

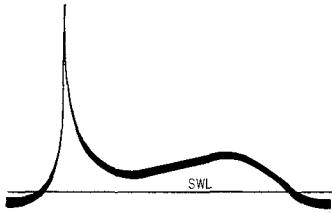
# 砕波の波圧について\*

林 泰造\*\*・服部昌太郎\*\*\*

## 1. 緒言

砕波の波圧を正確に推定することは防波堤設計上重要な事である。図-1は砕波の典型的な一つの圧力-時間曲線を示すもので、衝撃圧とそれに続くいわゆる腰掛け部圧力とから成り立っている。最近の諸研究におい

図-1 砕波の圧力-時間曲線



ては、この衝撃圧の大きさを決定せんとする方向に向けてその研究がなされてきている。しかしながら、これらの研究の方向に対してはつぎのよう

な疑問が残されているように思われる：

1. 衝撃圧の継続時間は一般に非常に短いものである。もし、その継続時間が非常に短いときには、例え衝撃圧が大きいものであっても、防波堤のような重量構造物に対しては力の効果を生じないのではないか——従来の波圧公式は波圧の大きさだけをとり入れており、その継続時間の関係は考慮されていない。

2. 砕波の圧力として設計上の対象とされるべきものは衝撃圧であるか、それとも継続時間の長い腰掛け部圧力であるか、それとも両者の一種の平均的な圧力といったようなものであるかが明らかにされていない。

本研究は主としてこの2つの問題点の解明のためになされたものである。そして、この問題点の解明のためには必然的に砕波の波圧に対する防波堤の安定性について検討しなければならない。このことから、本研究の中のかかなりの部分が砕波の波圧による防波堤の滑動に対する安定性の条件にあてられる。

## 2. 防波堤のロッキング

防波堤は捨石部に載った剛な構造物であるから、その

\* 本論文はつぎの既発表論文に部分的な補正を加えたものである：T. Hayashi and M. Hattori, Effect of the wave pressure and the impulses of breaking waves on the stability of breakwaters, Proc. of the Tenth Congress of the International Association for Hydraulic Research (London), Sep., 1963, pp. 33-40.

\*\* 正員 工博 中央大学教授 理工学部土木工学科  
\*\*\* 正員 工修 中央大学助教授 同

剛性のために、曲げモーメントによる変形、またはせん断力による変形は十分無視しうる程度のもと考えられる。これに反して捨石部は一般にかんがりの弾性をもつものであるから、防波堤を弾性基礎にのる角柱体状のもと考えれば、それに、いわゆるロッキング現象が存在すべきことが理解される。

衝撃圧が作用すると防波堤は港内側に振れはじめとする。その際の堤体の慣性抵抗が衝撃圧の一部を相殺するから、防波堤滑動面に伝達されるせん断力は衝撃圧よりもその分だけ小さくなっているはずである。

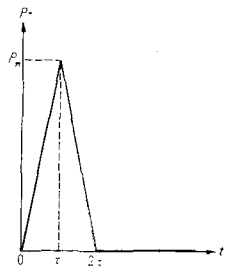
この点の数式化のために著者らは前報<sup>1)</sup>において衝撃圧を

$$P = P_m \frac{1}{K} e^{-2\alpha(t/t_m)} \sin\left(\alpha \frac{t}{t_m}\right) \dots\dots\dots(1)$$

という関数形で表わして、そのような衝撃圧が作用したときのせん断力の計算を行なった。

しかし、衝撃圧の最大値は図-2 計算に使用した衝撃圧

図-2のように針のようにとがたいいわゆるピーク圧力であって、(1)で表現されるようなまろい極大値をもつような関数での近似では不十分なものであったように思われる。そこで本報においては衝撃圧を図-2で示される関数形で近似して計算をやり直すことにする。

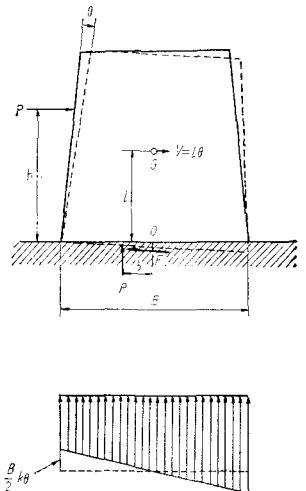


## 3. 滑動面に作用するせん断力

前報におけると同様に図-3の記号を用いる。すなわち、

- $\theta$  : 堤体の振れの角度(港内側を正)
- $P$  : 波圧の水平方向合力
- $p'$  : 揚圧力
- $F$  : 滑動面に作用するせん断力
- $h$  :  $P$ の作用点の高さ

図-3 壁体の振れ



$l$ : 堤体重心の高さ

$B$ : 堤体の底部幅

$b$ : 0点から  $p'$  の作用点までの距離

$k$ : 地盤の反力係数

計算に使用するための碎波の波圧の時間的変化を前節において述べたように 図-2 のように仮定する。

すなわち、

$P_m$ : 最高波圧 (合力)

$2\tau$ : 波圧の作用時間

また、揚圧力の時間的変化の様子は波圧のそれと同じと考えて

$$p' = \alpha P \dots\dots\dots(1 \cdot a)$$

とおく、ここに

$\alpha$ : 常数

である。碎波の波圧の作用直前には堤体は揺れていない場合を考えれば、この場合の初期条件は

$$t=0; \theta=0 \text{ および } \dot{\theta}=0 \dots\dots\dots(1 \cdot b)$$

で与えられる。数学的計算の後、この場合の解はつぎのようになる:

$$\left. \begin{aligned} \frac{F}{P_m} &= \frac{t}{\tau} - \frac{\lambda}{\omega\tau} \sin \left[ \omega\tau \cdot \frac{t}{\tau} \right] & 0 \leq t \leq \tau \\ \frac{F}{P_m} &= 2 - \frac{t}{\tau} - \frac{\lambda}{\omega\tau} \left\{ \sin \left[ \omega\tau \cdot \frac{t}{\tau} \right] - 2\sin \left[ \omega\tau \cdot \left( \frac{t}{\tau} - 1 \right) \right] \right\} & \tau \leq t \leq 2\tau \\ \frac{F}{P_m} &= -\frac{\lambda}{\omega\tau} \left\{ \sin \left[ \omega\tau \cdot \frac{t}{\tau} \right] - 2\sin \left[ \omega\tau \cdot \left( \frac{t}{\tau} - 1 \right) \right] + \sin \left[ \omega\tau \cdot \left( \frac{t}{\tau} - 2 \right) \right] \right\} & 2\tau \leq t \end{aligned} \right\} (2)$$

ここに

$\omega$ : 壁体ロッキングの角速度

$t$ : 時間

$\lambda$ :  $hl/R^2$  ( $R$ : 壁体の0点まわりの慣性半径) …(3)

いま

$$\varphi \left( \frac{t}{\tau}; \lambda, \omega\tau \right) = \begin{cases} \frac{t}{\tau} - \frac{\lambda}{\omega\tau} \sin \omega\tau \cdot \frac{t}{\tau} & 0 \leq t \leq \tau \\ 2 - \frac{t}{\tau} - \frac{\lambda}{\omega\tau} \left\{ \sin \left[ \omega\tau \cdot \frac{t}{\tau} \right] - 2\sin \omega\tau \cdot \left( \frac{t}{\tau} - 1 \right) \right\} & \tau \leq t \leq 2\tau \\ -\frac{\lambda}{\omega\tau} \left\{ \sin \left[ \omega\tau \cdot \frac{t}{\tau} \right] - 2\sin \left[ \omega\tau \cdot \left( \frac{t}{\tau} - 1 \right) \right] + \sin \left[ \omega\tau \cdot \left( \frac{t}{\tau} - 2 \right) \right] \right\} & 2\tau \leq t \end{cases} (4)$$

とおけば、式(2)はつぎのように書き直される:

$$F = P_m \cdot \varphi \left( \frac{t}{\tau}; \lambda, \omega\tau \right) \dots\dots\dots(5)$$

同様にして、壁体の振れも求められて、

$$\theta = [(h+ab)P_m/K] \cdot \varphi(\omega t; 1, \omega\tau) \dots\dots\dots(6)$$

ここに

$K$ : 基礎の抵抗モーメント係数 ( $M=K\theta$  の  $K$ . したがって  $K=kB^3/12$ )

関数  $\varphi$  は、式(4)から明らかなように、無次元化されたせん断力 ( $\varphi=F/P_m$ ) を表わすものであり、1個の独立変数  $t/\tau$  と、2個のパラメーター  $\lambda$  および  $\omega\tau$  のみによっている。図-4~8 はこの  $\varphi$  の値を図示したものである。特に、ロッキングの周期にくらべて波圧の作用時間がきわめて短い場合 (すなわち  $\omega\tau \ll \pi$  の場合) には、式(4)はつぎのようになる:

$$\varphi(\omega t; \lambda, \omega\tau) = \begin{cases} (1-\lambda) \frac{t}{\tau} + O(\omega^3\tau^3) & 0 \leq t \leq \tau \\ (1-\lambda) \left[ 2 - \left( \frac{t}{\tau} \right) \right] + O(\omega^3\tau^3) & \tau \leq t \leq 2\tau \\ \lambda\omega\tau \sin \omega t + O(\omega^3\tau^3) & 2\tau \leq t \end{cases} \dots\dots\dots(7)$$

図-4  $\varphi$  の値 ( $\lambda=0.4$  の場合)

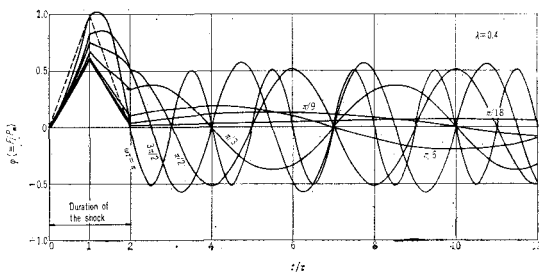


図-5  $\varphi$  の値 ( $\lambda=0.6$  の場合)

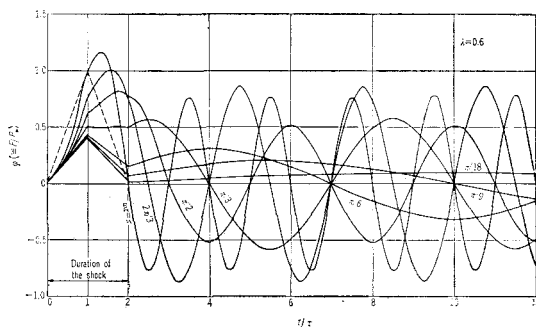


図-6  $\varphi$  の値 ( $\lambda=0.8$  の場合)

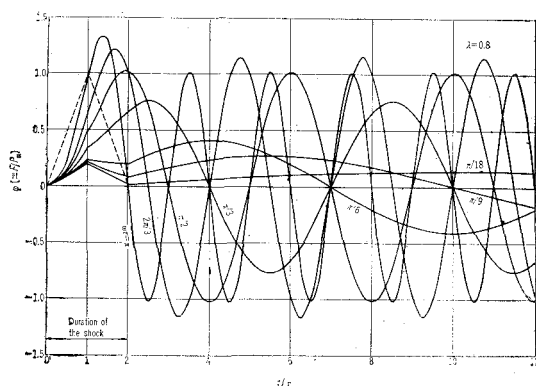


図-7 φ の値 (λ=1.0 の場合)

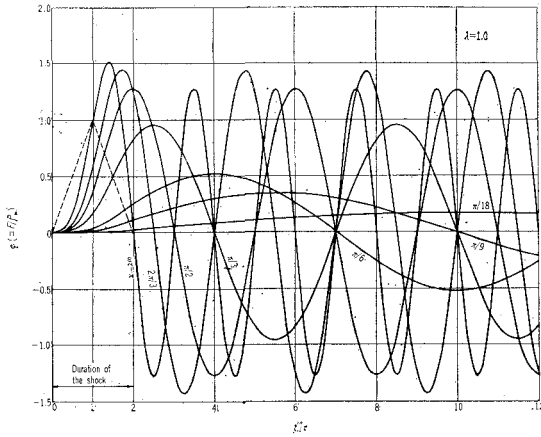
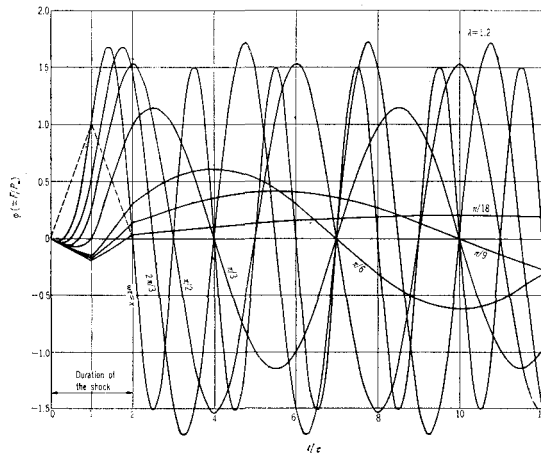


図-8 φ の値 (λ=1.2 の場合)



したがって、この場合(ωτ ≪ π の場合)のせん断力と壁体の振れはそれぞれつぎのようになる:

$$F = \begin{cases} (1-\lambda)P + O(\omega^3\tau^3) & 0 \leq t \leq 2\tau \\ \lambda\omega I_s \sin \omega t + O(\omega^3\tau^3) & 2\tau \leq t \end{cases}$$

$$\theta = [(h+ab)\lambda\omega I_s / K] \sin \omega t + O(\omega^2\tau^2) \dots \dots (8)$$

ここに

I<sub>s</sub>: 衝撃の力積 (I<sub>s</sub> = P<sub>m</sub>τ)

4. λ の値の範囲

λ の値は式(3)により計算される。表-1 は直立壁式防波堤における λ の値を例示したものである。この例においては、いずれも、P は平均海面の高さにおいて作用するものとし、また、揚圧力の影響を無視した (d=0 とした)。

表-1 から、λ の値の範囲は λ=0.7~1.1

程度と考えられる。

5. ωτ の値の範囲

ω は次式で与えられる:

表-1 λ の値の例

防波堤	防波堤断面				λ
	壁高 (m)	B <sub>mean</sub> (m)	h (m)	R (m)	
横浜	9.2	6.5	5.5	5.16	0.861
新鴻	7.8	9.0	6.8	5.15	1.004
酒田	8.2	10.0	5.5	5.54	0.735
博多	6.8	4.0	3.5	3.75	0.770
青森	8.5	5.0	6.5	5.12	1.053
小名浜	7.7	11.0	3.6	5.46	0.466
鹿兒島	6.6	4.7	3.0	4.05	0.610
Algiers	21.5	10.7	15.0	11.45	1.091
Genoa	17.9	12.0	10.5	9.22	0.912
Genoa	18.0	12.0	11.5	9.83	0.950
Madras	9.2	7.3	7.2	5.72	1.012
Kavala	14.5	10.2	9.5	8.44	0.862
Tuapse	4.2	2.8	3.0	2.50	0.967
Valparaiso	15.5	11.0	9.5	8.64	0.884
Naples	17.0	18.0	10.5	10.00	0.728
Helsingborg	15.5	9.5	11.0	11.63	0.645

$$\omega = \sqrt{J/K} \dots \dots \dots (9)$$

ここに

J: 0 点まわりの壁体の慣性モーメント

特に、長方形断面の場合には式(9)はつぎのようになる:

$$\omega = \sqrt{g\beta^2(1+\beta^2)/18w} \cdot \sqrt{k/l} \dots \dots \dots (10)$$

ここに

w: 壁体の単位容積重量

β = B/h<sub>w</sub> (h<sub>w</sub>: 壁体の高さ)

h<sub>w</sub> および k の値の範囲は

β = 0.7~1.3

h<sub>w</sub> = 5~15m

k = 2~20 kg/cm<sup>2</sup>/cm

これらの値にもとづき、式(10)からロッキングの周期

T = (2π/ω) を計算するとつぎの程度となる:

壁高 5 m の壁体 T = 0.07~0.5 s

壁高 10 m の壁体 T = 0.1~0.8 s

壁高 15 m の壁体 T = 0.1~0.9 s

他方、衝撃圧の継続時間は、現地観測および実験室実験によって、つぎのように記録されている、

表-2 衝撃圧力の継続時間

実験	場所または著者	継続時間	波高
現地実験	Dieppe港 <sup>2)</sup>	0.05	
	羽幌港 <sup>3)</sup>	0.07	
実験室実験	Larras <sup>4)</sup>	0.01-0.02	0.095-0.14
	Denny <sup>5)</sup>	0.002	0.18-0.36
	林・服部・林 <sup>1)</sup>	0.007-0.02	0.15-0.20
	Rundgren <sup>6)</sup>	0.002-0.007	0.05-0.10
	永井 <sup>7)</sup>	0.015-0.03	0.10-0.25
	光易 <sup>8)</sup>	0.02	0.10

防波堤設計上使用される波高は H=2~6 m である。そこで、もし衝撃圧の継続時間についても Froude の相似律が適用できるものと考えれば、表-2 中の継続時間は、2τ = 0.05~0.09 s となり、同表中の現地観測値とその範囲は一致している。したがって、本研究においては衝撃圧の作用時間を

$$2\tau = 0.05 \sim 0.09 \text{ s}$$

と考える。

このようにして結局、 $\omega\tau$  すなわち  $2\pi\tau/T$  の値はつぎのように推定される：

$$\omega\tau = (0.05/0.9)\pi \sim (0.09/0.1)\pi \approx \pi/18 \sim \pi/1.1$$

### 6. 衝撃圧力により生じられるせん断力の推定

#### (1) $\lambda \geq 0.8$ の場合

既述のように、**図—4~8** は衝撃圧力により生じられるせん断力の時間的変化を無次元化した形で表示したものである。 $\lambda$  が 0.8 またはその程度以上のとき（既述のようにこのようなケースは多い）には、**図—6~8** から、衝撃圧が消失してのちに滑動面に作用するせん断抵抗の最大値は、衝撃圧作用中に滑動面に作用するせん断抵抗よりも大きいか、または少なくとも同程度のものであることが認められる。したがって、この場合には、せん断抵抗の最大値（ただし無次元形）は式(2)の第3式で与えられるものと考えてほとんど差しつかえない。ところで同式はつぎのように書き直される。

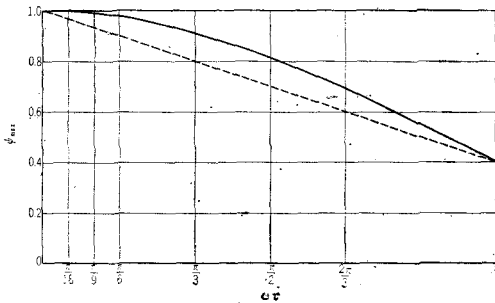
$$F = \lambda I_s \omega \psi \dots\dots\dots(11)$$

ここに

$$\psi = -\frac{1}{\omega^2 \tau^2} \left\{ \sin \left[ \omega\tau \cdot \frac{t}{\tau} \right] - 2 \sin \left[ \omega\tau \cdot \left( \frac{t}{\tau} - 1 \right) \right] + \sin \left[ \omega\tau \cdot \left( \frac{t}{\tau} - 2 \right) \right] \right\} \dots\dots\dots(12)$$

この関数  $\psi$  もまた、せん断抵抗 ( $F$ ) の無次元化したものに当る。**図—9** の実験は各  $\omega\tau$  の値に対しての  $\psi_{\max}$  の値を連ねたものである。点線は  $\omega\tau = \pi$  の付近で厳密値（実線）にほとんど一致するような近似直線であって、次式で表わされるものである：

**図—9**  $\psi_{\max}$  の値(太線)とその近似(点線)



$$\psi_{\max} = 1 - (0.6 \omega\tau / \pi) = 1 - 0.6 (2\tau / T) \dots\dots\dots(13)$$

ここに

$T$  : ロッキングの周期

したがって、衝撃圧に应ずるせん断抵抗の最大値  $F_{G \max}$  を次式で推定することができる：

$$F_{G \max} = 2\pi\lambda [1 - 0.6(2\tau/T)] I_s / T \dots\dots\dots(14)$$

碎波の波圧はばらつきが大きく、一般にこの絶対最大値を推定することは困難であるが、その力積 ( $I_s$ ) の大きさは大体一定となる傾向があり、 $I_s$  の最大値は大体つ

かみうるものであることが、はじめ Bagnold<sup>4)</sup> によって見出され、のちに Denny<sup>5)</sup> や光易<sup>6)</sup> によって確かめられている。Denny の実験によれば、 $I_s$  は入射波の運動量の 0.07 倍を越えることがないことが認められている。したがって、ここでは

$$I_s = 0.07 M_b \dots\dots\dots(15)$$

とおく。ここに

$M_b$  : 壁体直前で碎波となるような入射波のもつ単位峯幅あたりの運動量

入射波の運動量は孤立波理論によれば

$$M = 4\rho d^2 \sqrt{\frac{H}{3d}} \sqrt{g \left( \frac{d+d_1}{2} + H \right)} \dots\dots\dots(16)$$

ここに

$M$  : 入射波の単位峯幅あたりの運動量

$\rho$  : 海水の密度

$d$  : 捨石底面までの水深

$d_1$  : 捨石天端までの水深

$H$  : 捨石前面における波高

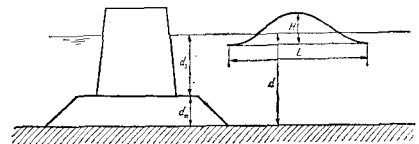
$g$  : 重力の加速度

である (**図—10** 参照)。

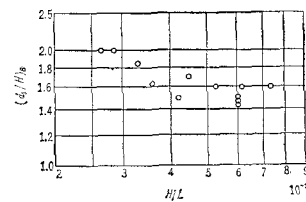
上式を書き直すと

$$M = 4\rho \sqrt{\frac{1}{3} \frac{H}{d_1}} \frac{d_1}{d} \sqrt{g} \sqrt{\frac{1}{2} \left( 1 + \frac{d}{d_1} \right) + \frac{H}{d_1}} \cdot d_1^{5/2} \dots\dots\dots(17)$$

**図—10** 入射波



**図—11** 壁体の直前面で碎波を生ぜしめる  $d_1/H$  の値(永井)



ところで、 $M_b$  の大きさを定めるためには壁体前面でちょうど碎け波を生ずるような  $d_1/H$  の値を知ることが必要である。**図—11** は各種の捨石の形状について永井教授<sup>7)</sup> の行なつ

た実験を示すものである。

ただし

$(d_1/H)_B$  : 壁体直前面で碎波を生ずるような  $d_1/H$  の値。

**図—11** によって、近似的につぎのように推定する。

$$(H/d_1)_B = 1/1.5 \dots\dots\dots(18)$$

式(18)を式(17)に代入すると  $M_b$  が求められる。この  $M_b$  を式(15)に代入すると

$$I_s = 0.13 \frac{w}{\sqrt{g}} \frac{d_1}{d} \sqrt{1.167 + \frac{d}{2d_1}} \cdot d^{5/2} \dots\dots\dots(19)$$

このようにして  $I_s$  が求まるから、これを式(14)に代入することにより  $F_G \max$  が定められる。

(2)  $0.8 > \lambda > 0.6$  の場合

図-5 から最大せん断力  $F_{\max}$  は  $\tau < t \leq 2\tau$  の間において起こることが認められる。したがって、この場合の  $F_{\max}$  は式(2)の第2式によって与えられる。

(3)  $\lambda \leq 0.4$  の場合

図-4 から、 $F_{\max}$  は  $t = \tau$  の瞬間に起こることが認められる。したがって式(2)の第1式で与えられて、

$$F_G \max = P_m \cdot [1 - \lambda \cdot (\sin \omega \tau) / \omega \tau] \dots \dots \dots (20)$$

7. “腰掛け部圧力”によるせん断抵抗

“腰掛け部圧力”の時間的変化は比較的緩慢であるから、その圧力は壁体にはほぼ静的に作用するものと考えられる。光易博士の実験<sup>9)</sup>によれば、腰掛け部圧力の合力は重複波に対する Gourret の式で表わされる。そこでいま Gourret の式によって推定される圧力の合力を  $P_{cl}$  とおけば、

$$F_{Beu} = P_{cl} \dots \dots \dots (21)$$

と考えられる。ただし

$F_{Beu}$ : 腰掛け部圧力に壁体滑動面により生起されるせん断力

8. 最大せん断力の推定

衝撃圧力により生起されるせん断力と“腰掛け部圧力”により生起されるせん断力とを加え合わせることにより最大せん断力を推定することができる:

(1)  $\lambda \geq 0.8$  の場合

$F_{\max}$  は“腰掛け部圧力”作用期間中に現われ、その大きさはつぎのように推定される

$$F_{\max} = 2\pi\lambda [1 - 0.6(2\tau/T)] \cdot (I_s/T) + P_{cl} \dots (22)$$

(2)  $\lambda < 0.8$  の場合

$F_{\max}$  は  $\omega\tau$  の値の大きさにより“腰掛け部圧力”作用期間中に現われることもあり、衝撃圧作用期間中に現われることもある。その最大値はそれぞれ

$$F_{\max} = P_m \cdot \varphi \left( \frac{t}{\tau}; \lambda, \omega\tau \right) + P_{cl} \quad (2\tau < t) \dots (23)$$

$$F_{\max} = P_m \cdot \varphi \left( \frac{t}{\tau}; \lambda, \omega\tau \right) \quad (\tau \leq t < 2\tau) \dots (24)$$

$\varphi$  の値としては 図-4, 5 から読みとったものを使用する。

(3)  $\lambda$  が 0 に近い場合

最大せん断力は衝撃圧作用中に起こり、その大きさは

$$F_{\max} = (1 - \lambda) P_m$$

[数値計算例]

$$H = 4\text{m}, L = 60\text{m}, d_1 = 4\text{m}, d = 6\text{m}.$$

$$w = \rho g = 1.025\text{t/m}^2$$

のときの全波力を求める。

(1) 著者らの式(19), (22)による計算

$$I_s = 0.13 \times \frac{1.025}{\sqrt{9.8}} \times \frac{4}{6} \times \sqrt{1.167 + \frac{6}{2 \times 4} \times 6^{5/2}}$$

$$= 2.345 \text{ ton-s/m}$$

$$F_{\max G} = 2\pi\lambda \left( 1 - 0.6 \times \frac{2\tau}{T} \right) \times 2.345/T$$

$2\tau = 0.05\text{s}$  とすれば  $F_{\max G}$  の値は表-3 のようになる。

表-3 初期衝撃圧による  $F$  の最大値

T (sec)	F <sub>G</sub> max (t/m)	
	λ=0.8	λ=1
0.1	82.7	103.2
0.2	50.3	62.9
0.3	35.4	44.3
0.6	18.7	23.4
0.9	12.7	15.9

表-4 腰掛け部圧力作用中の  $F$  の最大値

T (sec)	F <sub>max</sub> (t/m)	
	λ=0.8	λ=1
0.1	104.6	125.1
0.2	72.2	84.8
0.3	57.3	66.2
0.6	40.6	45.3
0.9	34.6	37.8

一方  $P_{cl}$  を Gourret の簡易式で計算する。

$$\delta = \frac{\pi H^2}{L} \left( \tanh 2\pi \frac{d}{L} - \coth 4\pi \frac{d}{L} \right) + \frac{\pi H^2}{2L}$$

$$\frac{\coth 4\pi \frac{d}{L}}{\sinh^2 2\pi \frac{d}{L}} = \frac{\pi \times 4^2}{60} \left( \tanh 2\pi \frac{6}{60} - \coth 4\pi \frac{6}{60} \right)$$

$$+ \frac{\pi \times 4^2}{2 \times 60} \frac{\coth 4\pi \frac{6}{60}}{\sinh^2 2\pi \frac{6}{60}} = 0.579\text{m}$$

$$p_2 = w \left( \frac{H}{\cosh 2\pi \frac{d}{L}} - \frac{\pi H^2}{L} \tanh 2\pi \frac{d}{L} \right) = 2.92\text{t/m}^2$$

$$p_1 = (p_2 + wd_1) \left( \frac{H + \delta}{d_1 + H + \delta} \right) = (2.92 + 1.025 \times 4) \left( \frac{4 + 0.579}{4 + 4 + 0.579} \right) = 3.75\text{t/m}^2$$

$$P_{cl} = \frac{1}{2} [p_1 \cdot (H + \delta) + d_1 \cdot (p_1 + p_2)] = 21.9\text{t/m}$$

この  $P_{cl}$  の値を  $F_{\max G}$  の値 (表-3) に加える  $F_{\max}$  との値が表-4 のように求められる。

(2) Minikin の式による計算

$$p_{\max} = 102.4 d_1 \left( 1 + \frac{d_1}{d} \right) \frac{H}{L} = 102.4 \times 4 \times \left( 1 + \frac{4}{6} \right) \times \frac{4}{60} = 45.6\text{t/m}^2$$

$$P_{dyn} = \frac{1}{3} H p_{\max} = \frac{1}{3} \times 4 \times 45.6 = 60.8\text{t/m}$$
 (表-3 と比較)

$$P_{stat} = w \frac{H}{2} \left( d_1 + \frac{H}{4} \right) = 1.025 \times \frac{4}{2} \times \left( 4 + \frac{4}{4} \right) = 10.25\text{t}$$

$$P = P_{dyn} + P_{stat} = 60.8 + 10.3 = 71.1\text{t/m}$$
 (表-4 と比較)

(3) 広井式による計算

堤の天端高を静水面上  $h_a = 2\text{m}$  とすれば、

$$p = 1.5wH = 1.5 \times 1.025 \times 4 = 6.15 \text{ t/m}^2$$

$$P = p(d_1 + h_a) = 6.15 \times (4 + 2) = 36.9 \text{ t/m (表-4 と比較)}$$

(4) 永井の式による計算

一般砕波としての場合

$$d_1 \frac{d_1 H}{d L} = 4 \times \frac{4}{6} \times \frac{4}{60} = 0.1778 \text{ m} > 0.044 \text{ m}$$

よって  $(P_{\max})_{\text{mean}} = 23 \text{ t/m}^2$

A, B型  $P = \frac{1}{3} P_{\max} H = 30.7 \text{ t/m}$

C型  $P = \frac{1}{2} P_{\max} H = 46.0 \text{ t/m}$

異常砕波としての場合

$$P_{\max} = 103 \left( 0.01 + d_1 \frac{d_1 H}{d L} \right)^{\frac{1}{3}} = 59.0 \text{ t/m}^2$$

A, B型  $P = \frac{1}{3} P_{\max} H = 78.7 \text{ t/m}$

C型  $P = \frac{1}{2} P_{\max} H = 118.0 \text{ t/m}$

9. 方塊積の場合

単塊の時と同様にして、衝撃圧力によって任意の方塊継目面に生じられるせん断力 (図-12 参照) は

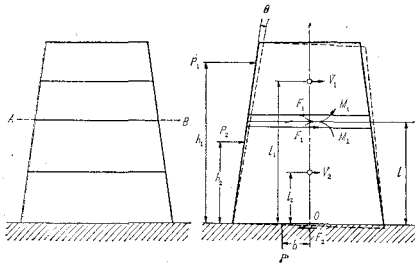
$$F = P l \max \cdot \varphi \left( \frac{t}{\tau}; \lambda_1, \omega\tau \right) \dots\dots\dots (26)$$

ここに

$$\lambda_1 = (L_1/R^2) \cdot (\alpha_1 h_1 + \alpha_2 h_2 + \alpha' b) \cdot m_1 / (m_1 + m_2) \dots\dots\dots (27)$$

$$\alpha_1 = P_1/P, \alpha_2 = P_2/P, \alpha' = P'/P, P = P_1 + P_2 \dots\dots\dots (28)$$

図-12 方塊積の場合



R: 壁体全体の0点回りの慣性半径

$m_1 / (m_1 + m_2)$  の比が小さいときには  $\lambda_1$  の値が小さくなる。したがって、そのような場合には、滑動面より上部の方塊は腰掛け部圧力よりもむしろ衝撃圧ですべりやすくなる。

10. 結 論

防波堤の滑動に対する安定性は従来  $\mu W > P_{\max}$  で与えられてきたが、正しくは  $\mu W > F$  でなければならない。 $F$  は防波堤を滑動させんとするせん断力であって、衝撃圧力の一部が堤体のロッキング作用により吸収されるために  $P$  (波圧の合力) とはことなってくる。

数学計的算の結果、 $F$  の時間的变化は1つの変数  $t/\tau$

と、2つの無次元パラメーター  $\lambda$  および  $\omega\tau$  に関係するものであることが明らかにされた。衝撃圧によって生じられたこの  $F$  は衝撃圧が消失したのちも一般になお存在する。したがって、衝撃圧の後に腰掛け部圧力が続く場合には、壁体滑動面には衝撃圧によるものと腰掛け部圧力によるものと和がせん断力として働くこととなる。

多くの場合にそうであるように、 $\lambda$  の値が0.8程度より大きい場合には、最大せん断力は、衝撃圧が消失した後、すなわち腰掛け部圧力の作用期間中に起こり、その大きさは  $\left[ 2\pi I_s \left( 1 - 0.6 \frac{2\pi}{T} \right) / T \right] + P_{ct}$  で与えられる。ここに  $P_{ct}$  は腰掛け部圧力を重複波の圧力として Gourret の式で計算したもの、また  $I_s$  は砕波の力積であって、その値の起こりうる最大値は防波堤前面水深および捨て石前面水深 (図-11参照) とのみによるつぎのようにおさえられる:

$$I_s = 0.13 \frac{w}{\sqrt{g}} \frac{d_1}{d} \sqrt{1.167 + \frac{d}{2d_1}} \cdot d^{5/2}$$

$\lambda < 0.6$  のときには、大抵の場合、最大せん断力は初期衝撃圧の作用期間中に起こる。そして、その大きさは  $P_m [1 - \lambda \cdot (\sin \omega\tau / \omega\tau)]$  で表わされる。

付記

本研究の遂行中、友人白井増次郎氏 (大成建設KK技術研究所) より数々の有益な助言を与えられた。同氏に深甚なる謝意を表する。

参 考 文 献

- 1) 林泰造・服部昌太郎・林憲吉: 砕波の圧力と壁体の滑動, 土木学会第7回海岸工学講演会講演集, (1960), pp. 111—120
- 2) A. de Rouville, P. Besson et P. Pétry, Etat actuel des études internationales sur les efforts dus aux lames, Annales des Ponts et Chaussées, Juillet, (1938). pp. 5—113.
- 3) 栗林 隆・宇田居吾一・村木義男: Field investigation of wave forces on breakwater, Coastal Eng. in Japan, Vol. 2, (1959), pp. 17—27.
- 4) J. Larras: Le déferlement des lames sur les jetées verticales, Annales des Ponts et Chaussées. (1937), pp. 643—680.
- 5) D. F. Denny: Further experiments on wave pressures, J. Inst. Civ. Engrs., (1951), pp. 330—345.
- 6) L. Rundgren: Water wave forces, Stockholm 1958.
- 7) 永井荘七郎: 防波堤に働く砕波の圧力に関する研究, 土木学会論文集, 第65号, 別冊3-3, (1959). 12月, pp. 1—38.
- 8) 光易恒: Experimental study on wave force against a wall, 運輸技術研究所報告, 第47号, (1962, 2), pp. 1—39.
- 9) R. A. Bagnold: Interim report on wave-pressure research, Journal of the Institution of Civil Engineers, Vol. 12, (1939), pp. 202—226.