

港湾技術研究所報告 (REPORT OF P.H.R.I.)

第12巻 第3号 (Vol. 12, No. 3), 1973年9月 (Sept. 1973)

目 次 (CONTENTS)

1. 衝撃碎波圧を受ける混成防波堤の挙動に関する考察……………合田良実…………… 3
(Motion of Composite Breakwater on Elastic Foundation under the Action of
Impulsive Breaking Wave Pressure……………Yoshimi GODA)
2. 防波堤の設計波圧に関する研究……………合田良実……………31
(A New Method of Wave Pressure Calculation for the Design of Composite
Breakwater……………Yoshimi GODA)
3. 前面に遊歩道を持つ海浜護岸について — 越波特性からの断面形の検討 —
……………服部典節・佐藤昭二……………71
(On the profile of seawalls at the resort beach……………Michiyo HATTORI and
Shoji SATO)
4. 大阪湾の潮流と物質拡散に関する模型実験
……………金子安雄・堀江毅・村上和男・上野信行・久保正則……………99
(Model Experiment on Tidal Current and Substance Diffusion OSAKA Bay
……………Yasuo KANEKO, Takeshi HORIE, Kazuo MURAKAMI,
Nobuyuki UENO and Masanori KUBO)
5. 長期間海水作用を受けたコンクリートはりのひびわれと内部鉄筋の腐食について
……………関博・丸山浩…………… 203
(Corrosion of Steel Bars at Crack of Reinforced Concrete Exposed to Sea
Environments……………Hiroshi SEKI and Hiroshi MARUYAMA)
6. 雑貨埠頭の上屋・倉庫のシステム設計 (第2報)
……………早藤能伸・工藤和男…………… 227
(System Design of Transitsheds and Warehouses (Part-2)
……………Yoshinobu HAYAFUJI and Kazuo KUDO)
7. 細砂送流時における濃度分布および流速分布について
……………是石昭夫・八木得次・奥出律…………… 245
(On the distribution of solid concentration and flow velocity at time of trans-
porting the fine sand in a horizontal pipe……………Akio KOREISHI,
Tokuji YAGI and Tadasu OKUDE)
8. エアリフトの揚水特性について……………岡山義邦・八木得次…………… 261
(On the Air-Lift Characteristics with Gas-Liquid Mixture
……………Yoshikuni OKAYAMA and Tokuji YAGI)

1. 衝撃碎波圧を受ける混成防波堤の挙動に関する考察

合田 良実*

要 旨

混成防波堤に対して、波圧強度は強大であるが作用時間が極めて短い衝撃碎波圧が働く場合、防波堤の直立部はマウンドおよび地盤とともに動揺するけれども滑動しない、という機構が考えられる。この機構における最大の要因は、マウンドおよび地盤の動特性であり、せん断変形による水平ばねと圧縮変形による回転ばねとが作用する。これらのばねの強さは地盤係数を用いて表わされ、その値は現地防波堤の振動記録その他から判断して、水平ばねに対して、 $100\sim 200\text{ t/m}^3$ 、回転ばねに対してはその4倍と推定される。

防波堤直立部は、線型な連成ばね系上に摩擦接触面を介して座っている壁体と見なされる。連成ばね系においては、ばねも直立部と等しい仮想質量を持つと考えるのが適当である。この連成ばね系モデルの妥当性は、碎石マウンド上の模型壁体（一辺 20 cm のコンクリート立方体）に、重錘の衝突による撃力を作用させる衝撃試験によって確認された。

衝撃碎波圧の大きさは、碎波の持つ前進運動量から算定され、その力積が一定であることが示される。衝撃碎波圧の形を三角型パルスとし、これに引き続いて腰掛部波圧が作用する場合の直立部の運動を計算すると、直立部底面に働くせん断力の時間変化が求められる。せん断力の最大値は、地盤係数の平方根にほぼ比例する。上述の値の場合は、通常の防波堤形状に対して、防波堤の単位長あたり $F_{\max} = 4w_0H_b^2$ が上限値と計算される。したがって、滑動に対する衝撃碎波圧の有効値は、平均波圧強度に換算して最大の場合でも $p = (2\sim 3)w_0H_b$ と推定される。衝撃碎波圧の発生がまれであることを考慮すれば、設計碎波圧としてはさらに低い値で十分と考えられる。

* 海洋水理部 波浪研究室長

1. Motion of Composite Breakwater on Elastic Foundation under the Action of Impulsive Breaking Wave Pressure

Yoshimi GODA*

Synopsis

An upright section of composite breakwater will vibrate but may not slide under the action of impulsive breaking wave pressure with high intensity but with a short duration. The vibration is attributed to the elasticity of rubble mound and foundation, which yields elastic deformations by horizontal shear and nonuniform compression at the bottom of upright section. Thus, the rubble mound and foundation, which compose the base of upright section, are regarded to have a horizontal spring and a rotational spring. The strengths of springs are represented with the coefficient of elastic uniform shear of the base and that of elastic nonuniform compression of the base. Analysis of the observation data of breakwater vibration at the ports of Alger and Haboro as well as some knowledge in soil mechanics yield the estimation for the above coefficient; that of elastic uniform shear being 100 to 200 t/m³, and that of elastic nonuniform compression being four times the former.

The upright section of breakwater is considered to be rested upon a dual-spring system through a frictional contact surface. The spring is given a virtual mass equal to that of upright section. The validity of the mass-spring system has been verified through an experiment with a model breakwater of concrete cube (size of 20 cm) upon a mound of crushed stones under the action of impulsive force due to the collision of a weight.

The magnitude of impulsive breaking wave pressure is calculated with the forward momentum of breaking waves; its impulse is constant. The motion of upright section under the action of wave pressure has been analysed with the assumption that the impulsive pressure has a time profile of triangular shape and is accompanied with a residual pressure of uniform intensity. The shear at the frictional contact surface between the upright section and the rubble mound is calculated by subtracting the inertia force from the wave pressure. The maximum value of the resultant shear is found to be proportional to the square root of the coefficient of elastic uniform shear. With the above mentioned value of the coefficient, the upper limit of maximum shear is obtained as $F_{\max} = 4w_0H_b^2$ per unit length of breakwater, in which w_0 denotes the specific weight of water and H_b the breaking wave height. Therefore, the effective value of impulsive breaking wave pressure is estimated less than (2~3) w_0H_b per unit area of the front face of breakwater.

* Chief of the Wave Laboratory, Marine Hydrodynamics Division

目 次

要 旨	3
1. ま え が き	7
2. 地盤の動的性質	7
3. 撃力を受ける壁体の運動	8
3.1 剛基礎上の壁体の運動	9
3.2 回転ばね上の壁体の運動	9
3.3 連成ばね上の壁体の運動	10
4. 碎石マウンド上の壁体の衝撃実験	12
4.1 実験装置および実験方法	12
4.2 静的引っ張り試験とその考察	14
4.3 衝撃試験とその考察	16
5. 衝撃碎波圧による防波堤直立部の滑動限界の考察	19
5.1 衝撃碎波圧の理論	19
5.2 衝撃波力による防波堤直立部の運動	21
5.3 滑動に対する波圧の有効値の考察	25
6. む す び	27
参 考 文 献	27
記号一覧表	28

1. まえがき

波が急斜面上で碎けて直立壁にぶつかる時、種々の条件が適合すると、通常の碎波圧として考えられている波圧の10倍以上も強大な衝撃碎波圧が発生する。また、混成堤でもマウンドが大きい場合には、条件によっては衝撃碎波圧が発生することが実験的に認められている。しかし、実際の防波堤においては、衝撃碎波圧によって滑動したと考えられる事例を見出すことが困難であり、滑動例のほとんどは通常程度の波圧で説明することができる。

現地において衝撃碎波圧による滑動例が見られない理由として、一つには衝撃碎波圧の発生条件が限定されていることが挙げられる。しかし、さらに大きな理由として、衝撃碎波圧に対する防波堤と地盤の動的応答特性が考えられる。すなわち、捨石マウンドおよび基礎地盤が弾性変形を起して衝撃圧の相当部分を吸収してしまい、壁体は動揺するだけで滑動しない、という機構の発現である。

こうしたマウンドおよび地盤の動特性を考慮した波力の取り扱いとしては、林ほかの一連の研究^{1)~5)}があり、基礎の回転ばねによる壁体のロッキングと、これに伴う底面せん断力の変化について詳細な計算が示されている。また、伊藤ほか⁶⁾はマウンドの水平ばねも考慮した場合についての計算例を示している。しかしながら、マウンドおよび地盤をこのようなばね系で近似することの妥当性については十分に検討されていない。また、ばね系としての取り扱いで重要なばね係数の値についても、上記の両者ともあまり吟味していない。後述の検討結果によれば、いずれも過大な推定値を用いていると考えられる。

そこで、本報告においては、土質力学関係の資料を参照して地盤のばね係数の値を吟味するとともに、碎石マウンド上の模型壁体に撃力を加えたときの運動を調べてマウンドの動特性を検討する。そして、これらの結果に基づいて混成防波堤の動的応答モデルを構成する。一方流体力学の運動量理論に基づく衝撃碎波圧の推定値を導入し、衝撃碎波圧による防波堤直立部の運動を計算する。この結果、滑動に対する有効碎波圧が算定されるので、これを用いて防波堤直立部の設計波圧の上限値について考慮した結果を最後に述べる。

2. 地盤の動的性質

地盤が弾性的挙動を示すことは路床の載荷試験や杭の

横抵抗などでも明らかであり、地盤の弾性の度合は単位面積当たりのばね定数、すなわち地盤係数で実用的に表わされる。地盤の弾性的挙動は静的載荷の場合のみでなく、載荷重が時間的に変動する動的載荷の場合にも認められ、この場合のばね定数は動的地盤係数と呼ばれる。動的載荷の問題は、機械基礎の振動防止や建築物の振動特性、さらに地震時における地盤の応答に関連している研究されている。

水平な地盤上に構造物を設置した状態では、地盤係数として鉛直振動、水平振動、およびロッキングのそれぞれに対する3種類の係数が定義される。ばね定数をそれぞれ k_z , k_x , および k_ϕ で表わすと、それぞれ地盤係数と次のような関係にある⁷⁾。

$$\left. \begin{array}{l} \text{鉛 直: } k_z = k_z' A \\ \text{水 平: } k_x = k_x' A \\ \text{ロッキング: } k_\phi = k_\phi' I_\phi \end{array} \right\} \quad (1)$$

ここで、 A : 構造物底面の接地面積

I_ϕ : 底面の中心を通る水平軸の回りの二次モーメント

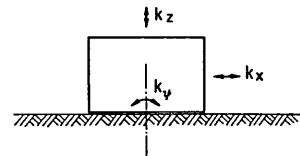


図-1 地盤のばね定数

このうち、水平ばねは地盤のせん断変形によるものを対象としており、杭の横抵抗の問題において現われる圧縮変形による水平ばねとはやや異なるものである。地盤係数 k_z' , k_x' , k_ϕ' は、いずれも FL^{-3} の次元を有し、 kg/cm^3 , t/m^3 などの単位で表示される。

3種類の地盤係数は相互に関連があり、ほぼ比例関係にあるとされている。ただし、その比率は地盤その他の条件で異なるのか研究者によって種々の値が報告されており、たとえば水平地盤係数は $k_x' = (0.3 \sim 0.8)k_z'$ の範囲の値が多い。もっとも、Barkan⁸⁾は暫定的に $k_x' = 0.5k_z'$ と見なして良いと述べている。ロッキングの地盤係数 k_ϕ' についてはあまり調べられていないが、Barkan⁹⁾は理論計算の結果として正方形基礎で $k_\phi' = 1.87k_z'$ 、回転の軸方向の長さが幅の2倍の長方形基礎で $k_\phi' = 2.31k_z'$ の値を紹介し、また正方形基礎の実験値として $k_\phi'/k_z' = 1.73$ の平均値を提示している。Richart et. al.¹⁰⁾はこのBarkanのデータを参照して、実用上は $k_\phi' \approx 2k_z'$ 、 $k_x' \approx 0.5k_z'$ で近似できるとしている。すなわち、 $k_\phi' \approx 4k_x'$ である。

地盤係数は、複雑な地盤の挙動を単純に線型のばね係数で表示しているものだけに、地盤の土質条件だけでなく他の要素にも影響される。まず、基礎の接地面積が大きくなるにつれてその値が減少し、一般に次の関係がある。

$$k_z' \propto \frac{1}{\sqrt{A}} \quad (2)$$

Tchebotarioff¹⁴⁾ は $A=1000\text{m}^2$ までこの関係が成立することを示す資料を挙げている。また、地盤を弾性体と見なした場合の理論計算でも式(2)の関係が導かれる。もっとも、面積があまり大きくなると地盤係数の減少率が低下し、水平地盤係数の場合には $A=10\sim 12\text{m}^2$ 以上で k_z' が面積に関係なくなるともいわれている⁸⁾。

第2の因子としては接地圧が挙げられる。すなわち、接地圧の増大につれて地盤係数の値も大きくなるのではないかと考えられる。接地圧の効果は式(2)のように定式化はされていない。しかし、弾性体理論によると地盤係数は土の剛性率 G に比例する¹²⁾。一方、剛性率は砂の場合、鉛直応力の $0.4\sim 0.8$ 乗に比例する実験値がある¹³⁾。また、剛性率が鉛直応力の 0.5 乗に比例すると見なすことも行なわれているようである¹³⁾。地盤中の鉛直応力は必しも接地圧に比例するものでないけれども、比例関係を仮定すれば、地盤係数が概略的には接地圧の 0.5 乗に比例すると見なせることになる。

第3には、変位あるいは振動の振幅が大きくなるにつれて地盤係数の値が減少する。これは、地盤が弾性的挙動を示すといっても非線型性が強く、荷重—変位曲線が顕著な湾曲を示すことから直ちに導かれる現象である。地盤の振動試験では、起振機の加振力の増加に伴う動的地盤係数の減少として現われる¹⁴⁾。この地盤の非線型特性は、内部ひずみの増大に伴う剛性率の低下^{13), 15)} に結びついた性質である。剛性率に対する内部ひずみの影響は非常に大きく、たとえば砂の繰返しせん断変形試験では、鉛直応力が 20t/m^2 でせん断ひずみ振幅が 0.01% の場合に $G=550\text{kg/cm}^2$ のものが、ひずみ振幅が 0.1% では $G=300\text{kg/cm}^2$ 、 0.5% では $G=200\text{kg/cm}^2$ に低下する¹³⁾。

地盤係数の値そのものは、以上のような諸要素の影響のほかにも静的・動的の測定方法の差異によっても左右される。地盤が硬いほど係数値が大きいのは当然であるが、Barkan¹⁶⁾ は種々の資料を参照して軟弱地盤に対して $k_z'=3\text{kg/cm}^3$ 以下、普通地盤に対して $k_z'=3\sim 5\text{kg/cm}^3$ 、硬地盤に対して $k_z'=5\sim 10\text{kg/cm}^3$ の値を挙げている。この値がどの程度の載荷面積を対象としたものか

明記されていないが、資料として挙げている測定例を参照すると、 $A=1\sim 2\text{m}^2$ 程度の場合に相当するように思われる。防波堤ケーソンの場合、捨石マウンドを考えないことにして単純に載荷面積だけで換算すると、ケーソン1函の底面積が $A=100\sim 300\text{m}^2$ であるから、普通地盤として $k_z'=0.4\text{kg/cm}^3$ 、 $k_x'=0.2\text{kg/cm}^3$ 、 $k_\phi'=0.8\text{kg/cm}^3$ のオーダーということになる。防波堤ケーソンに対する地盤係数の推定値については5.3で述べる。

以上においては、主として動的地盤係数の性質について紹介した。静的地盤係数との違いについて言及すれば、静的な値が載荷試験によって直接に求められるのに対し、動的な値は図-1のような状態で供試体に強制振動を与え、共振周期を見出してその値から計算する方法がとられるのが普通である。その場合、共振周期の計算における質量としては供試体の値のみを使い、同時に振動する地盤の付加質量は無視されることが多い。この意味では、動的地盤係数は見掛けの値であり、他の条件が同じであれば静的地盤係数よりも小さい値をとることになる。梶原¹⁷⁾ は、鉛直振動について動的な値が静的な値の $50\sim 60\%$ である例を示している。しかしながら、地盤の付加質量を適正に評価して計算する場合には、静的地盤係数と同等あるいはそれよりも大きい値が得られることが考えられる。

地盤の動的性質としてもう一つ重要なのは振動の際の減衰力である。地盤の減衰力は大きなものであり、減衰定数にして $5\sim 40\%$ の値を示す^{13), 15)}。この減衰定数は主としてせん断ひずみの大きさによって支配され、ひずみが大きいほど減衰定数も大きい。

以上に紹介したような地盤の動的性質は、地盤上に設置された構造物の振動の問題では必ず考慮に入れるべきものであり、碎波圧を受ける防波堤の振動現象においても同様である。この場合、外力が水平力なので鉛直振動は考慮しなくて良いが、水平振動と回転振動の二つを考慮する必要がある。なお、防波堤の場合には、直立部と地盤との間に捨石マウンドが存在するので、事情はやや複雑である。しかし、マウンドを構成する捨石の径が大きいとは言っても全体としてみれば粒状体であり、また台形状に積み上げられていて変形に対する拘束が弱いことなどを考えると、捨石マウンド自体も弾性的挙動を示すことが期待される。そこで、以下においては捨石マウンドと地盤とを含めた弾性基礎の上に壁体が載っているものとして検討を進めることにする。

3. 衝撃力を受ける壁体の運動

3.1 剛基礎上の壁体の運動

衝撃砕波圧は非常に大きな波圧強度と極めて短い作用時間で特徴づけられ、その力積はほぼ一定である。本章においては、その極限状態として作用時間が無限小の撃力が働く場合について検討する。

まず、壁体ならびに基礎が剛体の場合を考える。壁体の重量を W 、底面と基礎との摩擦係数を μ とする。今、図-2のように水平力 P が作用すると、壁体の運動は次式で記述される。

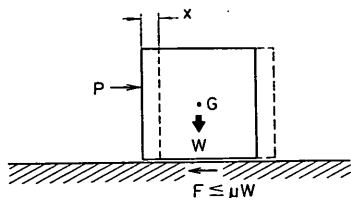


図-2 剛基礎上の壁体

$$\frac{W}{g} \ddot{x} = P(t) - F(t) \quad (3)$$

$$\text{ただし, } \int_0^{\tau} P(t) dt = I, \quad \tau \rightarrow 0 \quad (4)$$

$$F \leq \mu W \quad (5)$$

水平力 P は微小時間 τ の間だけ働くと考えるので、式(3)を $t=0 \sim \tau$ まで積分し、 $\tau \rightarrow 0$ とすると、 F が有限であるところから初速 u_0 が次のように求められる。

$$\dot{x}|_{t=0} = u_0 = \frac{gI}{W} \quad (6)$$

壁体は初速 u_0 で動き出したあと摩擦力 μW によって次第に減速される。この運動は、

$$\left. \begin{aligned} \dot{x} &= u_0 - \mu g t \\ x &= u_0 t - \frac{1}{2} \mu g t^2 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

と表わされ、滑動距離 x_0 は $\dot{x}=0$ となる時刻 $t_0 = u_0/\mu g$ における値として次のように求められる。

$$x_0 = \frac{u_0^2}{2\mu g} = \frac{1}{2\mu g} \left(\frac{gI}{W} \right)^2 \quad (8)$$

3.2 回転ばね上の壁体の運動

次に、図-3のように壁体が回転ばねの上に置かれている場合を考える。これは、林はか¹⁾⁵⁾が検討を行なったモデルである。水平力 P を受けると、壁体は底面中央を軸として回転し、底面のせん断力が摩擦力 μW を超えると滑動を生ずる。重心の水平移動距離を x 、回転角を θ 、水平力の作用高を l_P 、重心の高さを l_G 、壁体の高さを l 、壁体の幅を B 、壁体の重心の周りの回転半径を r_0 とする。また、地盤の回転ばね係数および回転に関する地盤係数は前章のとおり k_ϕ, k_ϕ' で表わす。

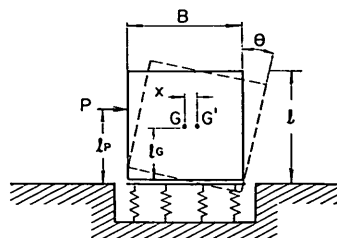


図-3 回転ばね上の壁体

壁体の運動方程式は、水平方向については式(3)のままであり、回転については簡単のため減衰を無視すると次のようになる。

$$\frac{W}{g} (r_0^2 + l_G^2) \ddot{\theta} = l_P P - k_\phi \theta \quad (9)$$

ここで、壁体の回転軸方向の長さを D とすると、 $l_P' = B^3 D / 12$ であるから、

$$k_\phi = \frac{1}{12} B^3 D k_\phi' \quad (10)$$

式(9)は x を含まないので、その解が直ちに求められ、一般解は次のように表わされる。

$$\theta = A_0 \cos \omega_\phi t + B_0 \sin \omega_\phi t \quad (11)$$

ここに、

$$\omega_\phi^2 = \frac{k_\phi g}{W(r_0^2 + l_G^2)} = \frac{k_\phi' g B^3 D}{12 W(r_0^2 + l_G^2)} \quad (12)$$

回転速度の初期値 Ω_0 は、式(9)と式(4)によって次式で表わされる。

$$\Omega_0 = \frac{g l_P}{W(r_0^2 + l_G^2)} \quad (13)$$

$t=0$ において $\theta=0, \dot{\theta}=\Omega_0$ であるから、求める解は、

$$\theta = \frac{\Omega_0}{\omega_\phi} \sin \omega_\phi t \quad (14)$$

である。

ここで、底面せん断力 $F(t)$ の大きさを調べてみる。若し滑動が生じなければ $x = l_G \theta$ であるから、式(3)により、

$$F(t) = P(t) - \frac{W}{g} \ddot{x} = P(t) - \omega_\phi l_G \frac{l_P l_G}{r_0^2 + l_G^2} \sin \omega_\phi t \quad (15)$$

今、対象としているのは作用時間が微小の撃力であるから、 P は非常に大きく、一方 $\sin \omega_\phi t$ の項は微量にとどまるから、せん断力は $F \gg \mu W$ となり、壁体が滑動することになる。^{*}

^{*} 林はかの計算では、衝撃砕波圧の時間的変化を二等辺三角形で表わして底面せん断力の変化を求め、その際、実際の防波堤の条件では砕波圧の作用中のせん断力よりも作用後の値の方 (次頁へ続く)

そこで、壁体下端の移動量を ξ で表わすと、

$$x = l_G \theta + \xi \quad (16)$$

式(9)~(14)で求めた θ の解は、壁体の滑動を考えない場合のものであるけれども、回転ばねの性質から考えて、 ξ が小さければ壁体の滑動中であっても θ は式(14)で近似的に記述されると見なすことができよう。そこで、式(16)を式(14)とともに式(3)に代入し、 $t=0 \sim \tau$ で積分して $\tau \rightarrow 0$ の極限值をとることにより、 $\dot{\xi}$ の初期値が次のように求められる。

$$(\dot{\xi})_{t=0} = \frac{gI}{W} - l_G \Omega_0 = u_0(1 - \lambda_P) \quad (17)$$

ここに、

$$\lambda_P = \frac{W}{gI} l_G \Omega_0 = \frac{l_G l_P}{r_0^2 + l_G^2} \quad (18)$$

滑動開始後の $t \geq \tau$ においては $P=0$ であるから、 ξ に関する運動方程式が次のようになる。ただし $\lambda_P < 1$ とする。

$$\frac{W}{g} \ddot{\xi} = -\frac{W}{g} l_G \ddot{\theta} - \mu W \quad (19)$$

この式に式(14)を代入し、式(9)、(13)、(18)の関係を使うと、次式が導かれる。

$$\ddot{\xi} = \omega_\phi \lambda_P u_0 \sin \omega_\phi t - \mu g \quad (20)$$

初期条件は、 $t=\tau \equiv 0$ において $\dot{\xi} = u_0(1 - \lambda_P)$ 、 $\xi = 0$ であるから、その解が次のように求められる。

$$\left. \begin{aligned} \xi &= u_0(1 - \lambda_P \cos \omega_\phi t) - \mu g t \\ \dot{\xi} &= u_0 \left(t - \frac{\lambda_P}{\omega_\phi} \sin \omega_\phi t \right) - \frac{1}{2} \mu g t^2 \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

壁体の滑動距離 ξ_{\max} は、 $\dot{\xi} = 0$ となる時刻 t_0 における ξ の値として求められる。第1近似として $\omega_\phi t_0 \ll 1$ とすると、 t_0 および ξ_{\max} は次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} t_0 &\doteq \frac{u_0}{\mu g} (1 - \lambda_P) \\ \xi_{\max} &\doteq \frac{u_0^2}{2\mu g} (1 - \lambda_P)^2 = x_0 (1 - \lambda_P)^2 \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

ここに、 x_0 は式(8)で示した剛基礎上の滑動距離である。式(22)は、 $\omega_\phi t_0 \ll 1$ の範囲では、回転ばねの効果によって滑動距離が $(1 - \lambda_P)^2$ の比率で減少することを示している。

$\omega_\phi t_0 \gg 1$ の範囲も含めた ξ_{\max} の値は、式(21)

(前頁より)

が大きいとして滑動限界を求めている。しかしながら、林ほかの計算式においても $\tau \rightarrow 0$ の場合を吟味してみると、 $P \rightarrow \infty$ となるにつれて底面せん断力が $F \rightarrow \infty$ となることが明らかである。

の数値計算によって求められる。図-4はその結果を ξ_{\max}/x_0 の形に表示したものである。横軸は $\omega_\phi I / \mu W$ の無次元量であり、この値が大きくなると、回転ばねが滑動距離を増加させるように働くことになる。なお、 $\lambda_P = 0.7, 0.8$ 、および 0.9 の曲線の途中の破線は、ここで ξ_{\max}/x_0 の値が不連続であることを示している。

3.3 連成ばね上の壁体の運動

前節のモデルでは、壁体下端の変位は滑動による一方方向のみの値であり、振動として原位置に復帰する働きは現われない。しかし、防波堤の模型実験で観察していると、堤体の下端は波の衝突時に僅かに後退するが、波が引くとともに元へ戻る動きを示す。これは、模型堤体の動きを磁気誘導型変位計で測定した堀川・小沢・高橋¹⁸⁾の記録例からもうかがわれる。

壁体が回転のみでなく水平振動も行なうことは、前章で紹介した地盤の動的性質から当然に予測されることである。地盤モデルとして簡単なのは、伊藤ほか¹⁹⁾が考えた図-5の形である。水平ばねは地盤の表面に存在し、壁体底面のせん断力が $F \leq \mu W$ の範囲内において水平ばねが作用する。しかし、このモデルで壁体の上下端の振幅を計算してみると、撃力の作用点が重心より上のときは上端の振幅が大きく、作用点が重心より下のときは壁体下端の振幅の方が大きくなる。特に、 $\lambda_P > 1$ では下端が逆

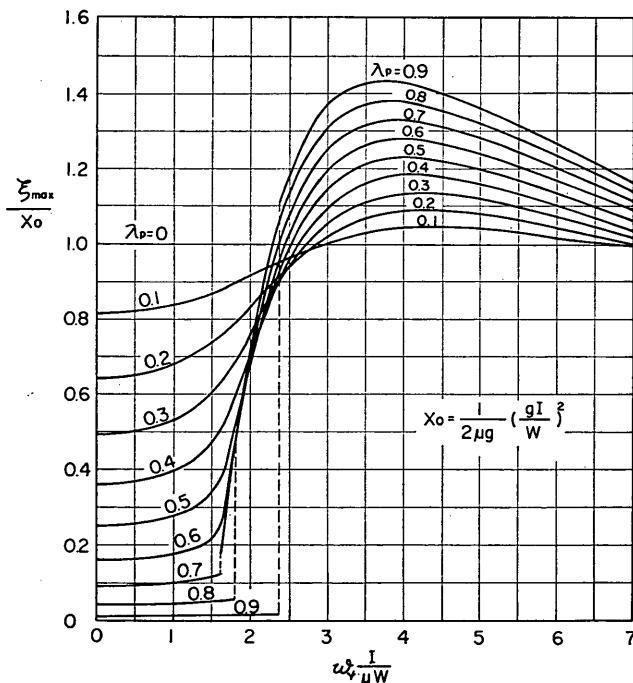


図-4 回転ばね上の壁体の滑動距離

衝撃碎波圧を受ける混成防波堤の挙動に関する考察

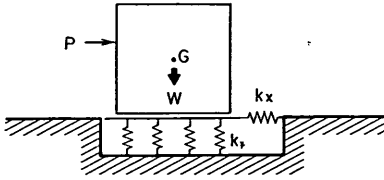


図-5 連成ばね系のモデル(1)

位相で動き、 $\lambda_P < 0.2$ では上端が逆位相で動くことになる。ところが、次章で述べる壁体の衝撃実験では、上端と下端が常に同位相で動き、しかも上端の振幅の方が常に大きい結果が得られている。したがって、図-5のモデルは地盤のばね系として適当ではないと考えられる。

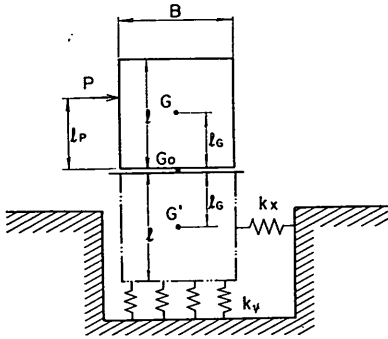


図-6 連成ばね系のモデル(2)

そこで、本節では図-6のモデルを考えてみる。壁体は摩擦接触面を介してばね系上にすわっている。ばねは仮想的な質量を持ち、その中心にせん断変形による水平ばねが働くものとする。仮想質量の大きさとしては種々のものが考えられるが、ここでは計算を単純にするため、壁体と同じ質量で、密度分布が接触面に関して対称であるものを想定する。この結果、可動部分の重量は $2W$ となり、その重心 G_0 は接触面中央にある。

この系の運動方程式は次のようなものである。ただし合成重心の水平変位を x 、合成重心回りの回転角(時計回りに測る)を θ で表わす。

$$\left. \begin{aligned} \frac{2W}{g} \ddot{x} &= P(t) - k_x(x - l_G \theta) \\ \frac{2W}{g} (r_0^2 + l_G^2) \ddot{\theta} &= l_P P(t) - k_y \theta + k_x(x - l_G \theta) l_G \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

ここで r_0 は壁体のその重心 G の回りの回転半径であり、一様密度の長方形体の場合には次式で表わされる。

$$r_0^2 = \frac{1}{12} (B^2 + l^2) \quad (24)$$

また、ばね定数 k_x, k_y はそれぞれ次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} k_x &= k_x' BD \\ k_y &= \frac{1}{12} k_y' B^3 D \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

本章では、作用時間が極めて短い撃力を考えているので、作用直後の状態を考えると、初期条件として次のものが導かれる。

$$\left. \begin{aligned} \dot{x} &= \frac{g l_P}{2W}, \quad x = 0 \\ \dot{\theta} &= \frac{g \lambda_P l}{2W l_G}, \quad \theta = 0 \end{aligned} \right\} : t = \tau \approx 0 \quad (26)$$

パラメーター λ_P は式(18)で定義したものである。

$t > \tau$ においては $P(t) = 0$ であるから、式(23)は次のように書き改めることができる。

$$\left. \begin{aligned} \ddot{x} &= -ax + b\theta \\ \ddot{\theta} &= -c\theta + dx \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{ここに、} \quad a &= \frac{g k_x' B D}{2W}, \quad b = a l_G \\ c &= \frac{g B (k_y' B^2 + 12 k_x' l_G^2)}{24 W (r_0^2 + l_G^2)}, \\ d &= \frac{g k_x' B D l_G}{2 W (r_0^2 + l_G^2)} \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

式(27)の一般解として、次式の形式のものを仮定する。

$$x = A_i e^{i \omega t}, \quad \theta = B_i e^{i \omega t} \quad (29)$$

この式を式(27)に代入すると、角振動数 ω および振幅比の条件が次のように求められる。

$$\omega_i^2 = \frac{1}{2} \left[(a+c) \pm \sqrt{(a+c)^2 - 4(ac-bd)} \right] \quad (30)$$

$$\left(\frac{B}{A} \right)_i = \frac{d}{c - \omega_i^2} = \frac{a + \omega_i^2}{b} \equiv \nu_i, \quad i = 1, 2 \quad (31)$$

ただし、 $i=1$ は複号の上、 $i=2$ は複号の下をとるものとする。式(31)の振幅比は、式(30)の関係を使うと次のように表わされる。

$$\nu_i = \frac{1}{2b} [-(c-a) \mp \sqrt{(a+c)^2 - 4(ac-bd)}] \quad (32)$$

壁体が一様密度の長方形体の場合には、前章で紹介した $k_y' \approx 4k_x'$ の関係によって ω_i および ν_i が次のように計算される。

$$\omega_i^2 = \frac{g k_x' B D}{4W} \cdot \frac{(5B^2 + 7l^2) \pm \sqrt{9B^4 + 6B^2 l^2 + 49l^4}}{B^2 + 4l^2} \quad (33)$$

$$\nu_i = \frac{1}{l} \cdot \frac{-(3B^2 - l^2) \mp \sqrt{9B^4 + 6B^2 l^2 + 49l^4}}{B^2 + 4l^2} \quad (34)$$

初期条件は式(26)で与えられているので、式(27)の解は

結局次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} x &= A_1 \sin \omega_1 t + A_2 \sin \omega_2 t \\ \theta &= \nu_1 A_1 \sin \omega_1 t + \nu_2 A_2 \sin \omega_2 t \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= \frac{gI}{2W} \frac{\nu_2 - \lambda_P / l_G}{\omega_1(\nu_2 - \nu_1)} \\ A_2 &= \frac{gI}{2W} \frac{\lambda_P / l_G - \nu_1}{\omega_2(\nu_2 - \nu_1)} \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

式(35)は、角振動数が ω_1 および ω_2 の二つの振動の合成振動を表わしている。一般に、これは複雑な運動となるので、最大振幅や滑動距離の計算が面倒である。堀川ほか¹⁸⁾による模型堤体の変位記録では、減衰が大きいため振動のピークは第1の山のみで、第2の山はほとんど現われていない。また、合成振動というよりも単一周期の減衰振動の波形である。そこで、近似計算式として次式のものを考える。

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{\omega_1 A_1 + \omega_2 A_2}{\sqrt{\omega_1 \omega_2}} \sin \sqrt{\omega_1 \omega_2} t \\ \theta &= \frac{\nu_1 \omega_1 A_1 + \nu_2 \omega_2 A_2}{\sqrt{\omega_1 \omega_2}} \sin \sqrt{\omega_1 \omega_2} t \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

この式は、 $\omega_i t \ll 1$ においては正しい解を与える。

ここで、平均角振動数を $\omega_m = \sqrt{\omega_1 \omega_2}$ とし、式(36)の係数を使うと、式(37)は次のように書き改められる。

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{gI}{2W\omega_m} \sin \omega_m t \\ \theta &= \frac{gI}{2W\omega_m} \cdot \frac{\lambda_P}{l_G} \sin \omega_m t = \frac{\lambda_P}{l_P} x \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

ここで、

$$\omega_m^2 = \omega_1 \omega_2 = \sqrt{ac - bd} \quad (39)$$

一様密度の長方形体の場合には、 $k_\phi' = 4k_x'$ の仮定により、

$$\omega_m^2 = \frac{gk_x' BD}{W} \sqrt{\frac{B^2}{B^2 + 4l^2}} \quad (40)$$

式(38)によると、壁体の回転角は λ_P に比例するけれども水平振幅は λ_P に無関係ということになる。

次に、壁体の滑動について検討する。壁体の水平方向の運動方程式は、重心の水平変位を x_G 、壁体底面のせん断力を $F(t)$ とし、次式で表わされる。

$$\frac{W}{g} \ddot{x}_G = P(t) - F(t) \quad (41)$$

せん断力 $F(t)$ は μW を超えることはできない。衝撃力が作用している間は連成ばねの運動による慣性力がまだ小さいから、 $\tau \rightarrow 0$ 、 $P \rightarrow \infty$ のときは式(41)を満足させるため x_G が大きな加速度をとらなければならない。すなわち、滑動が避けられない。

滑動量を ξ で表わすと、 x_G は

$$x_G = x + l_G \theta + \xi \quad (42)$$

である。上式中の x および θ は、滑動が生じない条件において式(35)、近似的には式(37)のように求められている。しかし、滑動量が小さければ回転ばねは滑動中にも同一状態で作用すると見なされ、また水平ばねからの反力も同じように働くと思なすことができよう。したがって、以下の計算では x および θ とし式(35)を用いて滑動量を計算することにする。

滑動の初速度は、式(42)を式(41)に代入して積分し、 $\tau \rightarrow 0$ とすることにより、次のようになる。

$$(\dot{\xi})_{t=0} = \frac{gI}{W} - \frac{gI}{2W}(1 + \lambda_P) = \frac{1}{2} u_0 (1 - \lambda_P) \quad (43)$$

この式は、式(17)と比較すると明らかのように、地盤の仮想質量および水平ばねによって、滑動の初速度が減少することを表わしたものである。

衝撃力の作用後の壁体の滑動の運動方程式は次のように表わされる。

$$\ddot{\xi} = -\ddot{x} - l_G \ddot{\theta} - \mu g \quad (44)$$

この式に式(38)を代入すると、

$$\ddot{\xi} = \frac{1}{2} u_0 (1 + \lambda_P) \omega_m \sin \omega_m t - \mu g \quad (45)$$

$t = \tau \equiv 0$ における速度が式(43)、滑動量が $\xi = 0$ であることを考慮すると、壁体の滑動は次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \dot{\xi} &= u_0 \left[1 - \frac{1}{2} (1 + \lambda_P) \cos \omega_m t \right] - \mu g t \\ \xi &= u_0 \left[t - \frac{1 + \lambda_P}{2\omega_m} \sin \omega_m t \right] - \frac{1}{2} \mu g t^2 \end{aligned} \right\} \quad (46)$$

式(46)におけるパラメーター $(1 + \lambda_P)/2$ は、回転ばね系の滑動の式(21)におけるパラメーター λ_P に対応している。したがって、連成ばね系における滑動量は、図-4の λ を $(1 + \lambda_P)/2$ と読み代えることによって推定できることになる。

以上によって図-6のモデルによる連成ばね系の性質が示されたので、このモデルの妥当性を碎石マウンド上の壁体について実験的に検討した結果を次に述べる。

4. 碎石マウンド上の壁体の衝撃実験

4.1 実験装置および実験方法

実験は図-7の模型について行なった。壁体は一辺が約20cmのコンクリート立方体で、その前面の中心線上の3箇所に衝撃载荷点として径16mmのボルトを頭を残して埋め込んである。壁体の諸元は次のとおり。

$$l = 20.2 \text{ cm}, \quad B = 20.5 \text{ cm}, \quad D = 20.5 \text{ cm}$$

$$W = 19.3 \text{ kg}, \quad \gamma_c = 2.27 \text{ gr/cm}^3$$

衝撃砕波圧を受ける混成防波堤の挙動に関する考察

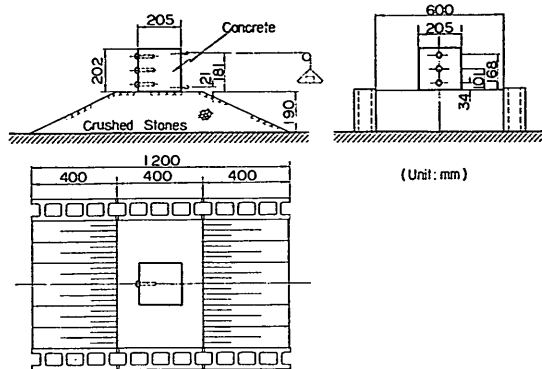


図-7 模型壁体および砕石マウンド

衝撃载荷点の高さは、壁体下端から測って次のとおり。

$$l_p = 3.4, 10.1, 16.8 \text{ cm}$$

また、壁体の後面には静的引っ張り試験のためのフックが下端から 2.1cm および 18.1cm の高さに埋め込まれている。

砕石マウンドは高さ 19cm、法勾配 1:2、法肩として壁体の前後に各 10 cm をとったもので、細砕石 ($d_{50} = 7.4 \text{ mm}$ 、ふるい分け係数 1.22) で構成したもの、および中砕石 ($d_{50} = 15.0 \text{ mm}$ 、ふるい分け係数 1.16) で構成したものの 2 種類について実験した。前者をマウンド A、後者をマウンド B と呼んでおく。また、砕石マウンドを設けず、壁体を床コンクリート上に直接置いた場合についても実験した。床コンクリートは、上部モルタル 3 cm 厚、下部コンクリート 15cm 厚で、地盤は土丹岩破砕片による埋立である。なお、砕石マウンドの奥行は 60cm で、両側面は建築用ブロックで押えられている。

実験は、静的引っ張り試験と衝撃試験とに分けて行なった。前者は、荷重を滑車とワイヤーを介して壁体後面のフックへ作用させ、これによる壁体の変位をダイヤルゲージ (1/100mm 目盛) で測定するものである。測定位置は壁体下端から 6.1 および 14.1cm の 2 箇所である。荷重は 1 kg ずつ载荷して設定値に達したならば逆に 1 kg ずつ除荷し、次には設定値を上げて载荷・除荷を繰り返し、これを壁体が滑り出すまで続けた。载荷点は上端および下端近くのそれぞれのフックであり、上・下载荷点とも 2 回ずつ試験した。ただし、壁体を床コンクリート上に直接置いた場合は、滑車の取付けの関係で下载荷点については試験を行なうことができなかった。

なお、上記の静的引っ張り試験装置をそのまま用いて摩擦係数の測定も行なった。この際は荷重を 0.1~0.5 kg 刻みで増しながら変位を観察し、滑動限界の荷重をで

きるだけ細かく定めるようにした。また、測定は 3~7 回繰り返した。

衝撃試験では、直径 148mm、幅 50mm の鋳鋼製の車輪 (重量 $W' = 5.40 \text{ kg}$) を重錘として、これをロープで天井の梁から吊し、静止状態で鉄車輪の縁が壁体の埋込みボルトの頭に軽く接触するように高さおよび位置を調整しておいてから、図-8に示すように鉄車輪を所定の距離 s_0 だけ引っ張ってから静かに離すと、車輪は振子の運動をして埋込ボルトの頭に衝突する。このときの衝突速度 v および衝撃時の力積 I は次式で計算される。

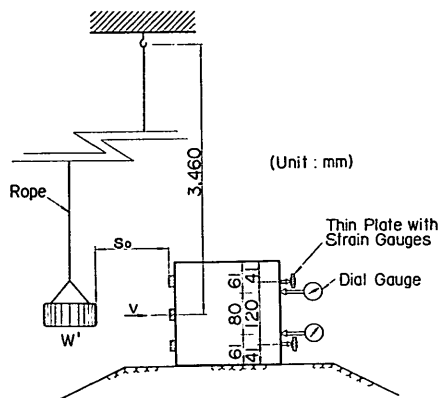


図-8 衝撃試験方法

$$v = s_0 \sqrt{\frac{g}{l_0}} \quad (47)$$

$$I = \frac{W'}{g} s_0 v \sqrt{\frac{g}{l_0}} (1 + e_0) \quad (48)$$

ただし、 l_0 は振子の長さで、衝撃点の上から順に、 $l_0 = 339.3, 346.0$ 、および 352.7 cm である。また e_0 は反発係数である。実験は、 $s_0 = 5, 7.5, 10, 12.5, 15, 17.5, 20$ 、および 25 cm について原則として各 10 回 (滑動量の大きなものは 5 回程度) 繰り返した。

衝撃による壁体の運動は、壁体の上下端から各 4.1cm の位置に取付けた変位計で測定した。変位計は、幅 11.5 mm、厚さ 0.65mm の薄鋼板 (金のこ刃) を壁体後面の突起に横から押し当ておき、壁体の変位による鋼板の曲げひずみを前後面に貼付けたストレインゲージで検出するものである。また、衝撃による滑動量をより正確に測定する目的で 2 個のダイヤルゲージを壁体の上下端から各 6.1cm の高さに接触させておいた。

模型および測定ゲージなどを示したのが写真-1、2 である。

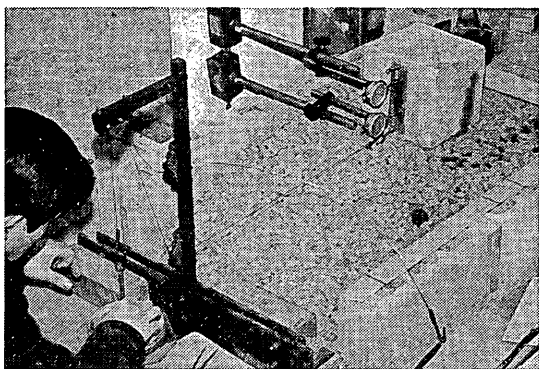


写真-1 静的引っ張り試験の荷重状況 (マウンドB)

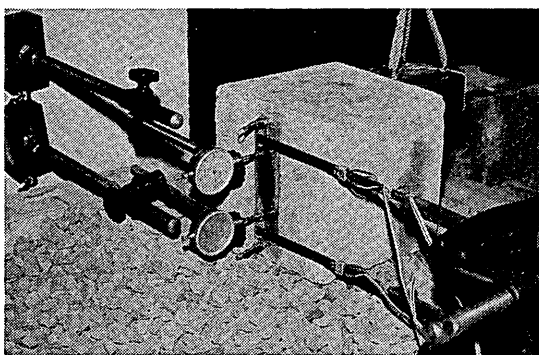


写真-2 衝撃試験における変位計の配置状況

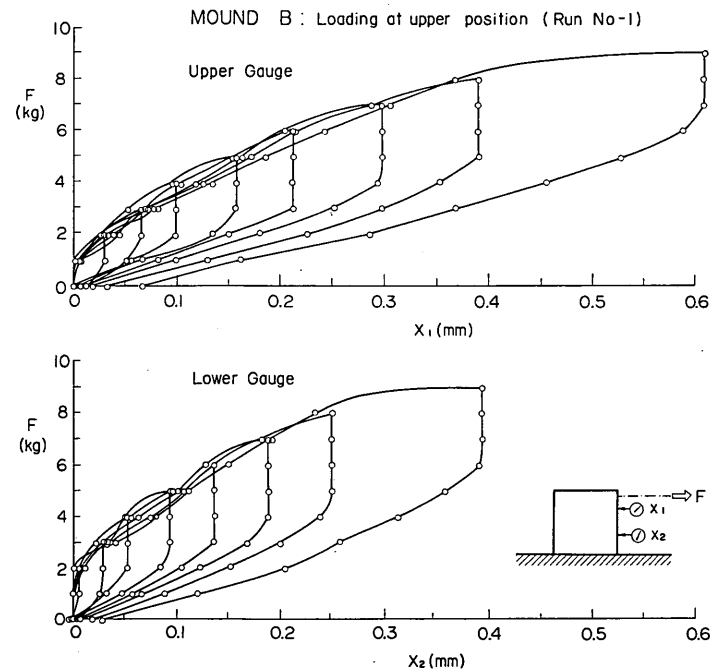


図-9 水平荷重による荷重変位曲線の測定結果の1例
—マウンドBにおける上端荷重の場合—

4.2 静的引っ張り試験とその考察

壁体に対して水平荷重の載荷・除荷を繰り返したときの変位の測定結果は、たとえば図-9のようになる。これは中央粒径 15mm の碎石で構成したマウンド B の場合で、上半分は下端から測って $y_1=14.1\text{cm}$ の高さのダイヤルゲージの読み x_1 、下半分は $y_2=6.1\text{cm}$ の高さでの読取值 x_2 である。壁体の変位は除荷後も完全には 0 に戻らずある残留値を示し、載荷の繰返しによって残留変位が累積される。ただし図-9では、各回の載荷開始時の残留変位を差し引いた値を示してある。

壁体の水平変位および傾斜角を知るため、壁体下端の変位を x_L 、上端の変位を (x_L+x_θ) とすると、 x_L と x_θ は、高さの異なる 2 点の変位 x_1 と x_2 から次式で計算される。

$$\left. \begin{aligned} x_\theta &= \frac{l}{y_1 - y_2} (x_1 - x_2) \\ x_L &= x_2 - \frac{y_2}{l} x_\theta \end{aligned} \right\} \quad (47)$$

図-9 のような荷重—変位曲線から地盤係数 k_x' 、 k_ϕ' を求める場合には、曲線の非線型性、ヒステリシス、残留変位などの処理方法を定めておく必要がある。ここでは、砂の繰返しせん断試験における剛性率の定め方¹³⁾を参考にして、一つのループにおける最大変位の点と、荷重 0 の線上の残留変位の 1/2 の点を結んだ線を用いてばね定数を求めるものとする。このため、まず次の諸量を計算する。

$$\left. \begin{aligned} \delta_\phi &= (x_\theta)_{\max} - \frac{1}{2} (x_\theta)_{\min} \\ \delta_x &= (x_L)_{\max} - \frac{1}{2} (x_L)_{\min} \end{aligned} \right\} \quad (50)$$

そして、 δ_ϕ を壁体の回転による変位 $l\theta$ 、 δ_x を壁体の水平変位 x と見なす。このようにして求めた回転変位と水平荷重との関係を図-10、水平変位と水平荷重との関係を図-11に示す。

図-10 は、上端載荷 ($l_P=18.1\text{cm}$) による回転変位を示している。下端載荷 ($l_P=2.1\text{cm}$) の場合は回転モーメントが小さく、水平変位との分離精度が悪いので、データから除外した。図中の記号の内、斜線を付したのは 2 回目の測定値である。この結果によると、マウンドを設けず壁体をコンクリート床上に直接置いた場合の変位量が小さく、マウンド B の

衝撃碎波圧を受ける混成防波堤の挙動に関する考察

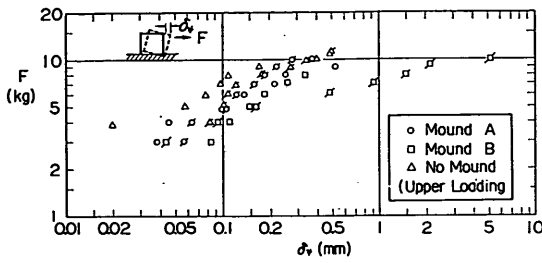


図-10 壁体の回転による変位量と水平荷重との関係

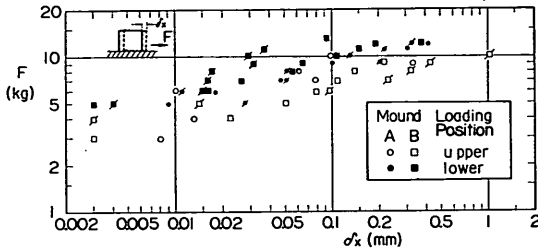


図-11 壁体の水平変位量と水平荷重との関係

場合の変位量が大きい傾向にある。マウンドBの第2回目の変位量が特に大きい理由は不明である。なお、コンクリート床上に直接置いた場合でも壁体の回転が測定されたのはやや意外であったが、後述の地盤係数や衝撃試験の結果から判断すると、地盤上のコンクリート版のたわみによるものと考えられる。図-10のデータ全体としては δ_ϕ は F の3.0乗、マウンドBの第2回目のデータを除くと F の1.7乗程度に比例している。

図-11は、マウンドAおよびBについて、上端および下端載荷のそれぞれによる水平変位を示している。マウンドを設けない場合は水平変位量が微小であり、式(50)で求めた結果が負の値を示したりするので、データから除外した。また、マウンドAの上端載荷の第2回目のデータは、式(50)による計算値が負の値または第1回目の値とかけ離れて小さな値を示したので、これも除外してある。図-11のデータ全体としては、 δ_x は F の5乗程度に比例しており、このため同一の F に対する δ_x の変動幅が大きい。また、上端載荷の場合の方が δ_x が大きい傾向がある。マウンドを設けない場合に水平変位が検出されなかったのは、コンクリート床のせん断剛性が大きいためと考えられる。

図-10, 11のデータから回転および水平ばねに関する地盤係数が次式で求められる。

$$\left. \begin{aligned} k_\phi' &= \frac{12Flpl}{B^3D\delta_\phi} \\ k_x' &= \frac{F}{BD\delta_x} \end{aligned} \right\} \quad (51)$$

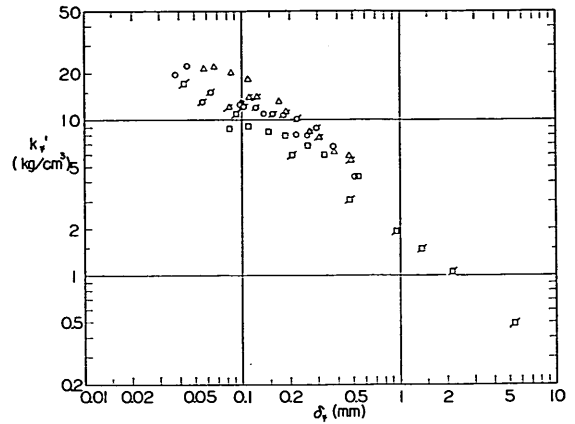


図-12 回転ばねに関する地盤係数 k_ϕ'

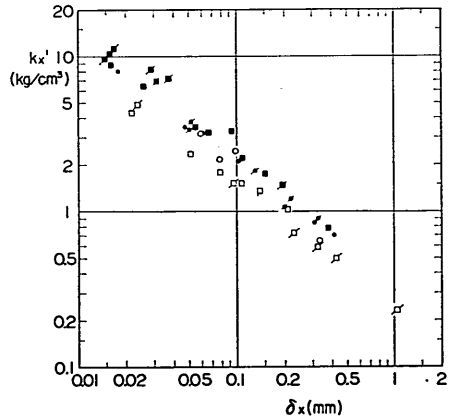


図-13 水平ばねに関する地盤係数 k_x'

この結果は図-12, 13に示すとおりである。

回転ばねに関する地盤係数 k_ϕ' は、マウンドBの第2回目の測定値を除けば $k_\phi' = 4 \sim 20 \text{ kg/cm}^3$ 、鉛直地盤係数に換算して $2 \sim 10 \text{ kg/cm}^3$ 程度であり、接地面積を考慮すると、通常求められている値に比べてやや小さいけれども、オーダーとしては妥当な値と考えられる。一方、水平ばねに関する地盤係数 k_x' は $0.2 \sim 10 \text{ kg/cm}^3$ の範囲にあり、 $\delta_x \propto F^5$ の関係から導かれるように、 k_x' は $\delta_x^{-0.8}$ にほぼ比例している。 δ_x の増大による k_x' の減少が顕著なことおよび極めて小さな k_x' の値が存在することの2点が通常地盤について得られている係数値と異なる点である。これは、マウンド状に積み上げた碎石層がせん断変形に対して拘束されていないため、変形が大きくなり得ることによるものと思われる。

次に、 k_ϕ' と k_x' の関係を、 $\delta_x \geq 0.05 \text{ mm}$ および δ_ϕ

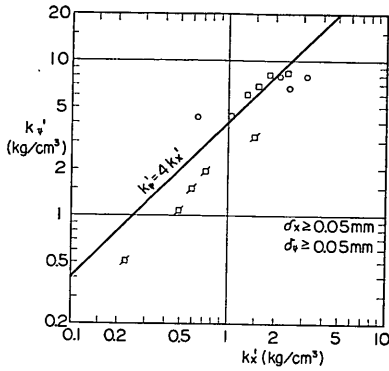


図-14 k_{ϕ}' と k_x' の関係

$\geq 0.05\text{mm}$ の条件を満たすデータについて調べると、図-14 のようになる（この条件は相関データの信頼度を高めるために任意に設定したものである）。データは、ほぼ $k_{\phi}' = (2\sim 5)k_x'$ の範囲にあり、2. で紹介した $k_{\phi}' \approx 4k_x'$ の近似を採用してもおかしくないことを示している。

以上の静的引っ張り試験の結果、砕石マウンドが回転ばねおよび水平ばねの両者を持つこと、床コンクリートも地盤との合成として回転ばねを有すること、これらのばねに関する地盤係数の値は普通地盤に対する値と大差ないこと、などが示されたわけである。次節においては、これらのばね特性を衝撃力に対する応答の観点から検討する。

なお、静的引っ張り試験の装置を用いて摩擦係数を測定した結果、マウンドAでは $\mu = 0.77\sim 0.81$ 、平均0.80、マウンドBでは $\mu = 0.66\sim 0.84$ 、平均0.73の値が得られた。ただし、荷重を1kg ずつ載せて行く場合には、かなり注意しても $\mu = 0.65$ 程度で滑動した。したがって、動荷重に対する摩擦係数としては後者の値が適当ではないかと思われる。マウンドを設けない場合については壁体の上端近くを引っ張らざるを得なかったため、壁体の滑動よりも先に転倒が起るケースが多く、 $\mu > 0.57$ としか定め得なかった。

4.3 衝撃試験とその考察

壁体に重錘を衝突させたときの壁体の変位記録は、図-15 の例のように残留変位 ξ を伴う減衰振動の形をとるのが大半である。ただし、接触型の変位計を使用したため、 $f \approx 35, 110, 250 \text{ c/s}$ の固有振動が随伴しており、振動波形の詳細、特に3.3の解析から予期される角振動数 ω_1 と ω_2 の二つの振動の合成状況を明らかにすることができなかった。また、壁体の減衰振動としては、図-15 の下ゲージの記録のように減衰が大きいのを示唆する

MOUND - B : Upper Impact

$S_0 = 25 \text{ cm}$ (2nd impact)

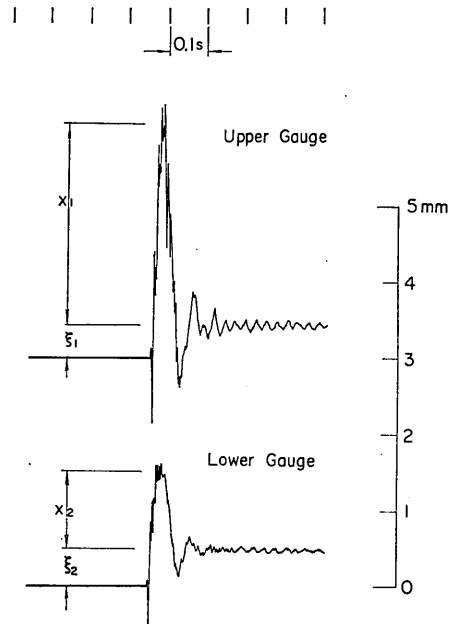


図-15 衝撃による壁体の変位の記録例

ものが大半であった。マウンドを設けない場合には減衰が弱く、振動が数回繰り返される傾向が認められた。しかし、いずれの場合も減衰定数を求めることはできなかった。

図-15 のような記録から、まず最大変位と残留変位との差、すなわち弾性戻り量 x_1, x_2 を求め、式(47)を用いて回転運動による弾性戻り量 $(x_{\theta})_{\max}$ および水平運動による弾性戻り量 $(x_L)_{\max}$ を算出した。重錘の運動距離 s_0 ごとに平均値および標準偏差値を求めた結果を図-16, 17 に示す。データはいずれも平均値の上下に標準偏差値をとった線分で示されている。なお、マウンドBで $l_p = 10.1 \text{ cm}$ の高さの衝撃の場合は、上ゲージの変位記録の中に二山型の振動を示すものが多く、解析結果も他のデータと異なる傾向を示したので、検討の対象から除外した。また $s_0 = 5$ および 7.5 cm の記録は振幅が小さいので解析を行なわなかった。

弾性戻り量の計算結果は、回転運動によるものが衝撃点の高さによって大きく異なるのに対して、水平運動によるものは高さに関係にはほぼ同一の直線のまわりに集ま

衝撃碎波圧を受ける混成防波堤の挙動に関する考察

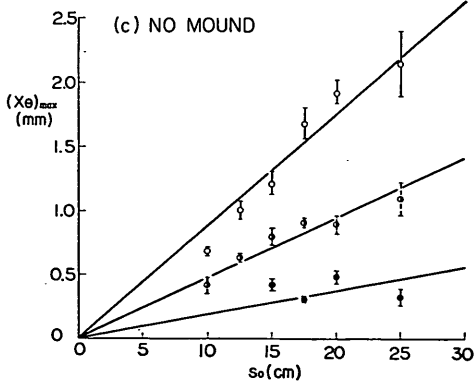
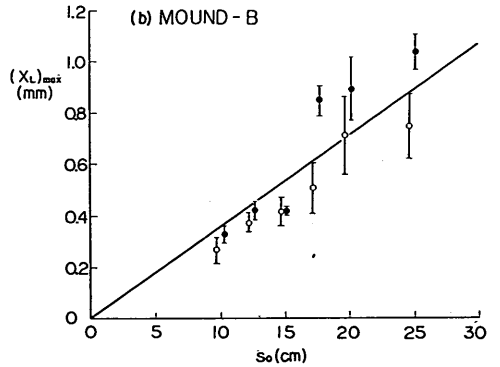
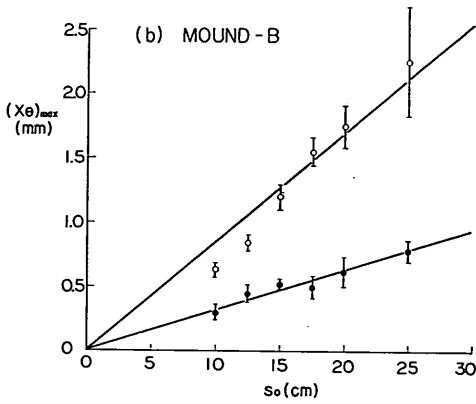
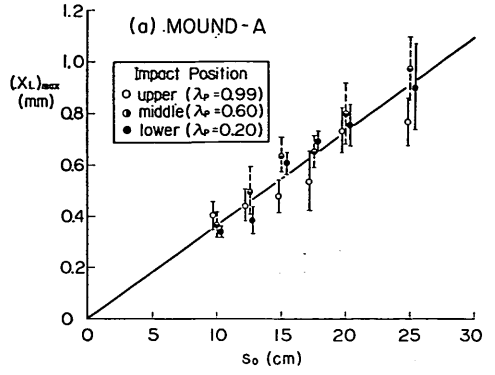
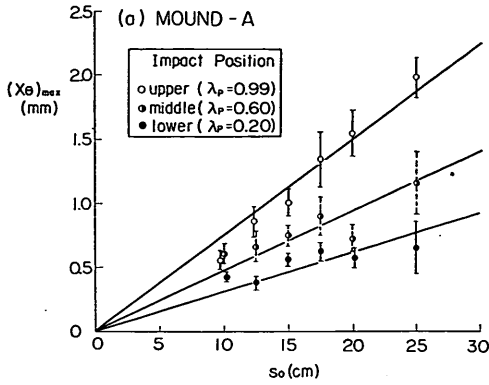


図-16 壁体の回転運動による弾性戻り量

っている。これは、連成ばねモデルによる式(46)で予測されたところであり、モデルの有効性を示すものといえる。図-16, 17 では、データのばらつきはあるものの、弾性戻り量 x が重錘の運動距離 s_0 に正比例していると思われることが可能である。そこで、

$$(x_\theta)_{\max} = \kappa_\theta s_0, \quad (x_L)_{\max} = \kappa_L s_0 \quad (52)$$

において、測定値と推定値との差の自乗和が最小になる

図-17 壁体の水平運動による弾性戻り量

ように比例係数を求めると、表-1の結果が得られた。この比例係数を用いた関係式は、図-16, 17 に実線で示してある。

表-1 弾性戻り量の比例係数

マウンド	l_p (cm)	λ_p	回転運動に対する値 κ_θ	水平運動に対する値 κ_L
A	16.8	0.99	0.00743	0.00331
	10.1	0.60	0.00465	0.00393
	3.4	0.20	0.00309	0.00370
	[全数]	—	—	[0.00364]
B	16.8	0.99	0.00845	0.00304
	3.4	0.20	0.00313	0.00404
	[全数]	—	—	[0.00354]
なし	16.8	0.99	0.00876	—
	10.1	0.60	0.00468	—
	3.4	0.20	0.00189	—

弾性戻り量 $(x_\theta)_{\max}$, $(x_L)_{\max}$ はそれぞれ減衰振動の振幅と見なせるので、式(52)の関係式を連成ばねモデルの式(46)および回転ばねモデルの式(44)と比較し、力積 I

を式(48)で計算すると、角振動数 ω_m および ω_ϕ が推定できる。すなわち、

$$\left. \begin{aligned} \omega_m &= \frac{\lambda}{\kappa_\theta} \frac{W'}{W} \sqrt{\frac{g}{l_0}} (1+e_0) \\ &= \frac{1}{2\kappa_L} \frac{W'}{W} \sqrt{\frac{g}{l_0}} (1+e_0) \\ \omega_\phi &= \frac{2\lambda_P}{\kappa_\theta} \frac{W'}{W} \sqrt{\frac{g}{l_0}} (1+e_0) \end{aligned} \right\} \quad (53)$$

角振動数が求められれば、式(12)から k_ϕ' 、式(40)から k_x' が計算できる。

表-2 角周波数および地盤係数の推定値

マウンド	推定データ	角周波数 (rad/s)	地盤係数 (kg/cm ³)
A	回転運動	$\omega_m = 74.9$	$k_x' = 0.58$
	水平運動	$\omega_m = 77.2$	$k_x' = 0.62$
B	回転運動	$\omega_m = 65.8$	$k_x' = 0.45$
	水平運動	$\omega_m = 79.4$	$k_x' = 0.65$
なし	回転運動	$\omega_\phi = 127.0$	$k_\phi' = 3.69$

表-1のデータを用いて角振動数および地盤係数を求めた結果が表-2である。ただし、表-1の比例係数のうち、 κ_θ は精度が比較的良好と思われる $\lambda_P = 0.99$ のデータ、 κ_L は全数平均のデータを用い、反撥係数 e_0 については後述の滑動量の結果に対する最適値として $e_0 = 0.2$ を採用した。

マウンドAおよびBの場合、回転運動から求めた値と水平運動から推定した値はかなり良く一致しており、またマウンドAとBとはほとんど同一の値を示している。この $k_x' \approx 0.6 \text{ kg/cm}^3$ の値は、静的引っ張り試験における地盤係数(図-13)と対比すれば、 $\delta_x \approx 0.4 \text{ mm}$ の変位に相当する値であり、図-17の弾性戻り量の下限値付近の変位量である。一方、壁体をコンクリート床上に直接に置いた場合の地盤係数は $k_\phi' \approx 3.7 \text{ kg/cm}^3$ であり、静的引っ張り試験(図-12)では $\delta_\phi \approx 0.7 \text{ mm}$ の変位に相当する。これも、図-16の弾性戻り量の下限値付近の値である。すなわち、引っ張り試験による地盤係数を静的 k 値、衝撃試験によるものを動的 k 値と見なすと、この場合は動的 k 値の方がやゝ大きい傾向にある。これは図-6のモデルでマウンドおよび地盤の質量を考慮に入れた結果と考えられる。なお、碎石マウンドの場合 k_ϕ' の値は、式(40)の誘導で仮定した $k_\phi' = 4k_x'$ によって $k_\phi' \approx 2.4 \text{ kg/cm}^3$ と推定される。これは床コンクリート基礎の $k_\phi' = 3.7 \text{ kg/cm}^3$ よりもやや小さく、図-12の傾向と同じである。

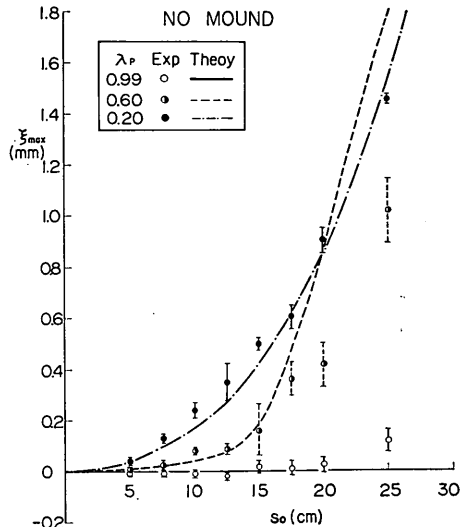


図-18 床コンクリート上の壁体の滑動距離

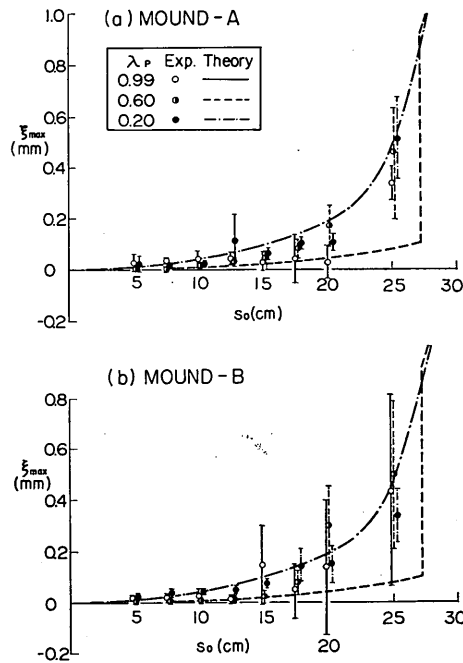


図-19 碎石マウンド上の壁体の滑動距離

最後に、残留変位すなわち滑動距離について検討した結果を図-18, 19に示す。繰返しの衝撃による残留変位の総量から求めた壁体下端の滑動距離は、ダイヤルゲージによる値と変位計による値とが読取精度内で一致した。図-18, 19は、1回当たりの平均滑動距離およびその上下

衝撃砕波圧を受ける混成防波堤の挙動に関する考察

に標準偏差値をとった線分として表示されている。上側の衝撃点 ($\lambda_P=0.99$) の場合には逆方向に滑動することが時々見られた。

衝撃による滑動量の理論値は図-4の曲線を用いて求められ、一点鎖線 ($\lambda_P=0.20$)、破線 ($\lambda_P=0.60$)、実線 ($\lambda_P=0.99$) のようになる。 $\lambda_P=0.99$ の場合は、実質上、 $\xi_{\max}=0$ の横軸に一致してしまう。砕石マウンド上の図-19は、連成ばねモデルの解析結果に基づき、図-4の λ_P を $(1+\lambda_P)/2$ と読み代えて求めたものである。この計算においては摩擦係数として $\mu=0.65$ を用いた。また角振動数としては、表-2を参照して床コンクリート基礎では、 $\omega_\phi=127$ rad/s、砕石マウンドでは $\omega_m=75$ rad/s とした。

理論値を実験値と比較すると、 $\lambda_P=0.20$ の場合は良く一致しているといえる。また、床コンクリート上の図-18では、 $\lambda_P=0.60$ および $\lambda_P=0.99$ の場合もかなり良く合っており、力積が大きくなった $s_0=20$ および 25 cm のときの不一致を除けば、床コンクリート基礎を回転ばねモデルで近似する滑動量の計算式は妥当なものといえよう。

一方、砕石マウンド上の図-19では、 $\lambda_P=0.20$ のときに滑動量がマウンドなしの場合の $1/7\sim 1/3$ に減少することが、連成ばねモデルによってうまく説明されている。しかし、砕石マウンド上の壁体の滑動においては、 λ_P が大きくなっても滑動距離の実験値がほとんど変化せず、理論値と食い違うようになる。この差異の理由として一つには、図-4に現われている ξ_{\max}/x_0 の不連続点 ($\lambda_P=0.6$ で $s_0=27.2$ cm に相当) が実験の範囲内に現われているため、 ω_m のわずかの変動に応じて ξ_{\max} の大きな値が出現する可能性が生ずることが考えられる。図-18に比べて標準偏差の絶対値が大きいことは、砕石マウンド上の微小な条件の差によって滑動距離が大きく影響されることを示唆している。

また第2には、滑動することによって壁体の運動が式(4)とは異なるものに変化する可能性も考えられる。

さらに第3としては、ヒステリシスが大きく、非線型性の強い砕石マウンドのばね特性を線型ばねで近似していることの誤差も考えられる。この誤差が大きいのであれば、マウンド上の壁体に高い位置で衝撃力が作用したときの滑動距離を推定するためには、3.3の連成ばねモデルでも不十分ということになる。

以上に述べた静的引っ張り試験および衝撃試験の結果を総括してみると、変位計その他実験手法として不十分なところを残したままであるけれども、砕石マウンドが

水平ばねを内蔵していることは明らかであり、砕石マウンドの動特性は図-6の連成ばねモデルによってかなり良く説明されるということが出来る。また、滑動を伴うような変位の大きな領域での地盤係数は、接地面積が小さいにもかかわらず、 $k_z' \approx 0.6$ kg/cm³ とかなり小さい値であり、地盤係数に及ぼす変位の大きさの影響の強さを例示している。次章においては、これらの成果に基づき、現地防波堤の動特性を検討する。

5. 衝撃砕波圧による防波堤直立部の滑動限界の考察

5.1 衝撃砕波圧の理論

衝撃砕波圧の現象は非常に複雑であり、その発生条件や細部の機構など不明な点が多い。しかし、本質的には運動量の急変に基因する衝撃力の一種と考えられ、著者は先に、その推定を試みた^{19),20)}。以下に、その理論を紹介する。

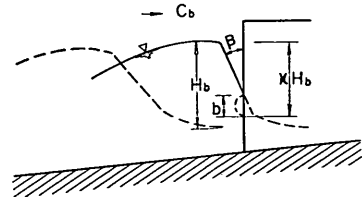


図-20 直立壁に衝突する砕波波形のモデル

まず、砕波の波形として図-20のように、高さ KH_b の部分が直線状の壁面を形成し、これが砕波の波速 C_b で前進しながら次第に前傾するモデルを考える。この直線状波面が直立壁に衝突すると、波面は前進を阻止されるから、その保有している前進運動量が直立壁に働く衝撃力に転化される。この際に失なわれる運動量は、衝撃力の力積に等しい。

今、直線状波面の下端 ($\beta < 0$ のときは上端) が直立壁に接触する瞬間を $t=0$ とすると、任意時刻における接触部分の高さ b は、近似的に式(54)で表わされる。

$$b = C_b t \cot \beta \quad (54)$$

なお、厳密には接触の初期と後期における β の差、および波面の上部と下部における前進速度の差を考える必要があるが、これらは2次的な修正量であるので、ここでは無視する。

次に、接触によって前進運動量を失なう水塊の範囲としては、水中の平板の仮想質量の考え方を準用して、図-20に破線で示すように b を直径とする半円柱状の範囲を考える。したがって、運動量を失なう水塊の質量 m_0

は、直立壁の長さを D として次のようになる。

$$m_0 = \frac{\pi w_0}{8g} b^2 D = \frac{\pi w_0}{8g} D C_b^2 t^2 \cot^2 \beta \quad (55)$$

ここに、 w_0 : 水の単位体積重量

この運動量の時間的変化は、運動量の法則によって力の作用を必要とし、その大きさは、

$$P = \frac{d}{dt}(m_0 C_b) = \frac{\pi w_0}{4g} D C_b^2 t \cot^2 \beta \quad (56)$$

であり、これが直立壁に対して衝撃碎波力として作用する。この衝撃力は、直線状波面の全体が直立壁に接触したときに最大値を示し、それ以降は運動量の変化がないから零となる。この時間的変化は図-21 のようになり、また式 57 の形に表わされる。

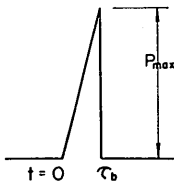


図-21 衝撃波力の波形

$$\left. \begin{aligned} P_{\max} &= \frac{\pi w_0}{4g} D C_b^2 \kappa H_b \cot \beta \\ P &= P_{\max} \frac{t}{\tau_b} & : 0 \leq t \leq \tau_b \\ &= 0 & : \tau_b < t \\ \tau_b &= \frac{\kappa H_b}{C_b \cot \beta} \end{aligned} \right\} \quad (57)$$

堀川・野口²¹⁾は全波力計を用いて衝撃碎波圧の合力を直接に測定するとともに、衝突時の波面の形状を高速度シネカメラで撮影して、 P_{\max} と β との関係を調べており、式 57 の $P_{\max} \propto \cot \beta$ の関係は堀川・野口の実験結果でも確認されている。

以上の理論によると、衝撃碎波力の力積は式 58 のように波面の傾斜角 β に無関係になる。

$$I_b = \frac{1}{2} P_{\max} \tau_b = \frac{\pi w_0}{8g} D C_b^2 \kappa^2 H_b^2 \quad (58)$$

式 57, 58 の関係は、衝撃碎波圧に関する諸実験で認められている P_{\max} の著しい変動性ならびに I_b の定常性を説明するものである。

なお、係数 κ の値に関して、光易の衝撃碎波圧の実験²²⁾における力積の値を用い、 $C_b = [g(h_b + 0.75H_b)]^{1/2}$ として計算したところ $\kappa = 0.74 \sim 1.04$ の推定値が得られた^{19), 20)}。また、堀川・野口の実験結果に式 57 の関係を直接適用すると、 $\kappa = 0.8 \sim 1.1$ の値が得られる。もっとも

堀川・野口は波形の読取結果から $\kappa = 0.6 \sim 0.8$ であることを示している。この差は、式 57 で前進運動量を失なう水塊の範囲を水中の平板の仮想質量で近似したことの誤差に基因するものであり、堀川・野口は式 57 の $\pi/4 \doteq 0.79$ に相当する係数の値を、波力の実測値に対する最適値として 1.4 と算定している。今、水中の平板の仮想質量の代りに、ピストン型造波板の慣性波動圧の式を用いて仮想質量を計算すると、 $\pi/4$ の代りに 1.07 の値が得られ²³⁾、堀川・野口の実験的係数の値に近づく。光易の実験値から換算した κ の値の中で 1.0 を超えるものが現われたのも、こうした仮想質量の推定誤差に関係していると考えられる。しかし、ここでは仮想質量の値を解明することが目的ではないので、わかりやすさを考えて式 57 の値を使うこととし、係数 κ として $\kappa = 1.0$ の値を採用する。

なお、式 57 によれば $\beta \rightarrow 0$ によって $P_{\max} \rightarrow \infty$ となる。しかし、波面が完全な鉛直面を形成することは実際上起り得ないと思われる。堀川・野口が提示しているデータは $\beta \geq 15^\circ$ であり、 $P_{\max}/[w_0 H_b C_b^2 D/g]$ の値も最大で 5 程度である。また、光易の実験ではデータとして図示されている全波力の最大値が、 $(P_{\max})_{\max} \doteq 20w_0 H_0 h D$ (ここに、 H_0 は相当深波高、 h は壁体の設置水深) である。碎波の波速は、一様水深における理論値が $C_b^2 = (1.34 \sim 2.0)gH_b$ であるから²⁰⁾、堀川・野口のデータの最大値は $P_{\max} \doteq 10w_0 H_b^2 D$ と換算される。また、光易のデータを H_b を使って表示すれば $P_{\max} \doteq 15w_0 H_b^2 D$ 程度になる。一方、光易²⁴⁾は波圧計による衝撃碎波圧の測定結果から、 $p_{\max} > 20w_0 H_0$ では局部波圧の空間的変動が激しく、相関が見られないと述べている。以上の諸資料を勘案すると、 $P_{\max} = 15w_0 H_b^2 D$ を衝撃碎波力の上限值と置くことができると思われる。この上限値は、式 57 で $C_b^2 = 2gH_b$ の近似を行なった場合には $\cot \beta = 9.6$ に相当し、衝撃力の作用時間の最小値が $\tau_{\min} = 0.074\sqrt{H_b/g}$ ということになる。 $H_b = 6\text{m}$ とすると、 $\tau_{\min} \doteq 0.06 \text{ sec}$ である。

これらの関係は、一般的に次のように表示される。

$$\left. \begin{aligned} (P_{\max})_{\max} &= \alpha_{\max} w_0 H_b^2 D \\ (\cot \beta)_{\max} &= \frac{4\alpha_{\max} g H_b}{\pi \kappa C_b^2} \\ \tau_{\min} &= \frac{\pi \kappa^2}{4\alpha_{\max}} \frac{C_b}{\sqrt{g H_b}} \sqrt{\frac{H_b}{g}} \end{aligned} \right\} \quad (59)$$

以上述べたように、衝撃碎波圧の現象においては全波力の力積が一定であり、その範囲内において最大値 P_{\max} 、作用時間 τ_b がさまざまに変化する。次節の衝撃

衝撃碎波圧を受ける混成防波堤の挙動に関する考察

碎波圧を受ける壁体の運動の解析においては、直線状波面の傾斜角 β を導入しても計算上の便宜が少ないので、作用時間 τ_b を変数として計算を進めることにする。したがって、

$$\left. \begin{aligned} P_{\max} &= \frac{2I_b}{\tau_b} \\ P &= P_{\max} \frac{t}{\tau_b} \end{aligned} \right\} \quad (60)$$

を用いる。

なお、直立壁には衝撃碎波圧の作用後も腰掛部波圧と呼ばれる時間的変化の緩やかな波圧が作用する。この波圧の大きさを微小振幅重複波圧の式で見積ると、

$$P_s = \left[\frac{1}{2} \omega_0 H_b^2 + \frac{\omega_0 H_b L}{2\pi} \tanh \frac{2\pi h}{L} \right] D \quad (61)$$

さらに、 $H_b/L \approx 0.16 \tanh 2\pi h/L$ の近似を用いると、

$$P_s = \alpha_s \omega_0 H_b^2 D, \quad \alpha_s \approx 1.5 \quad (62)$$

と推定される。

5.2 衝撃波力による防波堤直立部の運動

防波堤直立部はその一部が水没しているので、浮力、揚圧力、運動時の付加質量などの問題を検討する必要がある。運動中は質量が対象であるから、壁体の空中における質量と周囲の水の付加質量を考えなければならない。一方、壁体の滑動限界を論ずる場合には重量に比例する摩擦力が対象であるから、揚圧力を差し引いた水中重量を使わなければならない。したがって、以下の運動方程式中の W としては、壁体の空中重量に、付加質量として考慮すべき周囲の水の重量を加えたものを用いる。ただし、後出の底面せん断力の計算結果では、運動時の壁体重量は角振動数を介してのみしか影響を及ぼさず、その際に対となる地盤係数の数値の不確かさを考えれば、水の付加質量はその概略値が得られていれば十分と判断される。

図-6の連成ばねモデルを用いると、衝撃碎波力の作用中の壁体の運動方程式は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} 2 \frac{W}{g} \ddot{x} + k_x' BD(x - l_G \theta) &= \frac{P_{\max} t}{\tau_b} \\ 2 \frac{W}{g} (r_0^2 + l_G^2) \ddot{\theta} + \frac{1}{12} k_\theta' B^3 D \theta - k_x' BD(x - l_G \theta) l_G & \\ &= \frac{P_{\max} l_P}{\tau_b} t \quad : 0 \leq t \leq \tau_b \end{aligned} \right\} \quad (63)$$

ここで、式(63)の略記号を使うと、

$$\left. \begin{aligned} \ddot{x} + ax - b\theta &= et \\ \ddot{\theta} + c\theta - dx &= ft \end{aligned} \right\} \quad (64)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{ここに、} \quad e &= \frac{g P_{\max}}{2W \tau_b} \\ f &= \frac{g P_{\max} l_P}{2W \tau_b l_G} = e \frac{l_P}{l_G} \end{aligned} \right\} \quad (65)$$

初期条件は $t=0$ において $x=\dot{x}=0$ 、 $\theta=\dot{\theta}=0$ であるので、式(64)の一般解および三角パルスに対する線型振動系の応答振動解²⁵⁾を参照すると、 x および θ の解が次のように求められる。

$$\left. \begin{aligned} x &= A_3 \left(t - \frac{1}{\omega_1} \sin \omega_1 t \right) + A_4 \left(t - \frac{1}{\omega_2} \sin \omega_2 t \right) \\ \theta &= \nu_1 A_3 \left(t - \frac{1}{\omega_1} \sin \omega_1 t \right) + \nu_2 A_4 \left(t - \frac{1}{\omega_2} \sin \omega_2 t \right) \\ &: 0 \leq t \leq \tau_b \end{aligned} \right\} \quad (66)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} A_3 &= \frac{e \nu_2 - f}{\omega_1^2 (\nu_2 - \nu_1)} \\ A_4 &= \frac{-e \nu_1 + f}{\omega_2^2 (\nu_2 - \nu_1)} \end{aligned} \right\} \quad (67)$$

また、 ν_1 、 ν_2 は式(64)で与えられたものである。

次に、衝撃碎波力の作用後 ($t > \tau_b$) における解は、式(66)から $t = \tau_b$ を起点とする同一型式の解を差し引き、これに $t = \tau_b$ から始まる $-[P_{\max} - P_s]$ および $-[l_P P_{\max} - l_S P_s]$ の矩形ステップに対する x および θ の解を加えることによって求められる。ただし、 l_S は腰掛部波力の作用点の高さである。矩形ステップに対する運動方程式は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \ddot{x}' + ax' - b\theta' &= -m \\ \ddot{\theta}' + c\theta' - dx' &= -n \end{aligned} \right\} \quad (68)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} m &= \frac{g}{2W} (P_{\max} - P_s) \\ n &= \frac{g}{2W l_G} (P_{\max} l_P - P_s l_S) \\ l_S &= \frac{l_G l_S}{r_0^2 + l_G^2} \end{aligned} \right\} \quad (69)$$

式(68)の初期条件は、解の重ね合せの原理によって $t = \tau_b$ において $x' = \dot{x}' = 0$ 、 $\theta' = \dot{\theta}' = 0$ であるから、矩形ステップに対する解が次のように求められる。

$$\left. \begin{aligned} x' &= A_5 [1 - \cos \omega_1 (t - \tau_b)] + A_6 [1 - \cos \omega_2 (t - \tau_b)] \\ \theta' &= \nu_1 A_5 [1 - \cos \omega_1 (t - \tau_b)] + \nu_2 A_6 [1 - \cos \omega_2 (t - \tau_b)] \end{aligned} \right\} \quad (70)$$

ここに、

$$\left. \begin{aligned} A_5 &= \frac{-m \nu_2 + n}{\omega_1^2 (\nu_2 - \nu_1)} \\ A_6 &= \frac{m \nu_1 - n}{\omega_2^2 (\nu_2 - \nu_1)} \end{aligned} \right\} \quad (71)$$

結局, $t > \tau_b$ における解は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} x &= \sum_{i=1}^2 \left\{ \frac{A_{i+2}}{\omega_i} [\sin \omega_i(t - \tau_b) - \sin \omega_i t] \right. \\ &\quad \left. - A_{i+4} \cos \omega_i(t - \tau_b) \right\} + A_7 \\ \theta &= \sum_{i=1}^2 \left\{ \frac{\nu_i A_{i+2}}{\omega_i} [\sin \omega_i(t - \tau_b) - \sin \omega_i t] \right. \\ &\quad \left. - \nu_i A_{i+4} \cos \omega_i(t - \tau_b) \right\} + A_8 \end{aligned} \right\} (72)$$

ここに,

$$\left. \begin{aligned} A_7 &= (A_3\tau_b + A_5) + (A_4\tau_b + A_6) = \frac{gPs}{2W} \cdot \frac{a\lambda s + c}{\omega_1^2 \omega_2^2} \\ A_8 &= \nu_1(A_3\tau_b + A_5) + \nu_2(A_4\tau_b + A_6) \\ &= \frac{gPs}{2Wl_G} \cdot \frac{a\lambda s - c + l_G d}{\omega_1^2 \omega_2^2} \end{aligned} \right\} (73)$$

式(72)を三角公式を使って書き直し, $A_3 \sim A_6, e, f, m, n$ の略記号を原記号に戻すと, 最終的に次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{gI_b}{2W} \sum_{i=1}^2 \frac{S_i \Psi_i}{\omega_i} \sin [\omega_i(t - \tau_b) - \varepsilon_i] + A_7 \\ \theta &= \frac{gI_b}{2W} \sum_{i=1}^2 \frac{\nu_i S_i \Psi_i}{\omega_i} \sin [\omega_i(t - \tau_b) - \varepsilon_i] + A_8 \end{aligned} \right\} : t > \tau_b \quad (74)$$

上式中の $S_i, \Psi_i, \varepsilon_i$ は次式で与えられる無次元量である。

$$S_1 = \frac{l_G \nu_2 - \lambda_P}{l_G(\nu_2 - \nu_1)}, \quad S_2 = \frac{\lambda_P - l_G \nu_1}{l_G(\nu_2 - \nu_1)} \quad (75)$$

$$\begin{aligned} \Psi_i &= \Psi \left(\omega_i \tau_b, \frac{P_S L_i}{\omega_i I_b} \right) \\ &= \left\{ \left[\frac{1}{(\omega_i \tau_b)^2} (1 - \cos \omega_i \tau_b) \right]^2 + \left[\frac{1}{\omega_i \tau_b} \left(-1 + \frac{1}{\omega_i \tau_b} \right. \right. \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \left. \times \sin \omega_i \tau_b \right) + \frac{P_S L_i}{2\omega_i I_b} \right]^2 \right\}^{1/2} \end{aligned} \quad (76)$$

$$L_1 = \frac{l_G \nu_2 - \lambda_S}{l_G \nu_2 - \lambda_P}, \quad L_2 = \frac{l_G \nu_1 - \lambda_S}{l_G \nu_1 - \lambda_P} \quad (77)$$

$$\tan \varepsilon_i = \frac{\frac{P_S L_i}{2\omega_i I_b} + \frac{1}{\omega_i \tau_b} \left(\frac{1}{\omega_i \tau_b} \sin \omega_i \tau_b - 1 \right)}{(1 - \cos \omega_i \tau_b) / (\omega_i \tau_b)^2} \quad (78)$$

ここに, $i=1$ または 2

これらの諸量のうち, Ψ_i および ε_i は $\omega_i \tau_b$ および $P_S L_i / \omega_i I_b$ の関数として, 図-22, 23のような値をとる。 $\omega_i \tau_b \rightarrow 0$ の極限においては, Ψ_i の値が次のようになる。

$$\lim_{\omega_i \tau_b \rightarrow 0} \Psi_i = \frac{1}{2} \sqrt{1 + \left(\frac{P_S L_i}{\omega_i I_b} \right)^2} \quad (79)$$

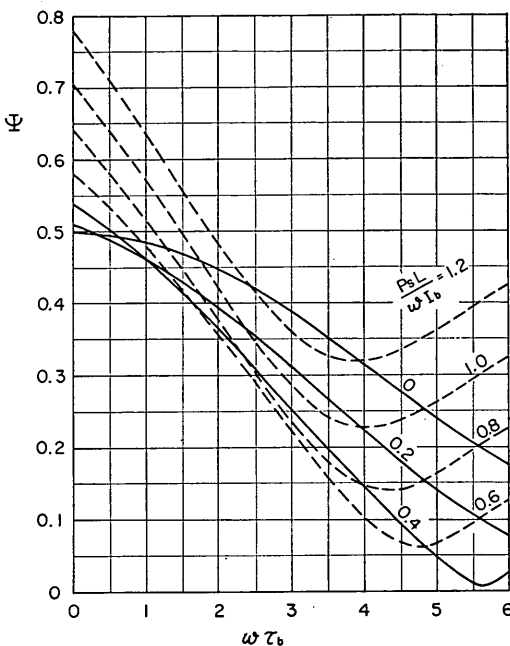


図-22 Ψ と $\omega\tau_b$ との関係

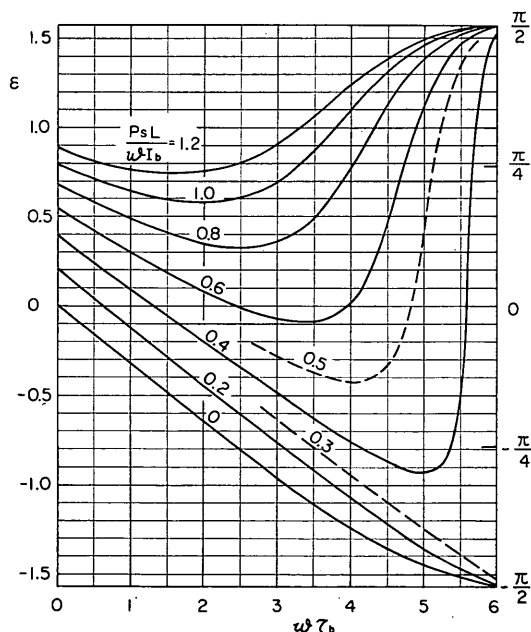


図-23 ε と $\omega\tau_b$ との関係

また, ε_i の値は次のようになる。

$$\lim_{\omega_i \tau_b \rightarrow 0} \tan \varepsilon_i = \frac{P_S L_i}{\omega_i I_b} \quad (80)$$

衝撃碎波圧を受ける混成防波堤の挙動に関する考察

壁体下面に働くせん断力は、壁体重心の加速運動による慣性力を波力から差し引いたものである。すなわち、

$$F(t) = P(t) - \frac{W}{g}(\ddot{x} + l_G \ddot{\theta}) \quad (81)$$

式(6)および(7)の解を代入して計算すると、次の結果が得られる。

$$\left. \begin{aligned} F(t) &= \frac{1}{2} P_{\max} \frac{t}{\tau_b} \left\{ (1 - \lambda_P) + \sum_{i=1}^2 S_i (1 + \nu_i l_G) \right\} \\ &\quad \times \left(1 - \frac{1}{\omega_i t} \sin \omega_i t \right) \quad : 0 \leq t \leq \tau_b \\ F(t) &= P_S + I_b \sum_{i=1}^2 \omega_i S_i \Psi_i (1 + \nu_i l_G) \\ &\quad \times \sin[\omega_i(t - \tau_b) - \varepsilon_i] \quad : t > \tau_b \end{aligned} \right\} \quad (82)$$

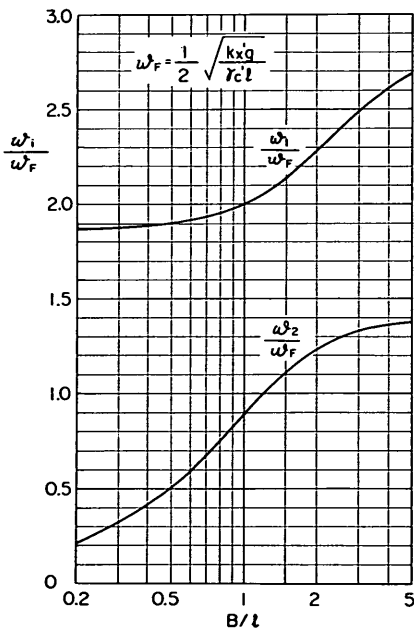


図-24 ω_1, ω_2 と B/l との関係

式(8)で求められたせん断力の性質を調べるため、一様密度の長方形体の壁体を対象とし、次の角振動数を基準値として考える。

$$\omega_F = \sqrt{\frac{gk_x'BD}{4W}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{k_x'g}{\gamma_c'l}} \quad (83)$$

ここに、 γ_c' : 付加質量を考慮した壁体の単位体積重量。式(8)の角振動数 ω_1, ω_2 は、 ω_F で割って無次元化すると B/l のみの関数となり、図-24のような値をとる。また、 θ と x の振幅比 ν_i も、 $\nu_1 l_G, \nu_2 l_G$ の形では B/l のみの関数として図-25のような値をとる。ここで、 $\nu_1 l_G$ は負の値であることに注意されたい。さらに、式(9)の

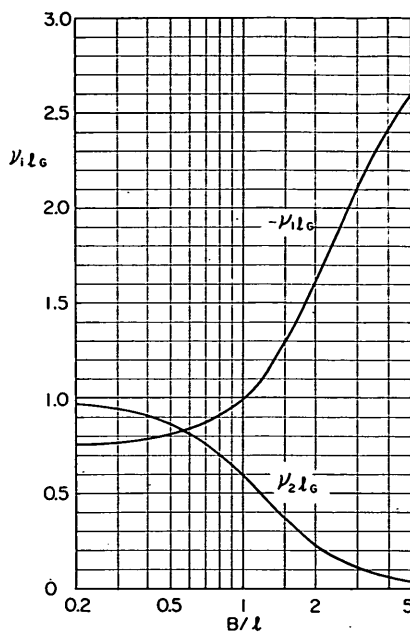


図-25 ν_1, ν_2 と B/l との関係

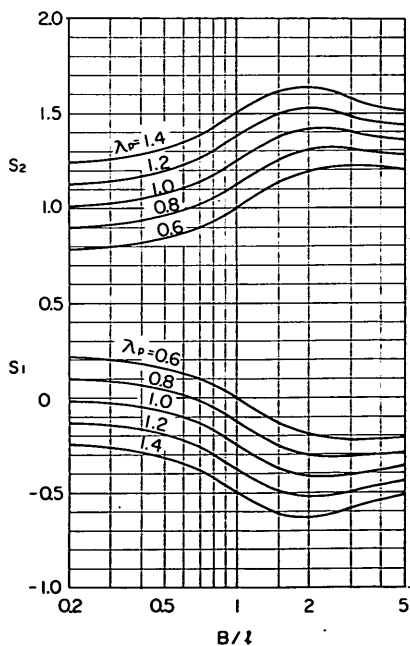


図-26 S_1, S_2 と B/l との関係

S_1, S_2 も B/l の関数であり、図-26で表わされる。式の形から明らかなように λ_P の影響は線型である。

式(8)の基準角周波数 ω_F と碎波圧の力積 I_b との積は次のようになる。

$$\omega_F I_b = \alpha_F \omega_0 H_b^2 D \quad (84)$$

ここに,

$$\alpha_F = \frac{\pi \kappa^2 C_b}{16 \sqrt{g l}} \sqrt{\frac{k_x'}{\gamma c'}} \quad (85)$$

式(85)の右辺の $C_b/\sqrt{g l}$ の項は、 $C_b^2 = (1.34 \sim 2.0) g H_b$ 、 $l = (1 \sim 2) H_b$ の関係によって、0.8~1.4 程度の値である。また、 κ は前述のとおり $\kappa = 1$ と設定されている。不明確な要素は k_x' であるが、次節の考察によりこれを $k_x' = 100 \sim 200 \text{ t/m}^3$ と推定すると、 α_F の値の範囲が次のように計算される。

$$\alpha_F = 1.0 \sim 2.5$$

以上の α_F および ω_F を使うと、式(82)が次のように無次元表示される。

$$\left. \begin{aligned} \frac{F(t)}{\omega_0 H_b^2 D} &= \frac{\alpha_F}{\omega_F \tau_b} \cdot \frac{t}{\tau_b} \left\{ (1 - \lambda_P) + \sum_{i=1}^2 S_i (1 + \nu_i l_G) \right\} \\ &\quad \times \left(1 - \frac{1}{\omega_i t} \sin \omega_i t \right) \quad : 0 \leq t \leq \tau_b \\ \frac{F(t)}{\omega_0 H_b^2 D} &= \alpha_S + \alpha_F \sum_{i=1}^2 \frac{\omega_i}{\omega_F} S_i (1 + \nu_i l_G) \Psi_i \\ &\quad \times \sin \left[\omega_i \tau_b \left(1 - \frac{t}{\tau_b} \right) - \varepsilon_i \right] \quad : t > \tau_b \end{aligned} \right\} \quad (86)$$

なお、 Ψ_i のパラメーターである $P_S L_i / \omega_i I_b$ の項は次のように書き直される。

$$\frac{P_S L_i}{\omega_i I_b} = \frac{\alpha_S \omega_F}{\alpha_F \omega_i} L_i \quad (87)$$

式(86)に基づいてせん断力の時間的変化を計算した例が図-27である。壁体の形状が $B/l = 1.25$ で、衝撃碎波圧の作用時間が $\omega_F \tau_b = 0.5$ と 1.0 の場合を示してある。波圧の条件は $\alpha_S = 1.5$ 、 $\alpha_F = 1.5$ である。また、 $L_1 = L_2$ と想定してある。実際の壁体の振動では、マウンドおよび地盤の減衰力のため、振動波形の第1波の谷以降は振幅が急速に減衰するものと思われる。

図-27では、角振動数 ω_2 の振動が卓越していて、 ω_1 の振動はほとんど現われていない。これは、 $B/l = 1.25$ の条件では $1 + \nu_2 l_G = 1.47$ に対して $1 + \nu_1 l_G = -0.14$ 、 $S_2 = 1.04 \sim 1.31$ に対して $S_1 = -0.04 \sim -0.31$ であるためである。防波堤直立部の形状として $B/l = 0.8 \sim 2.0$ を考えると、 ω_1 と ω_2 の振幅比として最も大きいのは $B/l = 2.0$ の場合の27% ($\lambda_P = \lambda_S = 1.2$) であり、 $B/l = 1.0$ では ω_1 の振幅が0である。また、この付近の B/l の値では $\omega_1 = 2\omega_2$ であり、せん断力の振動波形の第1波の山の付近では、 ω_1 の振動が逆位相になる。したがって、衝撃碎波圧作用後のせん断力の最大値の近似値とし

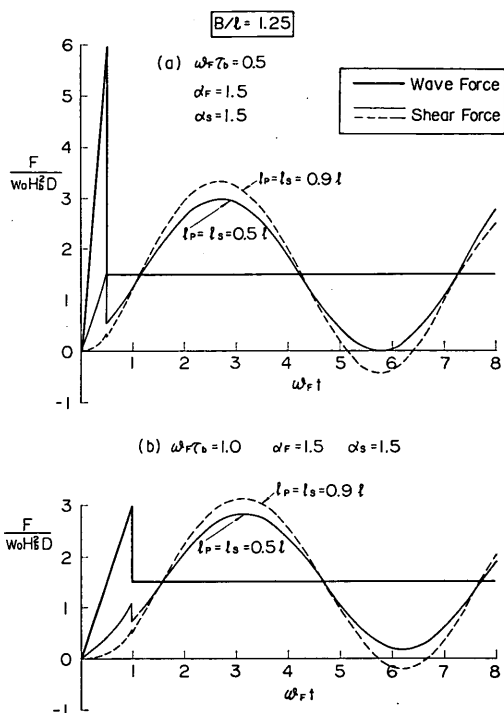


図-27 壁体底面に働くせん断力の時間的変化

ては、 ω_2 の振動の振幅のみを考えてやれば良い。式(86)の無次元表示における ω_2 の振幅を α_2 で表わすと、

$$\alpha_2 = \alpha_F \frac{\omega_2}{\omega_F} S_2 (1 + \nu_2 l_G) \Psi_2 \quad (88)$$

である。

この α_2 に影響を及ぼす要素は α_F 、 B/l 、 λ_P 、 λ_S 、 $\omega_F \tau_b$ である。このうち λ_S は腰掛部波力の作用点の高さ l_S から式(86)で定められる量であるが、 l_S は衝撃碎波力の作用点の高さ l_P と大差ない筈であり、またその差を細に検討する意義も認められないので、以下においては $l_S = l_P$ 、 $\lambda_S = \lambda_P$ と仮定する。次に、 B/l の影響を調べてみた1例が図-28であり、 $B/l = 1.0 \sim 1.5$ 付近で最大値を示すが、その変化はあまり大きくない。なお、この図のパラメーターは、 λ_P の代りに l_P/l を用いてある。さらに、 l_P/l の影響は式(88)の S_2 を通じてのみであり、図-26を l_P/l をパラメーターとした形に書き換えたのが図-29である。なお、この図には λ_P と l_P/l の関係も示してある。

α_2 に影響を及ぼす要素として、残された α_F および $\omega_F \tau_b$ の効果を調べてみた結果が図-30である。壁体の形状などは、 $B/l = 1.25$ 、 $l_P/l = 0.8$ とした。 α_F の影響は大きいのが、 $\omega_F \tau_b$ の効果はそれほどでもない。後者は、

衝撃碎波圧を受ける混成防波堤の挙動に関する考察

図-22の Ψ 関数の値から分るように $\omega_F \tau_b$ の範囲が狭いためである。

5.3 滑動に対する波圧の有効値の考察

防波堤の直立部の滑動を支配するのは、直接的には底面のせん断力 $F(t)$ であって波力 $P(t)$ でない。前節の解析結果によれば、せん断力の最大値は次のように表わされる。

$$F_{\max} = \alpha_{\text{eff}} \omega_0 H_b^2 D \quad (89)$$

ここに、 α_{eff} は碎波の衝撃波力の有効値を表わす係数で、次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{\text{eff}} &= \frac{1}{2} \alpha_{\max} (1 - \lambda_P) & : t = \tau_b \\ \alpha_{\text{eff}} &= \alpha_S + \alpha_2 & : t > \tau_b \end{aligned} \right\} \quad (90)$$

まず、 $t = \tau_b$ における F_{\max} について考えてみると、衝撃碎波力の上限值として $\alpha_{\max} = 15$ が設定されている(5.1参照)。また、 λ_P としては、衝撃碎波力の作用点の高さを $l_P = (0.6 \sim 0.9)l$ とし、防波堤直立部を一様密度の長方形断面と見なし、形状を $B/l = 1.0 \sim 1.8$ と想定すると、 $\lambda_P = 0.5 \sim 1.08$ の値が得られる。したがって、有効碎波力係数としては、 $\alpha_{\text{eff}} = -0.6 \sim 3.75$ となる。

一方、 $t > \tau_b$ における F_{\max} の値は α_2 によって異なり、この α_2 は式(85)、(88)で明らかのように地盤係数 k_x' の値に支配される。4.の衝撃試験で得られた模型マウンドの $k_x' = 0.6 \text{ kg/cm}^3$ の値を式(2)の関係で現地防波堤の値に換算すると、 $A = 200 \text{ m}^2$ として $k_x' = 0.009 \text{ kg/cm}^3 = 9 \text{ t/m}^3$ となる。ただし、2.で述べたように地盤係数が接地圧の0.5乗に比例すると考えると、現地防波堤では接地圧が模型の50倍前後であるから、 $k_x' = 60 \text{ t/m}^3$ 程度になる。

実際の防波堤の振動例としては、まずアルジェ港のムスタファ堤で1935年に防波堤頂部の加速度が測定されている²⁶⁾。これによると、 $H = 4.2 \text{ m}$ 、 $T = 7.2 \text{ sec}$ の波の際に、波の山で 17 cm/sec^2 、波の谷で 14 cm/sec^2 の加速度を記録しており、加速度曲線を近似的に正弦曲線と見なして、変位が約 20 cm と推定されている。この防波堤は、図-31のように水深 -20 m 前後の地点にマウンドを築き、コンクリート方塊を積み重ね、縦孔に軌条およびコンクリートを填充して一体化した構造で、底幅 13 m 、敷高 -15 m 、天端高 $+6.5 \text{ m}$ である。有限振幅重複波²⁷⁾として波力および作用点の高さを求めると、計算上の水深を $h = 15 \text{ m}$ として $P = 65 \text{ t/m}$ 、 $l_P = 10.2 \text{ m}$ である。この波力が水平ばねにより、波力モーメントが回転ばねによって釣合っていたと考えると、頂部の変位 x_u は次のように表わされる。

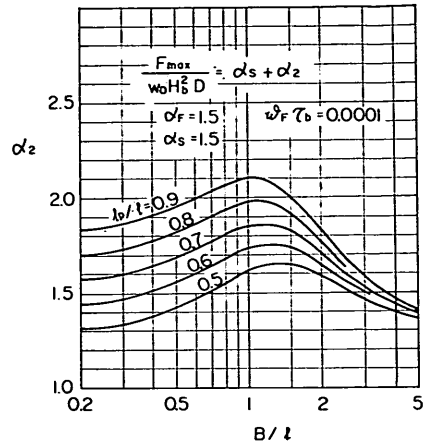


図-28 α_2 と B/l との関係

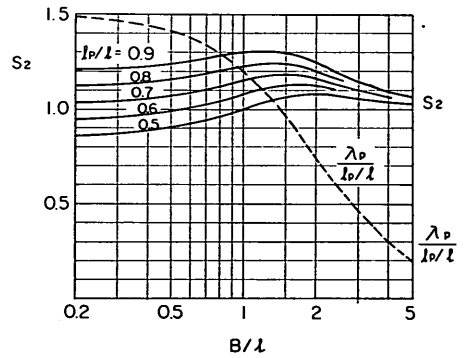


図-29 S_2 および λ_P/l_P と B/l との関係

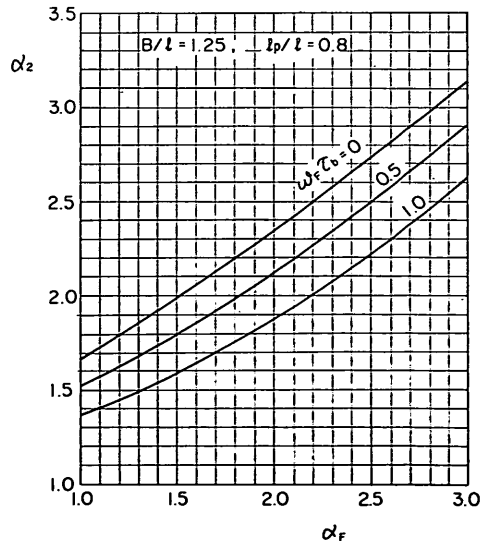


図-30 α_2 と α_F との関係

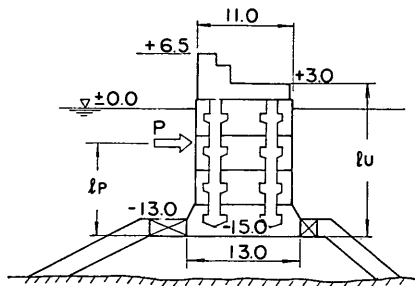


図-31 アルジェ港ムスタファ堤

$$x_u = x + l_u \theta = \frac{P}{k'_x B} \left(1 + \frac{12k'_x l_P l_u}{k'_\phi B^2} \right) \quad (91)$$

$k'_\phi = 4k'_x$ として k'_x を逆算すると、 $k'_x = 107 \text{ t/m}^3$ の値が得られる。なお、この付近の土質は極めて粘着力があると述べられているところから判断すると、軟弱な地盤と思われる。また、この k'_x を用いて固有角振動数を計算してみると、断面を簡略化して $B = 13 \text{ m}$ 、 $l = 19 \text{ m}$ 、 $\gamma_c' = 2.5 \text{ t/m}^3$ の長方形断面と見なすことにより、式(83)、図-24を用いて

$$\omega_F = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{107 \times 9.8}{2.5 \times 19}} = 2.35 \text{ rad/sec}$$

$$\omega_1 = 1.93 \omega_F = 4.54 \text{ rad/sec}$$

$$\omega_2 = 0.67 \omega_F = 1.58 \text{ rad/sec}$$

と求められる。この角振動数は、 $T_1 = 1.38 \text{ sec}$ 、 $T_2 = 3.97 \text{ sec}$ の固有周期に対応する。観測において振動数 $1 \sim 1,000 \text{ Hz}$ の範囲内の固有振動が認められなかったとの報告は、この計算からもうなずける。

防波堤の振動のもう一つの観測例は、村木ほかによって羽幌港で行なわれたものである^{28), 29)}。この場合は、波によって周期 $1 \sim 2$ 秒と見られる比較的長い周期の振動の上に周期 0.2 秒前後の比較的短い周期の振動が乗った記録が示されており、しかも長い周期の振動は静水面の波圧の立ち上りが急な場合に現われるようである。村木ほかは、変位計（電磁型振動計）の固有振動数が 1 Hz であるため、記録された長周期振動の第2波以降は孤立した強制力による誘発振動の公算が大きいとしている。しかしながら、一方において短周期振動の振幅が 0.1 mm 以下と極めて小さいことは、地盤のばねの非線型性から考えて、防波堤の滑動限界付近の波力の作用時にはもっと周期の長い振動に移ることを予想させる。そこで、卓越周期としては長周期振動の値 $T \approx 1.2 \text{ sec}$ （記録例から推定）を考え、これが ω_2 の振動に対応するものと見なす。そうすると、 $B = 9 \text{ m}$ 、 $l = 6.65 \text{ m}$ の条件から

$$\omega_F = \frac{1}{1.09} \times \frac{6.28}{1.2} = 4.81 \text{ rad/sec}$$

この角振動数から式(81)で地盤係数を逆算すると

$$k'_x = \frac{4\omega_F^2 \gamma_c' l}{g} = \frac{4 \times 4.81^2 \times 2.5 \times 6.65}{9.8} = 157 \text{ t/m}^3$$

の値が得られる。若し、 $T = 0.2 \text{ sec}$ の周期が ω_1 に対応するものと見なすと、同様な計算により $k'_x = 1,520 \text{ t/m}^3$ となる。ただし、振幅が cm のオーダーになった状態では、地盤の非線型性によって k'_x の値も $T = 1.2 \text{ sec}$ の周期から推定した値に近づくものと思われる。

以上、アルジェ港および羽幌港の振動観測例から $k'_x = 100 \sim 200 \text{ t/m}^3$ の推定値が得られたが、この値は2.で述べた Barkan の挙げた値からの換算値に一致しており妥当な値と思われる。そうすると、 α_F は式(85)より $C_b / \sqrt{gl} = 0.8 \sim 1.4$ として、 $\alpha_F = 1.0 \sim 2.5$ となる。

α_2 を定めるための他のパラメーターである $\omega_F \tau_b$ は式(58)、(59)、(84)によって、その最小値が次のように推定される。

$$(\omega_F \tau_b)_{\min} = \frac{2\alpha_F}{\alpha_{\max}} = 0.13 \sim 0.33$$

この結果、 α_2 は図-30から、 $B/l = 1.25$ 、 $l_P/l = 0.8$ の条件において、 $\alpha_2 = 1.6 \sim 2.5$ となる。 B/l 、 l_P/l が異なる場合の変化率は図-28、29から推定できるが、上記の条件がほぼ α_2 の上限値を与える。

結局、 $t > \tau_b$ における有効碎波力係数としては、 $\alpha_{\text{eff}} = \alpha_1 + \alpha_2 = 3.1 \sim 4.0$ となる。衝撃碎波圧の作用中の最大値は、 $\alpha_{\max} = 15$ の条件によって $\alpha_{\text{eff}} = -0.6 \sim 3.75$ であるので、一般には衝撃碎波圧の作用後にせん断力の最大値が現われると見て良い。その大きさは、種々の条件によって変わるけれども、上限値としては次の値を考えれば十分である。

$$(F_{\max})_{\max} = 4\omega_0 H_b^2 D \quad (92)$$

したがって、波力による滑動に対する防波堤直立部の安定性を検討する際には、非常に強大な衝撃碎波圧が作用する場合でも、波力の有効値としては式(92)以上の値を考える必要がない。なお、式の形から分るように、この式は全波力の有効値を与えるものであり、広井公式のような断面平均の波圧強度に換算すれば $p_{\text{eff}} = (2 \sim 3)\omega_0 H_b$ に相当する。

実際の防波堤においては、完全な衝撃碎波圧の発生が実験室よりもさらに限定され、特に波圧合力として $P_{\max} > 10\omega_0 H_b^2 D$ のような強大な力が作用することは非常にまれであると考えられる。この意味では、式(92)の上限値が実現すること自体も希少例に属するのであろうから、

衝撃碎波圧を受ける混成防波堤の挙動に関する考察

設計においてはさらに低い碎波圧を対象として良いのではないかと思われる。

6. むすび

以上に述べてきたことをまとめると、次のようになる。

1. 防波堤の基礎としてのマウンドおよび地盤は、水平ばねおよび回転ばねの性質を保有している。
2. ばね系としては、直立部と同程度の仮想質量を持ち、その中心の高さに水平ばねが働く連成ばねモデルが適当であり、その妥当性が模型マウンド上の衝撃試験で確かめられた。
3. ばねの強さは、現地防波堤を対象として、水平地盤係数の値で $k_x' = 100 \sim 200 \text{ t/m}^3$ と推定される。
4. 碎波による衝撃波力は変動性が大きいけれども、その合力の最大値が単位長あたり $15w_0H_b^2$ 程度と推定され、また力積がほぼ一定である。
5. 防波堤に働く衝撃波力は、その相当部分が直立部の回転および水平振動のエネルギーに吸収され、残りが底面せん断力としてマウンドとの接触面に作用する。
6. 通常の防波堤形状においては、上述の水平地盤係数の場合、底面せん断力の上限値が防波堤の単位長当り $4w_0H_b^2$ 、単位面積当り $(2 \sim 3)w_0H_b$ と推定される。
7. 衝撃碎波圧は極めて限定された条件においてのみ発生する現象であるから、防波堤の設計においては上述の上限値よりも小さな碎波圧を考慮すれば良いと思われる。

なお、本研究の実施にあたっては、地盤係数その他に関して当所土質部の梅原靖文土性研究室長より種々御教示頂いた。また、4.の碎石マウンドの衝撃実験は、当所海洋水理部波浪研究室の笹田 正技官と神山 豊技官に実施して貰ったものである。本報告のむすびにあたり、上記の各位に厚く御礼申し上げる次第である。

(1973年6月30日受付)

参考文献

- 1) 林 泰造・服部昌太郎・林 憲吉：碎波の圧力と壁体の滑動，第7回海岸工学講演会講演集，1959年，pp. 111-119.
- 2) 林 泰造・服部昌太郎：碎波の波圧について，第10回海岸工学講演会講演集，1963年，pp. 98-103.
- 3) 林 泰造・今井 孝：碎波の圧力と堤体の滑動——

堤体の仮想質量および堤体ロッキングの減衰性を考慮しての修正——，第11回海岸工学講演会講演集，1964年，pp. 184-192.

- 4) Hayashi, T. and M. Hattori: Thrusts exerted upon composite-type breakwaters by the action of breaking waves, *Coastal Engineering in Japan*, Vol. 7, JSCE, 1964, pp. 65-84.
- 5) Hayashi, T.: Virtual mass and the damping factor of the breakwater during rocking, and the modification by their effect on the expression of the thrusts exerted upon breakwater by the action of breaking waves, *Coastal Engineering in Japan*, Vol. 8, JSCE, 1965, pp. 105-117.
- 6) 伊藤喜行・藤島 陸・北谷高雄：防波堤の安定性に関する研究，港湾技術研究所報告，第5巻14号，1966年，pp. 101-105.
- 7) たとえば，Richart, F.E., Jr., J.R. Hall, Jr., and R.D. Woods: *Vibration of Soils and Foundations*, Prentice-Hall, Inc., 1970, p. 342.
- 8) Barkan, D.D.: *Dynamics of Bases and Foundations*, McGraw-Hill, Inc., 1962, p. 40.
- 9) 同上 pp. 32-33.
- 10) 前出 7) p. 343.
- 11) Tchebotarioff, G.P.: *Soil Mechanics, Foundations, and Earth Structures*, McGraw-Hill, Inc., 1951, p. 587.
- 12) たとえば，前出 7) p. 350.
- 13) 市原松平／石原研而・小川正二・谷本喜一：土の動的性質，土木学会誌，第57巻臨時増刊号，1972年4月，pp. 19-29.
- 14) 山本鎮雄：動的 k 値，「土の動的性質とその応用」第5章，土質工学会，1965年，pp. 65-110.
- 15) 荒井秀夫・梅原靖文：飽和砂層の振動性状，港湾技術研究所報告，第8巻第1号，1969年，pp. 85-122.
- 16) 前出 8) p. 30.
- 17) 梶原光久：動的地盤係数に関する実験的研究，九大工学集報，第32巻第11号，1959年，pp. 5-10.
- 18) 堀川清司・小沢保臣・高橋邦夫：高基混成堤直立部の期待滑動量について，第19回海岸工学講演会論文集，1972年，pp. 351-356.
- 19) 合田良実：衝撃波力に関する試論，第22回土木学会年次学術講演会，II-101，1967年.
- 20) 合田良実：構造物に働く波力，1967年度水工学に関する夏期研修会講義集，土木学会水理委員会，1967

- 年, pp. 10-1~10-34.
- 21) 堀川清司・野口雄二: 直立壁に作用する砕波の波力と波面との関係, 第17回海岸工学講演会論文集, 1970年, pp. 177-184.
- 22) Mitsuyasu, H.: Experimental study on wave force against a wall, *Rept. Transportation Tech. Res. Inst.*, No. 47, 1962, 39 p.
- 23) 前出 6) p. 106.
- 24) 光易 恒: 砕波による衝撃的波圧(1), 第12回海岸工学講演会講演集, 1965年, pp. 106-113.
- 25) たとえば, 合田良実: 衝撃荷重の測定について—減衰振動系の衝撃応答特性—, 港湾技研資料 No. 33, 1967年, 41 p.
- 26) 松尾春雄訳: 鉛直壁面を有する防波堤に作用する波力及堤体の構造に関する研究(第16回国際航路会議—1935—の報告), 港湾, 第18巻第3号, 1940年, pp. 20-34.
- 27) 合田良実・柿崎秀作: 有限振幅重複波ならびにその波圧に関する研究, 港湾技術研究所報告, 第5巻10号, 1966年, 57 p.
- 28) 栗林 隆・宇田居吾一・村木義男・高橋基次・石田直之: 防波堤に働らく波圧について(第1報)——羽幌港における測定——, 第5回海岸工学講演会講演集, 1958年, pp. 41-51.
- 29) 村木義男・高島和夫: 波による防波堤の振動について——羽幌港における観測結果——, 第12回海岸工学講演会講演集, 1965年, pp. 198-204.

記号一覧表*

- a : 運動方程式の係数 (sec^{-2}) (式. 28)
- A : 壁体の接地面積 (m^2)
- $A_1 \sim A_8$: 壁体の水平振動の振幅(m) (式. 36, 67, 71, 73)
- b : 運動方程式の係数 ($\text{m} \cdot \text{sec}^{-2}$) (式. 28),
あるいは, 波面の直立壁への接触部分の高さ (m)
- B : 壁体の断面方向の幅 (m)
- B_1, B_2 : 壁体の回転角の振幅 ($=\nu_i A_i$) (rad)
- c : 運動方程式の係数 (sec^{-2}) (式. 28)
- C_b : 砕波の波速 (m/sec)
- d : 運動方程式の係数 ($\text{m}^{-1} \cdot \text{sec}^{-2}$) (式. 28)
- d_{50} : 砕石の中央粒径 (mm)
- D : 壁体の延長方向の長さ (m)

- e : 運動方程式における波力に関する係数 ($\text{m} \cdot \text{sec}^{-3}$) (式. 65)
- e_0 : 重錘と壁体の反撥係数
- f : 運動方程式における波力モーメントに関する係数 (sec^{-3}) (式. 65)
- F : 壁体底面におけるせん断力 (t)
- g : 重力の加速度 ($=9.8 \text{m/sec}^2$)
- H_0 : 沖波波高 (m)
- H_b : 砕波高 (m)
- I : 衝撃の力積 ($\text{t} \cdot \text{sec}$)
- I_b : 砕波による衝撃波力の力積 ($\text{t} \cdot \text{sec}$)
- I_ϕ : 壁体の底面の中心を通る水平軸を水平軸の回りの二次モーメント (m^4)
- k_x : 地盤の水平ばね係数 (kg/cm , t/m)
- k_z : 地盤の鉛直ばね係数 (kg/cm , t/m)
- k_ϕ : 回転振動に関する地盤のばね係数 ($\text{kg} \cdot \text{cm}$, $\text{t} \cdot \text{m}$)
- k_x' : 水平振動に関する地盤係数 (kg/cm^3 , t/m^3)
- k_z' : 鉛直振動に関する地盤係数 (kg/cm^3 , t/m^3)
- k_ϕ' : 回転振動に関する地盤係数 (kg/cm^3 , t/m^3)
- l : 壁体の高さ (m)
- l_0 : 重錘の振子の長さ (m)
- l_G : 壁体底面から測った重心の高さ (m)
- l_P : 撃力または波力の作用点の高さ (m)
- l_S : 腰掛部波力の作用点の高さ (m)
- L_1, L_2 : 衝撃波力と腰掛部波力の作用点の高さの比に関するパラメーター
- m : 運動方程式における波力に関する係数 (m/sec^2) (式. 69)
- m_0 : 直立壁との接触によって前進運動量を失う水塊の質量 ($\text{t} \cdot \text{sec}^2/\text{m}$) (式. 55)
- n : 運動方程式における波力モーメントに関する係数 (sec^{-2}) (式. 69)
- p : 波圧強度 (t/m^2)
- P : 撃力または波力 (t)
- P_{max} : 砕波による衝撃波力の最大値 (t) (式. 57)
- P_S : 腰掛部波圧の合力 (t) (式. 61)
- r_0 : 壁体の重心回りの回転半径 (m)
- s_0 : 重錘の振子としての運動距離 (m)
- S_1, S_2 : 衝撃波力のモーメントに関するパラメーター
- t : 時間 (sec)
- t_0 : 壁体が滑動を始めてから停止するまでの時間 (sec)
- u_0 : 剛基礎上の壁体の滑動の初速 (m/sec) (式. 6)

* 各記号には参考のため t·m·sec 系の単位を付した。単位を示していないものは無次元量である。

衝撃碎波圧を受ける混成防波堤の挙動に関する考察

v : 振り子としての重錘の衝突速度 (m/sec)	水平変位 (m) (式. 50)
w_0 : 水の単位体積重量 (t/m^3)	δ_ϕ : 壁体の静的引っ張り試験における, 回転による壁体上端の水平変位 (m) (式. 50)
W : 壁体の重量 (t)	ϵ_1, ϵ_2 : 底面せん断力の位相角 (rad)
W' : 重錘の重量 (t)	θ : 壁体の回転角 (rad)
x : 壁体の水平変位 (m)	κ : 碎波の波面形成の度合を表わす係数
x_0 : 剛基礎上の壁体の滑動距離 (m)	κ_L : 水平運動による弾性戻り量の比例係数 (式. 52)
x_1 : 上ゲージの高さでの模型壁体の変位量または弾性戻り量 (m)	κ_θ : 回転運動による弾性戻り量の比例係数 (式. 52)
x_2 : 下ゲージの高さでの模型壁体の変位量または弾性戻り量 (m)	λ_P : 撃力または衝撃波力の作用点の高さに関するパラメーター (式. 18)
x_G : 壁体重心の水平変位 (m)	λ_S : 腰掛部波力の作用点の高さに関するパラメーター (式. 69)
x_L : 壁体下端の水平変位または水平運動による弾性戻り量 (m)	μ : 摩擦係数
x_θ : 壁体の回転による, 壁体上端の水平変位または弾性戻り量 (m)	ν_1, ν_2 : 壁体の回転角と水平変位との比 (m^{-1}) (式. 31, 32, 34)
y_1 : 模型壁体の上ゲージの高さ (m)	ξ : 壁体下端の移動量 (m)
y_2 : 模型壁体の下ゲージの高さ (m)	τ : 撃力の作用時間 (sec)
α_2 : 底面せん断力の無次元振幅 (式. 88)	τ_b : 衝撃波力の作用時間 (sec)
α_{eff} : 碎波の衝撃波力の有効値を表わす係数 (式. 90)	ψ_1, ψ_2 : 衝撃波力の作用時間の効果を表わす関数 (式. 76)
α_F : 碎波圧の力積と壁体の振動数との積に関する係数 (式. 85)	ω_1, ω_2 : 連成ばね上の壁体の角振動数 (rad/sec) (式. 30, 33)
α_{max} : 碎波の衝撃波力の上限値を表わす係数 (式. 59)	ω_F : 連成ばね上の壁体の角振動数の基準値 (rad/sec) (式. 83)
α_S : 腰掛部波力の大きさを表わす係数 (式. 62)	ω_m : 連成ばね上の壁体の平均角振動数 (rad/sec) (式. 39)
β : 碎波の波面と直立壁との接触角 (rad)	ω_ϕ : 回転ばね上の壁体の角振動数 (rad/sec) (式. 12)
γ_c : 壁体の単位体積重量 (t/m^3)	Ω_0 : 壁体の回転速度の初期値 (sec^{-1}) (式. 13)
γ_c' : 水の付加質量を考慮した壁体の単位体積重量 (t/m^3)	
δ_x : 壁体の静的引っ張り試験における壁体下端の	