

高温下におけるマスコンクリートの諸性質

Jour. of A.C.I./大沼 博志

表面温噴流の2次元解析

Proc. of A.S.C.E., HY/角湯 正剛

矩形で不等深の湖のセイシュ運動

Jour. of Marine Research/吉村 知司

混成堤に作用する不規則波について

Proc. of A.S.C.E., WW/島田 真行

高温下におけるマスコンクリートの諸性質

“Mass Concrete Properties at High Temperatures”

Nasser, K.W., Lohita, R.P.

Journal of A.C.I., Vol. 68, No. 3, pp. 180~186

March (1971)

原子炉用圧力容器の重要な構造材料としてプレストレスト コンクリートの使用が増加するとともに、高温下におけるマスコンクリートの構造的な諸性質に関する知識が必要となっている。大気中で加熱されたコンクリートの構造的な性質についてはいくつか研究されているが、93°C以上の高温にさらされたマスコンクリートの研究はわずかしくなく、また、そのほとんどは比較的短い加熱期間であった。

本論文は 1.7~232°C の広範囲の温度にさらされたマスコンクリートが6か月間に生じる圧縮強度と弾性係数の変化を測定し、検討を加えたものである。マスコンクリートの状態をシュミレートするために、7.6×23.5 cmの中実円柱供試体は水分損失のないようにコンクリート打設後ただちにシールし、加熱期間中もシールしたままの状態にした。シールした供試体を材令1日で加熱するコンクリート A と材令14日で加熱を始めるコンクリート B の2種類の初期養生条件について試験を行なった。

(1) 圧縮強度

図-1は初期養生条件の異なるコンクリート A と B の種々の設定加熱温度と加熱期間(材令)における圧縮強度を図示したものである。1.7°Cの圧縮強度は材令とともに増加し、約4週間後には21.4°Cとほとんど等しい値となる。21.4と71°Cの強度も同様に材令とともに増加し、6か月後の増加量は14日強度の約15%である。121°Cではコンクリート A が強度の損失を示しているのに対して、コンクリート B は強度が増加している。149~232°Cの範囲では初期養生条件と関係なく材令

が約14日を過ぎると強度は減少し、232°Cの高温に6か月間さらされたときの強度損失はおよそ50%にも達する。

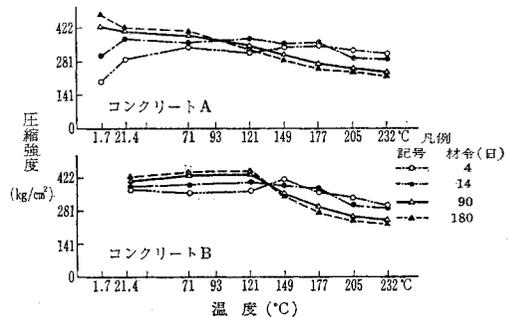


図-1 加熱温度と圧縮強度

(2) 弾性係数

図-2は弾性係数(E_c)に対する設定加熱温度、初期養生条件、および加熱期間の影響について示したものである。これらの図から強度と同様の考察をすることができる。1.7と21.4°Cの E_c はマス養生と水中養生との差はなかった。71°Cを越えると E_c は温度の上昇とともに減少し、その減少する割合は高温ほど著しい。232°Cの温度に6か月間さらされたときの弾性係数の損失は68%である。

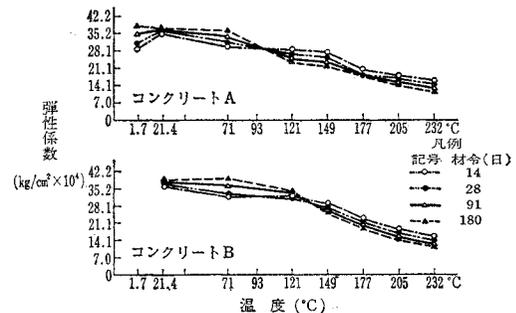


図-2 加熱温度と弾性係数

以上のように1.7~71°Cの強度と弾性係数は材令14日をすぎると温度とあまり関係がない。しかし、71°Cを越えると強度と E_c は低下し、加熱温度232°C、材令14日の強度と E_c は21.4°Cの強度と E_c のそれぞれ75,44%であり、材令180日の場合にはわずか50,32%に減少する。このように E_c は圧縮強度と同様に温度に依存するが、その低下率は圧縮強度よりも顕著である。

(3) 結果の検討

密閉したマスコンクリートを加熱すると含有水分の蒸発が妨げられ、飽和蒸気の圧力は供試体周囲の加熱温

度とつり合い状態になっている。この条件の下では含有水分の蒸発が自由であるときよりも高温によって構造的な性質が悪影響を受ける。測定結果は 71~232°C の範囲がマスコンクリートの圧縮強度と弾性係数が継続的に減少することをはっきりと証明しており、とくに、121°C を越えると顕著であった。

205 と 232°C の温度の影響は非常に大きく、初期養生条件の影響も表われている。71~177°C の範囲の試験結果は、高温にさらされる前の初期養生期間が長いほどコンクリートの品質低下が少ないことを実証している。

高温による構造的性質の損失は十分に硬化したコンクリートと若材令のコンクリートの両方に起こることを強調したい。損失の程度は温度レベルと高温にさらされた期間に左右される。およそ 93°C を越えると温度が高いほど、また、加熱期間の長いほど圧縮強度と弾性係数の損失は大きくなる。

232°C まででは、使用した骨材は安定であり、また、コンクリートの骨材とセメントペーストとの境界面の水和熱作用による変化はわずかであった。したがって、高温下のコンクリートの性質に悪影響を与えるのは水和したセメントペーストの変化である。93°C 以上の高温に加熱されたマスコンクリートの構造的な性質の低下に対する主要な原因は初期材令で十分に固結したトベルモライトゲルが水和熱作用のために結晶を形成し、あるいは固結性が低く、石灰分の多い珪酸石灰水和物に変質するためであると思われる。

(委員 大沼 博志・訳)

表面温噴流の2次元解析

“Two-Dimensional Surf Warm Jets”

Koh, R.C.Y.

Proc. of A.S.C.E., HY. Vol. 97, No. 6, pp. 819~835

June (1971)

(1) まえがき

発電所建設の増加に伴ない、冷却用温廃水の量は非常に増加している。この温廃水の処理のために、放出された温水の温度分布を予測することは、重要である。

上昇温度予測において重要な要素は、1) 排水の運動量、2) 排水の温度、3) まわりの乱れによる拡散、4) まわりの水域の温度分布、流れの様相、境界条件、5) 表面の熱交換、等である。

本文では、この問題を鉛直2次元問題として解析を行っている。

(2) 2次元問題の基本式と解

図-1 に示す表面を温水が流れる場合を考える。

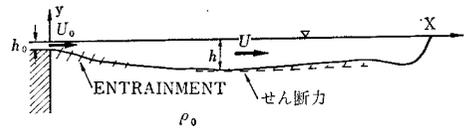


図-1 表面温噴流の断面図

温水の連続方程式、運動方程式、拡散方程式から求める連立方程式を、次の仮定をすることにより解く。すなわち、流速と温度の鉛直分布は相似形である。次に、内部せん断力と、表面よりの熱逸散の割合に関しては、

$$\tau_i = \epsilon U/h \dots \dots \dots (1)$$

$$H = -KT \dots \dots \dots (2)$$

ここに、 τ_i : 内部せん断力、 ϵ : 粘性係数、 H : 熱逸散の割合、 K : 熱逸散係数、 T : 温水とまわりの水域との温度差

u, h, T, x を排水口の条件、 U_0, h_0, T_0 で無次元表示を行ない、排水口でのレイノルズ数 R 、内部フルード数 F_0 、熱逸散係数を次式で定義する。

$$F_0 = \frac{U_0^2}{g \frac{T_0}{\rho_0} h_0} \quad R = \frac{U_0 h_0}{\epsilon} \quad k = \frac{K}{U_0}$$

$k=1/R=0$ の場合の排水口からの距離と、温水層の厚さ、温水の水温との関係を示したのが図-2 である。ここで、 e はエントレインメント係数であり、Ellison and Turner の実験から、 $e=0.075$ が与えられる。

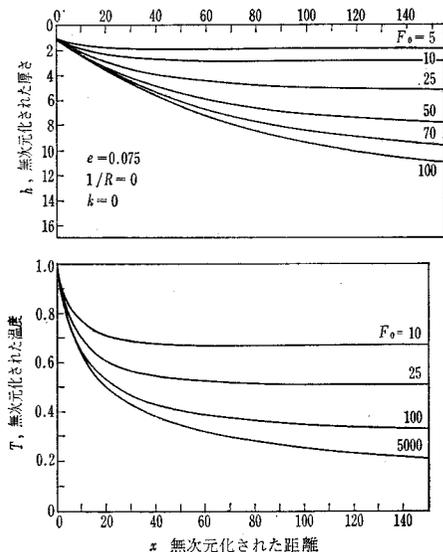


図-2 排水口からの距離と温水の厚さ、水温の関係 ($k=1/R=0$)

一般に、温噴流による流れの場は、4つの領域に分割できる。すなわち、Zone I: 流れが発達する領域、Zone II: エントレインの減少する射流領域、Zone III: 内部ジャンプの生じる領域、Zone IV: 内部境界面での

せん断力と熱逸散係数が支配的な要素となる常流領域、である。

与えられた流量条件に対し、これら4つの領域すべてが存在するのではない。与えられたパラメーターから、二つの限界値 k_{cr}^+ , k_{cr}^- が求まり、 $k > k_{cr}^+$ の場合、Zone III, IV は存在せず、 $k < k_{cr}^-$ の場合、Zone I, II, III は存在せず、 $k_{cr}^- < k < k_{cr}^+$ の場合、すべてのZoneが存在する。

この限界値 k_{cr} は、次の条件により定まる。 k_{cr}^+ は $kR = 2.9(F_0)^{-0.655}$ (3)

$kR > 2.9(F_0)^{-0.655}$ の場合、温噴流はジェット型となる。

$kR < 2.9(F_0)^{-0.655}$ の場合、温噴流は、内部ジャンプを生じる領域か、排水口がインアンデーションである領域である。この限界 k_{cr}^- は、いま仮に噴流がジャンプを生じたとし、ジャンプ後の内部フルード数を F_2 とすると

$$F_2 = \frac{8 F_0}{(\sqrt{1+8 F_0}-1)^3} = F_{ocr}(s) \dots\dots\dots (4)$$

$$s = \frac{\epsilon}{kh_0} (\sqrt{1+8 F_0}-1)^{-1} \dots\dots\dots (5)$$

上式により限界値が求まる。これを図示したのが、図-3である。

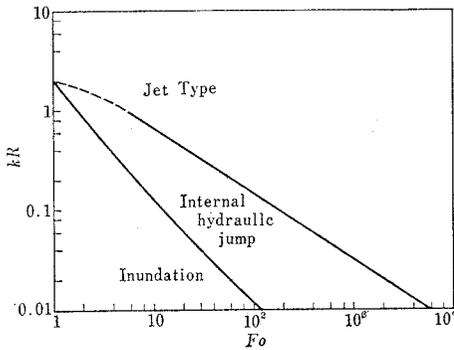


図-3 流れの領域の分類

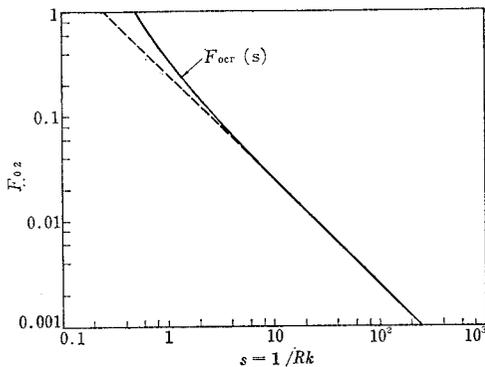


図-4 限界条件

$F_0 < 1$ の場合、温水の連続方程式、運動方程式から

$$\frac{dh}{d\xi} = \frac{\frac{1}{2F_0} h^4 e^{-\xi} - s}{\frac{1}{F_0} h^3 e^{-\xi} - 1} \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 $\xi = kx$

式(6)の解が存在するためには、 $F_0 \rightarrow 1$ の時、 $s \rightarrow 1/2$ でなければならない。これより限界値が定まり、限界条件 $F_0 = F_{ocr}(s)$ は、 $F_{ocr}(s) = 1$ である。この条件を図-4に示す。

(3) おわりに

本文の解析はいくつかの仮定に基づいている。たとえば、 ϵ, K は一定としているが、実際には種々の要素の関数である。これらのことは、実測のデータの蓄積により解決されるであろう。

(委員 角湯 正剛・訳)

矩形で不等深の湖のセイシュ運動

“Seiche Motion for a Basin of Rectangular Plan and of Nonuniform Depth”

Clarke, D.J.

Journal of Marine Research, Vol. 29, No. 2 pp. 47~59, May (1971)

(1) 概要

以前、著者によって1次元流れの問題に適用された Galerkin の方法を2次元問題に拡張して、矩形湖の2次元振動モードを求めている。水深は鉛直方向の加速度が無視できる範囲で任意の関数を用いることができるが、本論文では、この Galerkin の方法による解法を説明するために、水深を一つの空間座標の1次関数とし、運動方程式の変数として、輸送変数を用いた場合と波高を用いた場合の2つについて解き、両者を比較している。また、2次元解法による値と本論のような2次元解法とも比較している。

(2) 輸送変数を用いた解法

まず、セイシュ運動の2次元問題を2つの輸送変数で解く。座標原点を静水面に取り、水平軸を O_x, O_y 、鉛直軸を O_z とする。 x, y, z 点での流速は u, v, w 、である。 ξ, η は平均位置からの水粒子の変位、 ζ は水位変動である。水深は $h = f(x, y)$ で鉛直方向の加速度が無視できるとすると、運動方程式は

$$\left. \begin{aligned} \dot{u} &= -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} \\ \dot{v} &= -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

となる。ここで、 g は重力加速度である。

非圧縮性流体の連続方程式は

$$\frac{\partial}{\partial x}(uh) + \frac{\partial}{\partial y}(vh) = -\dot{\zeta} \dots\dots\dots (2)$$

となって、 $u=\xi, v=\eta$ を式 (2) に代入して、 t で積分し、その結果を式 (1) に代入すると次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \xi &= g \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{\partial}{\partial x}(\xi h) + \frac{\partial}{\partial y}(\eta h) \right\} \\ \eta &= g \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \frac{\partial}{\partial x}(\xi h) + \frac{\partial}{\partial y}(\eta h) \right\} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

2つの輸送変数 $\alpha=h\xi, \beta=h\eta$ を導入し、角振動数 σ を用いて

$$\alpha = \alpha^* e^{i\sigma t}, \beta = \beta^* e^{i\sigma t} \dots\dots\dots (4)$$

と表わすと、式 (3) は次のように変形される。

$$\left. \begin{aligned} h \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \frac{\partial \alpha^*}{\partial x} + \frac{\partial \beta^*}{\partial y} \right\} + \frac{\sigma^2}{g} \alpha^* &= 0 \\ h \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \frac{\partial \alpha^*}{\partial x} + \frac{\partial \beta^*}{\partial y} \right\} + \frac{\sigma^2}{g} \beta^* &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (5)$$

O_x と境界面の接線とのなす角を ψ とすると境界条件は

$$\alpha^* \sin \psi - \beta^* \cos \psi = 0 \dots\dots\dots (6)$$

となる。以後、*印は省略する。

境界条件を満足する近似解を次の形に展開する。

$$\left. \begin{aligned} \alpha_n(x, y) &= f(x, y) (a_1 + a_2 x + a_3 y + a_4 x^2 \\ &\quad + a_5 xy + a_6 y^2 + \dots + a_n x^k y^m) \\ &= \sum_{i=1}^n a_i \varphi_{1i} \\ \beta_n(x, y) &= g(x, y) (b_1 + b_2 y + b_3 x + b_4 y^2 \\ &\quad + b_5 xy + b_6 x^2 + \dots + b_n y^k x^m) \\ &= \sum_{j=1}^n b_j \varphi_{2j} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

$f(x, y), g(x, y)$ は境界条件を満足する関数で、 φ は流体面 S で式 (5) の作用素 $L_1(\alpha, \beta), L_2(\alpha, \beta)$ と次のような直交条件を満足する連続関数である。

$$\left. \begin{aligned} \iint_S L_1(\alpha_n, \beta_n) \varphi_{1i} dS &= 0 \quad i=1 \dots n \\ \iint_S L_2(\alpha_n, \beta_n) \varphi_{2j} dS &= 0 \quad j=1 \dots n \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (8)$$

矩形湖に対しては、2辺の長さを l, b として

$$\left. \begin{aligned} f(x, y) &= x(l-x) \\ g(x, y) &= y(b-y) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

で与えると、式 (8) は

$$\left. \begin{aligned} \iint_S \{ &h \{-2 \sum a_r x^{k-r} y^r + 2(l-2x) \sum a_r (k-r) \\ &\cdot x^{k-r-1} y^r + x(l-x) \sum a_r (k-r)(k-r-1) \\ &\cdot x^{k-r-2} y^r + (b-2y) \sum b_r r y^{k-r} x^{r-1} \\ &+ b(b-y) \sum b_r r (k-r) x^{r-1} y^{k-r-1} \} \\ &- x(l-x) \frac{\sigma^2}{g} \sum a_r x^{k-r} y^r \} x(l-x) \\ &\cdot x^{s-t} y^t dS = 0 \dots\dots\dots (10) \end{aligned} \right\}$$

$$t=0, 1, \dots, S, S=0, 1, \dots, N$$

となる。ここで、 N は多項式の次数を示す。

表-1 0.2 h_c/l の水底勾配を持つ一辺 l の正方形湖の固有値 ($\lambda_i = \sigma_i^2 l^2 / gh_c$)

N^2	1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	9.9078	9.9738	42.026	20.066	42.026				
2	9.7886	9.8532	41.257	19.934	41.267	102.35	52.55	52.67	10.235
3	9.7873	9.8524	39.009	19.722	39.022	98.67	51.57	52.15	99.05

a_i, b_j は S, t の値ごとに計算され、 $\lambda = \sigma^2 l^2 / gh$ とすると $\mu_{ij} + \lambda \nu_{ij}$ の形になる。 $A=(\mu_{ij}), B=(\nu_{ij})$ の行列式を用いると、この系の方程式は λ を固有値として、 $(A-\lambda B)x=0$ の形になる。このようにして求めた正方形で水底の勾配が O_x, O_y に対して一様である湖の λ_i の計算結果を表-1に示す。この表中の h_c は湖の中心の水深、 l は正方形の一辺の長さで、同時に解析解も示してある。

(3) 波高を変数とした近似解

式 (2) を t で微分し、式 (1) に代入すると

$$\xi = g \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(h \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(h \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right) \right\} \dots\dots\dots (11)$$

となり、 ζ を

$$\zeta = \zeta^* e^{i\sigma t} \dots\dots\dots (12)$$

で与えると、式 (11) は

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(h \frac{\partial \zeta^*}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(h \frac{\partial \zeta^*}{\partial y} \right) + \frac{\sigma^2}{g} \zeta^* = 0 \dots\dots\dots (13)$$

となる。境界条件は n を境界面における垂直方向の軸とすると

$$\frac{\partial \zeta^*}{\partial n} = 0 \dots\dots\dots (14)$$

となる。以後、*印は省略する。境界条件を満足する関数を見つけることは困難だが、水深が $h=h(x)$ で与えられるような一変数の場合

$$\zeta(x, y) = x(r) \tau(y) \dots\dots\dots (15)$$

のような分離形を考えることによって容易に解ける。

例えば、一辺が $2l$ の正方形で水深が

$$h = h_c \left(1 + m \frac{x}{l} \right) \dots\dots\dots (16)$$

で与えられる場合、式 (13) は

$$\left. \begin{aligned} r &= c \cos \frac{\pi p}{2l} (y+l) \\ (1+mx/l) \frac{d^2 r}{dx^2} + \frac{m}{l} \frac{dr}{dx} + \left\{ \lambda - \left(\frac{\pi p}{2l} \right)^2 \right\} \\ &\times (1+mx/l) \Big\} r = 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (17)$$

となる。ここで、 $\lambda = \sigma^2 l^2 / gh_c, p=0, 1, \dots, c$ は定数である。式 (17) は解析的にも解けるが、Galerkin の方法を用いて

$$\chi \approx \chi_n = \sum_{j=0}^n a_j \cos j\pi/2l(x+l) = \sum_{j=0}^n a_j \varphi_j \dots (18)$$

とて、式(8)と同様の直交条件を用いて解くことができる。

表-2 一定水深で一辺2lの正方形湖の固有値($\lambda_i = \sigma_i^2 l^2 / gh_c$)およびx方向にmの勾配を持つ場合に対する誤差

n	1	2	3	4
λ_i	2.4674	9.8696	22.21	39.48
誤差 m=0.1	0.8%	1.25%	2.5%	4%
誤差 m=0.3	3%	10%	14%	17%

(4) 結 論

正方形の場合についてのみ本論文では計算したが、矩形の場合でも同様に解くことができる。水深変化は水底の勾配変化で示され、任意に変えることができる。特に、水深が空間座標の1次関数である場合は容易に解くことができる。1次元的問題に対する解は2次元の問題に対する解に対して表-2のようにm=0.3の場合、17%の誤差を含む。波高を変数として用いた場合が数値計算の点から輸送変数を用いた場合よりよい。しかし、どちらも一次的理論を用いるよりすぐれている。

(委員 吉村 知司・訳)

混成堤に作用する不規則波について

“Irregular Wave Action on Rubble-Mound Breakwater”
Ergin, A. and Pora, S.
Proc. of A.S.C.E., WW, Vol. 96, No. 2,
pp. 279~293, May (1971)

(1) ま え が き

もっとも一般的な防波堤である混成堤の設計にあたっては、従来、水理模型実験より得られる半経験式が適用されている。実験波には自然界の不規則波よりもとめた有義波高を同一作用力であるという仮定のもとに規則波として当てているが、若干疑問が生じるため、規則波と不規則波による混成堤の安定性を実験により比較検討することをこころみた。

(2) 実験と考察

混成堤に作用する波力の大きさ、分布については複雑な点が多く、設計法もいろいろ考えられているが、もっとも重要な点は、被覆材料の捨石またはブロックの重量と設計波高の関係をきめることにある。よく知られている式にハドソン式がある(土木学会水理公式集参照)。本実験の目的はハドソン式よりもとめた設計波高 $H_{D=0}$

の近傍の波について、規則波と、不規則波の有義波高とで同じ作用力があるかどうかを実証することにある。

実験は長さ 38 m, 幅 0.7 m, 深さ 1.25 m の2次元水路で行ない、水路の中程にゲートの開閉を応用した不規則波発生装置が設けられている。模型縮尺は 1/50 であり、フルードの相似則を適用する。模型断面は図-1に示されるように被覆捨石は比重 2.6, 平均重量 45 g であり、堤勾配は 1:2 で越波はさせないものとする。

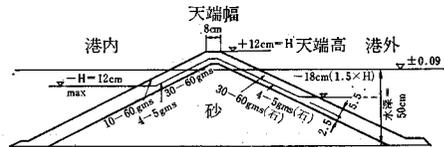


図-1 模型断面

この断面の安定に関して、ハドソン式よりもとめられる設計波高 $H_{D=0}$ は、6.4 cm となるため実験波高には、この値の近傍の波を表-1のように選んだ。本実験では周期、水深を一定とし、13種の波高を約1250波あてて混成堤の安定、被害状況を測定した。この断面では約100個の捨石が移動した場合に第2層にも被害が及ぶことから、100個の捨石の移動を被害率 $D=100\%$ としであらわす。実験はすべて2度くりかえされた。

表-1 実験方高と統計値

H_R , cm (1)	T , sec (2)	T_m , sec (3)	H_m , cm (4)	H_S , cm (5)	$\frac{H_S}{H}$ (6)	H_{max} (7)	$\frac{H_{max}}{H}$ (8)	$\frac{H_{max}}{H}$ (9)	$\frac{H_{1/10}}{H}$ (10)	$\frac{H_{1/10}}{H}$ (11)
4.00	1.31	1.28	3.17	4.46	1.41	6.50	2.06	1.46	5.50	1.74
4.60	1.31	1.28	3.66	5.36	1.46	8.00	2.19	1.49	6.85	1.87
5.30	1.31	1.29	3.91	5.70	1.45	8.50	2.18	1.49	7.45	1.91
6.10	1.31	1.28	4.53	6.56	1.45	10.00	2.21	1.53	8.50	1.88
6.75	1.31	1.28	5.02	7.17	1.43	10.50	2.10	1.47	8.76	1.77
7.40	1.31	1.28	5.46	7.87	1.45	12.00	2.19	1.53	9.57	1.75
8.20	1.30	1.29	5.38	8.52	1.43	13.00	2.18	1.53	10.60	1.78
9.20	1.30	1.28	6.47	9.48	1.47	14.00	2.16	1.48	11.54	1.78
9.80	1.30	1.29	6.71	9.80	1.46	14.50	2.16	1.48	11.88	1.78
10.30	1.30	1.28	7.03	10.26	1.46	14.50	2.07	1.41	12.60	1.78
11.20	1.31	1.29	7.66	11.30	1.47	16.50	2.15	1.46	13.75	1.80
11.50	1.31	1.29	7.76	11.36	1.46	17.50	2.25	1.54	13.90	1.79
12.60	1.30	1.28	8.44	12.35	1.46	17.00	2.02	1.38	14.75	1.75

混成堤に波が作用する場合、被覆捨石の水中重量、捨石と捨石の摩擦力、捨石と堤勾配との摩擦力が来襲波に抗するわけだが、この捨石を移動させるものが来襲波の全エネルギーであると考え、海面単位面積あたりの平均エネルギーである比エネルギーを規則波 (E_{SR}), 不規則波 (E_{SIR}) についてもとめてみると、

$$E_{SR} = k \cdot H_R^2 \dots \dots \dots (1)$$

$$E_{SIR} = \frac{1}{n} k \sum_{i=1}^n H_i^2 \dots \dots \dots (2)$$

$k: \tau_w/8$ τ_w : 流体の単位体積重量,

H_R : 入射波高, H_i : 不規則波の i 番目の波高

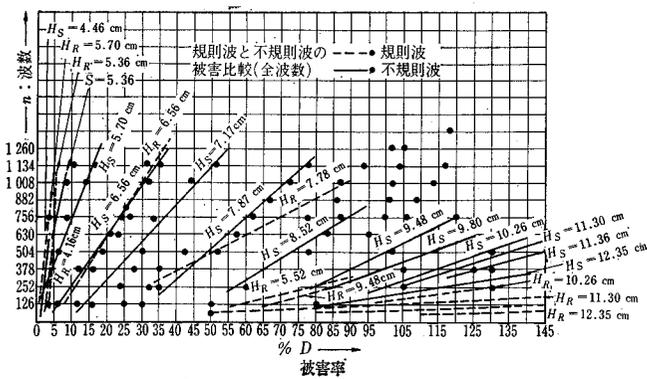


図-2 被害曲線

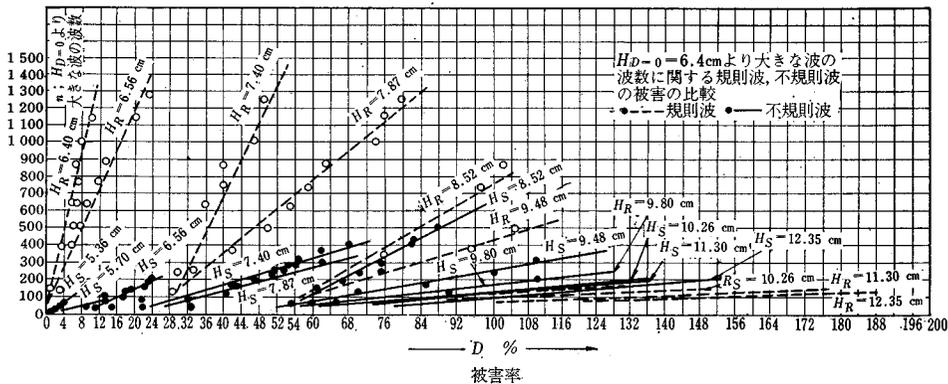


図-4 被害曲線

となり、表-1 の実験波高に式 (2) の関係を用いれば、

$$E_{SIR} = k \cdot 0.55 H_S^2 \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\therefore E_{SIR}/E_{SR} = 0.55 H_S^2 / H_R^2 \quad \dots\dots\dots (4)$$

$H_S : 1/3$ 有義波高

となり比エネルギーでは不規則波の方が規則波の約半分である。この式から推定すれば、規則波による被害の方が不規則波による被害よりもいつも大きいはずである。しかるに実験結果の一例(図-2)をみるに、1) 設計、波高の 1.25 倍より小さい波高の場合は不規則波の方が、2) 1.25 倍付近ではほぼ同じ、3) それ以上の波では規則波の方が大きな被害を与えるという結果がでている。こうしてみると波の全エネルギーが被害に影響を及ぼしているという仮定がかならずしも正しくないことがわかる。ここで設計波高より大きい波の比エネルギーを前述の場合と同様に求め、有効比エネルギーと名付け、

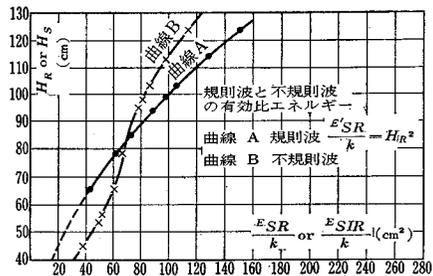


図-3 有効比エネルギー曲線

実験波高との関係をあらわしてみると 図-3 のようになり、 H_R, H_S に対して有効比エネルギーは設計波高の 1.25 倍付近で曲線が入れかわる。また、実験結果の被害率を設計波高以上の波数 n' について示すと 図-4 のようになり、この図からも設計波高の 1.25 倍近傍で被害状況がいかわり、有効比エネルギーを考慮した考察と良い一致をみている。結局、有効比エネルギーがポイントとなり、設計波高 $H_{D=0}$ より小さい波では有義波高をもちいての実験では安全側ではないが、波高が小さいので、さして問題とならず、設計波高以上の場合には、規則波が安全であり、有義波高をもちいることが正当化される。さらに周期、水深等のパラメーターをかえての実験、考察が必要であろう。

(委員 島田 真行・訳)

文献抄録原稿投稿歓迎

文献調査委員会では会員諸兄からの文献抄録原稿の投稿を歓迎しております。下記宛奮ってご投稿下さい。

〒160 東京都新宿区四谷一丁目 社団法人土木学会 文献調査委員会宛
TEL (351) 5130 (編集課直通)