

運輸省港湾技術研究所

港湾技術研究所 報告

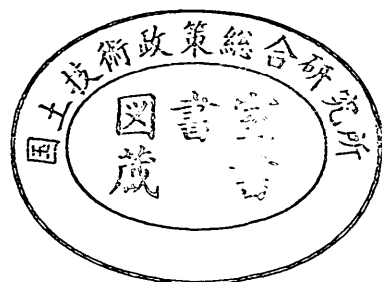
REPORT OF
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH
INSTITUTE
MINISTRY OF TRANSPORT

VOL. 21

NO. 3

SEPT. 1982

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN



港湾技術研究所報告 (REPORT OF P.H.R.I.)

第21巻第3号 (Vol. 21, No. 3), 1982年9月 (Sept. 1982)

目 次 (CONTENTS)

1. 不規則波実験による混成堤マウンド被覆材の安定性に関する研究..... 3
..... 谷本勝利, 柳生忠彦, 村永 努, 柴田鋼三, 合田良実
(Stability of Armor Units for Foundation Mounds of Composite Breakwaters
Determined by Irregular Wave Tests
.....Katsutoshi TANIMOTO, Tadahiko YAGYU, Tsutomu MURANAGA,
Kozo SHIBATA and Yoshimi GODA)
2. 直立消波ケーソンの反射率に関する理論及び実験的研究.....43
..... 谷本勝利, 吉本靖俊
(Theoretical and Experimental Study of Reflection Coefficient for Wave
Dissipating Caisson with a Permeable Front Wall
.....Katsutoshi TANIMOTO and Yasutoshi YOSHIMOTO)
3. 根入れ鋼板セルの耐震性に関する実験的研究.....79
..... 野田節男, 北澤壮介, 飯田 毅, 森 信夫, 田渕 博
(An Experimental Study on the Earthquake Resistance of Steel Plate Cellular
Bulkheads with Embedment
.....Setsuo NODA, Sosuke KITAZAWA, Takeshi IIDA, Nobuo MORI,
and Hiroshi TABUCHI)

2. 直立消波ケーソンの反射率に関する理論 及び実験的研究

谷本勝利*・吉本靖俊**

要 旨

本報告は直立消波ケーソンの例として縦スリットケーソンをとりあげ、理論及び実験によって反射率に及ぼす波浪および構造条件の影響を考察したものである。

まず、消波ケーソンの水理特性に対する一般式を求め、各種要因の影響を比較的簡単な形で把握できるように近似理論を展開し、反射率の理論式を導いた。そして、波浪および構造条件を変化させた実験を行い、理論式の中に含まれる二つの未定係数、すなわち損失係数と有効慣性長を定式化した。これを用いた反射率の計算値と実験値の相関係数は0.907であり、全実験データのうち70%は反射率の絶対値が計算値の ± 0.1 範囲に入っている。

縦スリットケーソンの反射率を支配する要素は、波の条件として相対水深 (h/L)、入射波の波形勾配 (H_1/L)、構造条件としてスリット壁の開口比 ϵ 、及び前面水深に対する透過壁部分の深さ (遊水室内水深に等しい)、厚さ、遊水室幅のそれぞれの比 (q , l_1/h , l_2/h) であって、併せて6個の無次元量で表される。

実験及び計算の結果、そのうち主要なものは h/L , q , ϵ , l_2/h であり、 q が小さくなると ϵ を大きくする必要があることが明らかとなった。たとえば、反射率を極小とする最適遊水幅に近い条件では、 $q=1.0$ すなわちスリット壁が水底にまで達している場合には $\epsilon=0.15\sim 0.25$, $q=0.5$ の場合には $\epsilon=0.3\sim 0.4$ 程度にとるのがよいといえる。さらに、計算結果に基づいて縦スリットケーソンの諸元決定について考察している。

ただし、本研究は理論、実験ともに規則波を対象とし、波が正面から入射する場合のみを取り扱ったものである。

* 水工部 防波堤研究室長

** 水工部 防波堤研究室

2. Theoretical and Experimental Study of Reflection Coefficient for Wave Dissipating Caisson with a Permeable Front Wall

Katsutoshi TANIMOTO*

Yasutoshi YOSHIMOTO**

Synopsis

The wave dissipating caisson with a permeable front wall and wave chamber has the advantage of low wave reflection from the vertical face.

However, various factors related with wave and structural conditions have influences on the reflection coefficient.

In the present paper, a theory is presented to calculate the reflection coefficient for the wave dissipating caisson with vertical slits in its front wall. The theory is applicable to a wave dissipating caisson with the front wall partially permeable above a certain level and the bottom depth of the wave chamber being equal to the lower level of slits. The head loss coefficient and the effective inertia length used in the theory are formulated on the basis of systematic experimental results. The coefficient of correlation between the reflection coefficients by theory and experiments is 0.907, and 70 percents of the experimental data fall within the range of ± 0.1 in the absolute value from the calculated reflection coefficient. The total number of experimental data is 302.

The non-dimensional parameters to determine the reflection coefficient of the vertical slit caisson are the relative water depth and the wave steepness of incident waves, the opening ratio of the slit wall, the ratio of the thickness of the slit wall to the water depth in front of caisson, the ratio of width and the bottom depth of the wave chamber to the water depth in front of the caisson.

The optimum structural dimensions to make the reflection coefficient minimum for a given wave condition are discussed on the basis of the theory.

* Chief, Breakwaters Laboratory, Hydraulic engineering Division

** Member of Breakwaters Laboratory, Hydraulic Engineering Division

目 次

要 旨	43
1. ま え が き	47
2. 理論式の誘導	47
2.1 理論解析の概要	47
2.2 基礎式	48
2.3 近似理論	50
3. 実験の方法	53
3.1 実験水路	53
3.2 模型の構造	53
3.3 水理条件	54
3.4 反射率および重複波高比の測定	54
4. f および θ の決定	56
5. 反射率に及ぼす各種要因の影響	58
5.1 波高分布の例	58
5.2 波浪条件による反射率の変化	63
5.3 構造条件による反射率の変化	63
6. 縦スリットケーソン諸元決定の考察	69
6.1 反射率の要因	69
6.2 最適構造諸元	71
7. む す び	74
参考文献	75
記号一覧表	76

1. ま え が き

透過壁と遊水室を有する消波ケーソンは、直立構造であって反射波を軽減するところに優れた特徴があり、近年各地で岸壁や護岸などに用いられるようになってきた。

しかし、消波ケーソンの反射率は構造および水理条件に関する多くのパラメーターによって変化し、透過壁の開口率や深さ、遊水室の幅等、条件に応じて最適形状を決定しなければならない。そのため、これまでも各種の構造を対象として数多くの理論的あるいは実験的研究が行われてきているが、特に前面透過壁下部に不透過壁を有する場合など、構造諸元等の影響が明確にされているとはいいがたい。

そこで、本研究は、我が国において実施例の多い縦スリットケーソンを対象とし、理論解析と実験結果に基づいて反射率に及ぼす波浪および構造条件の影響を考察するものである。用いた理論は要因の影響を比較的簡単な形で把握することを目的としたもので、微小振幅波でかつ無限級数項を省略した近似理論である。また、理論、実験ともに規則波を対象とし、波が直角に入射する場合のみを取り扱っている。

2. 理論式の誘導

2.1 理論解析の概要

直立消波ケーソンの反射特性を理論的に解析する場合にも、適用する波動理論や構造に関連した現象のモデル化によって、種々の取り扱いに分れる。

まず、基礎となる波動理論であるが、これについては堀口ほか¹⁾が2次のオーダの有限振幅波理論を用いて多孔壁消波構造の水理特性の解析を試みているものの、一般には微小振幅波として扱われることが多い。さらに、これを一般的に浅水表面波として扱う場合と、長波近似で扱う場合とがある。Richey ら²⁾は深海波を対象としているが、これは特殊な例であり、その方法は容易に浅水表面波に対し拡張できる。

また、水深方向の境界条件に不連続がある場合など、減衰定常波と呼ばれる無限級数項が現れる。これを考慮したのが厳密理論であるが、計算が著しく煩雑であり、さらには後述する非線型損失項の扱いに難点があることなどのため、無限級数項を省略した近似理論が用いられることも多い。

一方、構造に関連した現象の取り扱いとしては、遊水室や透過壁の幅を有限として、その中における波動の場所的変動を考慮する場合と、これを微小とみなして無視し、波動諸元を時間のみの関数として扱う場合がある。これは対象とする構造と波の諸元いかんによるもので、井島ほか³⁾は有限幅、有限厚として扱っており、前述のRichey はかは逆に微小幅、微小厚として理論解析を行っている。透過部を有限厚として取り扱うのは、捨石堤などの透過性構造物において一般的であるけれども、通常の直立消波ケーソンにおいては微小とみなして十分といえる。

最後に、消波ケーソンの理論解析において最も重要なエネルギー損失項の取り扱いについては、非線型抵抗で扱う場合と線型抵抗で扱う場合のほか、Dupuit-Forchheimer型の抵抗則のように両者を含めたかたちで扱う場合⁴⁾がある。直立消波ケーソンの場合、一般に乱流抵抗を考える必要があり、非線型抵抗を対象とするのが原則と考えられる。非線型抵抗を考える場合、たとえばMeiほか⁵⁾は単一の鉛直多孔壁を対象として長波近似による非線型抵抗をそのままのかたちで扱っている。この場合、高次波を含めた解析が可能であるけれども、計算が非常に複雑となるので、通常基本周期成分のみを考え、一周期にわたるエネルギー損失が等しくなるような係数を求めて、線型化して扱うことが多い。いわゆるLorentzの等価仕事の原理と呼ばれる手法を適用するものである。ただし、線型化係数の中には未知数である振幅が含まれるため、完全な線型方程式に帰着するものではなく、その意味で堀口ほか⁶⁾はこれを擬非線型と呼んでいる。

以下、表-1に示すように微小振幅浅水波を対象とし、

表-1 消波ケーソンの理論解析の取り扱い

H_1/L	h/L	透過壁面での境界条件の満足度	遊水室幅	透過壁厚	エネルギー損失項
微小振幅波 有限振幅波	深水波 浅水波 長波	厳密：無限級数項 近似：省略	有限： $\eta(x, t)$ 微小： $\eta(t)$	有限： $u(x, t)$ 微小： $u(t)$	非線型： $u u $ 擬非線型： $u_{mean}u$ 線型： u

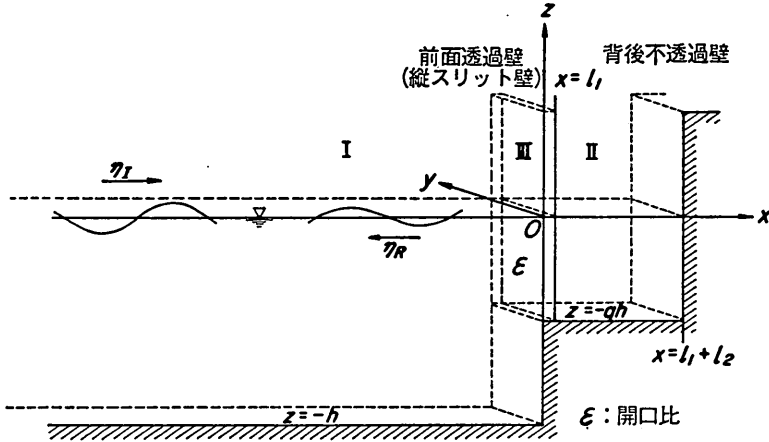


図-1 座標系と対象構造物

遊水室は有限、透過壁厚は微小、エネルギー損失項は擬非線型として、無限級数項を省略した近似理論を導く。

2.2 基礎式

(1) 座標系と構造諸元

本研究では、図-1に示しているように、前面スリット壁の下部に不透過壁を有し、遊水室内水深が浅くなっている構造を対象とする。座標軸の原点を静水面とスリット壁前面との交点にとり、入射波の進行方向をx軸の正方向、鉛直上向きをz軸の正方向とする。静水面上x軸と直角方向にy軸をとっているが、この方向には一様な構造が無限に続くものとする。

スリット壁の厚さを l_1 、y軸方向の部材幅を D 、開口幅を s と表記し、スリット壁の開口比 ε を次式で定義する。

$$\varepsilon = \frac{s}{D+s} \quad (1)$$

さらに、遊水室幅を l_2 で表し、 $x=l_1+l_2$ に不透過壁があるものとする。水底は $x \leq 0$ では $z=-h$ 、 $0 \leq x \leq l_1+l_2$ では $z=-qh$ とする。したがって、 $x=0$ において、 $-h \leq z \leq -qh$ が不透過壁、 $z \geq -qh$ がスリット壁である。

以後の理論展開を進める上で、スリット壁の前面域すなわち $x \leq x_- < 0$ の領域を領域I、遊水室内部すなわち $l_1 < x_+ \leq x \leq l_1+l_2$ の領域を領域II、領域I、IIにはさまれた $x_- \leq x \leq x_+$ の領域を領域IIIとする。ここで、 x_- 、 x_+ はスリット壁により波動の場が乱される範囲を示すものであり、一般にそれぞれスリット壁前面($x=0$)及び、後面($x=l_1$)の近傍であると仮定する。

(2) 領域I、IIの速度ポテンシャル

領域I、IIは、透過壁による波の乱れが消滅している領域であり、速度ポテンシャルが存在すると考える。こ

れを ϕ_I 、 ϕ_{II} で表記し、通常の減衰定常波のほか、Mei et al.⁷⁾が指摘しているように、領域IIIでの非線型損失項によって生じる高次波成分も含めて、一般的に表しておくとき次のようになる。

領域I ($x \leq x_-$)

$$\begin{aligned} \phi_I = & \frac{g}{\sigma_1} \frac{\cosh k_1(z+h)}{\cosh k_1 h} a_{I1} e^{-i(k_1 x - \sigma_1 t)} \\ & + \sum_m \frac{g}{\sigma_m} \frac{\cos h k_m(z+h)}{\cosh k_m h} a_{Rm} e^{i(k_m x + \sigma_m t)} \\ & + \sum_m \sum_j \frac{g}{\sigma_m} \frac{\cos k_{mj}(z+h)}{\cos k_{mj} h} a_{Smj} e^{i(k_{mj} x + \sigma_m t)} \end{aligned} \quad (2)$$

領域II ($x_+ \leq x \leq l_1+l_2$)

$$\begin{aligned} \phi_{II} = & \sum_m \frac{g}{\sigma_m} \frac{\cosh k'_m(z+qh)}{\cosh k'_m qh} a_{cm} \\ & \times \cos k'_m(x-l_1-l_2) e^{i\sigma_m t} \\ & + \sum_m \sum_j \frac{g}{\sigma_m} \frac{\cos k'_{mj}(z+qh)}{\cos k'_{mj} qh} a_{Hmj} \\ & \times \cosh k'_{mj}(x-l_1-l_2) e^{i\sigma_m t} \end{aligned} \quad (3)$$

ここに、

$$\sigma_{m2} = g k_m \tanh k_m h = -g k_{mj} \tan k_{mj} h \quad (4)$$

$$\sigma_{m3} = g k'_m \tanh k'_m qh = -g k'_{mj} \tan k'_{mj} qh \quad (5)$$

$$\sigma_m = m \sigma_I; m=1, 2, 3, \dots \quad (6)$$

また、 a_I 、 σ_I は入射波の振幅および角周波数、 t は時間である。さらに、 a_{Rm} 、 a_{Smj} 、 a_{cm} 、 a_{Hmj} は、それぞれ領域Iにおける反射波および減衰定常波、領域IIにおける定常波および減衰定常波の複素振幅であり、未知数である。

(3) 接続条件

さて、領域IIIであるが、ここではスリット壁開口部で噴流が生じ、背後では渦が発生する。そのため、図-2に

直立消波ケーソンの反射率に関する理論及び実験的研究

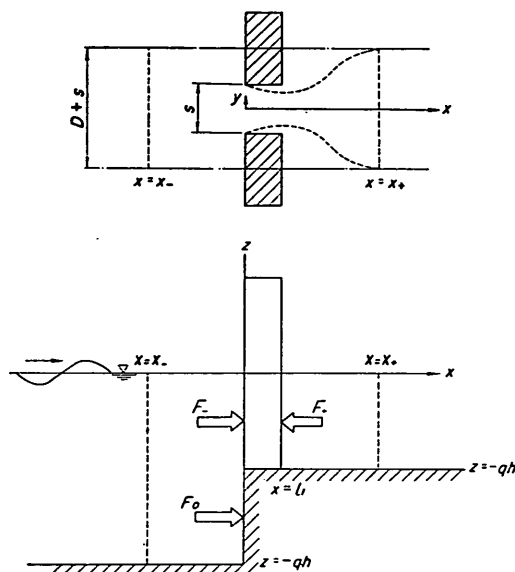


図-2 検査領域

示しているように、 $x_- \leq x \leq x_+$ の範囲で隣接する二つのスリット部材の中心線にはさまれた水域の検査領域 (control volume) を考え、連続の方程式と運動量方程式から、領域 I と II の接続条件式を求める。ただし、 y 軸の原点を開口部の中心にとり、現象は x 軸を中心に対称であるとする。

まず、連続の方程式については微小振幅でかつ波長に比べて x_- , x_+ が非常に小さいと仮定することにより、次の関係が得られる。

$$\left. \begin{aligned} u_- = 0, \quad -h \leq z < -qh \\ u_-(x_-, z, t) = u_+(x_+, z, t), \quad -gh \leq z \leq 0 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

次に、 x 方向の運動量方程式は次のように表される。⁹⁾

$$\Sigma F_{ex} = \iiint_V \rho \frac{\partial u}{\partial t} dV + \iint_A \rho u \{u \cos(x, \nu) + v \cos(y, \nu) + w \cos(z, \nu)\} dA \quad (8)$$

ここに、 ΣF_{ex} は検査領域に作用する x 方向の外力の和、 ρ は流体の密度、 V は体積、 A は面積、 u, v, w はそれぞれ x, y, z 軸方向の流速成分である。また、 ν は境界面で立てた外向き法線であり、 $\cos(x, \nu), \cos(y, \nu), \cos(z, \nu)$ はその各座標軸となす角度の方向余弦である。

式(8)の右辺 ΣF_{ex} は、底面摩擦を無視して、次のように表される。

$$\Sigma F_{ex} = (D+s) \int_{-h}^0 p_- dz - (D+s) \int_{-qh}^0 p_+ dz - F_0 - (F_- - F_+) \quad (9)$$

ここに、 p_-, p_+ は $x=x_-, x_+$ における変動圧力、 F_0 は $x=0$ での不透透壁に働く波力、 $(F_- - F_+)$ はスリット部材に働く波力である。ただし、式(9)において、鉛直境界面に作用する静水圧は相殺されるので除いてある。

このうち、 F_0 は次式で与える。

$$F_0 = (D+s) \int_{-h}^{-qh} p_- dz \quad (10)$$

また、 $(F_- - F_+)$ はモリソン式を適用することによって次のように表す。

$$F_- - F_+ = \frac{\rho D}{2} \int_{-qh}^0 C_D u_+ |u_+| dz + \rho D l_1 \int_{-qh}^0 C_M \frac{\partial u_+}{\partial t} dz \quad (11)$$

ここに、 C_D, C_M は抗力および慣性力係数である。

式(10), (11)を式(9)に代入して、次式を得る。

$$\Sigma F_{ex} = (D+s) \int_{-qh}^0 (p_- - p_+) dz - \frac{\rho D}{2} \int_{-qh}^0 C_D u_+ |u_+| dz - \rho D l_1 \int_{-qh}^0 C_M \frac{\partial u_+}{\partial t} dz \quad (12)$$

一方、式(8)の右辺第 1 項は検査領域内の運動量の時間的な変化率を表しているが、これを理論的に評価することはできない。そのため、これを便宜的に次のように表す。

$$\iiint_V \rho \frac{\partial u}{\partial t} dV = \rho \{ (D+s)(x_+ - x_-) - l_1 D \} \times C_M' \int_{-qh}^0 \frac{\partial u_+}{\partial t} dz \quad (13)$$

ここに、 $\{ (D+s)(x_+ - x_-) - l_1 D \}$ は検査領域内の水面面積をとったものであり、また、 C_M' は検査領域内の流体に対する慣性力係数とも呼べるもので、未知係数である。

式(8)の右辺第 2 項は、検査領域内に入る運動量と出ていく運動量の差を表しており、この場合式(7)の関係をを用いて次のように 0 となる。

$$\iint_A \rho u \{u \cos(x, \nu) + v \cos(y, \nu) + w \cos(z, \nu)\} dA = (D+s) \rho \left\{ \int_{-qh}^0 u_+ |u_+| dz - \int_{-h}^0 u_- |u_-| dz \right\} = 0 \quad (14)$$

以上の式(12), (13), (14)を式(8)に代入することにより、次式を得る。

$$\int_{-qh}^0 \left\{ p_- - p_+ - \frac{\rho f_a}{2} u_+ |u_+| - \rho \delta_a \frac{\partial u_+}{\partial t} \right\} dz = 0 \quad (15)$$

ここに、

$$f_a = (1 - \varepsilon) C_D \quad (16)$$

$$\delta_a = (1-\varepsilon)(x_+ - x_-)C_I \quad (17)$$

$$C_I = \frac{l_1}{x_+ - x_-} C_M + \left(\frac{1}{1-\varepsilon} - \frac{l_1}{x_+ - x_-} \right) C'_M \quad (18)$$

式(15)が成立するためには、被積分関数が0であれば十分であり、圧力の接続条件として次式を考えればよい。

$$p_- - p_+ = \frac{\rho f_a}{2} u_+ |u_+| + \rho \delta_a \frac{\partial u_+}{\partial t} \quad (19)$$

上式において、 f_a は損失係数であり、 δ_a は有効慣性長あるいは見掛けオリフィス長さと呼ばれるものである。この有効慣性長というのは検査領域内の流体が持つ運動量の時間的変化による慣性力と、それと同位相でスリット部材に働く慣性力の反作用として流体がスリット部材から受ける慣性力の和に等しい力を、スリット部材等の流体の運動を妨げるものが何もないとしたときに流体が持つために必要な長さとして解釈できる。

さらに、本研究では f_a と δ_a を次のように開口部での平均的な流速、加速度に対する f と δ に置き換えて、実験により、これらを検討する。

$$f = \varepsilon^2 f_a = \varepsilon^2 (1-\varepsilon) C_D \quad (20)$$

$$\delta = \varepsilon \delta_a = \varepsilon (1-\varepsilon) (x_+ - x_-) C_I \quad (21)$$

これを用いて式(19)は次のように書き換えられる。

$$p_- - p_+ = \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{\rho f}{2} u_+ |u_+| + \frac{1}{\varepsilon} \rho \delta \frac{\partial u_+}{\partial t} \quad (22)$$

2.3 近似理論

(1) 反射率の算定式

以上、速度ポテンシャルの一般形として式(2)、(3)さらに接続条件式(7)、(22)を示したが、近似理論では速度ポテンシャルのうち減衰定常波や高次波の項を無視し、基本項のみを考える。この場合の速度ポテンシャルを実数形で表すと次のとおりである。

$$\phi_I = \frac{g}{\sigma} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \{ a_I \cos(\sigma t - kx) + a_R \cos(\sigma t + kx + \theta_R) \} \quad (23)$$

$$\phi_{II} = \frac{g}{\sigma} \frac{\cosh k'(z+bh)}{\cosh k'qh} a_C \cos k'(x - l_1 - l_2) \times \cos(\sigma t + \theta_C) \quad (24)$$

ここで、 a_I, a_R, a_C は入射波、反射波および遊水室内重複波の振幅であり、 θ_R, θ_C はそれぞれ入射波に対する反射波、および遊水室内重複波の位相である。また、 k, k', σ は前出の分散関係式(4)、(5)、(6)において、 $m=1$ としたときの k_1, k'_1, σ_1 であり、添字1を略したものである。

接続条件としては、 $x_- \approx 0, x_+ \approx l_1$ とおき、式(23)、(24)がそのまま成立するものとして扱う。

まず、流速の接続条件を考える。 u_-, u_+ は次式で表される。

$$u_- = \frac{\partial \phi_I}{\partial x} \Big|_{x=x_- \approx 0}$$

$$= \frac{gk}{\sigma} \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \{ a_I \sin \sigma t - a_R \sin(\sigma t + \theta_R) \} \quad (25)$$

$$u_+ = \frac{\partial \phi_{II}}{\partial x} \Big|_{x=x_+ \approx l_1} = \frac{gk'}{\sigma} \frac{\cosh k'(z+qh)}{\cosh k'qh} a_C \sin k'l_2 \cos(\sigma t + \theta_C) \quad (26)$$

これを式(7)に代入し、両辺に $\cosh k(z+h)$ を乗じて $z = -h \sim 0$ の範囲で積分して次式を得る。

$$a_1 \sin \sigma t - a_R \sin(\sigma t + \theta_R) = \frac{f(kh, k'qh)}{n_1} a_C \sin k'l_2 \cos(\sigma t + \theta_C) \quad (27)$$

ここに、

$$f(kh, k'qh) = \begin{cases} \frac{kk'}{k'^2 - k^2} \frac{\sinh kh(1-q)}{\sinh kh \cosh k'qh}, & 0 < q < 1 \\ n_1, & q = 1 \end{cases} \quad (28)$$

$$n_1 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \quad (29)$$

$$n_2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2k'qh}{\sinh 2k'qh} \right) \quad (30)$$

次に、圧力方程式(22)を考える。その際、右辺第1項の $u_+ |u_+|$ を1周期にわたってなす仕事が等しくなるように、次式の条件を満足する u_{mean} を用いて、 $u_{\text{mean}} u_+$ のかたちで表す。

$$\int_t^{t+T} |u_+|^2 dt = u_{\text{mean}} \int_t^{t+T} u_+^2 dt \quad (31)$$

この u_{mean} は式(26)の u_+ を考えるとき次式で与えられる。

$$u_{\text{mean}} = \frac{8}{3\pi} \frac{gk'}{\sigma} \frac{\cosh k'(z+qh)}{\cosh k'qh} a_C |\sin k'l_2| \quad (32)$$

これを用いて式(22)の右辺は、

$$\begin{aligned} & \frac{\rho f}{2\varepsilon^2} u_{\text{mean}} u_+ + \frac{\rho \delta}{\varepsilon} \frac{\partial u_+}{\partial t} \\ &= \rho g \left\{ -\frac{\delta k'}{\varepsilon} \frac{\cosh k'(z+qh)}{\cosh k'qh} \right. \\ & \quad \times a_C \sin k'l_2 \sin(\sigma t + \theta_C) \\ & \quad \left. + \frac{4f}{3\pi\varepsilon^2} \frac{k' \cosh^2 k'(z+qh)}{\sinh k'qh \cosh k'qh} \right. \\ & \quad \left. \times a_C^2 \sin k'l_2 |\sin k'l_2| \cos(\sigma t + \theta_C) \right\} \quad (33) \end{aligned}$$

となる。

一方、式(22)の左辺 $p_- - p_+$ は次のようになる。

$$p_- - p_+ = -\rho \left(\frac{\partial \phi_I}{\partial t} \Big|_{x=x_- \approx 0} - \frac{\partial \phi_{II}}{\partial t} \Big|_{x=x_+ \approx l_1} \right)$$

$$= \rho g \left[\frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \{a_I \sin \sigma t + a_R \sin(\sigma t + \theta_R)\} - \frac{\cosh k'(z+qh)}{\cosh k'qh} a_C \cos k'l_2 \sin(\sigma t + \theta_C) \right] \quad (34)$$

したがって、

$$\begin{aligned} & \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \{a_I \sin \sigma t + a_R \sin(\sigma t + \theta_R)\} \\ &= \frac{\cosh k'(z+qh)}{\cosh k'qh} \left\{ \cos k'l_2 \right. \\ & \quad \left. - \frac{k'\delta}{\varepsilon} \sin k'l_2 \right\} a_C \sin(\sigma t + \theta_C) \\ & \quad + \frac{4f k' \cosh^2 k'(z+qh)}{3\pi \varepsilon^2 \sinh k'qh \cosh k'qh} \\ & \quad \times a_C^2 \sin k'l_2 |\sin k'l_2| \cos(\sigma t + \theta_C) \quad (35) \end{aligned}$$

この両辺に $\cosh k'(z+qh)$ を乗じ、 $z = -qh \sim 0$ の範囲で積分して次式を得る。

$$\begin{aligned} & a_I \sin \sigma t + a_R \sin(\sigma t + \theta_R) \\ &= \frac{n_2}{f(kh, k'qh)} \left(\frac{k}{k'} \cos k'l_2 \right. \\ & \quad \left. - \frac{k\delta}{\varepsilon} \sin k'l_2 \right) a_C \sin(\sigma t + \theta_C) \\ & \quad + \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{4f}{3\pi} \frac{1}{f(kh, k'qh)} \frac{\sinh^2 k'qh + 3}{3 \sinh k'qh \cosh k'qh} \\ & \quad \times ka_C^2 \sin k'l_2 |\sin k'l_2| \cos(\sigma t + \theta_C) \quad (36) \end{aligned}$$

式(37), (38)を次のように書く。

$$\begin{aligned} \sin \sigma t - K_R \sin(\sigma t + \theta_R) &= \alpha K_C \cos(\sigma t + \theta_C) \quad (37) \\ \sin \sigma t + K_R \sin(\sigma t + \theta_R) &= \beta K_C \sin(\sigma t + \theta_C) \\ & \quad + r K_C^2 \cos(\sigma t + \theta_C) \quad (38) \end{aligned}$$

ここに、

$$K_R = a_R/a_I = H_R/H_I \quad (39)$$

$$K_C = a_C/a_I = H_C/H_I \quad (40)$$

$$\alpha = \frac{f(kh, k'qh)}{n_1} \sin k'l_2 \quad (41)$$

$$\beta = \frac{n_2}{f(kh, k'qh)} \left(\frac{k}{k'} \cos k'l_2 - \frac{k\delta}{\varepsilon} \sin k'l_2 \right) \quad (42)$$

$$\begin{aligned} r &= \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{4f}{3\pi} \frac{1}{f(kh, k'qh)} \frac{\sinh^2 k'qh + 3}{3 \sinh k'qh \cosh k'qh} \\ & \quad \times ka_I \sin k'l_2 |\sin k'l_2| \quad (43) \end{aligned}$$

であり、 H_I は入射波高、 H_R は反射波高、 H_C は $x = l_1 + l_2$ での重複波高である。したがって、 K_R は反射率、 K_C は、遊水室内不透過壁面での波高の増幅率を表す。

式(37)と式(38)は時間 t に関して恒等的に成立つので、 $t = 0$ 、 $t = \frac{2\pi}{\sigma}$ において考えると、次の4式を得る。

$$1 - K_R \cos \theta_R = -\alpha K_C \sin \theta_C \quad (44)$$

$$-K_R \sin \theta_R = \alpha K_C \cos \theta_C \quad (45)$$

$$1 + K_R \cos \theta_R = \beta K_C \cos \theta_C - r K_C^2 \sin \theta_C \quad (46)$$

$$K_R \sin \theta_R = \beta K_C \sin \theta_C + r K_C^2 \cos \theta_C \quad (47)$$

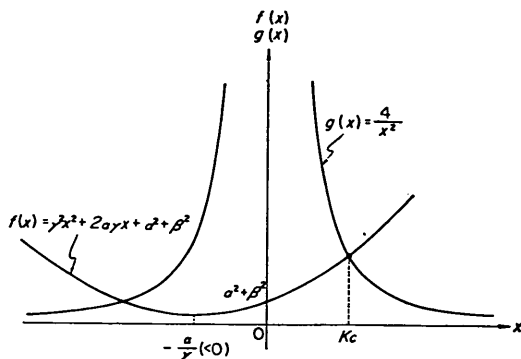


図-3 K_C に関する4次方程式の解

この4式より未知数 $K_R, K_C, \theta_R, \theta_C$ を求めると以下のとおりとなる。

$$\gamma^2 K_C^4 + 2\alpha\gamma K_C^3 + (\alpha^2 + \beta^2) K_C^2 - 4 = 0 \quad (48)$$

$$K_R^2 = 1 - \alpha\gamma K_C^2 \quad (49)$$

$$\tan \theta_R = \frac{-\alpha\beta K_C^2}{1 + K_R^2 - \alpha^2 K_C^2} \quad (50)$$

$$\tan \theta_C = \frac{-(\gamma K_C + \alpha)}{\beta} \quad (51)$$

式(48)において、 K_C の4次の係数 γ^2 、3次の係数 $2\alpha\gamma$ 、2次の係数 $\alpha^2 + \beta^2$ はともに正であり、 $K_C = 0$ は根とたり得ないことから、

$$\gamma^2 K_C^4 + 2\alpha\gamma K_C^3 + (\alpha^2 + \beta^2) K_C^2 = \frac{4}{K_C^2} \quad (52)$$

と変形でき、図-3に示すように正の実根を必ず1個有することがわかる。この実根を K_C とし、これを式(49)に代入することにより反射率 K_R を求めることができる。

このようにして求められた縦系リットケーソンの反射率 K_R は次のような無次元パラメータの関数であることがわかる。

$$K_R = F[kh, k'qh, ka_I, k'l_2, q, \varepsilon, f, k\delta] \quad (53)$$

このうち、 $k'qh$ は分散方程式の関係から、

$$k'qh \tanh k'qh = kqh \tanh kh \quad (54)$$

で表されるので、 kh と q によって決まる。したがって、式(53)は波長、波高の諸元を用いて書きかえると次式のようになる。

$$K_R = F\left\{ \frac{h}{L}, \frac{H_I}{L}, \frac{l_2}{L_2}, q, \varepsilon, f, \frac{\delta}{L} \right\} \quad (55)$$

ここに、 L, L_2 はそれぞれ水深 h, qh における波長である。すなわち、反射率は相対水深 h/L 、入射波の波形勾配 H_I/L 、遊水室内での波長に対する遊水室の相対幅 l_2/L_2 、全水深に対する透過壁の相対深さ q 、開口比 ε 、損失係数 f 、波長に対する有効慣性長 δ/L など、7個の無次元量によって変化する。この中で δ/L は、

$$\frac{\delta}{L} = \frac{\delta}{l_1} \frac{l_1}{h} \frac{h}{L} \quad (60)$$

と変形でき、 δ をスリット部材厚で無次元化して表すことも可能である。本研究では、この δ/l_1 と f を実験により検討し定式化する。

(2) エネルギー保存の関係

以上、近似理論による反射率の算定式を導いたので、これがエネルギー保存の関係を満足していることを確認しておく。

スリットケーソンにおけるエネルギー消費は、式(2)の右辺第1項が仕事をなすことによって生じる。波峯の単位幅を考えたとき、単位時間あたりになす仕事(平均仕事率) \dot{W} は次のようになる。

$$\begin{aligned} \dot{W} &= \frac{1}{T} \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{\rho f}{2} \int_t^{t+T} \int_{-q_h}^0 u_+^2 |u_+| dx dt \\ &= \frac{1}{\varepsilon^2} \rho g \frac{2f}{9\pi} \frac{\sinh^2 k'qh + 3}{\cosh k'qh \sinh k'qh} \\ &\quad \times \alpha c_0^2 \sin^2 k'l_2 |\sin k'l_2| \quad (67) \end{aligned}$$

入射波のエネルギー輸送率に対する比をとると、

$$\begin{aligned} \frac{2\dot{W}}{\rho g a_1^2 c_0} &= \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{4f}{9\pi} \frac{\sinh^2 k'qh + 3}{\cosh k'qh \sinh k'qh} \\ &\quad \times \frac{k a_1}{n_1} \sin^2 k'l_2 |\sin k'l_2| K_0^3 \\ &= \alpha \gamma K_0^3 \quad (68) \end{aligned}$$

ここに、 c_0 は領域Iにおける群速度である。

一方、エネルギー保存の関係から次の式が成立しなければならない。

$$1 - K_R = \frac{2\dot{W}}{\rho g a_1^2 c_0} \quad (69)$$

式(68)を式(69)へ代入すると、

$$K_R = 1 - \alpha \gamma K_0^3 \quad (60)$$

となり、前述の反射率の式(49)と一致し、エネルギー保存の関係を満足していることが確認できる。これは、流速や圧力の接続条件において、両辺に $\cosh k(x+h)$ あるいは $\cosh k'(x+qh)$ を乗じて積分したことによるもので、これをそのまま積分したのではこうした結果は得られない。

(3) 波高分布

領域I、IIでの波高分布の式を求めておく。

領域Iでの水位 η_1 は次式のようになる。

$$\begin{aligned} \eta_1 &= -\frac{1}{g} \frac{\partial \phi_1}{\partial t} \Big|_{z=0} \\ &= a_1 \sin(\sigma t - kx) + a_R \sin(\sigma t + kx + \theta_R) \\ &= a_1 \sqrt{1 + K_R^2 + 2K_R \cos(2kx + \theta_R)} \sin(\sigma t + \zeta) \quad (61) \end{aligned}$$

したがって、波高を H_1 で表すと入射波高 H_I に対する比は次式で与えられる。

$$\frac{H_1}{H_I} = \sqrt{1 + K_R^2 + 2K_R \cos(2kx + \theta_R)} \quad (62)$$

同様に、領域IIでの波高比 H_2/H_I は次のように与えられる。

$$\frac{H_2}{H_I} = K_0 |\cos k'(x - l_1 - l_2)| \quad (63)$$

(4) スリット壁のない特別な場合

スリット壁がなく、段差のみの特別な場合には、先の結果で、 $\varepsilon=1.0$ 、 $l_1=0$ 、 $f=0$ 、 $\delta=0$ と置けば良く、次のようになる。

$$K_R = 1.0 \quad (64)$$

$$K_0 = 2/\sqrt{\alpha^2 + \beta^2} \quad (65)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{H_1}{H_I} &= \sqrt{2 + 2 \cos(2kx + \theta_R)}, \quad x \leq 0 \\ \frac{H_2}{H_I} &= \frac{2}{\sqrt{\alpha^2 + \beta^2}} |\cos k'(x - l_2)|, \quad x \geq 0 \end{aligned} \right\} \quad (66)$$

ただし、

$$\tan \theta_R = \frac{-2\alpha\beta}{\beta^2 - \alpha^2} \quad (67)$$

式(66)からわかるように、 $x=0$ における H_1/H_I と H_2/H_I は $k'l_2 = (1/2 + n)\pi$ 、($n=1, 2, \dots$)のときを除いて一致せず、ここに近似理論の限界がある。ただし、数値計算で調べてみると、 q が0.5以上、 l_2/h が0.8以下、 h/L が0.5以下のとき、その差は H_I のほぼ10%以下であって大きくない。

以下、近似理論の特別な場合の適用性をみる意味で、スリット壁のない場合の波高の測定結果と計算結果の例を示しておく。この実験は後述のスリット壁のある場合の実験と同じ水路で実施したものである。

図-4は、波高比分布の計算値と実験値を比較したものである。 $h=60$ cmで $q=1/3$ 、 $l_2/L=0.185$ ($l_2/L_2=0.273$)と $l_2/L=0.370$ ($l_2/L_2=0.546$)の例であり、両者は実験結果とよく合っている。

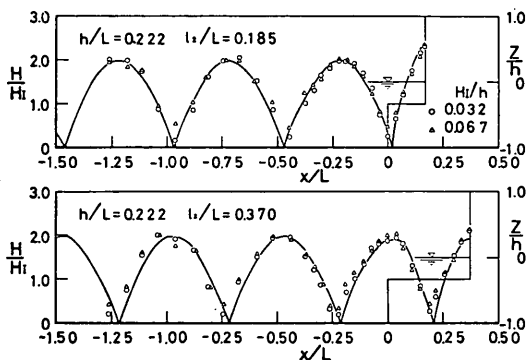


図-4 波高比分布(透過壁が無いとき)

直立消波ケーソンの反射率に関する理論及び実験的研究

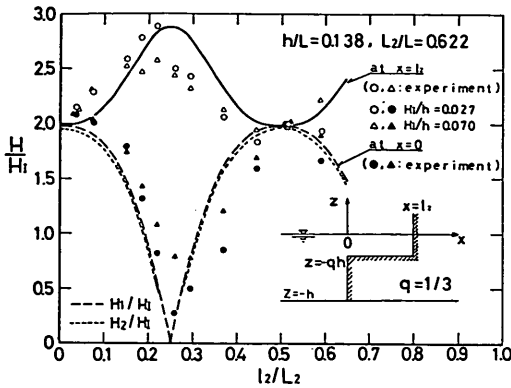


図-5 $x=0$ および $x=l_2$ での波高比 ($h/L=0.138$)

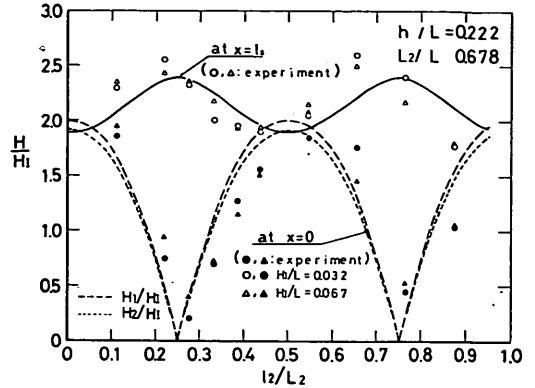


図-6 $x=0$ および $x=l_2$ での波高比 ($h/L=0.222$)

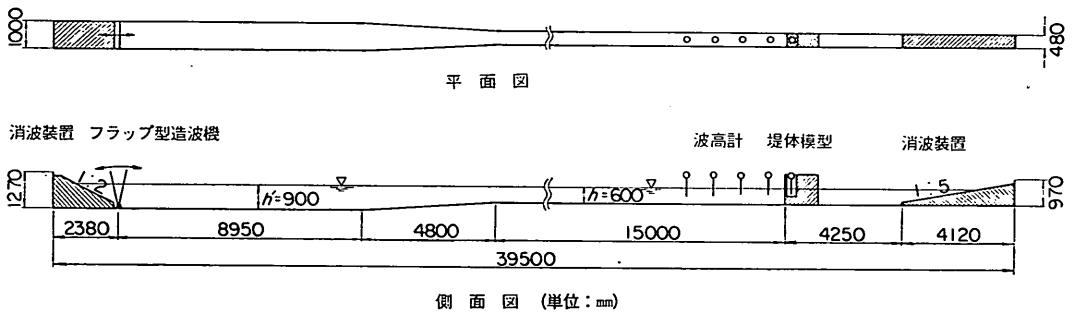


図-7 実験水路 (中型造波水路)

また図-5, 6 は $h/L=0.138$ 及び 0.222 の条件で l_2 を変化させたときの $x=0$ 及び $x=l_2$ での波高比を示している。 $x=0$ に対しては、 $H_1/H_1, H_2/H_1$ の両方の計算結果を示している。 H_2/H_1 がやや小さくなっているけれども、その差はそれほど大きくないことがわかる。実験結果と比較すると、 $l_2/L_2 < 0.25$ では実験値がやや大きく、 $0.25 < l_2/L_2$ ではやや小さくなる傾向にあるが、全体的にはかなりよく一致しているといえる。ただし、以上は $H_1/h=0.027 \sim 0.070$ と波高が非常に小さい条件での結果であり、波高が大きくなるにつれて不連続部でのエネルギー損失が無視できなくなり、ついには $x > 0$ において部分的碎波が生じるようになると考えられる。しかし、そうしたエネルギー損失は、本近似理論では含まれていない。

3. 実験の方法

3.1 実験水路

本実験には当研究所の中型造波水路を使用した。この造波水路は図-7に示しているように、造波機側は深さ127cm、幅100cm、模型を設置する側は深さ97cm、幅

48cmである。全長は39.5mで、そのうち模型を設置する側の水路部の長さは19.25mで、片面はガラス壁である。造波機設置地点より波の進行方向側へ8.95mの地点から13.75mの地点の間で深さ、幅をすりつけている。水路の両端には消波装置を設けており、両端壁からの反射波は小さい。

造波機は1.5kWの出力を有する電動機駆動のフラップ型造波機である。偏心量は0cmから1cm間隔に最大28cmまで変化させることができ、周期が0.8sから4.0sまでの規則波を発生させることができる。

3.2 模型の構造

縦スリットケーソンの反射率は式(4)で示したように、多くの無次元パラメーターによって決定されるため、実験においてはこれらのパラメーターを構成する構造条件(スリット部材厚、開口幅、遊水室内水深、遊水室幅)を系統的に変化させた。

図-8に実験に用いた模型の正面図、側面図を示す。スリット部材はアクリル合成樹脂製、背後不透過壁、遊水室内底部、前面不透過壁は合板で作製した。スリット部材及び背後不透過壁は越波が生じないよう静水面より十

表-2 縦スリットケーソンの構造条件

*印：基本型

変 量	l_1+l_2 (cm)	l_2 (cm)	l_2/h	l_1 (cm)	l_1/h	s (cm)	ϵ	h' (cm)	q
遊水室幅 l_2	20.0	17.0	0.283						
	*40.0	37.0	0.617						
	60.0	57.0	0.950	3.0	0.050	2.0	0.250	30.0	0.500
	80.0	77.0	1.283						
	100.0	97.0	1.617						
スリット部材厚 l_1		37.0	0.617	*3.0	0.050				
	40.0	34.0	0.567	6.0	0.100	2.0	0.250	30.0	0.500
		31.0	0.517	9.0	0.150				
スリット開口幅 s						1.0	0.143		
	40.0	37.0	0.617	3.0	0.050	*2.0	0.250	30.0	0.500
						3.0	0.333		
						4.0	0.400		
遊水室内水深 h'								20.0	0.333
								*30.0	0.500
	40.0	37.0	0.617	3.0	0.050	2.0	0.250	40.0	0.667
								50.0	0.833
								60.0	1.000

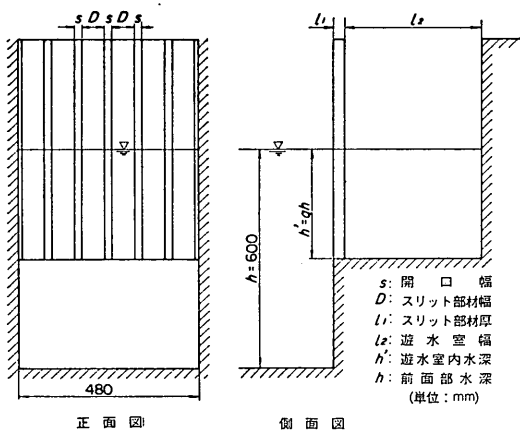


図-8 実験模型(縦スリットケーソン)

分高くしている。

表-2に実験を行ったケースの構造条件を示してある。表中*印を付した構造($s=2.0$ cm, $l_1=3$ cm, $h'=30$ cm, $l_2=37$ cm)を基本型とし、スリット部材厚 l_1 をかえた場合は $l_1=3, 6, 9$ cmの3ケース、開口幅 s をかえた場合は $s=1, 2, 3, 4$ cmの4ケース、遊水室内水深 h' をかえた場合は $h'=20, 30, 40, 50, 60$ cmの5ケース、遊水室幅 l_2 をかえた場合は $l_2=17, 37, 57, 77, 97$ cmの5ケース、合計14ケース(基本型重複を除く)である。ただし、スリ

ット部材幅 D は6cmと一定である。

3.3 水理条件

模型設置位置での実験水深 h は60cmの1種である。実験波としては規則波を用い、その条件を表-3に示してある。周期 T は0.85s~3.00s(水深波長比 h/L 0.0864~0.5337)の範囲で9種類、入射波高 H_I は各周期ごとに2ないし3種類とり、最小3.1cmから最大22.7cmの範囲である。入射波形状勾配 H_I/L では0.0091~0.0615の範囲である。

この波高は模型を設置する以前の状態で、模型前面の設置予定地点より造波機側に50cm間隔で測定した4点での波高の平均値であり、これを通過波高と呼ぶ。なお、各点での波高は造波板からの再反射が含まれない範囲での連続した10波の波高の平均値である。また、測定に使用した波高計は約40cmまで測定可能な容量式波高計である。

図-9は、こうして得られた通過波高 H_I と造波機の偏心量 e の関係を周期ごとに示したものである。

3.4 反射率および重複波高比の測定

(1) 反射率の測定

反射率 K_R はHealyの方法により式(68)~(70)を用いて求めた。

$$H_I \text{ Healy} = \frac{H_{\max} + H_{\min}}{2} \quad (68)$$

直立消波ケーソンの反射率に関する理論及び実験的研究

表-3 水 理 条 件

$T(s)$	0.85	1.00	1.15	1.30	1.50	1.70	2.00	2.50	3.00
$L(cm)$	112	154	197	241	209	355	436	567	695
$H_I(cm)$	3.3	3.1	3.6	5.8	7.1	7.5	8.1	5.4	6.3
	5.8	6.0	8.8	10.9	11.3	14.4	17.8	11.5	14.2
H_I/L	0.029	0.020	0.018	0.024	0.024	0.021	0.019	0.010	0.009
	0.052	0.039	0.045	0.045	0.038	0.041	0.041	0.020	0.020
		0.061	0.058	0.055	0.057	0.062		0.040	
h/L	0.534	0.390	0.304	0.249	0.201	0.169	0.138	0.106	0.086
$h(cm)$	60.0								

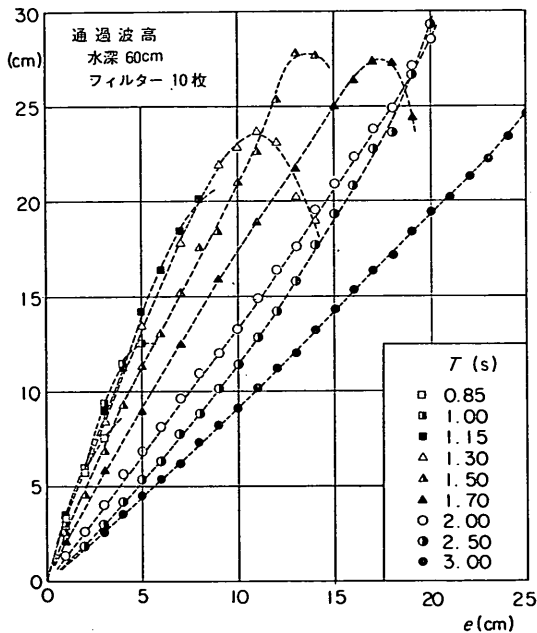


図-9 偏心量と発生波高の関係

$$H_R = \frac{H_{\max} - H_{\min}}{2} \quad (69)$$

$$K_R = \frac{H_R}{H_I \text{ Healy}} \quad (70)$$

ここで、 $H_I \text{ Healy}$, H_R はそれぞれ分離された入射波高、反射波高であり、 H_{\max} , H_{\min} はそれぞれ構造物前面域における波高分布の最大値、最小値である。ただし、本実験においては比較的周期が長く、波高が大きい条件を含んでいる。そのため、Healyの方法によって求めた入射波高と反射率を、有限振幅性の影響に対し合田・阿部が示した方法⁹⁾により補正した。

スリット壁前面での波高は4~5本の容量式波高計を

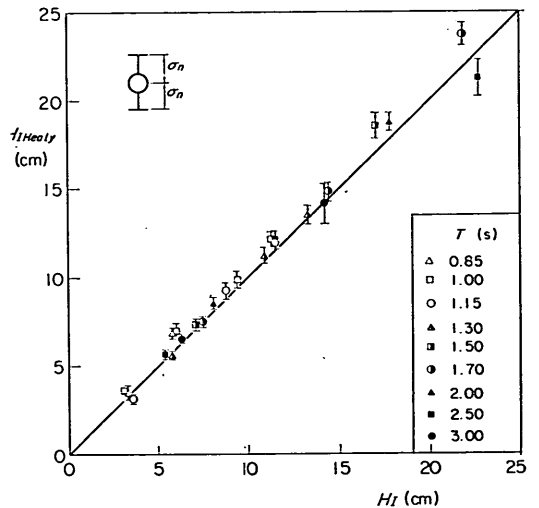


図-10 H_I と $H_I \text{ Healy}$ の相関

使用し、スリット壁直前より $L/16$ の間隔で約1~2波長にわたって繰り返し測定した。この個々の測点での波高は造波板からの再反射を含まない有効波内での5~10波の平均値である。 H_{\max} , H_{\min} は、これらの測定波高をプロットし、目視で描いた波高分布曲線の極大値および極小値の平均値として求めた。ただし、スリット壁に最も近く生ずる波高分布の極大値または極小値は、いわゆる減衰定常波の影響を受けていると考えられるので除いた。

図-10はこのようにして得られた入射波高 $H_I \text{ Healy}$ と通過波高 H_I の相関を示したものである。入射波高 $H_I \text{ Healy}$ の値は同一波浪条件のもとで得られた全ての入射波高の平均値であり、その上下に線分の長さで標準偏差の大きさを示している。 H_I が15 cm 以下の場合、 $H_I \text{ Healy}$ が H_I より多少大ききであるものの両者の相関

は比較的良好。\$H_I\$ が 15cm を超える場合には、有限振幅性の補正を行っているにもかかわらず、両者の相関はやや悪くなり、周期が 1.50 s (\$H_I=17.0\$cm), 1.70 s (\$H_I=21.8\$cm), 2.00s (\$H_I=17.8\$cm) のときには \$H_I\$ より大きく、周期が 2.50s (\$H_I=22.7\$cm) のときには小さくなっている。ただし、この \$H_I\$ Healy は反射率の算定にのみ用いたもので、実験条件の入射波高としては通過波高 \$H_I\$ を用いている。

(2) 重複波高比の測定

式(40)で与えられた背後不透過壁での波高増幅率 \$K_C\$ を、本報告では重複波高比と呼ぶことにする。

この重複波高比は、背後不透過壁での波高を測定することにより一義的に求まるのであるが、実際には水理条件、構造条件により背後不透過壁への波の打ち上がり、あるいははい上がりが生じる場合があるため、次のような方法で求めた。

すなわち、遊水室内の波高分布を 4~7 点 (スリット部材直後から背後不透過壁直前) で測定し、これらが式(63)で与えられる遊水室内波高比分布曲線に最も適合するように重複波高比 \$K_C\$ を決定した。

この場合、\$K_C\$ は次式で計算できる。

$$K_C = \frac{\sum_i H(x_i) |\cos k'(x_i - l_1 - l_2)|}{H_I \sum_i \cos^2(x_i - l_1 - l_2)} \quad (71)$$

ただし、\$H(x_i)\$ は測点 \$x_i\$ での測定波高である。

4. \$f\$ および \$\delta\$ の決定

2. で導いた理論式により反射率を求めるためには、損失係数 \$f\$ と有効慣性長 \$\delta\$ を適切に与えてやる必要がある。これについては、これまでにも二、三の考察がある。たとえば、Richey と Sollitt¹⁰⁾ は多孔ケーソンの反射率を求める際、有効慣性長を孔径の 3/4 で与えている。また、Mei ほか¹¹⁾ は単一多孔壁の検討において、損失係数を高 Reynolds 数の定常流に対する流量係数を用いて開口率の関数で与え、有効慣性長 (見掛けオリフィス長) を反射率、透過率の関数で与えている。さらに、近藤・佐藤¹²⁾ は、多孔壁に作用する波力の実験結果から、抗力係数及び慣性力係数を介してこれらの値を求め、損失係数を開口率と Reynolds 数の関数で与え、入射波波長で無次元化した見掛けオリフィス長を Keulegan-Carpenter 数の関数で与えている。

しかし、\$f\$ や \$\delta\$ を Reynolds 数や Keulegan-Carpenter 数で表すと、直立消波ケーソンの場合透過壁位置での流速が反射波の影響のため入射波の値と異なるので、\$f\$ や \$\delta\$ は結局 \$K_R\$ あるいは \$K_C\$ の関数となり、実際に適用しにくい。そのため、本研究ではこれらを理論式における

未定係数として扱え、実験結果に適合するように既知量の関数として表すことにした。

これを求める方法として、実験において \$K_R\$ と \$K_C\$ を測定しているので、これから個々の条件ごとに逆算して \$f\$ と \$\delta\$ を決定することが可能である。しかし、これらの測定値のうち \$K_C\$ は前述のような操作を行っているけれども、実際には遊水室全体が乱れのある場であることも多いこと、さらには理論で無視している減衰定常波や高次波の影響、及び有限振幅性の影響等が強いことなどのため、反射率ほどには理論の適合性がないと考えられる。そのため、ここでは \$K_R\$ の値のみを用いてこれを検討する。すなわち、\$f\$ と \$\delta\$ について適当な関数形を定め、その中で定数を反射率に関する実験値と理論による推定値との差の二乗和が最小となるように求める。したがって、基本となる関数形をどのように与えるかが、結果の適否を左右する重要な点となるが、これについては既往の研究等をも参照し、以下のように考える。

まず、損失係数 \$f\$ は、理論式の展開においては前出の式(20)のように開口率 \$\epsilon\$ と抗力係数 \$C_D\$ の関数で与えられる。したがって、\$C_D\$ がどのように表示されるかということが問題である。一般に、抗力係数は部材が接近してある場合には、単一の場合の値と異なる。たとえば、Chappeler¹³⁾ は、3本の直円柱材があるときの補正式を検討しており、それによると波の進行方向に直角に配列されている場合、次のようになる。

$$C_D = C_{D0} \left\{ 1 + \frac{1}{2} (1 - \epsilon)^2 \right\} \quad (73)$$

ここに、\$C_{D0}\$ は単一のときの抗力係数、\$\epsilon\$ は中心間隔に対するクリアランスの比で、本研究における \$\epsilon\$ と同じである。

縦スリットケーソンのように多数の角柱が並んでいる場合については、これまで検討されている例は見あたらない。そこで、本研究では式(73)を若干変形して、スリット部材の抗力係数を次のようにおく。

$$C_D = C_{D0} + A(1 - \epsilon)^2 \quad (74)$$

ここに、\$A\$ は未定係数であり、\$C_{D0}\$ は単一角柱の抗力係数として 2.0 を与える。したがって、損失係数 \$f\$ はこれを式(20)に代入して、次式で表される。

$$f = \epsilon^2 (1 - \epsilon) \{ 2.0 + A(1 - \epsilon)^2 \} \quad (75)$$

つまり、\$f\$ を \$\epsilon\$ だけの関数としたものであり、\$\epsilon=0\$ および 1 で \$f=0\$ となり、その間で極大値を持つことになる。

図-11 は、\$\epsilon\$ を変化させたときの実験結果から各周期条件ごとに最適の \$f\$ と \$\delta\$ を求めて、そのうち \$f\$ の値をプロットしたものである。結果はばらついているが、\$\epsilon=\$

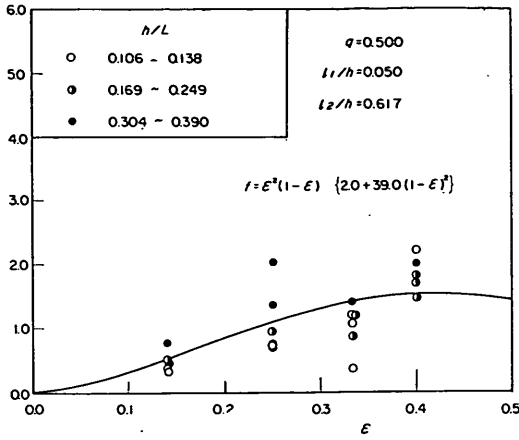


図-11 ε と f の関係

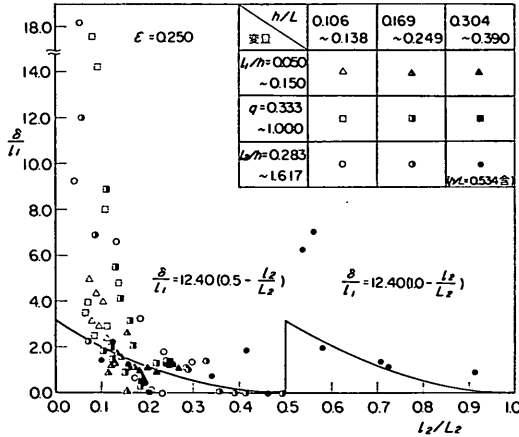


図-12 l_2/L_2 と δ/l_1 の関係

0.4程度まではεが大きくなるにつれてfの値は大きくなる傾向が認められる。

一方、有効慣性長δは式(2)で表されるように慣性力係数ばかりでなく、種々の未知量に関与し、複雑である。そこで、本研究ではこれをスリット壁厚 l_1 で割って無次元化し、二・三の試行の結果反射率に最も影響の大きい遊水室内水深での波長に対する遊水室幅の比 l_2/L_2 の関数で与えることにした。

図-12は、遊水室の幅を変化させたときのデータから各周期条件ごとにfとδの最適値を求め、そのうちδの値を l_1 で無次元化して、 l_2/L_2 に対しプロットしてみたものである。これによると、 δ/l_1 の値は l_2/L_2 が0から0.5に近づくにつれて減少し、0.5を超えると再び同様な変化を繰り返す傾向にあることが認められる。

ここで、 K_R, K_C を既知として理論式における δ/l_1 と l_2/L_2 の関係を調べてみる。 δ/l_1 は式(4)から次のように

表される。

$$\frac{\delta}{l_1} = g_1(k'l_2) + g_2(k'l_2) \quad (76)$$

ここに、

$$g_1(k'l_2) = \frac{\varepsilon}{k'l_1} \frac{1}{\tan k'l_2} \quad (77)$$

$$g_2(k'l_2) = -\frac{\varepsilon}{k'l_1} \frac{f(kh, k'qh)}{n_2} \frac{\beta}{\sin k'l_2} \quad (78)$$

この式(78)中のβは式(48)、(49)及び(41)の関係を用いて、

$$\beta^2 = -\left\{ \frac{n_1}{f(kh, k'qh)} \right\}^2 \frac{(K_R^2 - 1)^2}{K_C^2} \frac{1}{\sin^2 k'l_2} - 2 \frac{K_R^2 - 1}{K_C^2} + \frac{4}{K_C^2} - \left\{ \frac{f(kh, k'qh)}{n_1} \right\}^2 \sin^2 k'l_2 \quad (79)$$

で表され、βは $k'l_2$ の関数であり、 $\pm|\beta|$ の二つの値を持つ。

今、 l_2 のみが変化するとして、 l_2/L_2 に対する $g_1(k'l_2)$ と $g_2(k'l_2)$ の変化を模式的に書いてみたのが図-13である。 $g_1(k'l_2)$ は図中実線のように $l_2/L_2 \rightarrow 0$ で $+\infty$ 、 $l_2/L_2 \rightarrow 0.5$ で $-\infty$ となり、これを繰り返す変化を示す。一方、 $g_2(k'l_2)$ は K_R, K_C が l_2/L_2 によって変化するので複雑となるが、βの正負によって $l_2/L_2 \rightarrow 0$ および $l_2/L_2 \rightarrow 0.5$ で $+\infty$ となり、それが $l_2/L_2 = 0.5$ ごとに正負を逆にして繰り返す変化を示す。しかし、 δ/l_1 が正の値であると考えると、 $g_2(k'l_2)$ は正でなければならず、βの符号は $g_2(k'l_2)$ が正となるようにとるべきものと思われる。し

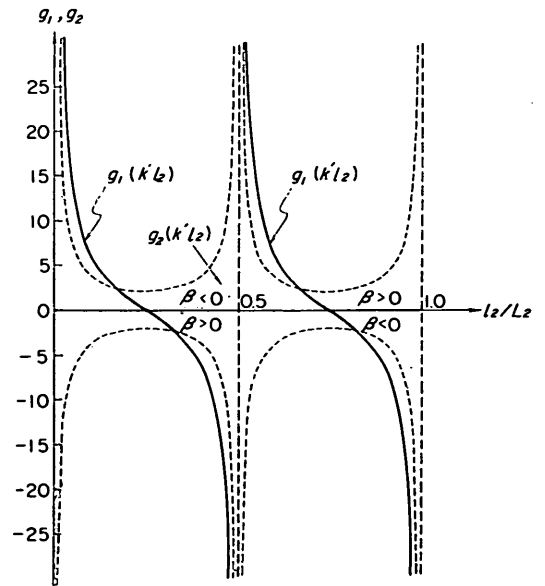


図-13 δの不連続性

たがって、 $g_1(k'l_2)$ と正の値をとったときの $g_2(k'l_2)$ の和は、 l_2/L_2 が 0.5 ごとに不連続的に繰り返す形で変化するものとなり、前出の図-12 の結果はこれを表しているものと考えられる。

そこで、 δ/l_1 を次のかたちで表し、これが $l_2/L_2=0.5$ ごとに繰り返されるものとする。

$$\frac{\delta}{l_1} = B \left(0.5 - \frac{l_2}{L_2} \right)^2, 0 \leq \frac{l_2}{L_2} < 0.5 \quad (80)$$

ここに、 B は未定係数である。

以上のように定めた f 及び δ/l_1 の式(79), (80)中の未定係数 A 及び B の最適値を $l_2/L_2=0, 0.5, 1.0$ の近傍を除く全実験データに対し求めると、

$$A=39.0, B=12.4$$

となる。これを用いて f 及び δ/l_1 は最終的に次のように表される。

$$f = \varepsilon^2(1-\varepsilon)\{2.0+39.0(1-\varepsilon)^2\} \quad (81)$$

$$\frac{\delta}{l_1} = 12.4 \left(0.5 - \frac{l_2}{L_2} \right)^2, 0 \leq \frac{l_2}{L_2} < 0.5 \quad (82)$$

ただし、式(82)は $l_2/L_2=0.5$ ごとに繰り返すものとする。

前出の図-11, 12中の曲線はこの関係を示したものである。特に、図-12の $\delta/l_1=0 \sim 0.15$ 付近で実験値が非常に大きい、このような条件では δ/l_1 を大幅に変化させても K_R の計算値はそれほど変化しない。また、 δ/l_1 は $l_2/L_2=0.5$ で不連続となるが、このとき δ の項には式(82)で知られるように $\sin k'l_2$ がかかっている、これが 0 であるため、反射率などの計算結果が不連続となることはない。

図-14は、式(81)と(82)で表される f と δ を用いて、理論式により求めた反射率の計算値と、実験値の相関を示し

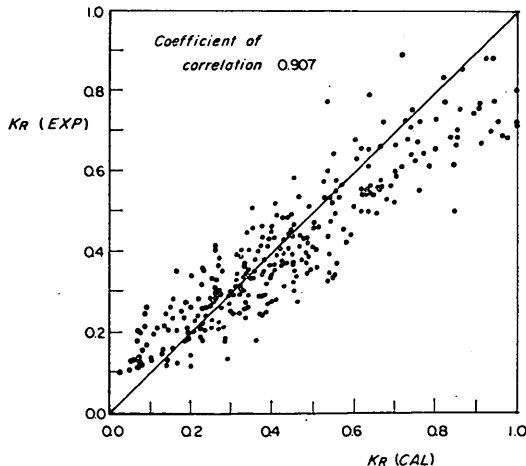


図-14 反射率の計算値と測定値の相関

たものである。計算値は反射率が大きいときには大きめに、小さいときには小さくなる傾向が認められるが、全体的には相関係数が 0.907 であり、よく一致しているといえる。また、計算値と実験値との差の標準偏差は 0.10 であり、全実験データの 70% は次の範囲に納まっている。

$$K_R(\text{EXP}) = K_R(\text{CAL}) \pm 0.10 \quad (83)$$

5. 反射率に及ぼす各種要因の影響

5.1 波高分布の例

本章では実験及び計算結果に基づいて、反射率に関する各種要因の影響について検討するが、その前に波高分布の例を示しておく。

図-15~20は $\varepsilon=0.25, q=0.5, l_1/h=0.05, l_2/h=0.617$ での種々の周期条件に対する波高分布の実験と計算結果の例を示したものである。周期の比較的最長い $h/L=0.086, 0.138$ に対しては H_1/L が 0.02 に近い条件、周期の比較的最短い $h/L=0.169 \sim 0.304$ に対しては H_1/L が 0.04 に近い条件を選んである。また、図中に示した $K_R, \theta_R, K_c, \theta_c$ は計算による反射率、重複波高比等の値である。

波高分布は図-15, 16の例のように周期が比較的最長く、 l_2/L_2 が小さい場合すなわち反射率が比較的最大きい場合には乱れが少なく、実験値と計算値はよく一致している。写真-1は、周期が最も長い図-15に対応する条件のときの波の作用状況を示している。透過壁近傍を除いて、波形の乱れが小さいことが認められる。

周期が短く l_2/L_2 が大きくなって、反射率が小さくなるにつれて、図-17~19に認められるように、実験による波高比分布に乱れが目立つようになる。これは、こうした条件のとき、開口部での噴流流速が大きくなり、エネルギーの消費量が高くなるが、それによって高次波の発生も顕著になることによる。特に、遊水室内の波高分布は不透過壁と透過壁背面での波高が大きく、計算値との差が大きい。写真-2, 3は図-17, 19に対応する条件での波の作用状況を示したものであるが、スリット壁開口部から噴出した水塊が背後不透過壁で上方に打ち上げられ、その返し波がスリット壁背面でせき上げられているのが認められる。

写真-4は、本実験の中で波高の最も大きい $h/L=0.106, H_2/L=0.040(H_1=22.7\text{cm})$ の条件のときの波の作用状況を示したものである。波峰がスリット壁に高く打ちあっているのが認められる。この場合、 $l_2/L_2=0.089$ で、実験による反射率は 0.46、計算値は 0.57 である。

直立消波ケーソンの反射率に関する理論及び実験的研究

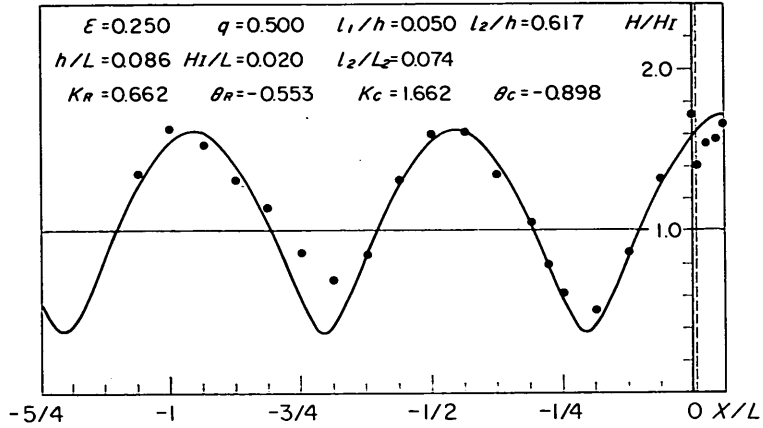


図-15 波高分布 ($h/L=0.086, H_1/L=0.020$)

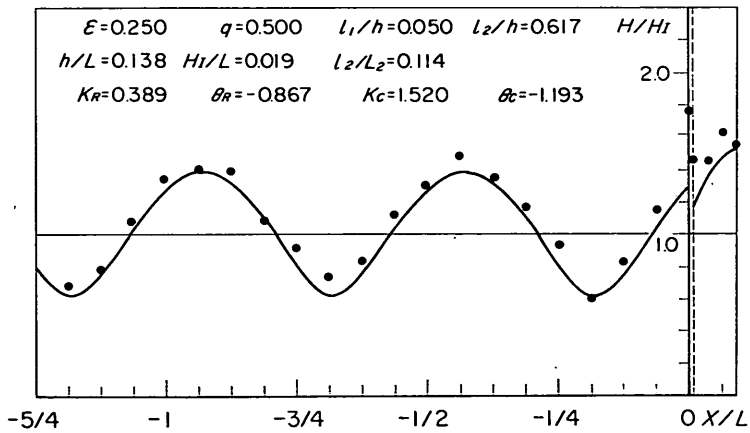


図-16 波高分布 ($h/L=0.138, H_1/L=0.019$)

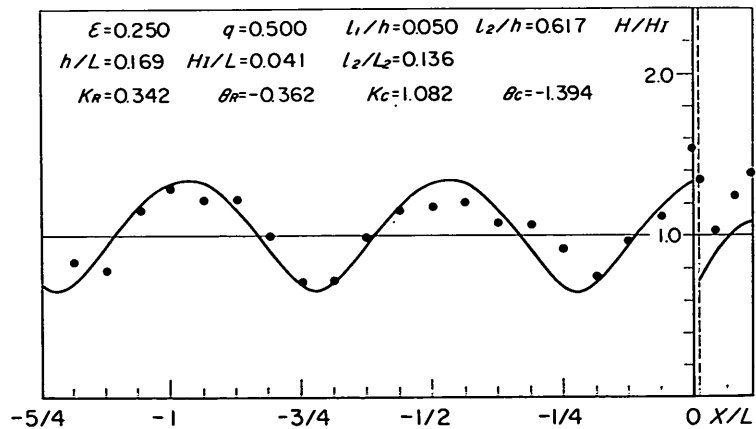


図-17 波高分布 ($h/L=0.169, H_1/L=0.041$)

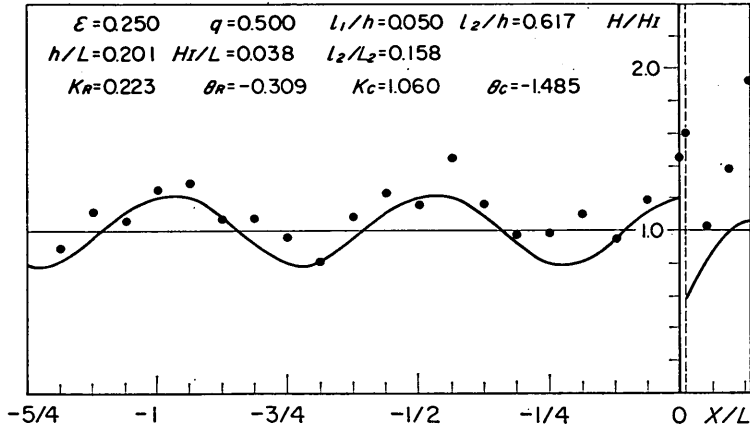


図-18 波高分布 ($h/L=0.201, H_1/L=0.038$)

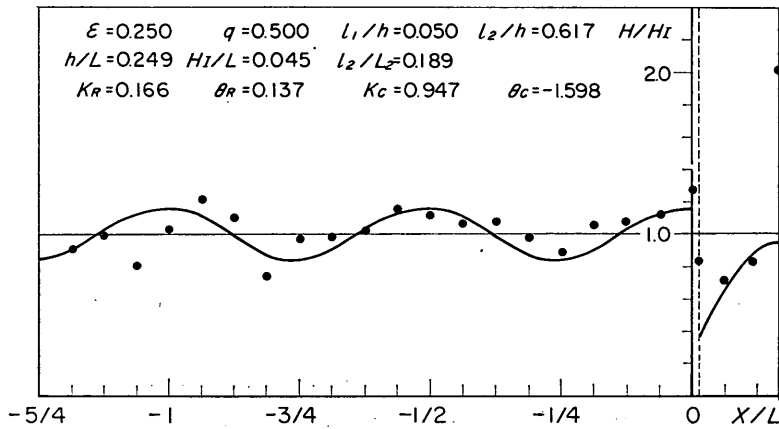


図-19 波高分布 ($h/L=0.249, H_1/L=0.045$)

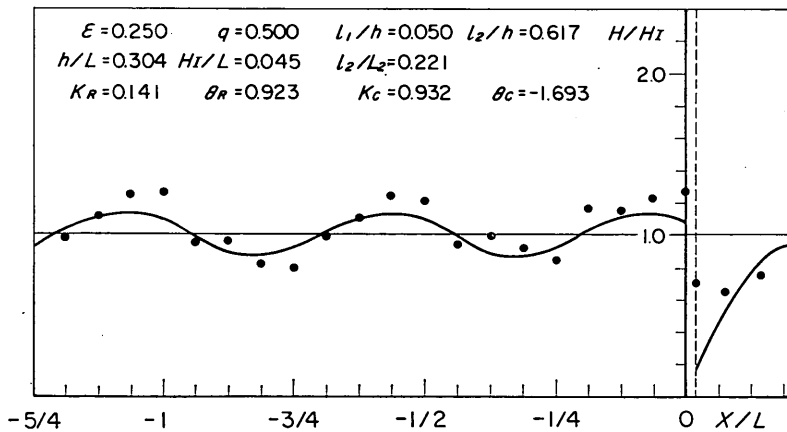


図-20 波高分布 ($h/L=0.304, H_1/L=0.045$)

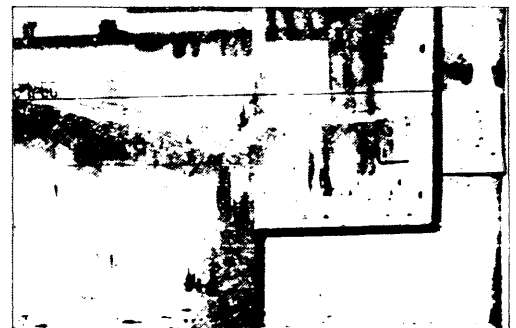


写真-1 縦スリットケーソンの反射状況
($h/L=0.086, H_1/L=0.020$)

写真-2 縦スリットケーソンの反射状況
($h/L=0.169, H_1/L=0.041$)



写真-3 縦スリットケーソンの反射状況
($h/L=0.249, H_1/L=0.045$)

写真-4 縦スリットケーソンの反射状況
($h/L=0.106, H_1/L=0.040$)

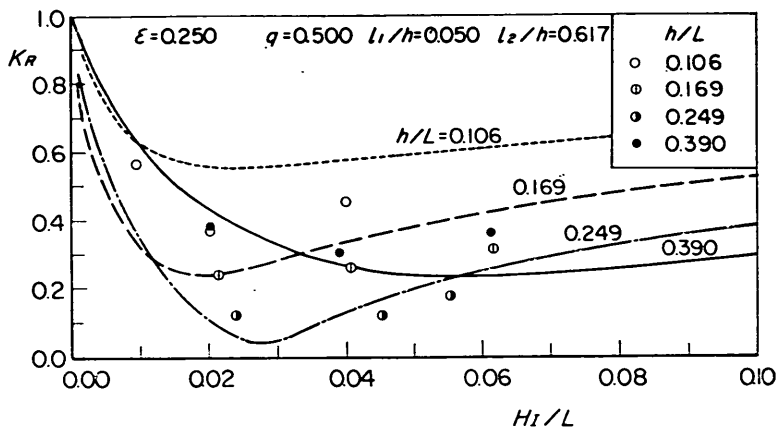


図-21 波高による反射率の変化

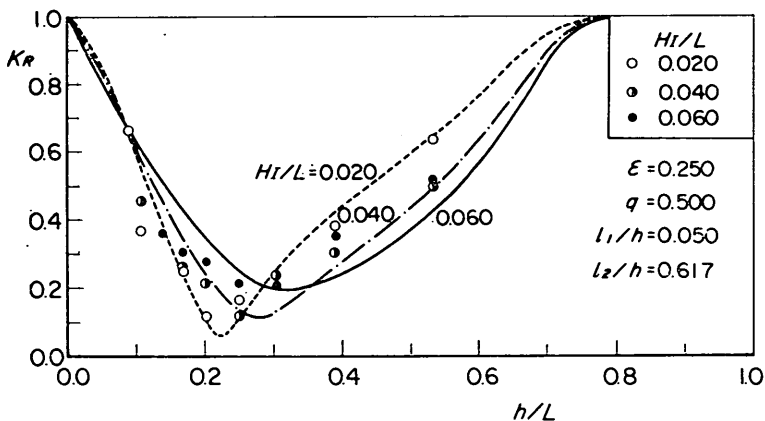


図-22 周期による反射率の変化

5.2 波浪条件による反射率の変化

(1) 波高の影響

図-21 は $\epsilon=0.25$, $q=0.5$, $l_1/h=0.05$, $l_2/h=0.617$ の構造条件のもとで、 $h/L=0.106\sim 0.390$ の4種の周期の波に対し、波高を変化させたときの反射率を示したものである。計算値、実験値ともに極小値を持つ変化が認められる。これは、一般に波高が大きくなるにつれてエネルギー損失が大となり、反射率が小さくなるのであるが、ある程度以上の波高となるとその抵抗が強くなりすぎて、波高増大の割には遊水室へ流入しにくくなることによるものと考えられる。

しかし、実験値と計算値を比較すると $h/L=0.169$ の条件を除いて計算値の変化のほうがやや大きく、実験値は計算値ほどには変化しないようである。

(2) 周期の影響

図-22 は前出の図-21 と同一の構造条件に対し、周期

を変化させたときの反射率を、横軸に h/L をとって示したものである。ただし、波高は H_1/L が $0.02, 0.04, 0.06$ となるように周期によって変化させている。この場合の実験値は前出の図-22 のような波高による反射率の変化から、それぞれの H_1/L での値を推定して求めたものである。

この場合、周期の変化は h/L ばかりでなく、 l_2/L 、あるいは l_2/L_2 の値も変化させるので、反射率の変化は大きい。計算値、実験値ともに極小反射率をもつ変化を示し、波形勾配が大きくなるにつれて極小条件での周期は短くなり、極小反射率はやや大きくなる傾向を示す。計算値と実験値を比較すると、 $H_1/L=0.02, 0.04$ では比較的よく合っているが、 0.06 の条件ではやや差が大きい。

5.3 構造条件による反射率の変化

(1) 遊水室幅の影響

図-23 は $\epsilon=0.25$, $q=0.5$, $l_1/h=0.05$ の条件で、遊水

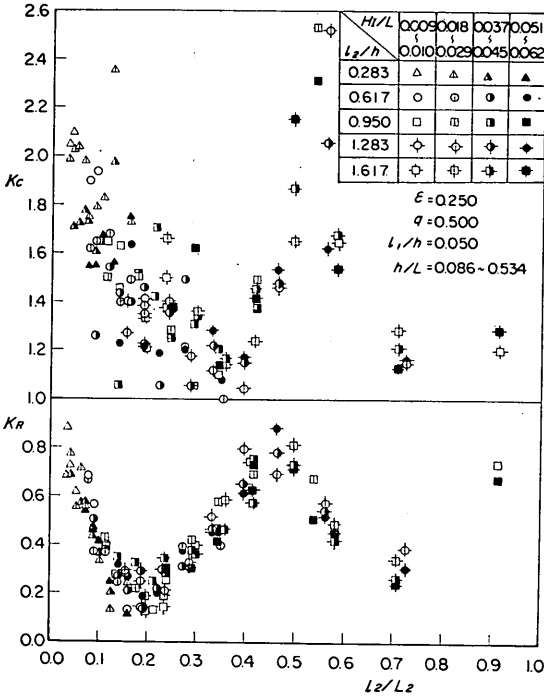


図-23 遊水室幅の影響

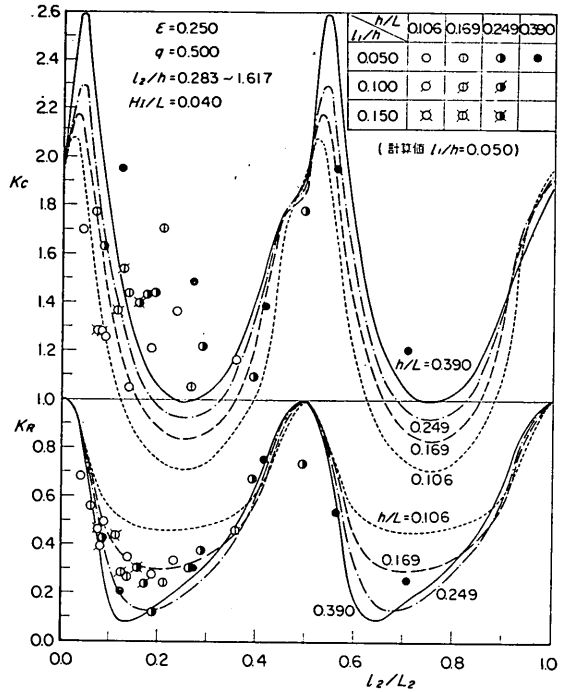


図-24 遊水室幅による反射率と重複波高比の変化

室幅 l_2 を変化させたときの種々の波浪条件に対する K_R と K_C のすべての実験値を、横軸に l_2/L_2 をとって示したものである。反射率 K_R はこの l_2/L_2 によってよくまとまっており、これが支配的な要因であることがわかる。すなわち、 K_R は l_2/L_2 が 0, 0.5, 1.0 に近づくにつれて大きくなり、その中間で極小値をもつ変化を示す。極小条件は波浪条件等によって若干異なるけれども、 $l_2/L_2 < 0.5$ ではほぼ $l_2/L_2 = 0.15 \sim 0.25$ の範囲であり、そのときの反射率は 0.1~0.3 である。

一方、重複波高比 K_C は K_R に比べてばらつきが大きい。しかし、 l_2/L_2 が 0 に近いとき、および 0.5 を若干超すところで 2.0 あるいはそれ以上の値となり、その中間で極小となる変化を示している。 K_C を極小とする l_2/L_2 の値は K_R に対する値よりやや大きいようである。

図-24 は、 $H_1/L = 0.04$ で $h/L = 0.106 \sim 0.390$ の範囲の 4 種の波浪条件に限って、計算値と実験値を示したものである。実験値には l_1/h を変化させたときの結果も併せて示してあるが、これについては次項で述べる。この計算結果では、 K_R は特に極小値の付近で h/L の影響が大きく、 h/L が小さくなるほど反射率の極小値が大きくなって、そのときの l_2/L_2 の値が大きくなる傾向を示している。これに対し、実験値ではその傾向は認められる

ものの計算値ほどの違いはなく、 h/L よりも l_2/L_2 による変化が大きくなっている。また、計算値では $l_2/L_2 = 0, 0.5, 1.0$ で透過壁での水平流速が 0 となるため $K_R = 1.0$ となるが、先の図-23 の結果をみても実験値では $l_2/L_2 = 0.5$ でも $K_R = 1.0$ とはならない。これは、実際には過渡状態の影響があるほか、理論で省略している減衰定常波や高次波による流速が存在し、それによってエネルギー消費があるためと考えられる。

K_C については、計算値では $l_2/L_2 = 0.05, 0.55$ の近傍で 2.0 を超す極大値が現れており、そのときの K_C の値は h/L が大きくなるにつれて大きくなっている。これは一種の共振状態を表している。また、 l_2/L_2 が 0.25、あるいは 0.75 付近で極小となり、そのときの K_C の値は h/L が小さくなるにつれて小さくなっている。実験では、5.1 でみたように遊水室内での現象が非線型性の強いものであるため、計算値との差が大きいデータも多い。

(2) スリット部材厚の影響

図-25 (1)~(3) はスリット部材厚 l_1 を $l_1/h = 0.05, 0.10, 0.15$ の 3 種に変化させたときの、各種の波浪条件による K_R と K_C の値を、横軸に l_2/L_2 をとって示したものである。構造条件は $\epsilon = 0.25, q = 0.5$ であり、 l_2/h

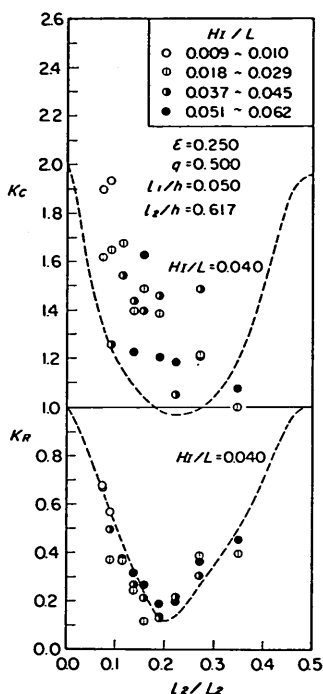


図-25(1) スリット部材厚の影響 ($l_1/h=0.05$)

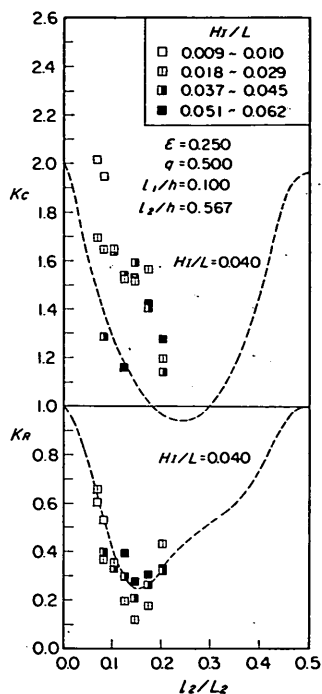


図-25(2) スリット部材厚の影響 ($l_1/h=0.10$)

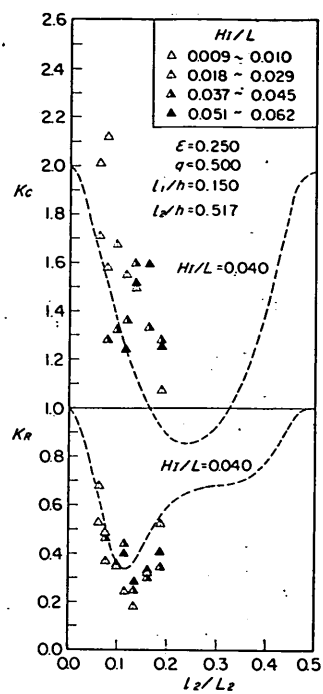


図-25(3) スリット部材厚の影響 ($l_1/h=0.15$)

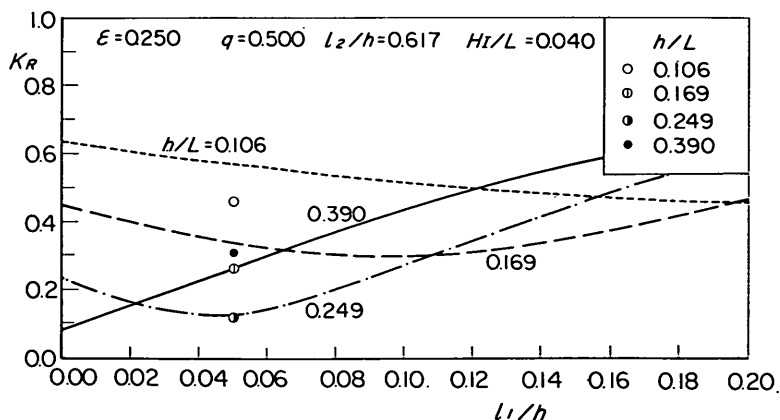


図-26 スリット部材厚による反射率の変化

は $(l_1+l_2)/h$ を一定としているため l_1/h によって 0.517 ~ 0.617 と若干変化している。図中の曲線は代表的波の諸元として、 $H_1/L=0.04$ としたときの計算値である。これらの結果より、 l_1/h が大きくなるにしたがって反射率の極小値はやや大きくなり、そのときの l_2/L_2 の値が小さくなることが認められる。

図-26 は $H_1/L=0.04$ で、 $h/L=0.106 \sim 0.390$ の4種の波の条件に対し、 l_1/h を変化させたときの K_R を示し

たものである。ただし、 $l_2/h=0.617$ の条件であって、実験値は $l_1/h=0.05$ での結果しかない。 $h/L=0.106, 0.169$ の条件では l_1/h による K_R の変化は比較的小さいが、 $h/L=0.249, 0.390$ の条件では変化が大きい。一般に周期が短くなるにつれて反射率を極小あるいは最小とする壁厚は小さくなるようであり、 $h/L=0.390$ の条件では $l_1/h=0$ で反射率が最小となっている。

(3) 開口比の影響

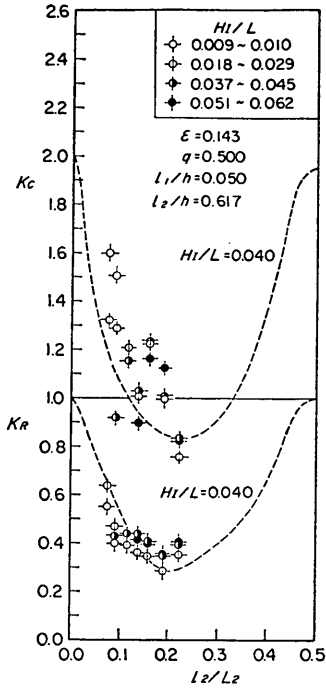


図-27(1) 開口幅の影響
($\epsilon=0.143$)

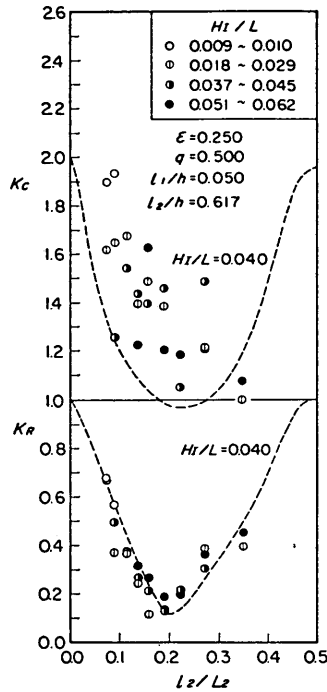


図-27(2) 開口幅の影響
($\epsilon=0.250$)

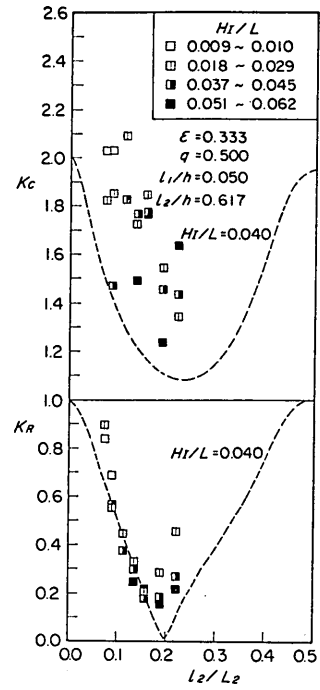


図-27(3) 開口幅の影響
($\epsilon=0.333$)

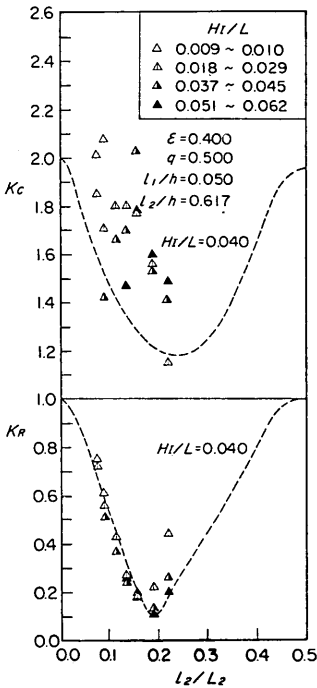


図-27(4) 開口幅の影響
($\epsilon=0.400$)

図-27(1)~(4)は $q=0.5$, $l_1/h=0.05$, $l_2/h=0.617$ の条件のもとで、開口比 ϵ を0.143~0.400の範囲で4種に変化させた実験ケースについて、種々の波浪条件に対する K_R , K_C を横軸に l_2/L_2 をとって示したものである。図中の曲線は図-25と同様代表的な波の諸元として $H_1/L=0.04$ のときの計算値を示している。この4枚の図を比較すると、反射率の極小値は $\epsilon=0.143$ の条件では大きいけれども、他の三つの条件では大差ないことがわかる。 K_C については ϵ が大きくなるにつれて明らかに大きくなる傾向が認められる。

図-28はこれまでと同様波の条件を限ったときの ϵ による反射率の変化を示したものである。 $\epsilon=0$ 及び1.0では $K_R=1.0$ となり、その間で極小値をもつ変化を示す。特に、 $h/L=0.249$ ($l_2/L_2=0.189$)のように最適遊水室幅に近い条件では ϵ による K_R の変化が大きく、計算では $\epsilon=0.33$ のとき反射率が極小となる。実験値ではこのとき逆にやや大きくなっているが、こうした条件では高次波が顕著で波高比分布が乱れており、そこでの H_{max} と H_{min} のとり方の影響が入っていることを考慮する必要がある。概して、 $q=0.5$ の場合、 $\epsilon=0.25\sim 0.4$ の範囲では反射率はそれほど変化しないといえる。ただし、 $h/L=0.106$ の実験値では、 $\epsilon=0.14$ と開口比を相当小さ

直立消波ケーソンの反射率に関する理論及び実験的研究

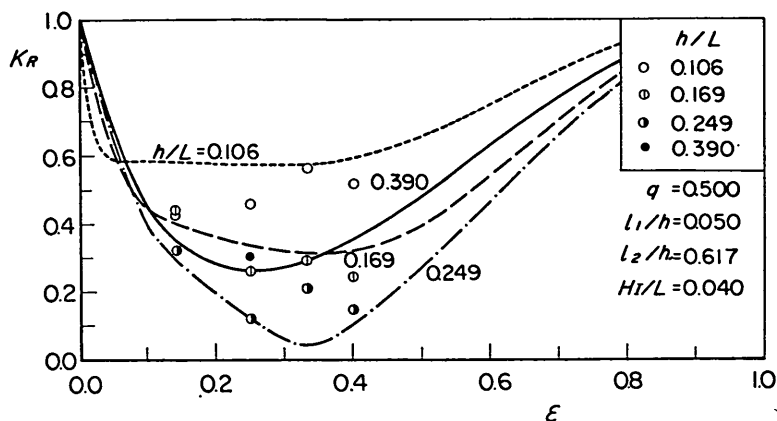


図-28 開口幅による反射率の変化

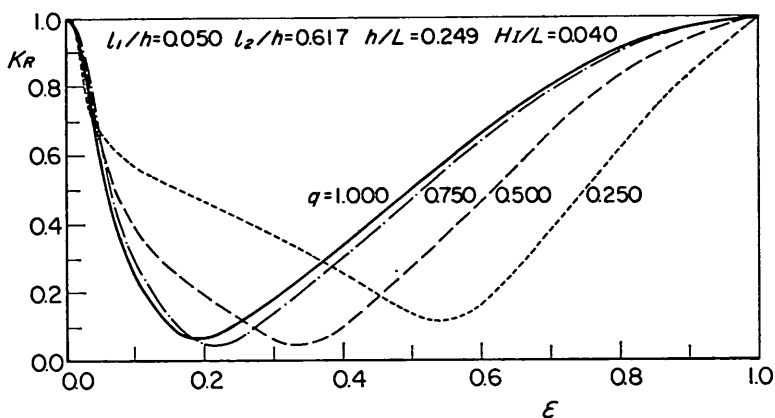


図-29 開口幅と遊水室内水深の影響

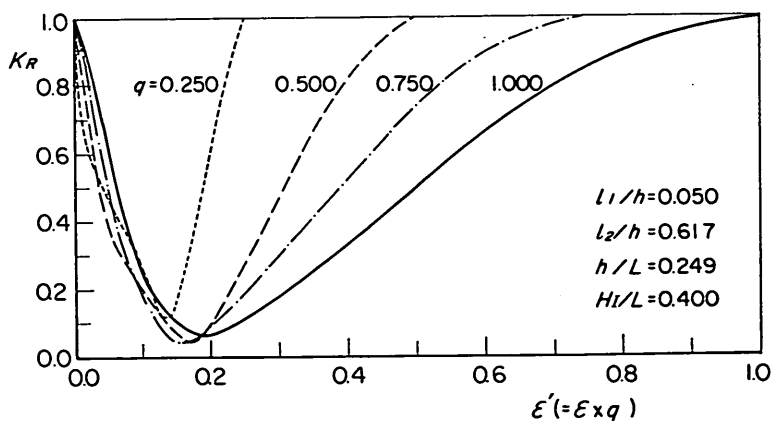


図-30 ケーソン前面の総面積に対する開口比の影響

くしたほうが反射率は小さくなっている。

開口比は式(1)のように透過壁の部分だけで定めているので、反射率を極小とする開口比は遊水室内水深比 q に

よって変化する。図-29 は計算によってこれを示したもので、 $l_1/h=0.05$ 、 $l_2/h=0.617$ 、 $h/L=0.249$ 、 $H_1/L=0.04$ のときの例である。 $q=1.0$ の場合の反射率を極小とする

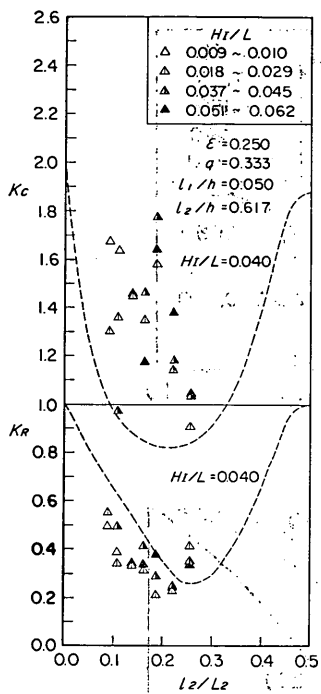


図-31(1) 遊水室内水深の影響
($q=0.333$)

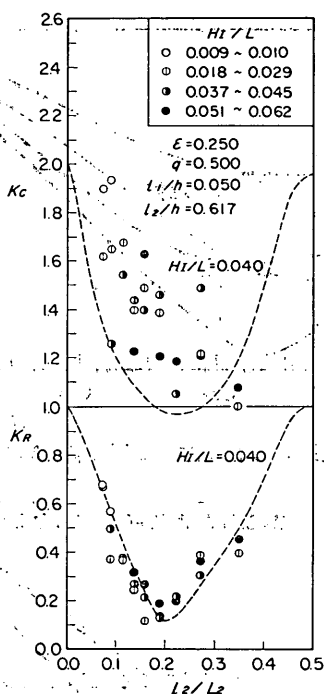


図-31(2) 遊水室内水深の影響
($b=0.500$)

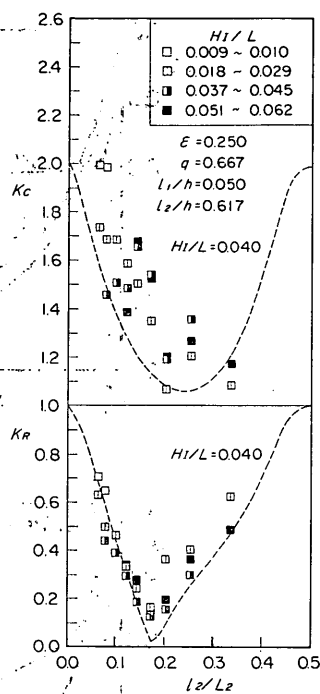


図-31(3) 遊水室内水深の影響
($q=0.667$)

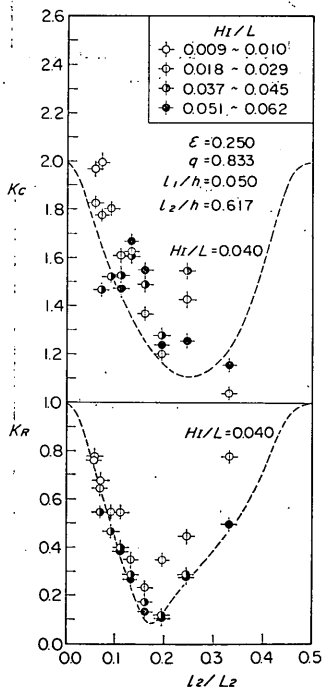


図-31(4) 遊水室内水深の影響
($q=0.833$)

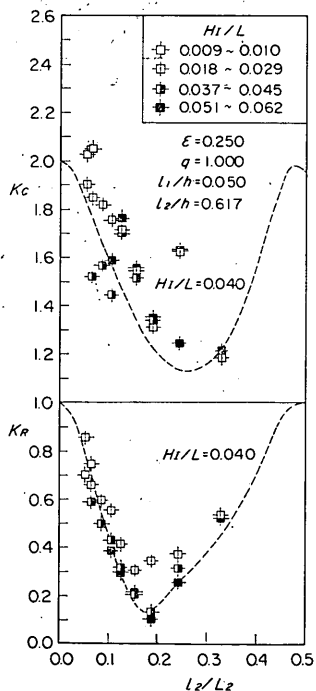


図-31(5) 遊水室内水深の影響
($q=1.000$)

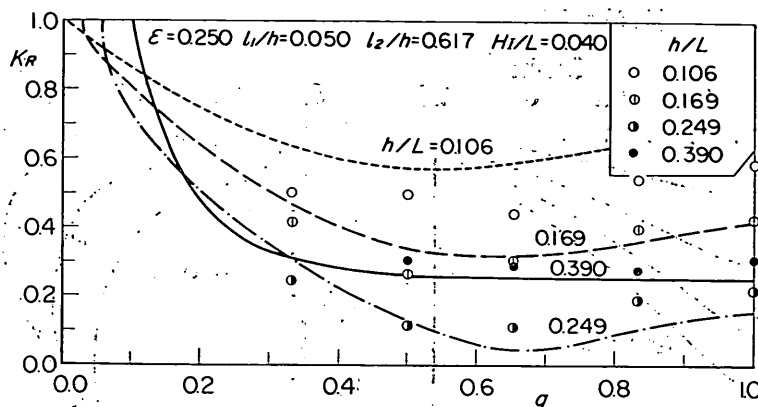


図-32 遊水室内水深による反射率の変化

開口比は0.20であるが、 q が小さくなるにつれてそれが大きくなっている。すなわち、前面下部の不透過壁部分が多くなるにつれ、透過壁部分に広い開口部を必要とすることがわかる。そこで、前面壁全体に対する開口比 ϵ' を考え、これにより反射率をみたのが図-30である。ここに ϵ' は次式で与えられる。

$$\epsilon' = q\epsilon \quad (84)$$

これによると、反射率を極小とする開口率 ϵ' は0.15~0.20程度となり、 q が大きいかほどや大きくなる。また、 q が小さいほど ϵ' による反射率の変化は急激となっている。これは、たとえば $q=0.25$ の場合、 $\epsilon=1.0$ としても $\epsilon'=0.25$ で、計算上そこで $K_R=1.0$ となり、 ϵ' の範囲が狭くなるためである。

(4) 透過壁部分の深さ(遊水室内水深)の影響

図-31(1)~(5)は $\epsilon=0.25$, $l_1/h=0.05$, $l_2/h=0.617$ の条件のもとで、前面水深に対する透過壁部分の深さ(遊水室内水深)の比 q を0.333~1の範囲で5種類に変化させたときの K_R と K_C を示したものである。また、図中の曲線は $H_1/L=0.04$ の条件での計算値を表している。 $q=0.333$ と小さいとき反射率の極小値が高く、 q が0.5, 0.667と大きくなるにつれて、 l_2/L_2 による変化が急激になっていく傾向が認められる。 $q=0.667$ ~1では、実験値はそれほど変化しない。

一方、 K_C は q が小さいほど極小値が小さく、ばらつきが大きくなる傾向にある。

図-32は、波の条件を限ったときの q による反射率の変化を示したものである。この場合、 q の変化は l_2/L_2 の値を変えることになるので、その影響も含んだものである。実験および計算値ともに K_R は極小値をもつ変化を示している。たとえば、この例では、 $h/L=0.249$ の場合反射率を極小とする q の値は0.65で、このときの

l_2/L_2 は0.173となる。こうした結果は、反射率を低減させるためには、透過壁下部に適当な不透過壁の部分の設け遊水室内水深を浅くしたほうがよいことを示している。これは、 q によって l_2/L_2 が変化することによるほか、ある程度の不透過壁を有することによって、開口部での流速を増し、それによってエネルギー損失が大きくなることによると考えられる。ただし、これは開口比 ϵ を一定として q を変化させた場合の結果であり、 q の変化とともに ϵ を変化させて適切な値を選定すれば結果は異なる。これについては6.2で後述する。

6. 縦スリットケーソン諸元決定の考察

6.1 反射率の要因

以上、実験および計算結果に基づいて、縦スリットケーソンの反射率に及ぼす波の条件や構造条件の個々の影響について述べた。その中には計算結果と実験値とがあまり一致しないものもあったけれども、実験においては有限振幅性の強いケースが多いうえに、高次波の発生が顕著な場合もあり、反射率の測定にある程度の誤差があるものと考えなければならない。この点を考慮すれば、本研究による反射率の算定法を適用した結果は、縦スリットケーソンの反射特性を相当程度表しているといえることができよう。そこで、本章では計算によって、縦スリットケーソンの構造諸元をどのように選ばよいか考察する。

まず、反射率の計算におけるパラメータについて整理しておく。縦スリットケーソンの反射率は既に式(6)で示したように7個の無次元量で決定される。そのうち、 f については ϵ の関数として、 δ/L についてはこれを δ/l_1 の形に改めれば l_2/L_2 の関数として表すことができる。この l_2/L_2 は h/L , l_2/h , q によって決まるので、反射率

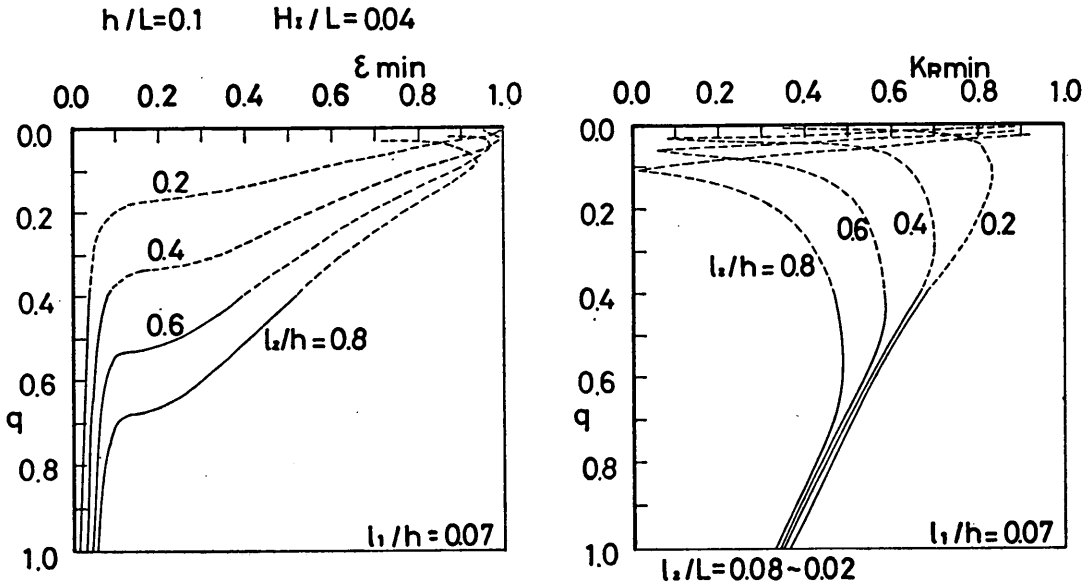


図-33(1) 極小条件を与える q と $\varepsilon(h/L=0.10)$

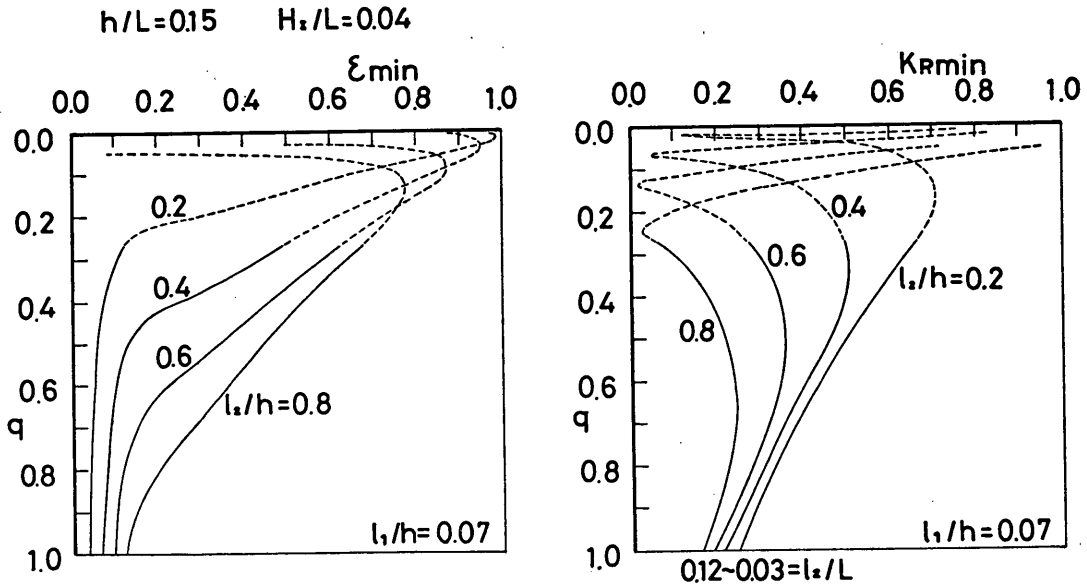


図-33(2) 極小条件を与える q と $\varepsilon(h/L=0.15)$

K_R に影響を及ぼす要因を波の条件と構造条件に分けて表示すると次式ようになる。

$$K_R = F\left(\frac{h}{L}, \frac{H_1}{L}; \varepsilon, q, \frac{l_1}{h}, \frac{l_2}{h}\right) \quad (85)$$

このうち、前の2個は波浪条件を規定する無次元量であり、残りの4個が構造条件を規定する無次元量であ

る。反射率の計算はこれらの無次元量を用いて行うのが便利である。

以下の検討では、波浪条件のうち H_1/L はそれが極端でなければ h/L ほどには反射率に影響しないので、これを適当な値で代表させる。また、構造条件のうちスリット壁の厚さの影響を表す l_1/h は、一般に l_1+l_2 が一定で

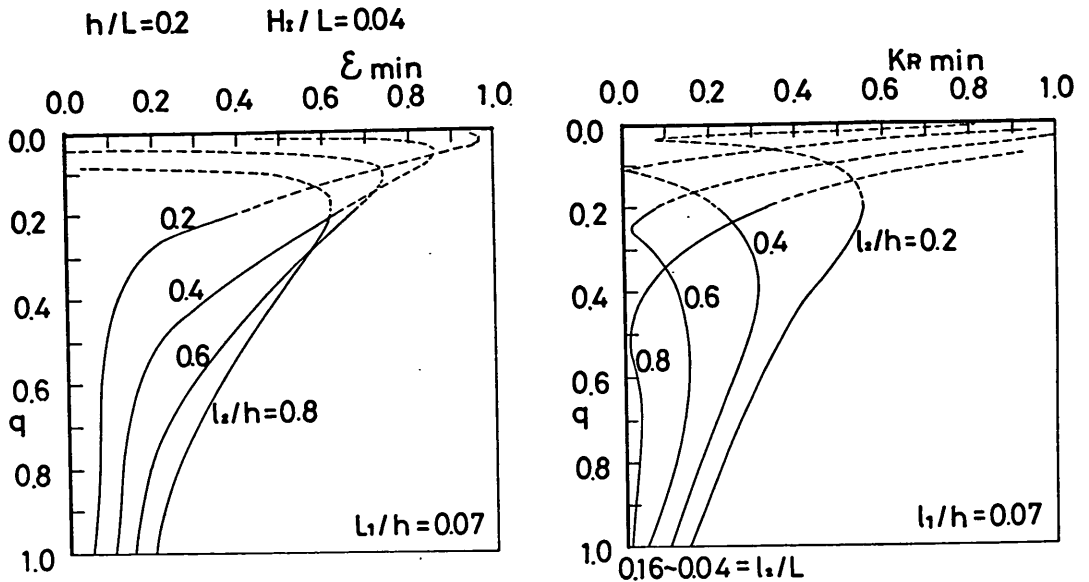


図-33(3) 極小条件を与える q と $\epsilon(h/L=0.20)$

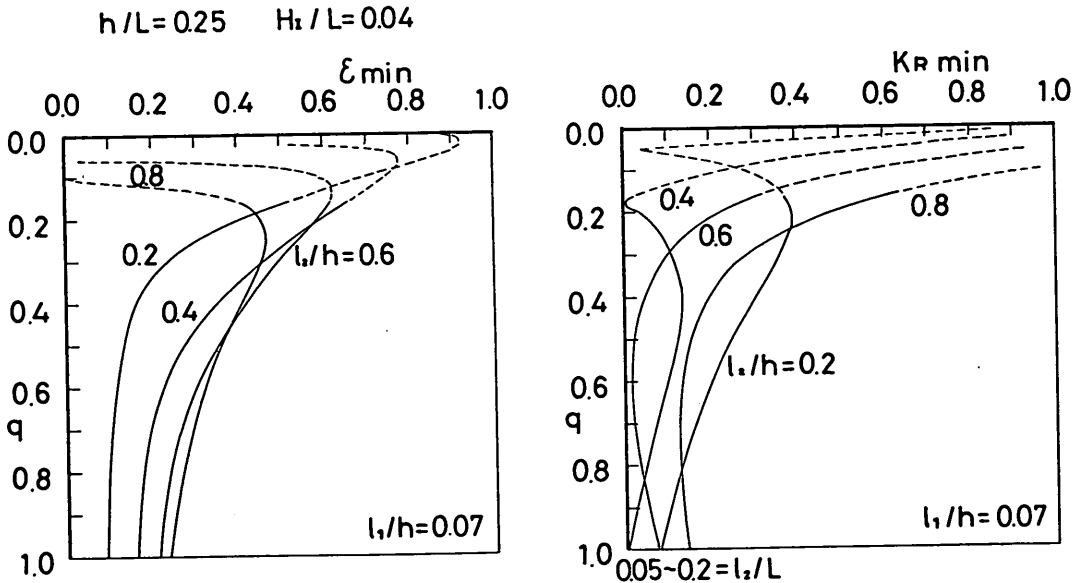


図-33(4) 極小条件を与える q と $\epsilon(h/L=0.25)$

あれば l_2 を大きくするのが得策であり、部材の強度の確保といった観点から決めてよいといえる。したがって、反射率の計算においてはこれは与えられる条件と考えることができるので、これも適当な値で代表させることにする。

6.2 最適構造諸元

消波ケーソンの構造諸元は、与えられた波浪条件に対し、反射率ができるだけ小さくなるように決定するのが好ましい。したがって、消波対象の主要な波浪条件に対し、反射率を最小とする構造諸元が一つの目安となる。このような構造諸元をその波浪条件に対する最適諸元と呼ぶ。しかし、実際には構造諸元の決定にあたって施工

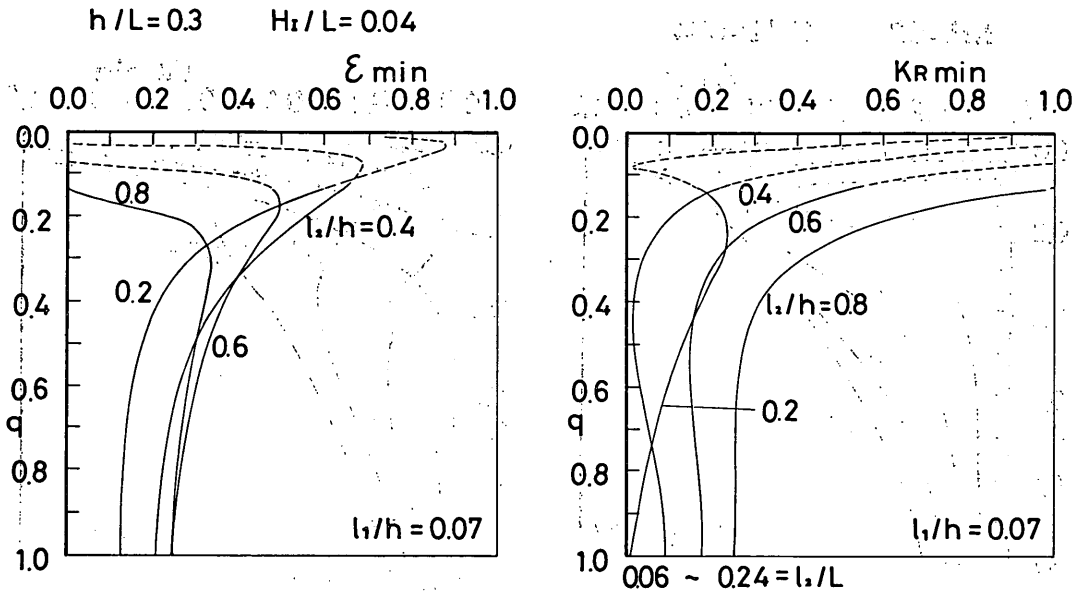


図-33(5) 極小条件を与える q と ϵ ($h/L=0.30$)

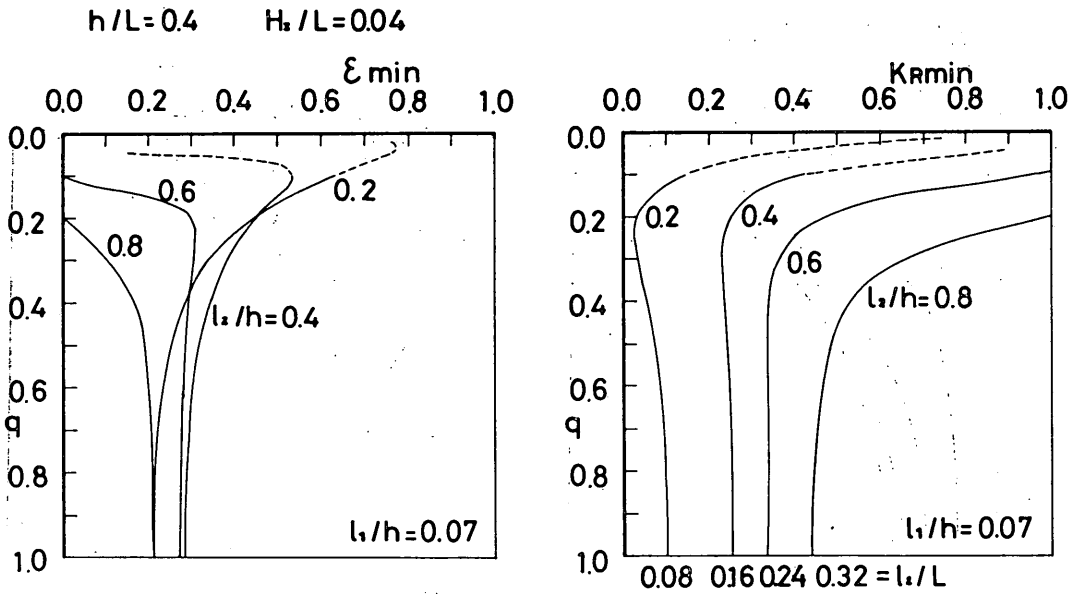


図-33(6) 極小条件を与える q と ϵ ($h/L=0.40$)

性や経済性が考慮され、特に遊水室幅は対象波の周期が長い場合など、最適な値を自由に選定できるものではない。そこで、以下では l_2/h をある値に設定して q を変化させたときに、反射率が極小となる開口比を計算により調べ、その条件での最適な q と ϵ の組み合わせについて考える。

波浪条件は $h/L=0.1\sim 0.5$ の範囲で 7 種を対象とし、 H_1/L は 0.04 で代表させる。また、構造条件については、 l_1/h は 0.07 で一定とし、 $l_2/h=0.2\sim 0.8$ の範囲で 4 種の遊水室幅を考える。 q は連続的に変化させるが、これがあまりにも小さいと引き波時に遊水室底面が露出することになり、理論の適用に限界があると考えなければ

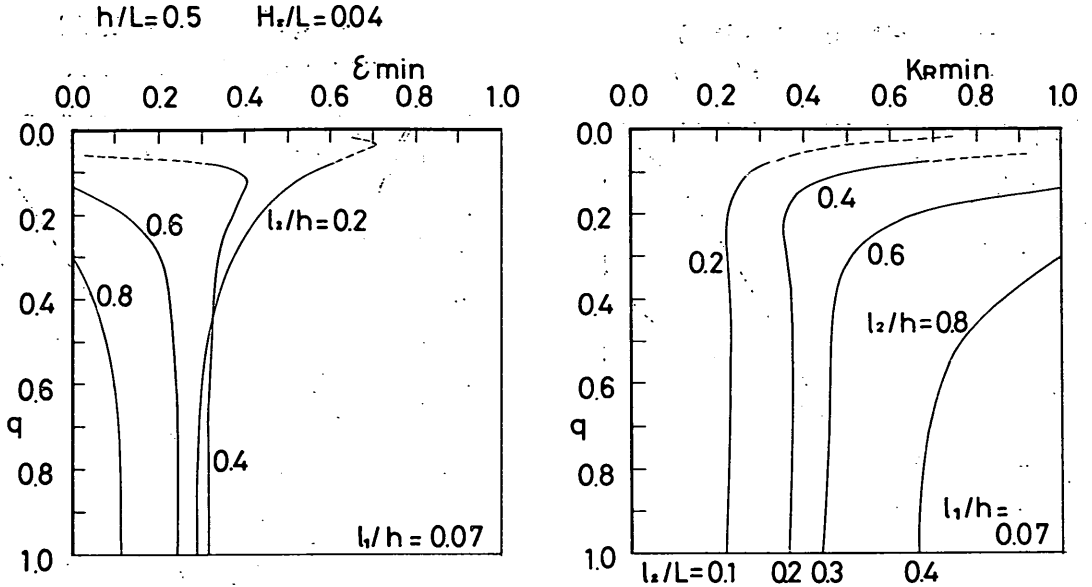


図-33(7) 極小条件を与える q と ϵ ($h/L=0.50$)

ばならない。実験で検討したのは $q \geq 1/3$ の範囲であるけれども、遊水室内水深にほぼ等しい入射波高の条件まで含んでいるので、ここではその適用範囲を $q \geq H_1/h$ の範囲と考えることにする。ただし、計算は l_2/L_2 が 0.5 となる q の値まで実施する。 ϵ は各条件ごとに 0~1 の範囲で細かく変化させ、反射率を極小とする値を見出す。

図-33(1)~(7) はその結果を示したものである。各波浪条件ごとに、 l_2/h をパラメータとして、左に q を任意に設定したときの反射率を極小とする開口比 ϵ_{\min} 、右にその条件での反射率の極小値 $K_{R\min}$ を示している。たとえば、 $h/L=0.10$ 、 $H_1/L=0.04$ の波浪条件に対し、 $l_2/h=0.8$ 、 $q=0.6$ とした場合、この条件での反射率を極小とする開口比 ϵ_{\min} は 0.3 であり、反射率の極小値 $K_{R\min}$ は 0.48 であることが、図-33(1) から読み取られる。図中破線は $q < H_1/h$ の領域であることを表している。

q と ϵ の最適な組み合わせは、これらの図からさらに $K_{R\min}$ が最小となる q と ϵ_{\min} を読み取って選定できる。たとえば、 $h/L=0.10$ 、 $H_1/L=0.04$ の波に対しては、 $q \geq H_1/h$ の範囲で見限り $q=1.0$ のとき $K_{R\min}$ が最小である。したがって、この条件では $q=1.0$ に対する ϵ_{\min} を読みとって、開口比を l_2/h により $\epsilon=0.01 \sim 0.06$ と非常に小さく選ぶのが最適となり、これによって反射率を 0.33~0.36 とすることができる。

ただし、 $q < H_1/h$ の範囲まで見てみると、反射率が非

常に小さくなる組み合わせのあることが認められる。これは q によって遊水室内水深が変わり、 l_2/L_2 で見れば最適な遊水室幅を与える水深となる条件を表している。この場合その q の値は非常に小さく理論の適用性に問題があるけれども、周期の長い波に対し比較的狭い幅で反射率を小さくできる可能性を示唆していると考えられる。これが $q \geq H_1/h$ の範囲で現れている例として、図-33(3) の $h/L=0.20$ の波浪条件に対する $l_2/h=0.6$ の例が挙げられる。この条件では、 $q=0.25$ 、 $\epsilon=0.61$ が最適の組み合わせとなり、そのときの反射率は 0 に近い。ちなみに、このときの l_2/L_2 の値は 0.21 である。しかし、この場合 $q=1.0$ の条件でも $K_{R\min}$ は 0.05 で十分小さく、これを選定したとしても反射率に大きな違いがあるわけではない。

q と ϵ の組み合わせに選択の余地の多い例が同図の $l_2/h=0.8$ の条件である。この場合、 $q=1.0$ 、 $\epsilon=0.20$ の組み合わせで反射率は最小でほぼ 0 となるが、 $q=0.4 \sim 1.0$ の範囲で $K_{R\min}$ は 0.05 以下であり、実用的にはこの範囲でどの条件を選定しても大差ない。ただし、 q に応じて適切な開口比を選ぶことが重要であり、たとえば $q=0.5$ を選定した場合、開口比を 0.42 と大きくする必要がある。

以上、 l_2/h がある値に設定されている場合の最適な q と ϵ の組み合わせの選定について、図-33 の見方を二・三の例で説明した。 l_2/h の選択が自由な場合はこれを含めて $K_{R\min}$ が最小あるいは十分小さくなる条件を選定

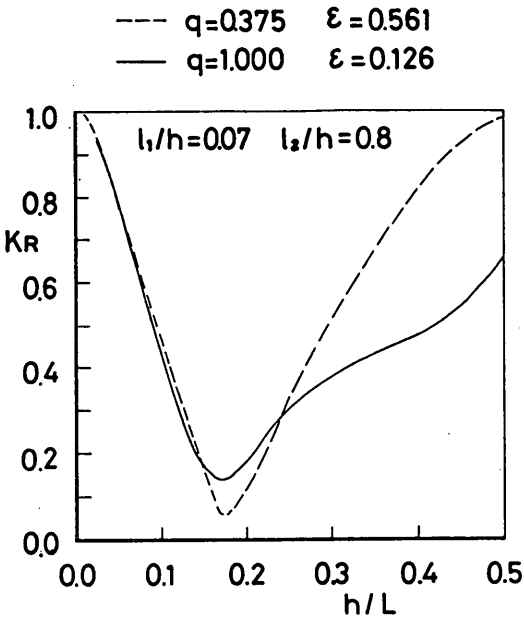


図-34 極小条件における反射率

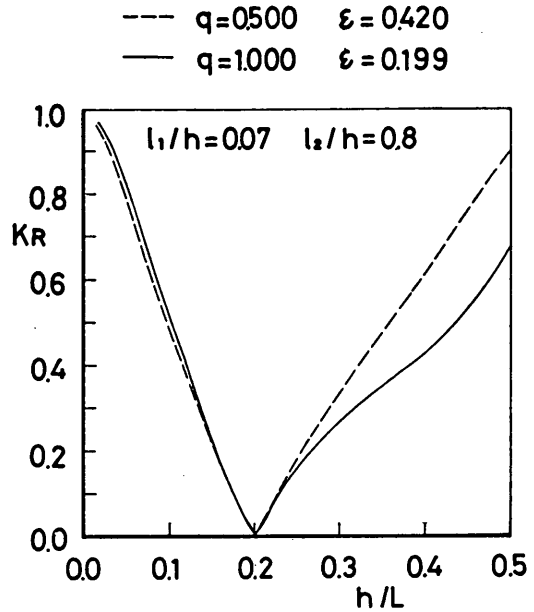


図-35 極小条件における反射率

すればよい。たとえば、図-33 (3), (4) の $h/L=0.20$, 0.25 の波浪条件に対しては、いずれも $q=1.0$ で l_2/h がそれぞれ $0.8, 0.4$ のとき K_{Rmin} がほぼ 0 となっており、これらが最適諸元の組み合わせを与えることは明らかである。このときの入射波の波長に対する相対遊水室幅 l_2/L はそれぞれ $0.16, 0.10$ であり、 h/L が大きくなるにつれて最適な l_2/L の値は小さくなる傾向にある。

以上は特定の波の条件に対する構造諸元の選定について述べたものであるが、実際には対象波浪条件に幅があるのが普通である。したがって、種々の波浪条件に対する反射率の変化にも十分留意することが必要である。最後に、消波対象の主要な波浪条件に対し、ほぼ同じ反射率の極小値となる二組みの q と ϵ の組み合わせを選び、波の周期による反射率の変化を比較した例を示す。

図-34 は $h/L=0.15$, $H_1/L=0.04$ の主要波浪条件に対し、 $l_2/h=0.8$ の縦スリットケーソンを計画するとして、前出の図-33(2)から $q=1.0$, $\epsilon=0.126$ および $q=0.375$, $\epsilon=0.561$ の二組みを選び比較した例である。ここに、 H_1/L の値は周期が変化しても 0.04 で一定としている。横軸に h/L をとって示してあるが、 $h/L \leq 0.15$ の範囲では両者の反射率に大差はない。しかし、 $h/L > 0.15$ の範囲では違いが認められ、 h/L の変化に対する反射率の極小値は $q=0.375$ の場合が小さいけれども、 h/L が 0.25 程度以上では逆に相当大きくなっている。したがって、この例の場合、 h/L が 0.25 以上の波が無視できる場合

には $q=0.375$ を選ぶのがよく、そうでなければ $q=1.0$ のほうを選ぶのがよいといえる。

図-35 は $h/L=0.20$, $H_1/L=0.04$ の主要波浪条件に対して、 $l_2/h=0.8$ の縦スリットケーソンを計画するとしたときの同様な例を示したものである。この例では、図-33 (3) から $q=1.0$ と $q=0.5$ の条件を選んであるが、 $h/L > 0.2$ の範囲で $q=1.0$ の場合の反射率が小さい。一般に、反射率の極小条件がほぼ同じである場合、その極小条件の h/L より大きい範囲では q の大きいほうが反射率は小さくなる。なお、図-35 の反射率の極小値はともほぼ 0 となっているけれども、実験結果では反射率は 0 とはならず、ならされたものとなることに留意しておく必要がある。

実際の縦スリットケーソンの計画に際しては、図-33 の結果を参照し、さらには計算を行って構造諸元を十分検討したうえで、最終的には模型実験によって確認する必要がある。

7. むすび

本研究で得た主要な結果をまとめると以下のとおりである。

- 1) 消波ケーソンの水理特性に対する一般式を求め、各種要因の影響を比較的簡単な形で把握できるように近似理論を展開し、反射率の理論式を導いた。これは一般式の中に現れる高次波や減衰定常波の項を

- 省略したものであるが、透過壁の部材に働く抗力が仕事をなすことによってエネルギーが消費されるとしたときのエネルギー保存の関係を満足している。また、本理論では前面透過壁の深さ（遊水室内水深に等しい）を任意に設定できるのが特長である。
- 2) 縦スリットケーソンを対象として波浪および構造条件を変化させた実験を行い、理論式の中に含まれる二つの未定係数、すなわち損失係数と有効慣性長を定式化した。これを用いた反射率の計算値と実験値の相関係数は0.907であり、全実験値の70%はその絶対値が計算値 ± 0.1 の範囲に入っている。
 - 3) 縦スリットケーソンの反射率を支配する要素は、波の条件として相対水深 (h/L)、入射波の波形勾配 (H_1/L)、構造条件としてスリット壁の開口比 (ϵ)、および前面水深に対する透過壁の深さ、厚さ、遊水室幅のそれぞれの比 ($q, l_1/h, l_2/h$) の6個の無次元量であって、これらが与えられると反射率が計算できる。
 - 4) このうち、反射率に最も影響するのは $h/L, l_2/h$, および q の3要素から定まる l_2/L_2 (L_2 は遊水室内水深に対応する波長) である。反射率を極小とする l_2/L_2 の値は q および h/L によって異なり、計算では $q=1.0$ の場合 $h/L=0.20$ に対して $l_2/L_2=0.16$, $h/L=0.25$ に対しては $l_2/L_2=0.10$ と、 h/L が大きくなるにつれて小さくなる傾向にある。また、 $q=0.5$ の実験結果では $l_2/L_2=0.15\sim 0.25$ で、反射率は極小となっており、計算でも $q=1.0$ の場合より、大きくなる傾向が認められる。
 - 5) 次に重要なのは開口比であり、一般に q が小さくなるにつれてこれを大きくとる必要がある。 l_2/L_2 が最適条件に近い場合で、 $q=1.0$ すなわちスリット壁が水底まで達している場合には、 h/L によって $\epsilon=0.15\sim 0.25$, $q=0.5$ の場合には $\epsilon=0.3\sim 0.4$ にとるのがよいといえる。
 - 6) 縦スリットケーソンの構造諸元は、消波の目的、対象波浪の条件に応じて、適切に決める必要がある。一般に、対象周期が長い場合、最適遊水室幅は非常に広くなり、確保できないことが多い。このような場合、遊水室幅を構造的に可能な限り広くとるとともに、スリット壁を水底まで伸ばし、開口比を l_2/h の値に応じて小さくとるのが効果的となる。しかし、遊水室幅をある程度広くとれる場合など条件によっては、遊水室の深さを適度に浅くして、そこでの波長に対する遊水室幅を最適に近くする考え方も成り立つ。その場合には、開口比を大きくとる必

要がある。

- 7) 周期が短くなるにつれて、比較的狭い遊水室幅で反射率を小さくすることができる。こうした最適遊水室幅を選択できる場合、一般にはスリット壁を水底まで伸ばし、適切な開口比を選択するのが無難である。しかし、スリット壁の深さを任意に選択できる余地も大きく、条件に応じ適切な深さと開口比を選定することによって、反射率は十分小さくできる。

以上、本研究は正面から入射する規則波を対象とし、縦スリットケーソンの反射率の基本的特性を調べたものである。実際の海の波は不規則であり、かつ斜め入射波であることも多いが、これらの問題については今後の課題としたい。

最後に、研究の全体を通して合田良実水工部長から貴重な御助言を頂いた。ここに記して厚くお礼を申し上げる次第である。また、2.3で示した縦スリット壁のない特別の実験は、昭和52年度の研修生福富耕二氏（当時技研興業株式会社）が実施したものであり、さらに4.の実験結果の整理には昭和56年度研修生市毛修氏（技研興業株式会社）の協力を得た。ここに記して感謝の意を表する次第である。

(1982年6月30日受付)

参考文献

- 1) 堀口孝男・中道峰夫：多孔壁式防波堤の消波機構と波力，第23回海岸工学講演会論文集，1976，pp. 89～94.
- 2) Richey, E.P. and C.K. Sollitt: Wave attenuation by porous walled breakwater, Proc. ASCE, Vol. 96, WW 3, 1970, pp. 643～663.
- 3) 井島武士・奥藺英明・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，1972，pp. 185～192.
- 4) 近藤俊郎：透過性防波堤の伝達波，第16回海岸工学講演会論文集，1969，pp. 321～327.
- 5) Mei, C.C, P.L-F. Liu, A.T. Ippen: Quadratic loss and scattering of long waves, Proc. ASCE, Vol. 100, No. WW 3, 1974, pp. 217～239.
- 6) 堀口孝男・布施愨一郎・上原正晴：両面多孔壁消波構造の水理解析，第24回海岸工学講演会論文集，1977，pp. 276～280.
- 7) 前出5)に同じ
- 8) たとえば 岩佐慈郎：水理学，朝倉土木工学講座3，1967，268p.
- 9) Goda, Y. and Y. Abe: Apparent coefficient of

partial reflection of finite amplitude waves,
Report of Port and Harbour Research Institute,
Vol. 7, No. 3, 1968, 58p.

- 10) 前出2)と同じ
11) 前出5)と同じ
12) 近藤俊郎・佐藤隆一：多孔壁の損失係数と見掛けオリフィス長さの推定, 第26回海岸工学講演会論文集, 1979, pp. 333~337.
13) Muga, B.J. and J.F. Wilson: Dynamic analysis of ocean structures, Plenum press, 1970, pp. 125~134.

記号一覧表

- A : 検査領域の表面積 (第2章)
 A : f を与える式中の未定係数 (第4章)
 a_C : 遊水室内定常波振幅
 a_I : 入射波振幅
 a_R : 反射波振幅
 a_{Cm} : 遊水室内定常波複素振幅 (m 倍周波数)
 a_{Rm} : 反射波複素振幅 (m 倍周波数)
 a_{Hmj} : 不透過壁前面での減衰定常波複素振幅
 a_{Smj} : 遊水室内での減衰定常波複素振幅
 B : δ/l_1 を与える式中の未定係数
 C_D : 抗力係数
 C_I : 式(8)で与えられる未定係数
 C_M : スリット部材の慣性力係数
 C'_M : 検査領域内の流体に対する慣性力係数
 C_{D0} : 単一の部材に対する抗力係数
 c_{01} : 入射波の群速度
 D : スリット部材幅
 e : 造波機の偏心量
 F_0 : 前面不透過壁に作用する波力
 F_- : $x=0$ でスリット部材に作用する力
 F_+ : $x=l_1$ でスリット部材に作用する力
 F_{ex} : 検査領域に作用する外力
 f : スリット開口部での流速に対する損失係数
 f_a : u_+ あるいは u_- に対する損失係数
 g : 重力加速度
 H_C : $x=l_1+l_2$ での重複波高
 H_I : 入射波高
 H_R : 反射波高
 H_1 : 領域 I での合成波高
 H_2 : 領域 II での合成波高
 H_{max} : 領域 I での合成波の最大波高
 H_{min} : 領域 I での合成波の最小波高

H_I^{Healy} : Healy の方法で求めた分離入射波高 (ただし有限振幅性に対して補正した値)

- h : ケーソン前面部水深
 h' : 遊水室内水深
 K_C : 重複波高比 ($=H_C/H_I$)
 K_R : 反射率 ($=H_R/H_I$)
 K_{Rmin} : 開口比 ϵ を変化させたときの反射率の極小値
 $K_R(CAL)$: 近似理論による反射率の計算値
 $K_R(EXP)$: 測定反射率
 k : ケーソン前面部の水深に対する波数 ($=k_1$)
 k' : 遊水室内水深に対する波数 ($=k_1'$)
 k_m : ケーソン前面部の水深に対する m 倍周波数の波の波数
 k'_m : 遊水室内水深に対する m 倍周波数の波の波数
 L : 入射波波長
 L_2 : 遊水室内水深に対する波長
 l_1 : スリット部材厚
 l_2 : 遊水室幅
 n_1 : 領域 I での群速度と波速の比
 n_2 : 領域 II での群速度と波速の比
 p_- : $x=x_-$ での変動圧力
 p_+ : $x=x_+$ での変動圧力
 q : ケーソン前面部の水深に対する遊水室内水深の比
 s : スリット開口幅
 T : 入射波の周期
 u : 水粒子 x 方向速度成分
 u_- : $x=x_-$ での水粒子 x 方向速度成分
 u_+ : $x=x_+$ での水粒子 x 方向速度成分
 u_{mean} : 擬非線型に抗力を表すための平均流速
 V : 検査領域の体積
 v : 水粒子 y 方向速度成分
 \bar{W} : 平均仕事率
 w : 水粒子 z 方向速度成分
 x_- : 領域 I, III の境界
 x_+ : 領域 III, II の境界
 α : 式(41)
 β : 式(42)
 γ : 式(43)
 δ : スリット開口部での流速に対する有効慣性長あるいは見掛けオリフィス長さ
 δ_a : u_+ あるいは u_- に対する有効慣性長あるいは見掛けオリフィス長さ

直立消波ケーソンの反射率に関する理論及び実験的研究

ϵ : スリット壁開口比	θ_R : 反射波の位相
ϵ' : ケーソン前面の総面積に対する開口比	ρ : 流体の密度
ϵ_{\min} : 反射率を極小とする開口比	σ : 入射波の角周波数
ζ : 領域 I での合成波の位相	σ_m : m 倍角周波数
η_I : 入射波波形	σ_N : 反射率の計算値と測定値の差の二乗和の平方根
η_R : 反射波波形	σ_n : H_I Healy の標準偏差
η_1 : 領域 I での合成波波形	ϕ_I : 領域 I における速度ポテンシャル
η_2 : 領域 II での合成波波形	ϕ_{II} : 領域 II における速度ポテンシャル
θ_C : 遊水室内重複波の位相	