

縦スリット壁に作用する波力に関する基礎的研究

浦島三朗*・石塚耕一**・近藤俣郎***

1. まえがき

近年、海岸保全とともに水域の有効利用、港湾内外の静穏および海水汚濁の緩和等の目的で、多孔壁やスリット壁のような透水性の壁をもつ直立消波型式の防波堤、岸壁の研究開発がなされ、相次いでその成果が発表されまた普及してきている¹⁾。しかし、透水壁を使用したケーソン型式の研究は盛んに行なわれているが、その基本となっている単一の透水壁についての報告は少なく、わずかに円形多孔壁に関する近藤・佐藤ら²⁾の基礎的な研究があるのみである。単一スリット壁については、未だ不明確な点が多く、今後の実験的研究によって解明されなければならない問題が多々残されている。

波力や反射率の理論的推定には、抗力係数 C_D や質量係数 C_M にどのような値を使用するかが大きな問題となる。著者等は、縦スリット壁に作用する波力を実験的に求め、円柱構造物等の波力算定に用いられている Morison の方法を適用し、実測波力から C_D と C_M の両係数を推定する。両係数の決定方法には、最小自乗法による方法および Al-Kazily の方法を応用して行った。また水粒子速度および水粒子加速度にどのような波動理論を用いるかは重要な検討事項であるが、ここでは部分重複波が対象となるため、波力算定式に用いる波動理論には微小振幅波理論を使用した。また定常流におけるスリット壁の損失係数も実験的に求め、これらの結果について考察する。

2. 波力の算定方法および解析方法

2.1 波力算定式

スリット壁に作用する全波力 $F_T(t)$ は、揚力が働かないものとする Morison の提案した構造物背後の渦によって生ずる力の抗力 $F_D(t)$ と、圧力勾配によって生ずる力ならびに構造物の存在による構造物周囲の流体が加速されるために生ずる力の慣性力 $F_I(t)$ の線形和として次式で表わされる。

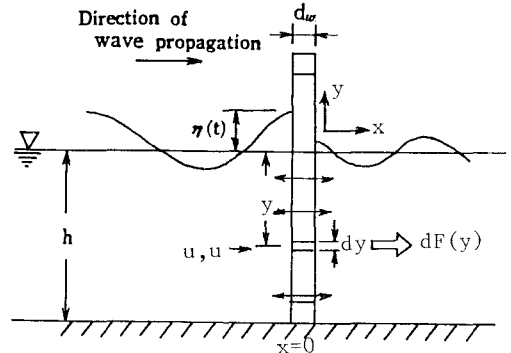


図-1 スリット壁と座標系の略図

$$F_T(t) = F_D(t) + F_I(t) = C_D(t) \cdot f_D(t) + C_M(t) \cdot f_I(t) \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$F_D(t) = C_D(t) \int_{-h}^{\eta} \rho \frac{u|u|}{2} dA \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$F_I(t) = C_M(t) \int_{-h}^{\eta} \rho \ddot{u} dV \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 dA 、 dV はスリット壁の微小投影面積と微小体積であり、抗力係数 $C_D(t)$ 、質量係数 $C_M(t)$ は時間の関数であるが水深方向には変化しないものと仮定した。スリット壁では円柱等の孤立構造物とは異なり、反射波を無視することができないので、式 (2)、(3) 中の水平水粒子速度 u 、水平水粒子加速度 $\ddot{u}$ は微小振幅波理論により部分重複波を考えて求める。 a_I を入射波振幅、 a_R を反射波振幅、 $k=2\pi/L$ 、 $\sigma=2\pi/T$ として、入射波と反射波の間の位相差を無視するとスリット壁前方水域の波形 η 、水平水粒子速度 u および水平粒子加速度 $\ddot{u}$ は次式で表わされる。

$$\eta = a_I \cos(\sigma t - kx) + a_R \cos(\sigma t - kx) \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$u = (a_I - a_R) \sigma \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \cos(\sigma t - kx) + 2a_R \sigma \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \sin kx \cdot \sin \sigma t \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$\ddot{u} = (a_I - a_R) \sigma^2 \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \sinh kx \cdot \cos \sigma t \quad \dots\dots\dots (6)$$

$x=0$ とし式 (5)、(6) を式 (2)、(3) に代入し整理すると全波力として次式が得られる。

* 正会員 苫小牧工業高等専門学校講師 土木工学科
 ** 正会員 苫小牧工業高等専門学校教授 土木工学科
 *** 正会員 工博 室蘭工業大学教授 土木工学科

$$F_T(t) = \frac{w_0 C_D k h}{2} D(1-\lambda) \frac{(a_I - a_R)}{\sinh 2kh} \\ \times \left[\frac{1}{2kh} \sinh 2kh \left(1 + \frac{\eta}{h} \right) + \left(1 + \frac{\eta}{h} \right) \right] \\ \times |\cos \sigma t| \cdot \cos \sigma t - w_0 C_M D(1-\lambda) d_w \\ \times \frac{(a_I - a_R)}{\cosh kh} \left[\sinh kh \left(1 + \frac{\eta}{h} \right) \right] \sin \sigma t \\ \dots\dots\dots (7)$$

ここで w_0 は水の単位体積重量, D は構造物の幅員, d_w はスリット壁厚, λ は空隙率であり, また $D(1-\lambda)$, $D(1-\lambda)d_w$ はそれぞれスリット壁不透水部の投影面積と体積である. 以上の展開から振幅 $(a_I - a_R)$ の水平水粒子速度と加速度によって全波力が表示されることが知れる.

2.2 抗力係数 C_D , 質量係数 C_M の算定方法

スリット壁の C_D , C_M が水深方向に一定であるとし, 実測による波力と壁前面の水位の時間一波形記録を一定時間間隔 Dt で読み取り, その波力が各時刻で式 (7), と一致すると考えるならば, 任意時刻およびそれから微小時間 Δt 後の時刻において測定されたスリット壁に作用する全波力 F_m は各々次式で表わすことができる

$$F_m(t) = C_D(t) \cdot f_D(t) + C_M(t) \cdot f_I(t) \dots\dots\dots (8)$$

$$F_m(t + \Delta t) = C_D(t + \Delta t) \cdot f_D(t + \Delta t) \\ + C_M(t + \Delta t) \cdot f_I(t + \Delta t) \dots\dots\dots (9)$$

C_D , C_M が Δt 間で変化しないと考え, $C_D(t)$, $C_M(t)$ と $C_D(t + \Delta t)$, $C_M(t + \Delta t)$ を各々 $C_D(t + \Delta t/2)$, $C_M(t + \Delta t/2)$ で近似する. この両係数を式 (8), (9) に代入して導くと,

$$C_D \left(t + \frac{\Delta t}{2} \right) = \frac{\begin{vmatrix} F_m(t + \Delta t) & f_I(t + \Delta t) \\ F_m(t) & f_I(t) \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} f_D(t + \Delta t) & f_I(t + \Delta t) \\ f_D(t) & f_I(t) \end{vmatrix}} \dots\dots\dots (10)$$

$$C_M \left(t + \frac{\Delta t}{2} \right) = \frac{\begin{vmatrix} F_m(t + \Delta t) & f_D(t + \Delta t) \\ F_m(t) & f_D(t) \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} f_D(t + \Delta t) & f_I(t + \Delta t) \\ f_D(t) & f_I(t) \end{vmatrix}} \dots\dots\dots (11)$$

式 (10), (11) は Al-Kazily の手法を模して誘導した C_D , C_M の算定である³⁾. これら両式に t および $(t + \Delta t)$ における f_D , f_I とを代入することにより, 任意時刻 t における C_D , C_M の近似値を算出することができる. なお, 微小時間間隔の取り方によって C_D , C_M の値が支配されると考えられるが, ここでは読み取り時間間隔 Dt は 0.1 sec としたため, $\Delta t = Dt$ とすることは精度上問題があり, 時刻 t と $(t + \Delta t)$ での波力, 波形の記録から $Dt/5$ の値を線形補足し $\Delta t = Dt/5$ として解析を行った. 時刻 t の算定は記録紙の紙送り速度から換算し, 水位が上昇して静水面と交わった時刻を $t = -T/4$ とし, その後下降し再び静水面と交わった時刻 $t = T/4$ の中間時刻を $t = 0$ と定めた.

また 1 周期内において C_D , C_M が変化しないものと仮

定した理論波力 F_0 と実測波力 F_m の差が最小になるように C_{D1} , C_{M1} を求めると次式のようになる.

$$D_{D1} = \frac{\begin{vmatrix} \sum \{f_I(t)^2\} & \sum \{F_m(t) \cdot f_I(t)\} \\ \sum \{f_D(t) \cdot f_I(t)\} & \sum \{F_m(t) \cdot f_D(t)\} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} \sum \{f_D(t)^2\} & \sum \{f_D(t) \cdot f_I(t)\} \\ \sum \{f_D(t) \cdot f_I(t)\} & \sum \{f_I(t)^2\} \end{vmatrix}} \dots\dots\dots (12)$$

$$D_{M1} = \frac{\begin{vmatrix} \sum \{f_D(t)^2\} & \sum \{F_m(t) \cdot f_D(t)\} \\ \sum \{f_D(t) \cdot f_I(t)\} & \sum \{F_m(t) \cdot f_I(t)\} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} \sum \{f_D(t)^2\} & \sum \{f_D(t) \cdot f_I(t)\} \\ \sum \{f_D(t) \cdot f_I(t)\} & \sum \{f_I(t)^2\} \end{vmatrix}} \dots\dots\dots (13)$$

なお, 抗力係数, 質量係数は Reynolds 数や Keulegan-Carpenter 数の関数として表示されることが多い. この場合, 水平水粒子速度としては, 本研究における抗力係数が自乗された水平水粒子速度に関して水深方向の積分によって表わされることを考慮して, 水平水粒子速度の自乗平均値を用い, 水平水粒子速度, Reynolds 数および Keulegan-Carpenter 数を次式で定義することとした.

$$u_{rms} = \frac{1}{N} \sum \sqrt{\frac{\int_{-h}^{\eta} u^2 dy}{h + \eta}}, \quad R_0 = \frac{u_{rms} \cdot s}{\nu} \\ K.C = \frac{u_{rms} \cdot T}{d_w} \dots\dots\dots (14)$$

式中, η は表面水位, s はスリット幅 (図-2 参照), ν は動粘性係数, T は周期である.

3. 実験装置および実験方法⁴⁾

波動実験は長さ 19.7m, 幅 0.8m, 高さ 0.8m のベンデラム式造波装置が設置されている両面ガラス張りの水平底の二次元規則波造波水槽を仕切板により二分し, その一方にスリット壁を取り付けた波力検出装置を造波機前方 11.3m の位置に設置した水槽を用いて行なった. 波力検出装置は図-2 に示すようにアーム上端部を固定した片持梁構造で, アーム部にストレインゲージを貼付してある. 模型として使用したスリット壁はアクリル材を用い, 空隙率 λ とスリット幅 s の組合せは 25%-22mm, 35%-28mm, 50%-40mm の 3 種類, 壁厚 d_w は 15mm, 30mm, 45mm の 3 種で, 計 9 種類のスリット壁について実験を行なった.

定常流実験は, 長さ 11.0m, 幅 0.5m, 高さ 0.4m の定常可変開水路を用い, この水路の一部を長さ 1.0m, 幅 0.4m, 高さ 0.2m の矩形断面の管路状態にし, その中央にスリット壁を設置し前後の水頭差を測定した. 使用したスリット壁は波動実験で使用した模型を高さ 20cm にした 9 種類と幅 40mm の角柱を λ と s の組合せが 20%-10mm, 30%-17mm, 40%-27mm, 50%-40mm で配置し, d_w が 15mm, 30mm, 45mm の 12 種類について実験した.

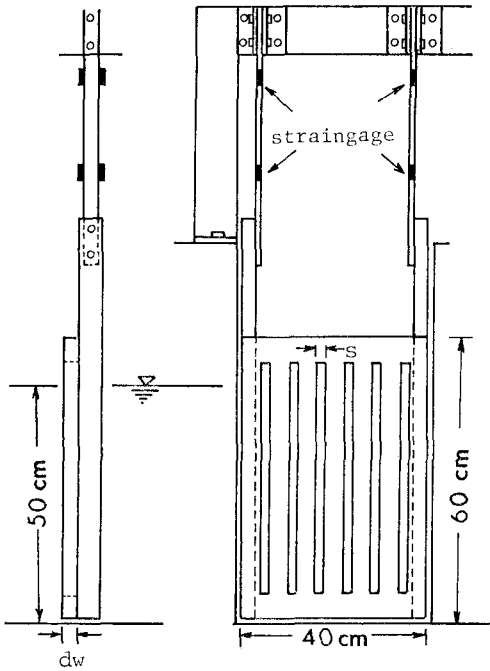
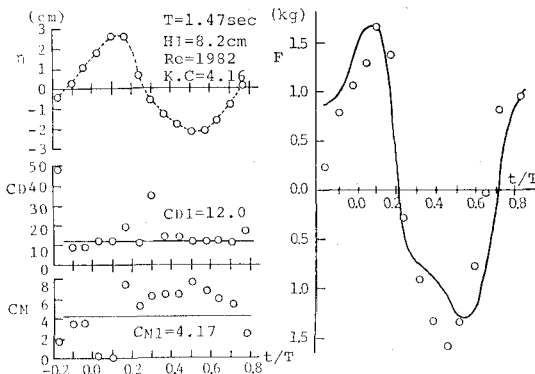


図-2 波力検出装置

4. 実験結果

図-3は、前出の解析法によって得られた波力、 C_D および C_M の時間変化を示す1例である。横軸は作用波の周期 T に対する解析時刻 t との比であり、縦軸にはスリット壁前面水位、波力、 C_D および C_M の各時刻の値を示している。 C_D, C_M は円柱に関する結果と同様に C_D は $t/T=0.25, 0.75$ 近傍でピーク値をとり、 C_M は C_D と $t/T=0.25$ だけずれた時刻の近傍でピーク値をとる変動を示している。これは抗力あるいは慣性力が卓越している領域では、それぞれ C_M あるいは C_D の精度が低下することが考えられる。最小自乗法で求めた C_{D1} と C_{M1} は、各々抗力、慣性力が卓越している領域での C_D, C_M に近い値を表わしている。この C_{D1}, C_{M1} を用いて計算

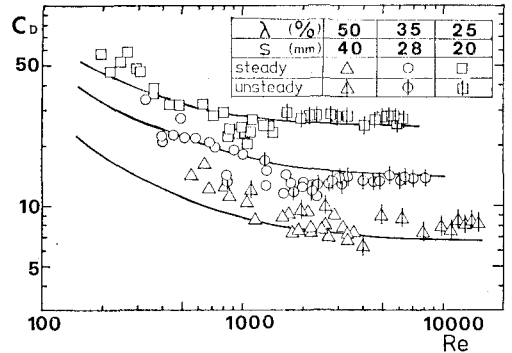
図-3 波形、 C_D 、 C_M および波力の時間的変化 ($\lambda=35\%$, $d_w=30$ mm)

した理論波力は実測波力 F_c と比較的良好一致し、その分散度 R_σ は次式⁵⁾で表わすと、本実験においては $R_\sigma \approx 5 \sim 10\%$ 程度のバラツキ幅で表わすことができる。

$$R_\sigma = \frac{\sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (F_m(t_i) - F_c(t_i))^2}}{|F_{m \max} - F_{c \max}|} \quad \dots\dots\dots (15)$$

4.1 抗力係数 C_D

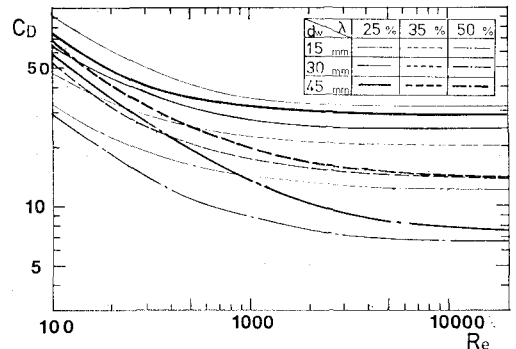
時間的に変動する C_D を平均化したものと定常流実験で得られた値を Reynolds 数で整理したものの例を図-4に示した。各スリット壁とも波動実験による結果は実験波の制約のため $2000 < Re < 4000$ 程度の範囲でしか得られず、また多少変動しているが全体的傾向としては流速に反比例する層流的抵抗特性を示している。波動実験

図-4 Re 数と C_D の関係 (部分重複波) $d_w=30$ mm

と定常流実験⁶⁾ はほぼ連続しており、 Re 数に無関係に C_D が一定値に近づく乱流状態は各スリット壁によって異なるが、本実験では $Re=1000 \sim 3000$ 以上とみなされる。図中の曲線は上述のことを考慮し、最小自乗法を用い次式で表現したものである。ただし、乱流項は定数として与えている。

$$C_D = \frac{a}{Re} + b \quad \dots\dots\dots (16)$$

各スリット壁について、式 (17) で求めた曲線を図-5に示す。曲線の傾きは壁厚 d_w の差による変化は見られないが、 C_D の値は d_w が大きいほど小さい値をとる傾向が見られる。また空隙率 λ の大小による変化は、 λ の

図-5 各種スリット壁の C_D の平均値 (部分重複波)

小さいものほど C_D は大きな値をとっている。これらの傾向は壁厚が薄く、空隙率の小さいスリット壁ほど、流れがスリットを通過する際に形成される噴流の作用によるエネルギーの損失が大きいことを示している。

定常流において9種類のスリット壁と角柱を並べた12種類の角柱列の損失係数 C_l を求めた。図-6は、スリット壁について C_l を Re 数の関数としてプロットしたものである。なお、損失係数 C_l と抗力係数 C_D の関係は次式で表わされる。

$$C_l = (1 - \lambda) \cdot C_D \quad \dots\dots\dots (17)$$

図中の直線は、Mei ら⁹⁾によって提案されている損失係数で、次式で求めることができる。

$$C_l = \left(\frac{S}{S_0} - 1 \right)^2 = \left(\frac{S}{c \cdot S_0} - 1 \right)^2 \quad \dots\dots\dots (18)$$

ここで、オリフィスの値を準用することとすれば、 c は縮流係数で $c = 0.6 + 0.4(S_0/S)^2$ である。 S は全断面積、 $S_0 = c \cdot S_0$ は空隙を通過する噴流の最小断面積、 S_0 はスリット断面積で、スリット壁の場合は $S_0/S = \lambda$ となる。

定常流実験でほぼ一定値とみられる乱流域の損失係数 C_l の平均値を λ および d_w/s の関数で整理するとかなりよく整理することができ、乱流域ではおよそ次式で近似できる。

$$C_l = \frac{0.52}{\lambda^{3.0} (d_w/s)^{0.46}} \quad \dots\dots\dots (19)$$

これより乱流域では、 C_l の値は同一の λ のスリット壁では d_w/s が小さいほど大きな値をとることがわかる。

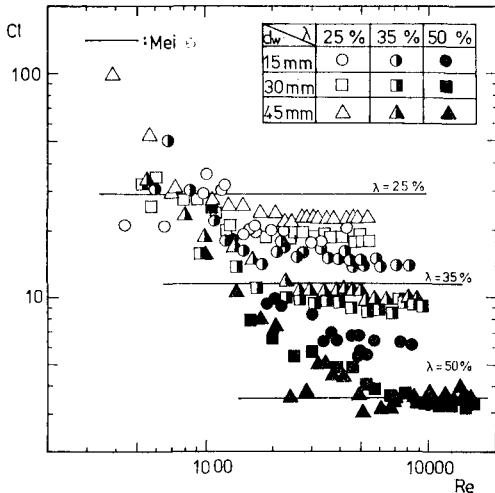


図-6 定常流によるスリット壁の損失係数 C_l と Re 数

4.2 質量係数 C_M

C_M についても C_D と同様に時間的に変動する C_M を平均化し、 $K.C$ 数の関数としてプロットしたものの例を図-7に示した。 C_M は $K.C$ 数が小さい領域ではその増加とともに急激に減少し、ある $K.C$ 数以上ではほぼ一定値へ漸近している。円柱の場合、Keulegan-Carpenter

によれば $K.C$ 数は渦の発生機構と密接な関係があり、 $K.C$ 数が小さいほど流れの場は乱さず渦の発生は少ない。これより $K.C$ 数の小さいほど慣性力が卓越することになって図中に表われるような特性を示すものと考えられる。なお、実験による結果は実験波の制約のため、壁厚の差によって得られる C_M の範囲が大きく異なるため、図中の曲線は各 $K.C$ 数の平均的なものをもって決定したものである。図-8は、このように決定した曲線を9種類のスリット壁について整理したものを示した。これによれば、 C_M の値は λ の小さいほうが大きな値をとる。

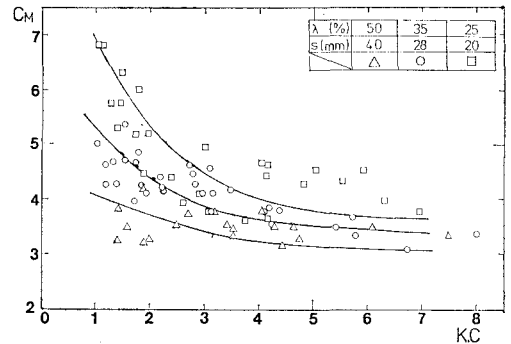


図-7 $K.C$ 数と C_M の関係 (部分重複波) $d_w = 30$ mm

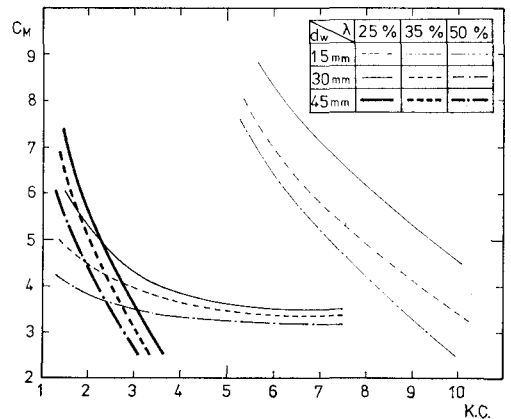


図-8 各種スリット壁の C_M の平均値 (部分重複波)

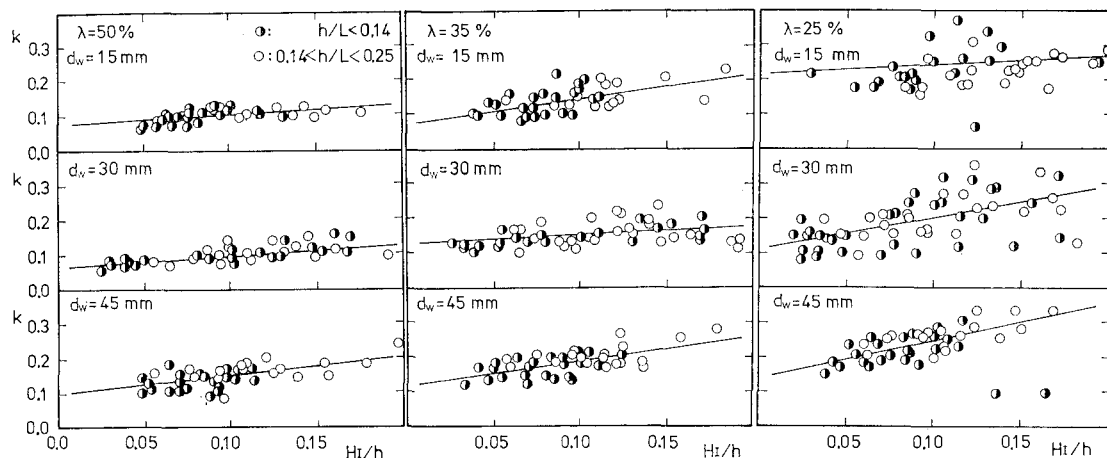
4.3 最大水平全波力 $F_{m \max}^{(9)}$

水平全波力の最大値 $F_{m \max}$ に注目し、粘性の効果を無視すると水平全波力の最大値を支配する諸元は次のようになる。ただし、スリット壁の粗度係数や振動特性の影響を考慮しないものとする。

$$k = \frac{F_{m \max}}{w_0 H_I (1 - \lambda) D h} = f \left(\frac{H_I}{h}, \frac{h}{L}, \frac{s}{d_w}, \frac{s}{H_I} \right) \quad \dots\dots\dots (20)$$

ここに、 k は波力係数、 H_I は入射波高である。

図-9は、縦軸に波力係数 k をとり、 H_I/h の関数としてプロットしたものの例を示す。 k の値は、 H_I/h の増加とともに大きくなり、また、空隙率の大小による変

図-9 スリット壁における k と H_I/h の関係

化は λ の小さなスリット壁ほど大きな k をとっている。壁厚 d_w の効果については、 d_w が厚いほど k の値は多少大きくなる傾向を示す。また、空隙率が小さくなるほど k のバラツキは大きくなり、これはスリット壁に作用する波力が大きくなるため振動が入ってくるものと考えられる。図中の直線は k と H_I/L が比例関係にあるものとし、その平均値をとったものであり、次式で考えることができる。

$$k = a \cdot \left(\frac{H_I}{h} \right) + b \quad \dots\dots\dots (21)$$

上式の右辺の第1項、第2項はスリット壁を杭列とみなすと、それぞれ抗力と慣性力を表現していると考えられる。図-9は空隙率が小さく、壁厚が大きいほど抗力項が大きくなる傾向を示している。近藤ら⁸⁾によって実験された多孔壁の波力と比較すると、実験条件等の違いはあるが、同一空隙率の多孔壁とスリット壁ではスリット壁の k 値は若干小さいことが知れた。

5. む す び

微小振幅の部分重複波理論に従いスリット壁に作用する波力算定式を Morison 式にならって誘導し、実験波力から水深方向には一定とした抗力係数 C_D と質量係数 C_M を求め、定常流実験と合わせてその値を検討した。その結果、抗力係数 C_D および損失係数 C_l は R_0 数、空隙率 λ および d_w/s の関数として比較的良好に整理された。質量係数 C_M は $K.C$ 数の関数として整理することができる。スリット壁に作用する波力は、不透水壁の

受ける波力を大きく軽減できる。なお、ここで得られた C_D , C_M を用いスリット壁に作用する波力を推定する際には、反射率が事前に知られていなければならない。しかし、単一透水壁の場合は反射率、伝達率と C_D , C_M の関係が理論的によく知られていることから¹¹⁾、それによって反射率を事前に推定できる。

参 考 文 献

- 1) 近藤俊郎・竹田英章：消波構造物，森北出版，279 p., 1983.
- 2) 近藤俊郎・佐藤隆一：多孔壁の損失係数と見掛けのオリフィス長さの推定，第26回海岸工学講演会論文集，pp. 333～337，1979.
- 3) 林建二郎・重村利幸・竹内俊雄：波力算定式中の抗力係数および質量係数の時間変化について，第24回海岸工学講演会論文集，pp. 337～341，1977.
- 4) 浦島三朗・石塚耕一・近藤俊郎：スリット壁の波力に関する抗力係数と質量係数，第36回土木学会年次学術講演会講演概要集，pp. 793～794，1981.
- 5) 前掲3)。
- 6) 浦島三朗・石塚耕一・近藤俊郎：定常流におけるスリット壁の抵抗係数，土木学会北海道支部論文報告集，38号，pp. 245～248，1982.
- 7) 前掲2)。
- 8) Mei, C. C., P. L. F. Liu and A. T. Ippen: Quadratic loss and scattering of long waves, Jr. of Waty., Harbors and Coastal Eng. Div. ASCE, Vol. 100, WW 3, pp. 217～239, 1974.
- 9) 浦島三朗・石塚耕一・近藤俊郎：スリット壁の波力特性，土木学会北海道支部論文報告集，39号，pp. 87～90，1983.
- 10) 森山啓一・服部千華寿・近藤俊郎：多孔壁に作用する波力の特性，第35回土木学会年次学術講演会講演概要集，pp. 35～36，1980.
- 11) 前掲1)。