] \int_{-\infty}^{u_1} \exp(-i\pi u^2/2) du \\ & + \frac{1}{\sqrt{2}} \exp\left[i\left\{\frac{\pi}{4} - kr \cos(\theta_0 + \theta)\right\}\right] \int_{-\infty}^{u_2} \exp(-i\pi u^2/2) du \end{aligned} \quad (4.16)$$

ここに、

$$u_1 = -\sqrt{\frac{4kr}{\pi}} \sin\left\{\frac{1}{2}(\theta_0 - \theta)\right\}, \quad u_2 = -\sqrt{\frac{4kr}{\pi}} \sin\left\{\frac{1}{2}(\theta_0 + \theta)\right\}$$

u_1 および u_2 の符号は図-4.1に示すように、3つの領域によって異なり、これらを回折領域($u_1 < 0, u_2 < 0$)、反射領域($u_1 > 0, u_2 > 0$)、入射領域($u_1 > 0, u_2 < 0$)と名付ける。

(4.16)式に含まれる積分は Fresnel 積分とよばれ、

$$C(u) - iS(u) = \int_0^u \exp(-i\pi t^2/2) dt = \int_0^u \exp(-it)/\sqrt{2\pi t} dt \quad (4.17)$$

で定義されるが、これを用いると、

$$f(u) = \frac{1}{\sqrt{2}} \exp(i\pi/4) \int_{-\infty}^u \exp(i\pi t^2/2) dt = \frac{1}{2} \{(1 + C + S) - i(S - C)\} \quad (4.18)$$

$$f(-u) = \frac{1}{2} \{(1 - S - C) + i(S + C)\} = U + iW \quad (4.19)$$

とあらわされる。Wiegel¹⁸⁾ は(4.19)式を利用し、

$$f(-u_1) = U_1 + iW_1, \quad f(-u_2) = U_2 + iW_2 \quad (4.20)$$

において、各領域の回折係数 K_d を次のように表わしている。

回折領域： $K_d = |F(r, \theta)| = \sqrt{A^2 + B^2}$, $F(r, \theta) = A + iB$

$$\left. \begin{aligned} A &= U_1 \cos \{kr \cos (\theta_0 - \theta)\} + U_2 \cos \{kr \cos (\theta_0 + \theta)\} \\ &\quad + W_1 \sin \{kr \cos (\theta_0 - \theta)\} + W_2 \sin \{kr \cos (\theta_0 + \theta)\} \\ B &= W_1 \cos \{kr \cos (\theta_0 - \theta)\} + W_2 \cos \{kr \cos (\theta_0 + \theta)\} \\ &\quad - U_1 \sin \{kr \cos (\theta_0 - \theta)\} - U_2 \sin \{kr \cos (\theta_0 + \theta)\} \end{aligned} \right\} \quad (4.21)$$

反射領域： $K_d = |F(r, \theta)| = \sqrt{C^2 + D^2}$, $F(r, \theta) = C + iD$

$$\left. \begin{aligned} C &= \cos \{kr \cos (\theta_0 - \theta)\} + \cos \{kr \cos (\theta_0 + \theta)\} \\ &\quad - U_1 \cos \{kr \cos (\theta_0 - \theta)\} - U_2 \cos \{kr \cos (\theta_0 + \theta)\} \\ &\quad - W_1 \sin \{kr \cos (\theta_0 - \theta)\} - W_2 \sin \{kr \cos (\theta_0 + \theta)\} \\ D &= -\sin \{kr \cos (\theta_0 - \theta)\} - \sin \{kr \cos (\theta_0 + \theta)\} \\ &\quad - W_1 \cos \{kr \cos (\theta_0 - \theta)\} - W_2 \cos \{kr \cos (\theta_0 + \theta)\} \\ &\quad + U_1 \sin \{kr \cos (\theta_0 - \theta)\} + U_2 \sin \{kr \cos (\theta_0 + \theta)\} \end{aligned} \right\} \quad (4.22)$$

入射領域： $K_d = |F(r, \theta)| = \sqrt{E^2 + F^2}$, $F(r, \theta) = E + iF$

$$\left. \begin{aligned} E &= \cos \{kr \cos (\theta_0 - \theta)\} \\ &\quad - U_1 \cos \{kr \cos (\theta_0 - \theta)\} + U_2 \cos \{kr \cos (\theta_0 + \theta)\} \\ &\quad - W_1 \sin \{kr \cos (\theta_0 - \theta)\} + W_2 \sin \{kr \cos (\theta_0 + \theta)\} \\ F &= -\sin \{kr \cos (\theta_0 - \theta)\} \\ &\quad + U_1 \sin \{kr \cos (\theta_0 - \theta)\} - U_2 \sin \{kr \cos (\theta_0 + \theta)\} \\ &\quad - W_1 \cos \{kr \cos (\theta_0 - \theta)\} + W_2 \cos \{kr \cos (\theta_0 + \theta)\} \end{aligned} \right\} \quad (4.23)$$

ここに、 U および W と u^2 との関係は図-4.2 に示す通りである。 K_d の計算結果は θ_0 を各種にとって水理公式集に示してある。¹⁹⁾

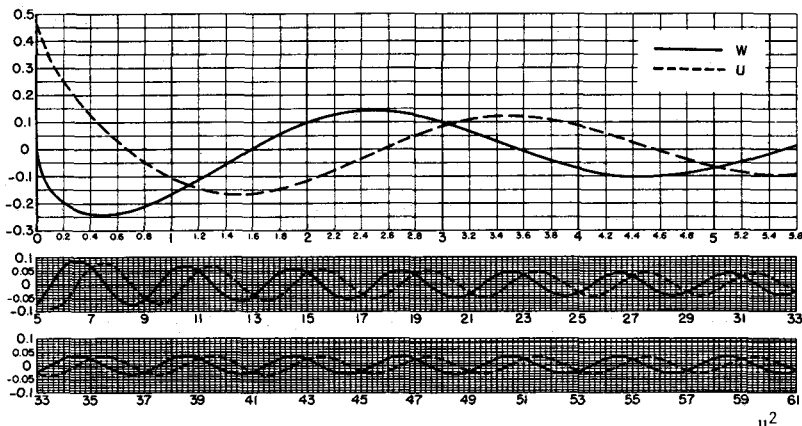


図-4.2 $f(-u) = U + iW$ と u^2 との関係¹⁸⁾

(3) 回折理論の応用

図—4.3 に示すような防波堤開口部の波の回折に対しては、近似的に半無限防波堤による回折を応用して回折係数を求めることができる。すなわち、開口部（幅が b ）の中央に原点をとり、入射波の方向を y 軸とする。最初に左側の防波堤がない場合を考えると、

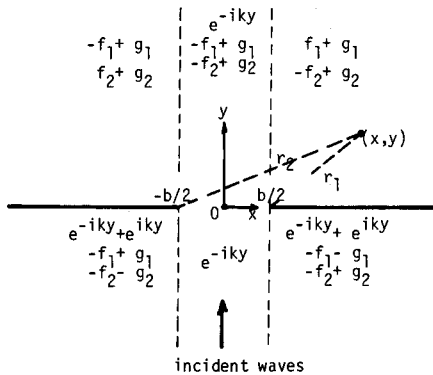
$$\left. \begin{aligned} \text{回折領域 } (x > b/2, y > 0) : F(x, y) &= f_1 + g_1 \\ \text{反射領域 } (x > b/2, y < 0) : F(x, y) &= \exp(-iky) + \exp(iky) - f_1 - g_1 \\ \text{入射領域 } (x < b/2) : F(x, y) &= \exp(-iky) - f_1 + g_1 \\ \text{ここに, } f_1 &= \exp(-iky) f(-u_1) = \phi(r_1, y) \\ g_1 &= \exp(iky) f(-u_2) = \phi(r_1, -y) \\ u_1^2 &= (2k/\pi)(r_1 - y), \quad u_2^2 = (2k/\pi)(r_1 + y) \end{aligned} \right\} \quad (4.24)$$

となる。次に右側の防波堤がない場合を考えると、回折領域は $(x < -b/2, y < 0)$ 、反射領域は $(x < -b/2, y < 0)$ 、入射領域は $(x > -b/2)$ となり、 f_1 および g_1 の代りに

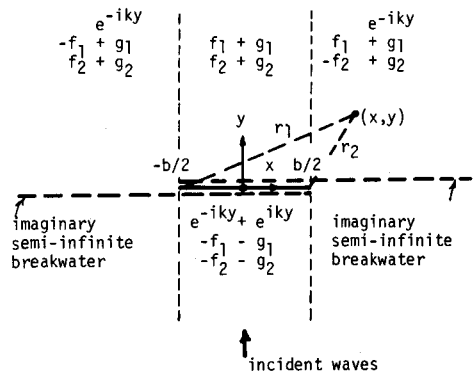
$$\left. \begin{aligned} f_2 &= \exp(-iky) f(-u'_1) = \phi(r_2, y) \\ g_2 &= \exp(iky) f(-u'_2) = \phi(r_2, -y) \\ u_1'^2 &= (2k/\pi)(r_2 - y), \quad u_2'^2 = (2k/\pi)(r_2 + y) \end{aligned} \right\} \quad (4.25)$$

と書きかえられるので、結局、各領域の $F(x, y)$ の値は両者を重ね合わせることにより、図—4.3 に示される式によって与えられることになる²⁰⁾。この場合の回折係数を表す回折図も各種の開口幅に対して水理公式集に示されている。

同様な近似的取扱いが島堤の場合にも適用できる。図—4.4 において、破線で示される2本の仮想半無限防波堤を考えれば、図のような $F(x, y)$ の式が求められる。



図—4.3 防波堤開口部における回折係数を求める説明図



図—4.4 島堤に対する回折係数を求める説明図

なお、島堤の反射については、鏡像の原理にしたがって、図—4.5 に示すように、島堤の位置が開口部であるような防波堤を仮想し、波の方向も島堤に対称な逆の方向を考えればよい。そのときの防波堤開口部における回折係数を K_d 、反射率を K_r とすれば、反射波高の分布は入射波高 H_I に $K_d K_r$ を乗ずれば求まる。したがって、合成波高 H は

$$H = H_I (1 + K_d^2 K_r^2)^{1/2} \quad (4.26)$$

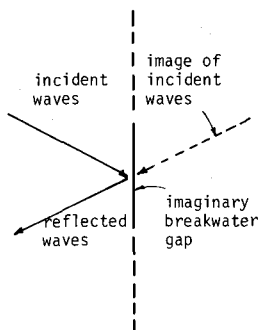


図-4.5 島堤の反射波高の求め方

と書くことができる。

また鏡像の原理を用いると、回折と反射が組合わさった場合の波高分布の推算に役立つ。

図-4.6はCarr²¹⁾が考案した正方形の港湾に無反射の海浜が存在する場合の点Aにおける波高を推定する方法を示したものである。港口と海浜を結んだ背後の影の部分は、反射による波の増幅には何ら寄与しないところであ

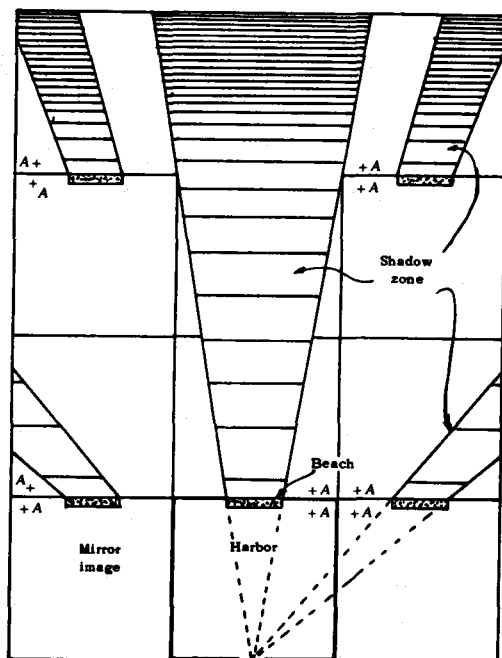


図-4.6 鏡像を利用した港内波高の推算法²¹⁾

って、それ以外の部分の点Aの鏡像の点の K_d を2乗して合計し、その平方根をとれば、港内の点Aでの K_d が求められる。また反射率を考慮するときは、反射壁と反射回数に応じて求められる反射率を K_d に乗ずればよいことになる。このような鏡像原理によって、より複雑な港湾内の波高を推算する方法が合田によって示されている²²⁾。

以上は半無限防波堤の回折を応用した二、三の例を示したが、任意形状の島堤による波の回折をGreen関数を用いて計算する井島らの研究があることを付記しておきたい^{23), 24), 25)}。

5. 消波構造物

(1) 消波護岸

最近のように護岸前面の水深が段々と深くなってくると、従来のような傾斜堤方式の消波構造では費用がかさみ効率が悪く、消波による波の反射、打ち上げ、越波などの制御を行うことが困難になってくる。井島ら²⁶⁾は図-5.1に示す直立消波護岸の理論的研究を行っているが、その結果、(a)のものは反射率 $K_r = 1$ であるが、水平板が波圧を壁面に沿って均一化し、かつ水面変動を小さくする効果をもっている。(b)のものは圧力分布は(a)と同様であるが、 K_r は周期が小さく水深が増大すると減少する。しかし、 $\ell/h \geq 1.0$ では K_r はほとんど一定で、かつ K_r の値は普通の周期や水深に対して0.94以上という大きい値になる。(c)の場合には、 K_r は周期の減少と水深の増大とともに急速にほぼ一定値に低下し、空隙率が大きいほど K_r は小さくなる。(d)のように遊水部をもつと、 $D/2\ell$ のある値のときに K_r が最小となる、などの結論が

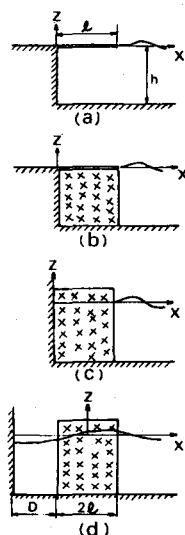
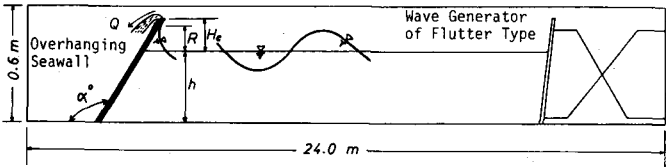


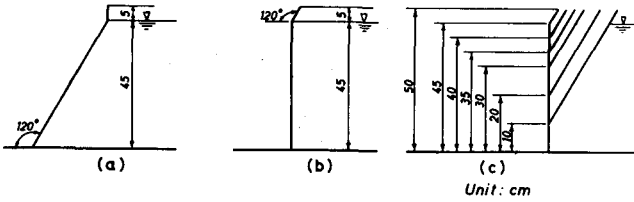
図-5.1 直立消波護岸の形式

得られている。ここでは、(a)のような水平板でなくて、逆勾配法面を取扱った井上の研究^{27), 28), 29)}と、(d)の変形である樺木らの多孔壁式鉛直消波護岸^{30), 31)}を紹介したい。

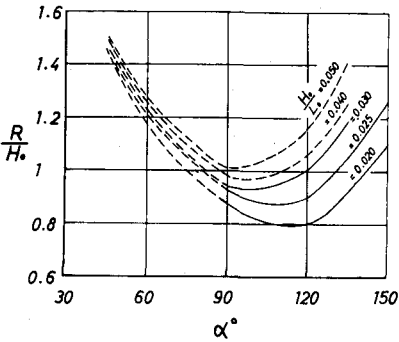
逆勾配護岸： 井上が取扱った逆勾配護岸は図－5.2に示すようであって、他に越波量に及ぼす断面形状の影響を調べるために図－5.3に示す護岸断面を使用した。まず、遡上高に及ぼす傾斜角の影響を検討した。図－5.4は沖波波形勾配をパラメーターとした相対遡上高と傾斜角の関係である。これによると、傾斜角が $90^{\circ} \sim 120^{\circ}$ で遡上高が最小を示し、 120° 以上になると急増することがわかる。また遡上高が最小となる傾斜角は、波形勾配の増大とともに 90° に近づくようである。次は反射率であるが、図－5.5に示す反射率と波形勾配との関係でわかるように、波形勾配に関係なく傾斜角が 120° で反射率が最小になっている。この事実は遡上高とも対応しているが、その理由は明らかでない。越波量と傾斜角との関係は図－5.6に示す通りである。この図からわかることは、傾斜角の増大とともに越波量が単調に減少する場合と、 120° で極小値を、また 135° で極大値を示したのち、再び減少する場合があり、後者は波形勾配が小さい場合に見られる。しかし、いずれにしても傾斜角が 150° になると越波量は急減し、遡上高の場合と全く逆の傾向である。一般に普通傾斜では、遡上高が大きいと越波量も多いが、逆勾配の場合は必ずしもそうでなく、この事実は逆勾配護



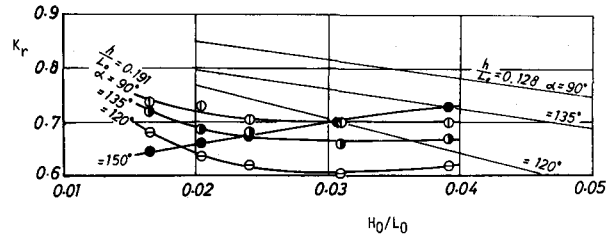
図－5.2 逆勾配護岸の実験装置



図－5.3 逆勾配護岸の断面



図－5.4 相対遡上高と傾斜角との関係
($h/L_0 = 0.178$, 破線は $h/L_0 = 0.128$)



図－5.5 反射率と波形勾配との関係

岸の大きな特徴といえよう。

逆勾配護岸を施工する場合には、経費や施工の点ばかりではなく、波動運動の点から見て、水底より逆勾配にすることは無駄と考えられる。そこで、図-5.3に示す各種の断面について越波実験を行っている。まず、(a)鉛直断面、(b)逆勾配断面、(c)静水面下が逆勾配の断面(図-5.3(a))、(d)静水面上が逆勾配の断面(同図(b))について比較実験を行った結果、越波量が少ない断面は(b)、(d)、(c)、(a)の順で、この傾向は波高が小さいほど顕著であることがわかった。このように、逆勾配護岸の越波防止機能には、静水面上の逆勾配部分が大きく寄与しているが、静水面下の逆勾配部分もある程度影響することから、図-5.3(c)に示すように、上部を逆勾配としたときの下部の鉛直部の高さ H_b を変化させて越波量を比較した。図-5.7はその結果であって、越波量が極小となる H_b は約40 cmであるから、静水面上下部にそれぞれ入射波高程度の逆勾配部分を設ければ、越波防止効果の最も著しい断面が得られることがわかる。

鉛直消波護岸： ここでいう鉛直消波護岸というのは、図-5.8に示すような前面の鉛直透過壁と後面の鉛直不透過壁からなる型のもので、このような多孔壁ケーソン工法は1961年にJarlan³²⁾によって提案されて以来、従来の傾斜型消波ブロック工法と異なった新しい工法として注目され研究開発が行われてきたが、不規則波に対する消波効果が明確になっていないことによって、現在あまり構築されていない。楳木・岩田は、このような鉛直消波護岸の消波特性を理論的に明らかにするため、Méhantéの考え方を拡張して、この護岸の反射率 r_R^* と遊水部内の水位変動 $\bar{R}_H^*$ を求めた。これは図-5.8に示すように、入射波を $\bar{H}_I = H_I \exp(i\hat{\theta}_I)$ 、反射率を $\bar{r}_R = r_R \exp(i\hat{\theta}_r)$ 、透過壁の透過率を $\bar{t}_T = t_T \exp(i\hat{\theta}_T)$ 、遊水部での減衰率を $\bar{\alpha} = \exp(-\varepsilon x/L) \exp\{i(-2\pi x/L)\}$ とおき、透過壁と不透過壁間での波の反復反射現象として取扱って、反射率 $r_R^* = |\bar{H}_R^* / \bar{H}_I|$ 、および無次元水位変動 $R_m^* = |\bar{R}_H^* / \bar{H}_I|$ を求めたものである。

実験は二次元鋼製造波水槽(30 m×0.75 m×1.0 m)を用い、ほぼ100ケースの実験を行って、この理

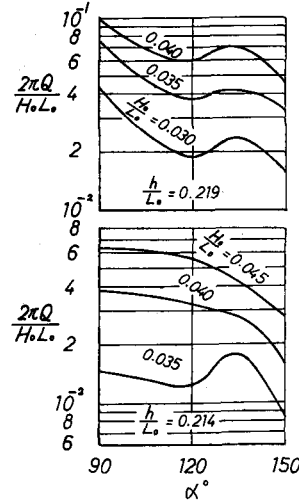


図-5.6 無次元越波量と傾斜角との関係

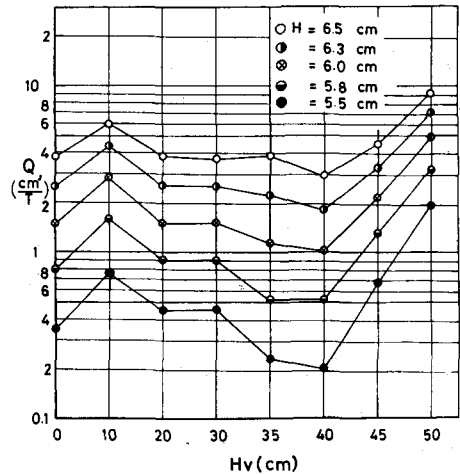


図-5.7 越波量と鉛直部の高さとの関係

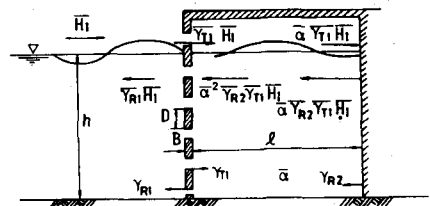


図-5.8 鉛直消波護岸の反復反射

論の妥当性を検討した。透過壁としては、壁厚 0.8 cm, 開口比 0.186, 円孔径 1.2 cm の多孔壁を用いた。図-5.9 は反射率と l/L との関係、図-5.10 は無次元水位変動と l/L の関係を示したもので、理論と実験はほぼ一致している。これらの図からわかるように、反射率にしても水位変動にしても、 $l/L = 1/4$ あるいは $3/4$ のところで最小値を示している。これは透過壁が薄い場合には、重複波の節の位置に相当する位置に透過壁があるときに最小の反射率や水位変動があらわれることを意味しており、水平流速の最も大きい節の位置に透過壁を置けば、最大のエネルギー損失が起こることを示している。しかし、透過壁が厚い図-5.1(d) のようなときは、最小の反射率を与える堤体の位置は、重複波の節の位置の $1/2$ 程度のところにある³³⁾。これは重複波の現象としては解釈されず、井島は次のように説明している⁶⁾。

透過堤前面に入射波が到達すると、堤体の半遮断性により水平流の一部はせきとめられて、水位変動は堤体がない場合よりも大きくなる。堤体を通して遊水部内に流入する水により遊水部の水位変動が起こるが、それは堤体前面での水位変動よりも時間的な遅れを生ずる。この遅れは遊水幅が狭いときは小さく、また非常に広いときは遊水部内の水位変動は起こらない。最適遊水幅のときに、この遅れに伴う堤体前面と遊水部内との水位差を最大にすることになり、したがって堤体を横切る水平流速を大きくし、エネルギー損失を有効に誘起することになる。同時に遊水部内では、流出入する流れの乱れによってエネルギー損失を生ずるが、それは堤体を横切って流入する流速が大きいときに背後の不透過壁に衝突し、遊水部全域にわたる渦が発生するときに最も著しい。遊水部が狭いかまた広すぎるときは、渦の発生は微弱で効果的なエネルギー損失は起こらない。

(2) 潜堤と透過性防波堤

潜堤というのは、図-5.11 の(a)または(b)のように、防波堤の天端が水面下にあるものを指すが、そのうち(a)は不透過潜堤、(b)は透過の潜堤である。

一般に潜堤や透過性防波堤の場合には、図-5.11 (a)に示すように、入射波 A に対して反射波 B と通過波 C とが存在する。(b)に示すように、それぞれの波高を H_i , H_r , H_t であらわせば、反射率が $K_r =$

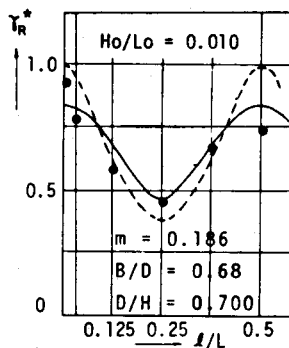


図-5.9 鉛直消波護岸の反射率

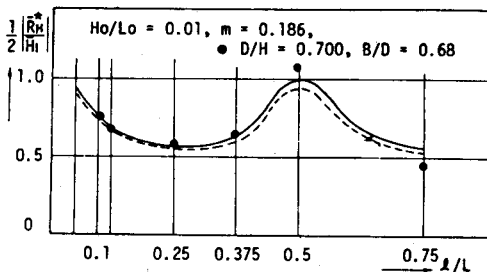


図-5.10 遊水部内の水位変動量

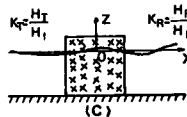
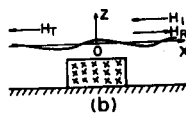
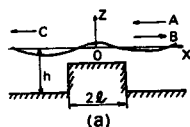


図-5.11 潜堤と透過性構造物

H_r/H_i で、通過率（透過率あるいは伝達率ともよばれる）が $K_t = H_t/H_i$ で定義される。井島ら²⁶⁾が図-5.11に示すような防波堤を固定の境界値問題として理論的に解いた結果に基づいて問題点を指摘すると次のようである。(a)の場合には、一般に周期が短かいと K_r は小さく、長いと大きくなる。しかし、潜堤の幅が薄くなると K_r に極大があらわれ、厚くなると $K_r = 0$ となる特異点があらわれる。(b)の場合には K_r が(a)のときより小さくなるが、周期に対する傾向は同じである。しかし、 $K_r = 0$ となる特異点はあらわれなくなる。また、周期が短かいと K_t が小さく、長いと波が透過して K_t が1に近づく。(c)の場合は、 K_r は(b)の場合より大きくなる。また、周期が短かく水深が大きくなると、 K_t は急激に減少するが、これは粘性による消波効果のほかに反射効果もかなり寄与している。以上のことから、 K_t も小さいが K_r も小さいという防波堤の形式を見出すことが必要である。なお、鋼管防波堤などの脚柱式防波堤も図-5.11(c)と考えてよく、消波特性も非常によく似ている。

ここでは、潜堤として永井ら^{6), 34)}の研究、透過性防波堤として沼田⁶⁾の研究を紹介したい。

潜堤： 永井らは原子力発電所などの建設において、丘陵地を開削することが多いため大量の掘削岩石が生ずるが、それを港の防波堤の補助防波堤として沖合いに潜堤を築造すれば、防波堤に当たる波力を減少させるとともに、残土処理の面からも有効であるとして、図-5.12に示すような断面の潜堤を提案した。すなわち、外法勾配は $1/5 \sim 1/20$ で内法勾配は $1/3$ 、設置水深は20m、天端幅が30m、岩石重量が100kg以下を対象として、図に示す寸法に対して実験を行い、通過率 K_t に及ぼす潜堤

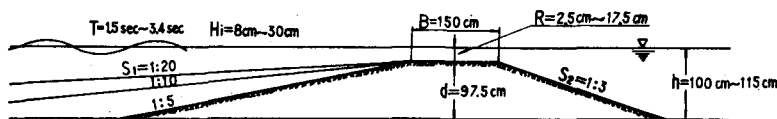


図-5.12 碎石潜堤

の外法勾配 S_1 、天端幅 B および碎石や棧粗度（板張りの場合）の影響を検討した。この場合、水深 $h = 1.00 \sim 1.15$ m、入射波高 $H_i = 4 \sim 34$ cm、周期 $T_i = 1.56 \sim 3.36$ sec である。

まず、外法勾配 S_1 の影響であるが、堤高 $d = 0.975$ m、天端幅 $B = 1.5$ m、内法勾配 $S_2 = 1/3$ 、 $S_1 = 1/5, 1/10, 1/20$ の碎石潜堤に対して実験を行い、次のような実験式を得た。相対天端上水深 $R/H_i < 2.0$ (R ：潜堤天端上水深)の範囲で、 $0.10 < h/L_i < 0.34$ 、 $0.006 < H_i/L_i < 0.11$ の場合に対して、

$$\left. \begin{aligned} S_1 = 1/5 : K_t &= 0.32 R/H_i + 0.28 \\ S_1 = 1/10, 1/20 : K_t &= 0.40 R/H_i + 0.10 \end{aligned} \right\} \quad (5.1)$$

これより $S_1 = 1/5$ の場合の K_t は $S_1 = 1/10$ および $1/20$ の場合の K_t に比して $0.1 \sim 0.2$ 程度大きいことがわかる。

次に潜堤の表面粗度の影響であるが、平滑な板張り潜堤と碎石潜堤の通過率の間には差はほとんど認められないし、棧粗度がある場合も、その高さが天端上水深の10%以下であれば、その影響は実用上ないと考えられることがわかった。

潜堤天端幅 B の影響については、平滑な板張りに対して実験を行い、 $B = 0.5$ m の場合、 $0.5 < R/H_i < 1.8 \sim 1.85$ に対し、

$$K_t = \{1 + \exp(-\sqrt{3})\} [K_t]_{B=1.5m} \quad (5.2)$$

$B = 2.5$ m の場合、 $0.5 < R/H_i < 2.5$ に対して

$$K_t = [K_t]_{B=1.5m} / \{1 + \exp(-\sqrt{5/3})\} \quad (5.3)$$

を求めている。したがって、天端幅が大きくなるほど K_t は小さくなることがわかる。

透過性防波堤：この型の防波堤については、服部が昨年度の研修会で詳しく紹介しており⁴⁾、ここで Sollit - Cross の理論的研究³⁵⁾ が説明され、また長波理論として Madsen³⁶⁾ や近藤³⁷⁾ の研究があることを述べている。したがって、ここでは、理論的なことは省略し、沼田が求めた実験式について述べる⁶⁾。

沼田は二次元鋼製水槽 (55 m × 1.0 m × 1.5 m) を用い、テトラポッドの鉛直堤と傾斜堤を対象として、波高通過率および反射率を測定し、次のような実験式を提案した。模型ブロックは鉛直堤の場合 16 ton の 1/15 模型と 1/25 模型および 4 ton の 1/20 模型の 3 種類であり、傾斜堤の場合は、それに 20 ton の 1/25 模型を加えた 4 種類である。

鉛直ブロック堤の場合：

$$\text{波高通過率} \quad K_t = 1 / \{ 1 + 1.184 (B/d)^{0.895} (H/L)^{0.5} \}^2 \quad (5.4)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{反 射 率} \quad K_r^2 &= 0.12 (B/d)^\beta, \\ \beta &= 12 (h/L) - 0.98 \quad h/L < 0.15, \quad B/d < 5 \\ \beta &= 1 / \{ 12.42 (h/L)^{1.1} \} \quad h/L > 0.15, \quad B/d < 5 \end{aligned} \right\} \quad (5.5)$$

傾斜式ブロック堤の場合：

波高通過率

(1) 越波がない場合

$$K_t = 1 / \{ 1 + 1.135 (B_s/d)^{0.66} (H/L)^{0.5} \}^2 \quad (5.6)$$

(2) 越波がある場合

$$K_t = 0.123 \log [43.12 u_{max} \eta_c T / \bar{B} h_c] \quad (5.7)$$

$$u_{max} = \frac{\pi H}{T} \sqrt{1 + \alpha \left(\frac{H}{h} \right)^{1/2} \left(\frac{h + \eta_c}{h} \right)^3} \frac{\cosh k (h + \eta_c)}{\sinh k h} \quad (5.8)$$

$$\frac{\eta_c}{h} = \frac{H}{2h} + 0.455 \left(\frac{H}{h} \right)^{2.18} \quad H/h < 0.8 \quad (5.9)$$

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= -0.646 \log \{ 1.562 (h/L) \} \quad 0.07 < h/L < 0.4 \\ &= 1.50 \quad h/L < 0.07 \\ &= 0.25 \quad h/L > 0.4 \end{aligned} \right\} \quad (5.10)$$

ここで、 d ：ブロックの高さ、 B ：堤体幅、 B_s ：傾斜堤の水面での堤体幅、 $\bar{B}$ ：静水面上の平均堤体幅、 h_c ：静水面上の天端高、 u_{max} ：波の峯における最大水平水粒子速度、 η_c ：静水面上の波の峯高であって、(5.8)、(5.9)、(5.10) 式は合田による実験式を用いている。

なお、傾斜堤の場合の反射率については、実験値の散乱が著しくなるが、 $H/L > 0.01$ のときの K_r の値は、越波・非越波に関係なく 0.2 ~ 0.4 の範囲にあり、 $K_r \approx 0.3$ とみなしてよいとしている。

前述したように、透過性防波堤の微小振幅波理論がすでに発表されているが、それに対してこうした各種の実験にもとづく通過率や反射率の定式化が試みられていることは、実用の面から重要なことであると思われる。また、複層透過性防波堤の研究が近藤らによって行われた^{6), 38)}。すなわち、図 5.13 に示すようなコア層が直立の長方形と台形の断面の防波堤に対して、反射率と通過率が測定され、コアの有無の影響、コアの厚さの効果、コアの位置の効果、傾斜堤と直立堤の比較が検討された

ことを付記しておく。

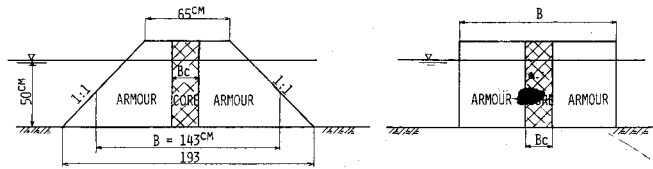


図-5.13 コアをもつ防波堤模型断面

6. 空気防波堤

空気防波堤 (pneumatic breakwater あるいは bubble breakwater) は浮防波堤などとともに簡易防波堤の一つである。実用性からいえば現在では浮防波堤の方が一枚上であるかも知れないが、空気防波堤は何となくロマンを持ち、かつ消波のみでなく水質改善やオイルフェンスとして利用されるなど多目的の効用を持っていることから、ここに取上げて解説してみたい^{6), 39), 40)}。

(1) 空気防波堤研究の歴史

今世紀の初頭に、New York の Philip Brasher が初めて海底に付設した管から空気の泡を噴出させて波を消す方法を考え、特許をとった。そして、各地でこの方法を応用し、波の外力から埠頭を防護することを試みたが、すべての場合にうまくゆくわけではなく、かつその消波機構もよくわからなかったため、その後この方式の防波装置は使用されなくなった。ところが、1924年にイギリスの Payne が再びこれを取り上げ、以来、ロシア、オランダ、スウェーデン、アメリカなどの研究者によって、空気防波堤の消波実験が行われ、その実用性についての検証と消波機構の解明に努力が払われた⁴¹⁾。その結果は多くの場合否定的であって、有効に消波するには大きな動力の圧縮機が必要であることがわかった。わが国では、1954年に初めて九州大学の栗原教授を中心としたグループが空気防波堤の研究を開始し、室内実験とともに現地実験をも試み、有効に利用できることを見出した^{42), 43)}。空気防波堤研究の最盛期は1950年代の前半から1960年代の前半にかけてであって、イギリス、アメリカ、ドイツの各国において盛んであったが、この防波堤と同時に噴流防波堤 (hydraulic breakwater) の研究も実施された。

(2) エアバブルカーテンに伴う流れ

水底にパイプを敷設し、パイプに開けたオリフィスから空気を噴出させると、空気は気泡となって上昇し、それに伴って流れが発生する。この流れをエアバブルカーテン流とよび、その模式図をかくと図-6.1 のようになる。気泡群はオリフィスを原点として内側の破線のように広がるが、上昇流の幅は外側の破線で示すように、 z_0 だけオリフィスから下方へ離れた点を原点として、直線上に増大する。そして、上昇流の速度分布はガウス分布に似た形となる。上昇流は自由表面に衝突して両側へ方向を変えるが、そのあとの速度分布は図の左側にえがいたように、水面で最大の流速 U も

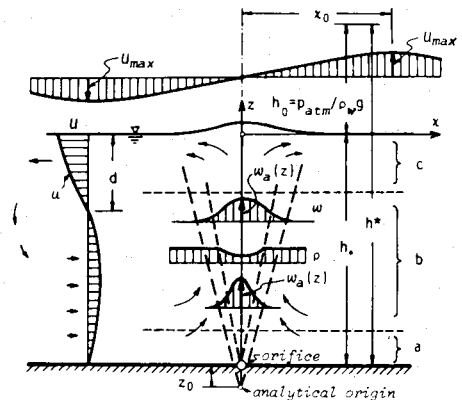


図-6.1 エアバブルカーテン流の模式図 (Kobus より)

ち、かつ水面下 d のところで、その方向が反転するような形をとる。Kobus⁴⁴⁾ は上昇流の水面での中心速度と U_{max} を等しいと仮定して次式を導いた。

$$\frac{U_{max}}{\sqrt[3]{gQ_0}} = 1.75 \left\{ \frac{h_0}{(h+z_0)} \ln \left(1 + \frac{h}{h_0} \right) \right\}^{\frac{1}{2}} \tag{6.1}$$

ここに、 h : 水深、 h_0 : 大気圧の水柱高さ 10 m、 Q_0 : 単位時間、単位長さ当りの空気供給量であり、Kobus は z_0 として 0.8 m を与えている。図-6.2 は $U_{max}/\sqrt[3]{gQ_0}$ と気泡発生筒の深さ h との関係をプロットしたもので、この図には (6.1) 式のほかに、栗原と Bulson の式

$$\frac{U_{max}}{\sqrt[3]{gQ_0}} = \alpha \left(\frac{h+h_0}{h_0} \right)^{-\frac{1}{3}},$$

栗原 $\alpha = 1.994$, Bulson $\alpha = 1.46$

$$\tag{6.2}$$

による関係と、従来の実験や観測での値がプロットされている。なお、表面水平流の厚さ d については、Bulson ら⁴⁵⁾ によると、次の実験式が提案されている。

$$d = 0.32 h_0 \ln \left\{ (h+h_0)/h_0 \right\} \tag{6.3}$$

この関係は、著者らの実験でもほぼ成立するようである。

(3) 空気防波堤の消波理論

空気防波堤の消波機能を理論的に考慮した研究はあまりない。栗原らは波の進行方向と逆向きの水平流と渦動粘性が消波に与える効果を検討し、むしろ前者より後者の効果が著しいと主張している。また、Evans が気泡による水平流と同じ流速と分布をもった水による水平噴流を与えて消波実験を行った結果、全く同じ消波効果が得られたことから、気泡自身の効果ではなく渦動粘性の大きい表面水平流が空気防波堤の消波に最も寄与していると見てよい。その意味で、現在のところ Taylor の消波理論⁴⁶⁾ はまだ輝きを失っていない。

Taylor は図-6.3 に示すような、流速が一樣な場合 (a) と、水面での流速を U_{max} とした三角形分布を
 をしている場合 (b) を考え、このような流れの場に波が共存し得ない条件を求める問題を取扱った。その結果、水平流が波を消波させる限界条件を求め、図-6.4 に示すように、波長 L_0 、表面流速 U_{max} 、流厚 d の関係をあらわす図を作成して、二つの量を与えれば他の一つが決まるようにした。しかし、この理論は無限に表面流が存在すると仮定している、渦動粘性の効果が考慮されていない、深海波理論である、などの問題点がある。著者ら⁴⁷⁾ はこの意味から

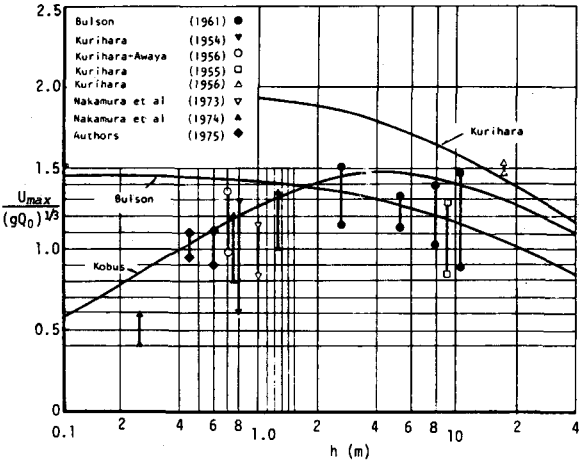


図-6.2 無次元水平最大流速と気泡発生筒の深さとの関係

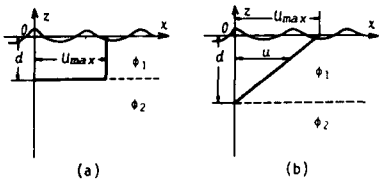


図-6.3 表面水平流の流速分布

浅海波理論にこれを拡張し、また Brevik⁴⁸⁾ は空気防波堤の部分消波の現象を、振幅増大域、碎波域および振幅減少域に分けて説明しようとしな点は興味深い。

(4) エアバブルカーテンの消波特性

図-6.5 は規則波の場合の波の通過率と周波数との関係で、空気供給量をパラメーターとして示してある。また図-6.6 は高周波成分が卓越した不規則波の場合の、入射波と通過波のエネルギースペクトルを示したものである。この図から消波に関する周波数特性が明確にわかる。

なお、周波数ごとに通過率を求めて規則波の場合と比較したところ、両者は非常によく一致することがわかった。これは不規則波の場合でも周波数ごとに線形的に取扱ってよいことを意味している。

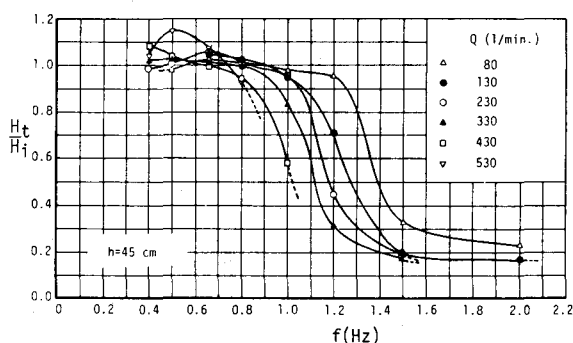


図-6.5 規則波に対するエアバブルカーテンの通過率と周波数の関係

(5) 空気防波堤と潜堤との併用

図-6.5 でわかるように、消波可能な波の周期には限界があって、限界周期以上の波には全く消波効果がない。そこで、空気防波堤単独でなく、他の防波堤と併用することによって、この限界周期を増大させるのではないかと考えた。ここでは潜堤と併用した場合を紹介する⁴⁰⁾。

まず、両者の位置であるが、距離を変えて消波実験を行った結果、気泡発生筒を潜堤の岸側に、水深の2倍以上離れた場合が最も有利な配置であることがわかった。そうした位置で、潜堤の種類(不透過性の滑面、粗面; 透過性のステラシート; 捨石)や堤高および堤幅を変えて、空気防波堤単独の場合、潜堤単独の場合および両者を併用した場合の消波実験を行った。図-6.7 は一例として捨石潜堤と併用した場合の波高通過率を示したもので、

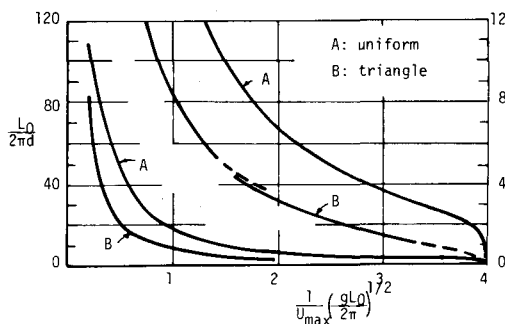


図-6.4 消波限界の表面流速あるいは波長を求める図

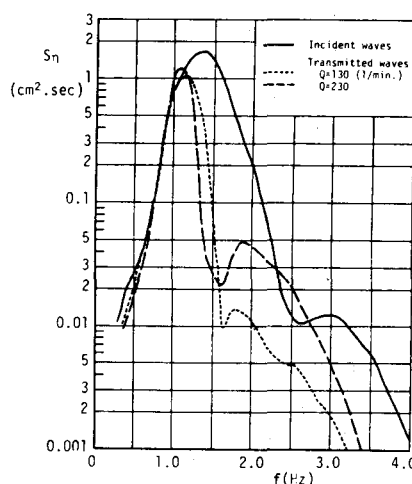


図-6.6 不規則波に対するエアバブルカーテンの消波効果

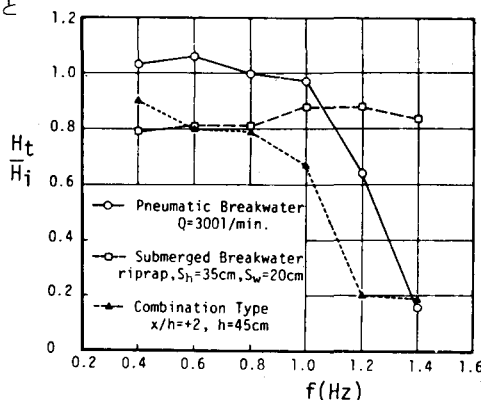


図-6.7 空気防波堤と潜堤を単独で用いた場合と併用した場合の波高通過率(捨石の場合)

空気防波堤単独の場合に比して、限界周波数が減少していることがわかる。この他、浮防波堤と併用した場合の研究を実施したが、これについては別に発表する予定であるので参照されたい⁴⁹⁾。

7. むすび

海岸波浪の制御というのは、海岸侵食や港湾埋没などの対策に必要な漂砂の制御にも関係する重要な課題である。しかし、波浪の制御を完全に実施するためには、波浪の予知を含めたすべての波の特性や機構が理解されて初めてその可能性が考えられるのであって、現段階ではそこまではなかなか達成できない。この小文はその中のごく限られた部分、すなわち波の変形と消波の一部分を紹介したに過ぎない。今後、人間の英知と工夫によって、消波構造物もますます進歩するであろうし、また波の性質を巧みに利用してそのエネルギーを取り出すことも今以上に盛に行われるであろう。可能性は無限にあるが、一方、制御に失敗して大きな損失をこうむることのないよう、波浪に関するより広くより深い理解のために、われわれは一層努力しなければならないのである。

参 考 文 献

- 1) 伊藤喜行：特殊防波堤論，1968年度水工学に関する夏期研修会講義集，A. 海岸・港湾コース，pp. 6-1～6-31，昭43. 8.
- 2) Wiegel, R.L. : Oceanographical Engineering, Prentice-Hall, Inc., p. 1, 1964.
- 3) 尾崎 晃：消波構造論，1965年度水工学に関する夏期研修会講義集，B. 海岸・港湾コース，pp. 1～26，昭40. 8.
- 4) 服部昌太郎：沿岸開発と波浪制御，1976年度水工学に関する夏期研修会講義集，Bコース，pp. B-2-1～B-2-24，昭51. 7.
- 5) 岩垣雄一：海岸における波の制御に関する研究（計画研究総合報告），第13回自然災害科学総合シンポジウム講演論文集，pp. 339～342，昭51. 10.
- 6) 岩垣雄一編：海岸における波の制御に関する研究，自然災害科学総合研究班，No A-51-2，101pp.，昭52. 2.
- 7) 岩垣雄一：海岸における波の制御とその問題点，第10回災害科学総合シンポジウム講演論文集，pp. 177～180，昭48. 10.
- 8) Valembois, J. : Etude de l'action d'ouvrages resonants sur la propagation de la houle, Minnema International Hydraulic Convention, pp. 193～199, 1953.
- 9) 酒井哲郎：沿岸の波の変形，1976年度水工学に関する夏期研修会講義集，Bコース，pp. B-2-1～B-2-23，昭51. 7.
- 10) Arthur, R.S. : Refraction of shallow water waves : The combined effect of current and underwater topography, Trans. A. G. U., Vol. 31, No 4, pp. 549～552, 1950.
- 11) Skovgaard, O. and I. G. Jonsson : Current depth refraction using finite elements, Proc. 15th Conf. on Coastal Eng., 1976.
- 12) Iwagaki, Y., T. Sakai, T. Tsuda and Y. Oka : Wave refraction and wave height variation due to current, Bulletin of the Disaster Prevention Research Institute, Kyoto univ. に投稿中.
- 13) Longuet-Higgins, M.S. and R. W. Stewart : The changes in amplitude of short gravity waves on steady nonuniform current, Jour. Fluid Mech., Vol. 10, Part 4, pp. 529～549, 1961.
- 14) 石原藤次郎編：水工水理学，11. 波とその変形，丸善，p. 467，昭47.
- 15) 岩垣雄一，酒井哲郎，津田俊雄：水深変化と流れが同時に存在する場合の波の屈折計算，土木学会第30回年次学術講演会講演概要集，第2部，pp. 7～9，昭50. 10.

- 16) Costa, F. Vasco and J. Fiuza Perestrelo : Modification of the sea bed with a view to concentration and dispersal of sea waves, The Dock and Harbour Authority, Vol. 39, No.460, pp. 305~306, 1959.
- 17) 伊藤喜行, 谷本勝利: 波向線交差領域での波の屈折 — 数値波動解析法の応用(2), 第19回海岸工学講演会論文集, pp. 325~329, 昭47. 11.
- 18) Wiegel, R.L. : Diffraction of waves by semi-infinite break water, Proc. ASCE, Vol. 88, No. HY. 1, pp. 27~44, 1962.
- 19) 土木学会編: 水理公式集, 昭和46年改訂版, p. 500, 昭46.
- 20) Blue, F.L. and J. W. Johnson : Diffraction of water waves passing through a breakwater gap, Trans. AGU. Vol. 30, No 5, pp. 705~718, 1949.
- 21) Ippen, A.T. ed. : Estuary and Coastline Hydrodynamics, McGraw-Hill Book Co., Inc., p. 321, 1966.
- 22) 佐藤昭二, 合田良実: 海岸・港湾, 彰国社, p. 73, 昭47.
- 23) 井島武士, 周宗仁, 湯村やす: 任意形状の透過及び不透過防波堤による波の散乱, 土木学会論文報告集, 第225号, pp. 31~42, 昭49. 5.
- 24) 井島武士, 周宗仁: 複数個の透過及び不透過島堤による波の散乱, 九大工学集報, Vol. 47, No 6, pp. 697~705, 昭49. 12.
- 25) 井島武士, 周宗仁: 任意形状の透過性潜堤による波の散乱, 九大工学集報, Vol. 48, No 2, pp. 75~82, 昭50. 3.
- 26) 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, 1971年度水工学に関する夏期研修会講義集, Bコース, pp. B-1-1~B-1-31, 昭46. 7.
- 27) 井上雅夫: 逆勾配のり面の水理特性について, 第21回海岸工学講演会論文集, pp. 417~421, 昭49. 11.
- 28) 井上雅夫, 海津憲一, 灰谷 繁: 逆勾配のり面の水理特性について(2) — 越波機構 —, 第22回海岸工学講演会論文集, pp. 387~390, 昭50. 11.
- 29) 井上雅夫: 逆勾配護岸の越波量に及ぼす断面形状の影響について, 土木学会第31回年次学術講演会講演概要集, 第2部, pp. 98~99, 昭51. 10.
- 30) 榎木 亨, 岩田好一郎: 多孔壁式鉛直消波岸壁の水理特性について, 土木学会論文報告集, No 220, pp. 56~63, 昭48. 12.
- 31) 榎木 亨, 岩田好一郎, 富士川洋一: 鉛直消波岸壁の消波効果について — 2成分波の場合 —, 土木学会第30回年次学術講演会講演概要集, 第2部, pp. 76~78, 昭50. 10.
- 32) Jarlan, G.E. : A perforated vertical wall breakwater, The Dock and Harbour Authority, Vol. 41, No 486, pp. 394~398, 1961.
- 33) 井島武士, 奥園英明, 湯村やす, 坂井久雄: 遊水部をもつ直立消波防波堤と護岸, 第19回海岸工学講演会論文集, pp. 185~192, 昭47. 11.
- 34) 永井荘七郎, 小田一紀, 倉田克彦: 大水深緩斜面捨石潜堤に関する研究, 第22回海岸工学講演会論文集, pp. 409~414, 昭50. 11.
- 35) Sollitt, C.K. and Cross, R.H. : Wave transmission through permeable breakwaters, Proc. 13th Coastal Engineering Conference, Vol. 3, pp. 1827~1846, 1972.
- 36) Madsen, O.S. : Wave transmission through porous structures, Proc. ASCE, Vol. 100, No. WW 3, pp. 169~188, 1974.
- 37) Kondo, H. : An analytical approach to wave transmission through permeable structures, Coastal Engineering in Japan, Vol. 13, pp. 31~42, 1970.

- 38) 近藤俊郎, 藤間 聡, 葛西勝栄: 透過性防波堤におけるコアの効果に関する研究, 第22回海岸工学講演会論文集, pp. 495~499, 昭50.11.
- 39) 岩垣雄一, 安井誠人: 空気防波堤に関する研究(第1報)——空気防波堤の基本的性質——, 第22回海岸工学講演会論文集, pp. 563~569, 昭50.11.
- 40) 岩垣雄一, 石田 啓, 本田 勉, 須藤雄二: 空気防波堤に関する研究(第2報)——潜堤との併用効果——, 第23回海岸工学講演会論文集, pp. 158~163, 昭51.11.
- 41) Evans, J. T. : Pneumatic and similar breakwaters, Proc. Royal Society, A., Vol. 231, pp. 457~466, 1955.
- 42) 応用力学研究所水文学研究委員会: 空気防波堤の研究について, I~Ⅶ, 九大応用力学研究所所報, 第5, 7, 9, 9, 11, 13, 15, pp. 17~41, 1~25, 25~33, 35~57, 39~59, 39~54, 23~38, 昭29, 30, 31, 33, 34, 35.
- 43) 栗原道徳: 空気防波堤について(I)~(Ⅲ), 海岸工学講演会講演集, pp. 93~97, 71~77, 139~146, 昭29~31.
- 44) Kobus, H. : Berechnungsmethode für Luftschleier-Strömungen zur Auslegung von Pressluft-Ölsperren, Wasserwirtschaft, Band 62, Heft 6, s.159~166, 1972.
- 45) Bulson, P. S. and M. I. Struct : The theory and design of bubble breakwater, Proc. 11th Conference on Coastal Engineering, Vol. 2, pp. 995~1015, 1968.
- 46) Taylor, S. G. : The action of a surface current used as a breakwater, Proc. Royal Society, A., Vol. 231, pp. 466~478, 1955.
- 47) 岩垣雄一, 石田 啓, 本田 勉, 浅野敏之: 空気防波堤による消波理論, 第13回自然災害科学総合シンポジウム講演論文集, pp. 343~346, 昭51.10.
- 48) Brevik, I. : Partial wave damping in pneumatic breakwaters, Proc. ASCE, Vol. 102, No. HY. 9, pp. 1167~1176, 1976.
- 49) 岩垣雄一, 浅野敏之, 間瀬 肇: 空気防波堤に関する研究(第3報)——浮防波堤との併用——, 第24回海岸工学講演会論文集に投稿予定。