

港湾技研資料

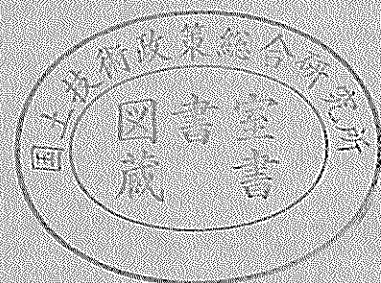
TECHNICAL NOTE OF
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH INSTITUTE
MINISTRY OF TRANSPORT, JAPAN

No. 467 Sept. 1983

水路における不規則波の再反射波の影響について

谷 本 勝 利
富 田 英 治
村 永 努

運輸省港湾技術研究所



目 次

要 旨	3
1. まえがき	3
2. 多重反射系における波の伝播の擬非定常理論	4
2.1 造波板で発生する成分波の伝播	4
2.2 多重反射系	7
2.3 不規則波合成	8
3. 入射波のスペクトル計算	8
3.1 計算の方法	8
3.2 反射率が0の場合	8
3.3 反射率が任意値で一定の場合	10
4. 水路における波の減衰を考慮したスペクトル計算	13
4.1 水路における不規則波の減衰	13
4.2 波の減衰によるスペクトルの変化	17
4.3 多重反射系におけるスペクトル計算	18
5. むすび	22
参考文献	22
主要記号一覧表	23

Influence of Re-reflection from a Wave Paddle on Irregular Incident Waves

Katsutoshi TANIMOTO*

Eiji TOMIDA**

Tsutomu MURANAGA***

Synopsis

The influence of re-reflection from a wave paddle is inevitable in irregular wave tests in a laboratory flume, since continuous action of several hundreds of waves must be achieved in order to investigate the statistical properties. In the present note, the influence of re-reflection on irregular incident waves to the model structure is studied theoretically and some guides for the laboratory techniques are derived on the basis of calculated results.

The theory considers the non-steady propagation onto the calm water. The principal results of the present study are summarized as follows:

- 1) The steady state is almost realized at the twice of traveling time between the wave paddle and the concerning position by the group velocity of the significant wave after the starting time of wave generator, when no reflective model structure exists in the flume.
- 2) Oscillation in the incident wave spectrum is caused by the influence of re-reflection from the wave paddle, when the reflective model structure is set up. The interval of the oscillation becomes to be very dense, as the relative distance between the wave paddle and the model structure to the significant wave length becomes long. Therefore, it is guessed that the incident irregular waves are represented by the spectrum smoothing the oscillation, if the relative distance is sufficiently long.
- 3) The spectral energy is remarkably increased by the influence of the wave re-reflection and the steady state is not easily achieved, when the reflection from the model structure is high and almost no energy dissipation is expected in the flume. Vice versa, the steady state is early achieved when the reflection is low. For example, the waiting time after beginning of wave generation to the steady state is at most six times of the traveling time by the group velocity of the significant wave between the wave paddle and the model structure, when the reflection coefficient is less than 0.6.
- 4) The energy dissipation due to the friction along rough side walls and bottom of the flume functions favorably to reduce the influence of the wave re-reflection. The reduction factor of component waves is investigated on the basis of the measured spectra at two locations being apart by 82.5 meters in the wave channel of which the overall length is 160 meters. The calculation considering such a reduction of component waves due to the friction demonstrates that the amplification of the significant wave height is at most 1.3 for the waves of relative water depth less than 0.10, when the model structure having a reflection coefficient of 0.8 is placed at the distance of 150 times of water depth from the wave paddle.

* Chief, Breakwaters Laboratory, Hydraulic Engineering Division

** Former-Member of Wave Power Laboratory, Hydraulic Engineering Division

*** Former-Member of Breakwaters Laboratory, Hydraulic Engineering Division

水路における不規則波の再反射波の影響について

谷本 勝利*

富田 英治**

村永 努***

要 旨

不規則波実験においては、通常数百波程度の波を連続して作用させることになり、造波板からの再反射波の影響は避けられない。そのため、本資料では水路における不規則波の再反射の影響がどのように現われるか、また多重反射系において定常状態となるまでにどの程度待てばよいのか等の実験手法上の二・三の問題について理論計算によって検討した。

理論は静水域への波の伝播に伴う非常性を考慮したものであるが、1波内での波動諸元の関係は微小振幅定常理論の関係を適用した波別定常近似理論であり、その意味で擬非定常の取り扱いによるものである。本研究の結果、以下の主要な結論を得た。

1) 模型設置以前の通過波に対する定常待ち時間は造波開始後有義波群速度の到達時間の2倍程度を考えればよい。

2) 模型構造物があるときには、造波板による再反射波の影響によって入射波のスペクトルに振動が発生する。その振動の間隔は水路が長いほど密となり、実際にはこれを平滑化したようなスペクトルになると推測される。

3) 模型の反射率が高くかつ水路における波の減衰が小さい場合には、多重反射によって波高が著しく増大し容易に定常状態とならない。これに対し、低反射構造物の場合には比較的早く定常となり、たとえば反射率が0.6以下では造波開始後後有義波群速度の到達時間の6倍程度待てば充分である。

4) 粗度の大きい水路にあつては、底面や側壁の摩擦抵抗による波の減衰が再反射波の影響を減じるのに非常に好都合な効果を発揮する。当所の長水路の場合、造波板から水深の150倍の距離を離して反射率0.8の模型構造物を設置すると、相対水深が0.1以下の条件に対して波高増大率は1.26以下である。

1. まえがき

海岸工学における近年の著しい進歩の一つは不規則波概念の実用化であり、これに伴って越波や波力など構造物への波の作用に関する研究でも不規則波を用いた実験が行われるようになってきた。しかし、この不規則波実験では、その統計的性質を考慮する必要があることから、通常数百波程度の波を連続して作用させることになり、

造波板からの再反射波の影響が問題となってくる。

こうした不規則波の再反射波の影響については、これまで合田ほか¹⁾によって多重反射系の定常状態に対するスペクトル伝達関数が示されているけれども、これが過渡状態においてどのように変化するか、また定常となるまでにどの程度待てばよいかについては全く明らかにされていない。そこで、本資料は水路における不規則波の再反射の影響が過渡状態を含めてどのように現れてくる

* 水工部 防波堤研究室長

** 前水工部 波エネルギー研究室

*** 前水工部 防波堤研究室

かを理論計算によって明らかにし、不規則波実験の手法上の二・三の問題を考察してみたものである。

2. 多重反射系における波の伝播の擬非定常理論

2.1 造波板で発生する成分波の伝播

水路実験における波の伝播を扱うとき次の二点を考慮しなければならない。その一つは静水状態からの造波による非定常性であり、他は前述した造波板による再反射波である。本章ではこの両者を考慮した理論を構築する。

最初に、静水状態から造波板を起動したときの成分波の伝播（半無限域）を考える。この問題については既に高山ほか²⁾が微小振幅を仮定した厳密理論による計算結果を示しているところであるが、ここでは簡明さのために Sverdrup・Munk³⁾が例示したエネルギー伝播の考え方を応用する。これは先端波はその波速で静水域へ伝播するけれども、エネルギーは群速度で伝播するとしたもので、その結果先端波は伝播とともにその振幅を減じ、ほぼ一定振幅の波が到達するのは群速度による到達時間以降ということになる。しかし、その取り扱いにおいて波速や群速度の関係およびその他の波動諸元は1波ごとに微小振幅波理論による定常解が適用できると近似しており、その意味で波別定常近似理論とでも呼ばれるものである。つまり、振幅のみの非定常性を考慮した擬非定常の取り扱いである。以下、これによる成分波の伝播式を求める。

まず、ピストンタイプの造波板が正弦運動をしているときの1周期あたり流体になす仕事を考える。この場合造波板には正規波動圧と慣性波動圧が働くが、慣性波動圧は造波板運動速度と位相が90°ずれており、1周期でみれば仕事をしない。したがって、正規波動圧のみを考えればよく、単位幅あたり造波板がなす仕事 W は次のように表される。

$$W = \int_0^T \int_{-h}^0 \dot{x}_c p_n dz dt \quad (1)$$

ここに、 T は周期、 h は水深、 \dot{x}_c は造波板運動速度、 p_n は正規波動圧、 z は静水面から鉛直上向きを正とした座標、 t は時間である。造波板から十分離れた定常状態での発生波の振幅を a_0 と表記すると、 \dot{x}_c 、 p_n は定常造波理論により次のように与えられる。⁴⁾

$$\dot{x}_c = \frac{a_0 \sigma}{4} \frac{2kh + \sinh 2kh}{\sinh^2 kh} \cos \sigma t \quad (2)$$

$$p_n = \rho g a_0 \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \cos \sigma t \quad (3)$$

ここに、 σ は角周波数（ $=2\pi/T$ ）、 k は波数（ $=2\pi/L$ 、 L :波長）、 ρ は流体の密度、 g は重力の加速度であり、 σ と k の間には周知のように次の関係がある。

$$\sigma^2 = kg \tanh kh \quad (4)$$

式(2)、(3)を式(1)に代入し、積分を実行すれば次式を得る。

$$W = E_0 c_g T \quad (5)$$

ここに、

$$E_0 = \frac{1}{2} \rho g a_0^2 \quad (6)$$

$$c_g = n c \quad (7)$$

$$n = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \quad (8)$$

$$c = L/T \quad (9)$$

つまり、造波板は1周期あたり $E_0 c_g T$ のエネルギーを流体に与えることになる。

以上は定常状態に対する解であるが、静水状態から造波板が起動する場合にも、造波板の1周期の運動に対し波が1波長づつ進行するものとして、式(4)が成立するものと近似する。いま、造波板が1周期間だけ運動したときのエネルギー伝播を考える。このとき、最初の1周期で1波長の波が造られ、その単位表面積あたりの平均エネルギーは $n E_0$ となる。次の1周期に相当する時間（造波板は停止している）で、この波は静水域に対し仕事をなし、造波板から2波長目まで伝播する。この伝播する波の平均エネルギーは最初の波の平均エネルギーの n 倍（ $n^2 E_0$ ）であり、エネルギー保存則から $(1-n)n E_0$ の平均エネルギーが造波板から1波長の間に残留する。これを一般的に表記するため、造波板からの距離 x 、造波開始後の時間 t を次のように無次元化し、整数で表す。

$$i = \text{Int}(x/L) + 1, \quad j = \text{Int}(t/T) + 1 \quad (10)$$

ここに、 $\text{Int}(a)$ は a の小数点以下を切り捨てた整数を意味する。これを用いて、造波板が1周期間だけ運動したときの j 周期目における i 波長目での平均エネルギー E_i （ i, j ）は次のように与えられる。

表-1 造波板が1周期運動したときのエネルギー伝播 ($E_1(i, j)/E_0$)

x/L t/T		i					
		1	2	3	4	5	6
j	1	n					
	2	$n(1-n)$	n^2				
	3	$n(1-n)^2$	$2n^2(1-n)$	n^3			
	4	$n(1-n)^3$	$3n^2(1-n)^2$	$3n^3(1-n)$	n^4		
	5	$n(1-n)^4$	$4n^2(1-n)^3$	$6n^3(1-n)^2$	$4n^4(1-n)$	n^5	
	6	$n(1-n)^5$	$5n^2(1-n)^4$	$10n^3(1-n)^3$	$10n^4(1-n)^2$	$5n^5(1-n)$	n^6

表-2 連続運転の場合のエネルギー分布 ($E(i, j)/E_0$; 深海波)

x/L t/T		i					
		1	2	3	4	5	6
j	1	$1/2$					
	2	$3/4$	$1/4$				
	3	$7/8$	$4/8$	$1/8$			
	4	$15/16$	$11/16$	$5/16$	$1/16$		
	5	$31/32$	$26/32$	$16/32$	$6/32$	$1/32$	
	6	$63/64$	$57/64$	$42/64$	$22/64$	$7/64$	$1/64$

$$E_1(i, j) = \frac{(j-1)!}{(j-i)!(i-1)!} n^i (1-n)^{j-i} E_0, \quad j \geq i \quad (11)$$

表-1はこれを $E_1(i, j)/E_0$ のかたちで例示したものである。

造波板が連続運動する場合には式(10)の関係を重ね合わせればよく、このときの j 周期目の i 波長区間の平均エネルギー $E(i, j)$ は次のようになる。

$$E(i, j) = n^i \sum_{r=i}^j \frac{r!}{(r-i)!(i-1)!} \times (1-n)^{r-i} E_0, \quad j \geq i \quad (12)$$

表-2は深海波($n=1/2$)に対し、これを計算したものである。

式(12)は振幅 $A(i, j)$ のかたちに書き換えると次のようになる。

$$A(i, j) = \left\{ n^i \sum_{r=i}^j \frac{r!}{(r-i)!(i-1)!} \times (1-n)^{r-i} \right\}^{1/2} a_0, \quad j \geq i \quad (13)$$

これを用いて任意地点 x での水位 η を求めることができる。ただし、式(13)をそのまま用いたのでは初期の段階における振幅が1周期ごとに急変することになるので、

$$t' = t - \left\{ \frac{x}{c} - \text{Int} \left(\frac{x}{c} \right) \right\} \quad (14)$$

$$j' = \text{Int} \left(\frac{t'}{T} \right) + 1 \quad (15)$$

を新しく導入し、次のように補正した振幅 $a(x, t)$ を用いる。

$$t'/T - \text{Int}(t'/T) \leq 0.5 \text{ のとき,}$$

$$a(x, t) = \left[\frac{1}{2} \{ A^2(i, j') + A^2(i, j'-1) \} + \{ A^2(i, j') - A^2(i, j'-1) \} \times \left\{ \frac{t'}{T} - \text{Int} \left(\frac{t'}{T} \right) \right\} \right]^{1/2} \quad (16)$$

$$t'/T - \text{Int}(t'/T) > 0.5 \text{ のとき,}$$

$$a(x, t) = [A^2(i, j) + \{ A^2(i, j+1) - A^2(i, j) \} \times \left\{ \frac{t'}{T} - \text{Int} \left(\frac{t'}{T} \right) \right\}]^{1/2}$$

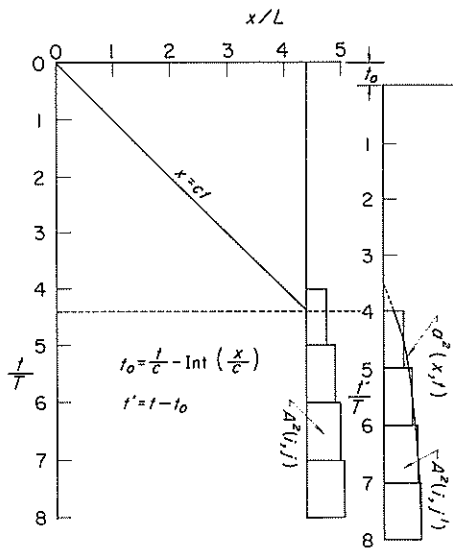


図-1 エネルギー伝播による振幅の近似

$$j') \left\{ \frac{t'}{T} - \text{Int} \left(\frac{t'}{T} \right) - 0.5 \right\}^{1/2} (17)$$

これは図-1に示しているように任意地点 x に先端波が到達したときの時間が丁度周期の整数倍となるように時間軸を t_0 だけ修正し、かつ平均エネルギーを各周期の midpoint で与えてこれを直線で結んだ関係を $a^2(x, t)$ とした

ものである。このように近似することによって先端波1波の一部を除いてエネルギー保存の関係が満たされる。

ただし、式(16)、(17)は $t \geq x/c$ のときのみ有効で、 $t < x/c$ のときには $a(x, t) = 0$ とする。これらを用いて、水位 η は次のように表される。

$$\eta = a(x, t) \sin(-kx + \sigma t + \theta) \quad (18)$$

ここに、 θ は造波板起動時の位相である。

以上、波別定常近似に基づく造波板による発生波の伝播式を示したが、次にこれと前述した高山ほかによる厳密理論による結果⁵⁾とを比較してみる。図-2は $h = 0.4 \text{ m}$, $x = 20 \text{ m}$ ($x/h = 50$) で、 $T = 1 \text{ s}$ ($h/L = 0.2735$) および 2 s ($h/L = 0.1083$) の場合の振幅の時間変化を示したものである。横軸に含まれる t_g は群速度 $c_g = nc$ で進行する波の到達時間である。厳密理論では先端波が長波の波速 \sqrt{gh} で伝播するのに対し、近似理論では浅水波理論による波速 c で伝播すること、および厳密理論では定常状態となる前に波状分布が出現するのに対し、近似理論ではこれが無視されること等に違いが認められる。しかし、近似理論の結果はその波状分布の平均的な関係を表しており、振幅がほぼ一定となるのが群速度による到達時間のやや後であるという特性をよく示している。本研究による検討は不規則波群中の成分波の到達時間がそれぞれ異なることを考慮して造波板による再反射の影響を明らかにすることにあり、近似理論はこ

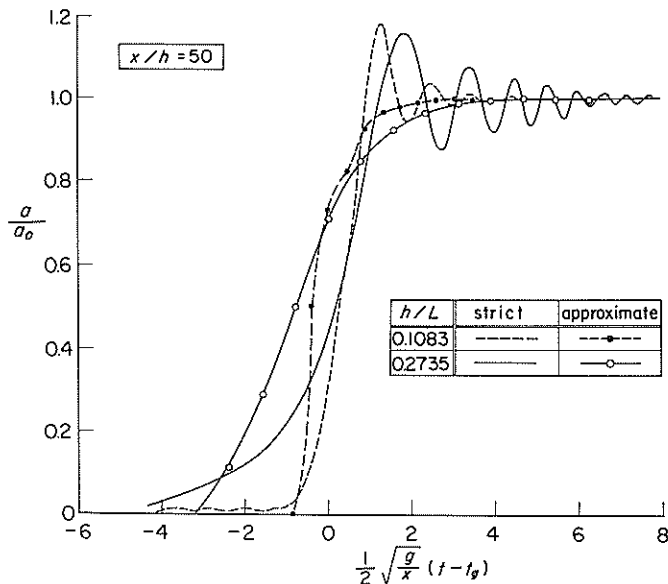


図-2 厳密非定常理論との比較

の目的に対して充分な適用性を有していると考えられる。

2.2 多重反射系

図-3に示すように一定水深水路の $x=0$ に造波板、 $x=l$ に反射壁がある状態を考える。このとき、造波板で造波された波は時間の経過とともに反射壁で反射されるようになり、さらに造波板で再反射される。

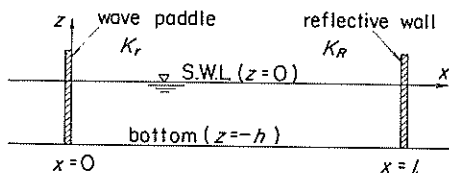


図-3 座標系

図-4はこうした多重反射系における先端波の経路を示したものである。これからわかるように多重反射系での波は $x=0, -2l, -4l, \dots$ で造波される進行波 η^+ (x の正の方向へ進む波) と $x=2l, 4l, 6l, \dots$ で造波される逆行波 η^- (x の負の方向に進む波) の和で表される。反射壁および造波板の反射率をそれぞれ K_R, K_r と表記し、反射に伴って位相の遅れがないと仮定すると、 η^+ および η^- はそれぞれ次のように書くことができる。

$$\begin{aligned} \eta^+ = & \sum_{s=1}^{S_c^+} [(K_R K_r)^{s-1} a \{ x^+(s), t \} \cos 2\pi(s-1) \\ & \times \frac{2l}{L}] \sin(-kx + \sigma t + \theta) - \sum_{s=1}^{S_c^+} [(K_R K_r)^{s-1} \\ & \times a \{ x^-(s), t \} \sin 2\pi(s-1) \frac{2l}{L}] \cos(-kx \\ & + \sigma t + \theta) \end{aligned} \quad (19)$$

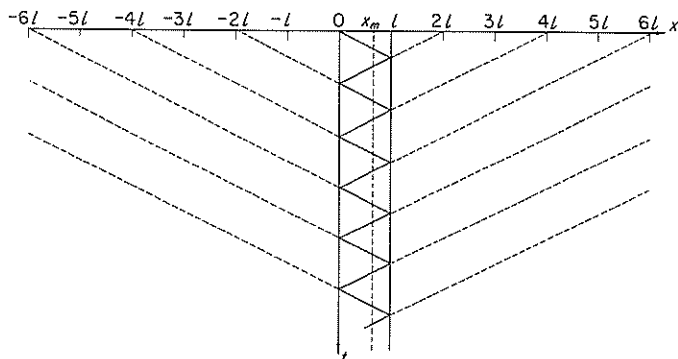


図-4 先端波の伝播経路

$$\begin{aligned} \eta^- = & \sum_{s=1}^{S_c^-} [(K_R K_r)^{s-1} a \{ x^-(s), t \} \cos(2\pi s \frac{2l}{L})] \\ & \times K_R \sin(kx + \sigma t + \theta) - \sum_{s=1}^{S_c^-} [(K_R K_r)^{s-1} \\ & \times a \{ x^-(s), t \} \sin(2\pi s \frac{2l}{L})] K_R \cos(kx \\ & + \sigma t + \theta) \end{aligned} \quad (20)$$

ここに、

$$x^+(s) = x + 2(s-1)l \quad (21)$$

$$S_c^+ = \text{Int}\left\{\frac{ct-x}{2l}\right\} + 1$$

$$x^-(s) = 2sl - x \quad (22)$$

$$S_c^- = \text{Int}\left\{\frac{ct+x}{2l}\right\}$$

したがって、 η^+, η^- の振幅 $a^+(x, t), a^-(x, t)$ はそれぞれ以下ようになる。

$$\begin{aligned} a^+(x, t) = & \left[\left\{ \sum_{s=1}^{S_c^+} [(K_R K_r)^{s-1} a \{ x^+(s), t \} \cos 2\pi \right. \right. \\ & \times (s-1) \frac{2l}{L}]^2 + \left. \left. \left\{ \sum_{s=1}^{S_c^-} [(K_R K_r)^{s-1} a \{ x^-(s), t \} \sin \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. 2\pi(s-1) \frac{2l}{L} \right] \right\}^2 \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} a^-(x, t) = & \left[\left\{ \sum_{s=1}^{S_c^+} [(K_R K_r)^{s-1} a \{ x^-(s), t \} \cos(2\pi s \right. \right. \\ & \times \frac{2l}{L})]^2 + \left. \left. \left\{ \sum_{s=1}^{S_c^-} [(K_R K_r)^{s-1} a \{ x^-(s), t \} \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. \times \sin(2\pi s \frac{2l}{L}) \right] \right\}^2 \right]^{1/2} K_R \end{aligned} \quad (24)$$

なお、多重反射が十分に発達した定常状態においては次のような簡単な式になる。⁶⁾

$$\eta = \eta^+ + \eta^-$$

$$= \frac{a_0}{\sqrt{1 - 2K_R K_r \cos 2kl + K_R^2 K_r^2}} \{ \sin(-kx + \sigma t + \theta') + K_R \sin(kx + \sigma t + \theta') \} \quad (25)$$

ここに、 θ' は位相である。

2.3 不規則波合成

不規則波に対しては、次のように成分波を合成すればよい。

$$\eta^+(x, t) = \sum_{m=1}^M a_m^+(x, t) \sin(-k_m x + \sigma_m t + \theta_m) \quad (26)$$

$$\eta^-(x, t) = \sum_{m=1}^M a_m^-(x, t) \sin(k_m x + \sigma_m t + \theta'_m) \quad (27)$$

ここに、 $a_m^+(x, t)$ 、 $a_m^-(x, t)$ は前出の式(23)、(24)で与えられる成分波の振幅で、式(13)、(16)、(17)等を用いて計算される。位相 θ_m 、 θ'_m はそれぞれ式(19)、(20)の関係から定まる。ただし、実際の計算は式(26)、(27)のかたちよりも、式(19)、(20)を合成した式に基づくのが便利である。

式(13)中の a_0 は造波板で発生する波のスペクトル $S_0(f)$ に従って次式のように与えればよい。

$$a_{0m} = \sqrt{2S_0(f_m) \Delta f_m} \quad (28)$$

ここに、 Δf_m はスペクトルの分割幅、 f_m は代表周波数である。

また、多重反射系における波のスペクトルは各周波数成分に対し振幅を計算することによって容易に求められる。たとえば、定常状態における $x=l$ での入射波と反射波の合成スペクトルは式(25)から次のように表される。

$$S(f) = \frac{(1 + K_R)^2}{1 - 2K_R K_r \cos 2kl + K_R^2 K_r^2} S_0(f) \quad (29)$$

3. 入射波のスペクトル計算

3.1 計算の方法

一般に、水路実験においては造波板の再反射の影響によって構造物への入射波がどのように変化するかが問題である。そのため、本章では $x=l$ での入射波(進行波)のスペクトルおよびその特性値の時間変化を調べる。以下、

その計算法について述べる。

まず、造波目標のスペクトルすなわち構造物がないときの定常状態における入射波のスペクトル $S_0(f)$ を次式のBretschneider・光易型⁷⁾で与える。

$$S_0(f) = 0.257 H_{1/3}^2 T_{1/3} (T_{1/3} f)^{-6} \exp[-1.03 \times (T_{1/3} f)^{-4}] \quad (30)$$

ここに、 f は周波数、 $H_{1/3}$ および $T_{1/3}$ はそれぞれ有義波高、有義波周期である。

多重反射系では、前出の式(25)で知られるように kl すなわち l/L の値によって振幅の増幅率が著しく変化する。したがって、スペクトル計算においては周波数を充分密にとる必要がある。しかし、どの程度密にとればよいかは l/L 等の条件によって異なる。そのため、ここではスペクトルを100成分波に分割して、各分割域に対し計算に用いる周波数を乱数で与えてスペクトルを求め、これを10回試行したときの平均スペクトルを求めることにする。スペクトルの分割は $S_0(f)$ に対してスペクトルの囲む面積が等しくなるように行い、平均スペクトルの表示における代表周波数は2次モーメントを代表するように次式で与える。⁸⁾

$$f_m = \frac{1}{0.9 T_{1/3}} \{ 2.912 M [\phi(\sqrt{2 \ln \frac{M}{m-1}}) - \phi(\sqrt{2 \ln \frac{M}{m}})]^{1/2} \} \quad (31)$$

ここに、 $\phi(t)$ は次式で定義される誤差関数である。

$$\phi(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^t \exp[-x^2/2] dx \quad (32)$$

なお、実際の計算はすべて無次元量を用いて行っており、無次元周波数 f^* および無次元スペクトル $S^*(f^*)$ は次のように定義している。

$$f^* = f T_{1/3}$$

$$S^*(f^*) = \frac{S(f)}{0.257 H_{1/3}^2 T_{1/3}} \quad (34)$$

3.2 反射率が0の場合

まず特別な場合として、模型構造物の反射率 K_R が0の場合の計算結果を示す。これは模型を置かないときの通過波の定常待ち時間に関係している。この場合は多重反射が生じないので、計算は前出の式(31)で与えられる代表周波数に対し1回だけ実行したものである。

図-5、6は $l/h=50$ で、 $h/L_{1/3}=0.1$ および

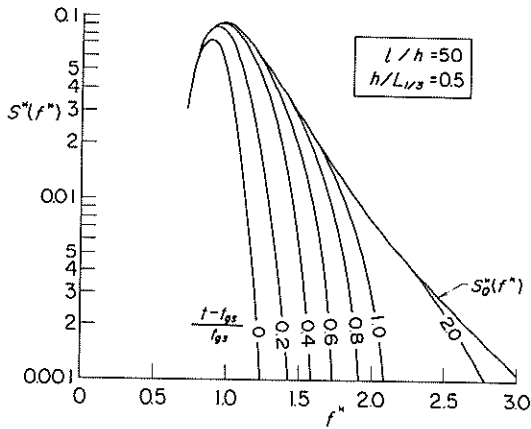


図-5 通過波スペクトルの時間変化 ($l/h=50$, $h/L_{1/3}=0.1$)

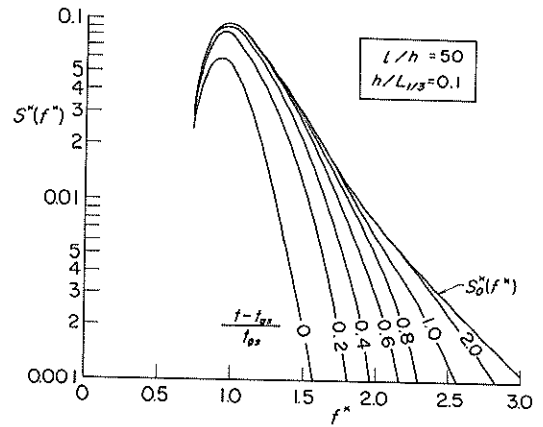


図-6 通過波スペクトルの時間変化 ($l/h=50$, $h/L_{1/3}=0.5$)

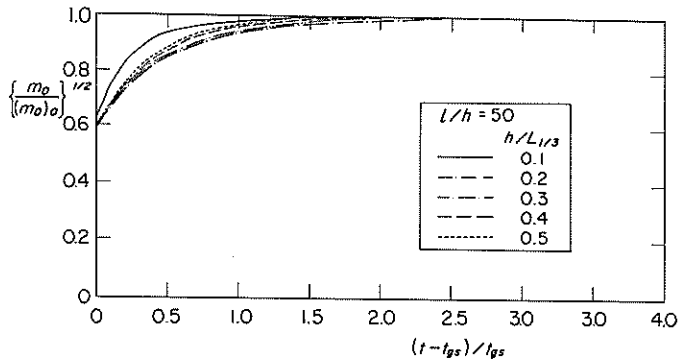


図-7 通過波高の時間変化 ($l/h=50$)

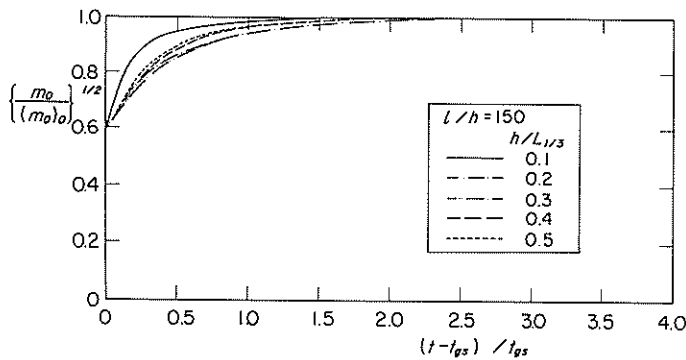


図-8 通過波高の時間変化 ($l/h=150$)

0.5の場合のスペクトルの時間変化を例示している。ここに、時間は t_{gs} を有義波群速度による到達時間として $(t-t_{gs})/t_{gs}$ で無次元化してある。時間が経過するにつれて低周波数成分から徐々に $S_0^*(f^*)$ に近づいている様子

がよく認められる。 $h/L_{1/3}=0.1$ と 0.5 の場合を比較すると、 $f^* < 1.0$ では後者が、 $f^* > 1.0$ では前者がそれぞれ早く定常状態に近づく傾向にある。

図-7, 8はスペクトルの総エネルギーの平方根の時

間変化を示したもので、縦軸中の m_0 は次式で与えられる。

$$m_0 = \int_0^m S(f) df \quad (35)$$

$(m_0)_0$ は定常状態におけるスペクトル $S_0(f)$ に対する値であり、したがって縦軸の $\{m_0/(m_0)_0\}^{1/2}$ は有義波高の比と考えてよい。図-7が $l/h=50$ 、図-8が $l/h=150$ の例であるが、時間の経過とともに波高比は1に近づき、その発達過程は l/h によってほとんど差がない。ほぼ定常状態に達する時間は $(t-t_{gs})/t_{gs}=2.5$ 程度である。しかし、これは瞬時における値であり、実際にはある時間から開始して継続して測定するのであるから、初期の段階で多少非定常性が残されていたとしてもそれほど問題ではない。その目安として $\{m_0/(m_0)_0\}^{1/2}=0.95$ 程度をとれば、 $(t-t_{gs})/t_{gs}=1.0$ 程度となるまで待てば十分である。すなわち、通過波の測定は造波開始後後有義波群速度による到達時間 t_{gs} の2倍程度待って開始すればよいといえる。

3.3 反射率が任意値で一定の場合

(1) スペクトルの変化

構造物等による波の反射率は一般に周期によって変化する。しかし、これが不規則波の成分波に対してどのようになるかはまだよくわかっていない。また、そうした

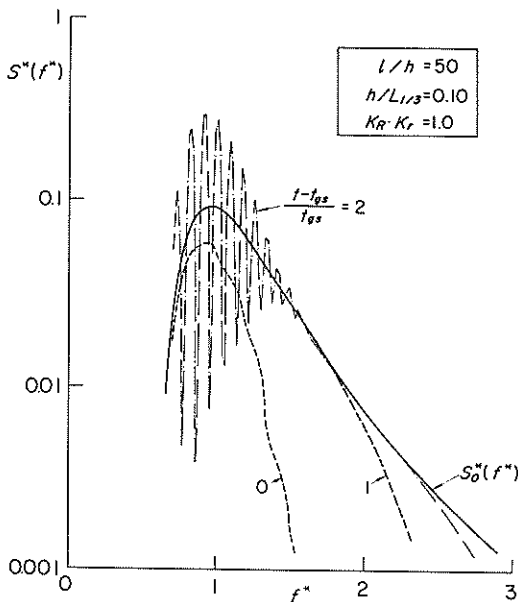


図-9 多重反射系における入射波のスペクトル ($l/h=50$, $h/L_{1/3}=0.1$, $K_R \cdot K_r=1.0$; 初期段階)

反射特性は構造物の種類によっても変化するところであるので、ここでは各成分波に対して反射率を一定値で与えたときの計算結果を示す。

図-9および10は $l/h=50$, $h/L_{1/3}=0.10$ で、 $K_R \cdot K_r=1.0$ すなわち完全反射のときのスペクトルの時間変化を示したものである。 $(t-t_{gs})/t_{gs}=0, 1$ ではまだ再反射が到達していない。時間の経過につれて低周波側から再反射波の影響が現れるようになり、スペクトルに波状分布が生じる。 $(t-t_{gs})/t_{gs}=2$ では、これが $f^*=1.6$ 程度まで及んでいる。さらに時間がたつと全周波数域で波状分布となる。図-10は $(t-t_{gs})/t_{gs}=20$ 、すなわち有義波がその群速度で水路を10回往復したときのスペクトルを示したものである。ただし、これらのスペクトルは3.1で述べたように100成分波に分割して計算周波数を乱数で設定し、それを10回繰り返したときの平均スペクトルであり、その意味で平滑化されたものである。特に、高周波数側では分割幅が広がるため平滑化の効果が強く現れている。

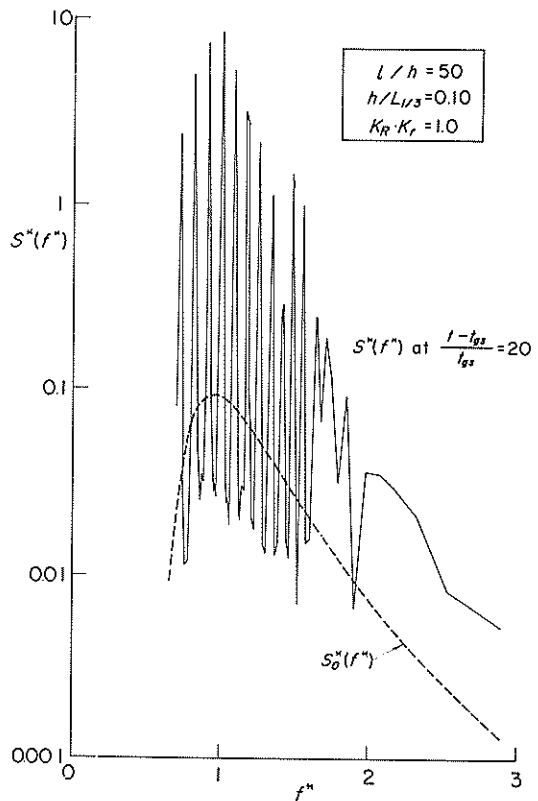


図-10 多重反射系における入射波のスペクトル ($l/h=50$, $h/L_{1/3}=0.1$, $K_R \cdot K_r=1.0$)

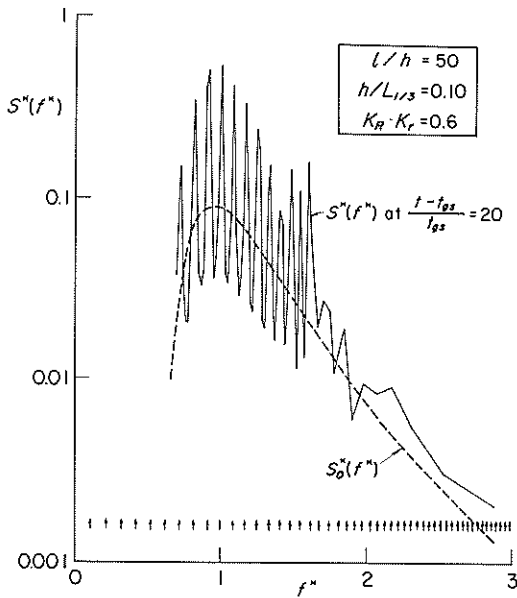


図-11 多重反射系における入射波のスペクトル ($l/h=50$, $h/L_{1/3}=0.1$, $K_R \cdot K_r=0.6$)

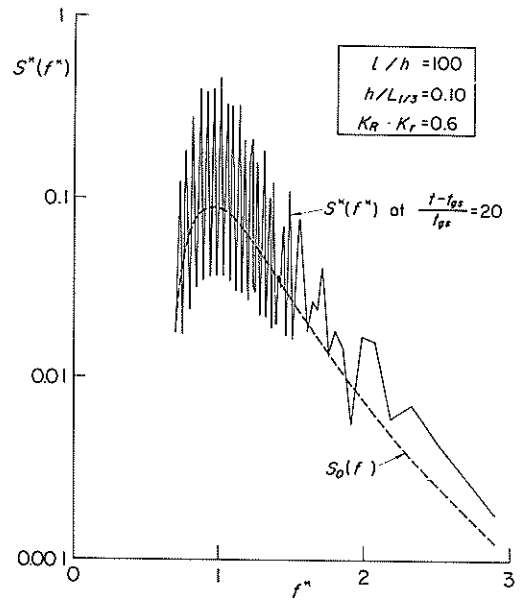


図-12 多重反射系における入射波のスペクトル ($l/h=100$, $h/L_{1/3}=0.1$, $K_R \cdot K_r=0.6$)

図-11は $K_R K_r = 0.6$ の場合の $(t - t_{gs}) / t_{gs} = 20$ でのスペクトルを示している。前出の図-10と比較すると波状分布の間隔は同じであるが、変動幅が小さくなり、 $S_0^*(f^*)$ に近づいているのがわかる。

以上の例で明らかなように、多重反射系においてはスペクトルに波状分布が出現するのが著しい特徴である。この波状分布の間隔は前出の式 (29) から知られるように $\cos 2kl = \pm 1$ に対応する周波数の間隔である。⁹⁾したがって、極大値は $\cos 2kl = 1$ のとき、すなわち次式の相対水深に対応する周波数で出現することになる。

$$\left(\frac{h}{L}\right)_p = \frac{m h}{2 L}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (36)$$

一方、式 (4) から

$$\left(\frac{T_{1/3}}{T}\right)^2 = \frac{L_{1/3}}{h} \frac{h \tanh 2\pi h / L}{L \tanh 2\pi h / L_{1/3}} \quad (37)$$

の関係があるので、これに式 (36) を代入すると、極大値を与える無次元周波数 $(f^*)_p$ は次式のように表される。

$$(f^*)_p = \left\{ \frac{m h L_{1/3}}{2 L h} \frac{\tanh m \pi h / L}{\tanh 2 \pi h / L_{1/3}} \right\}^{1/2} \quad (38)$$

この関係から、 $l/h=50$, $h/L_{1/3}=0.1$ の条件で

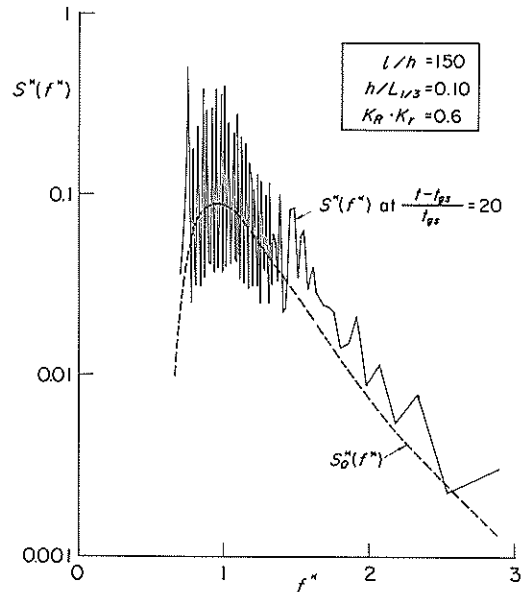


図-13 多重反射系における入射波のスペクトル ($l/h=150$, $h/L_{1/3}=0.1$, $K_R \cdot K_r=0.6$)

は、 $(f^*)_p = 0, 0.106, 0.212, 0.317, 0.421, 0.523, 0.623, 0.721, 0.817, 0.910, 1.000, \dots$ で極大値が生じることが知られる。前出の図-11中に記した上向きの矢印はこれらの周波数を示している。間隔は周

波数が高くなるにつれて密となり、この例の場合 $f^* = 1.0$ 付近で 0.089 , $f^* = 2.0$ 付近で 0.052 程度である。また、こうした間隔は l/h が大きいほど密となる。図-12, 13は $l/h = 100, 150$ の場合の例を示したものであるが、 $f^* = 1.0$ 付近で $l/h = 100$ のとき 0.045 , $l/h = 150$ のとき 0.030 程度の間隔である。これらは、たとえば有義波周期を 2.5 s とすれば、有義波周期付近で $l/h = 50$ の場合 0.22 s, $l/h = 100$ の場合 0.11 s, $l/h = 150$ の場合 0.075 s ごとに極大値が現れることを意味している。こうしたスペクトルにおける振動が実際の不規

則実験波にどのような影響を与えるかは明らかでないけれども、その間隔が小さければそれを平滑化したようなスペクトルを有する波と考えてよいであろう。この意味で、既に合田ほか¹⁰⁾が指摘しているように、不規則波実験で多重反射系を利用する場合でも、造波板と模型構造物の距離を充分にとることが必要となる。

(2) 有義波高および平均周期の変化

図-14, 15は $l/h = 50$, $h/L_{1/3} = 0.10$ の条件での各種の反射率に対する $\{m_0/(m_0)_0\}^{1/2}$, $\{(m_0/m_2)/(m_0/m_2)_0\}^{1/2}$ の時間変化を示したものである。ここに、

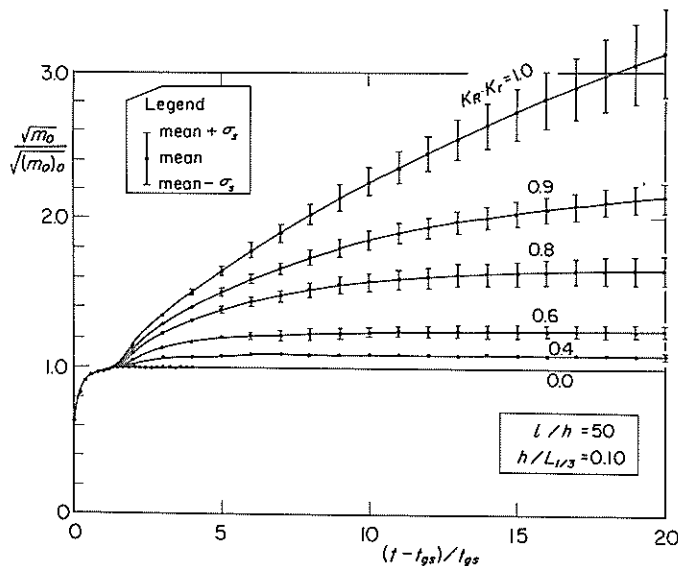


図-14 多重反射系における入射波高の時間変化

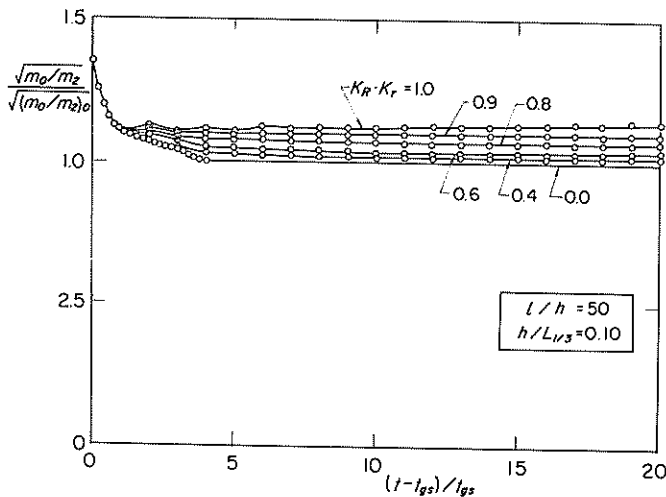


図-15 多重反射系における入射波の周期の時間変化

m_2 は次式で計算したもので、 $\{(m_0/m_2)/(m_0/m_2)_0\}$
 $^{1/2}$ は平均周期の比を表している。

$$m_2 = \int_0^{\infty} S(f) f^2 df \quad (39)$$

図-14には10回試行したときの平均値と標準偏差を示してあるが、周期については変動が小さく、図-15では平均値だけをプロットしている。

まず、波高について見てみる。 $K_R K_r = 1.0$ の場合には時間の経過とともに波高は顕著に増大し、理論的には有限時間で定常状態とならない。 $(t - t_{gs})/t_{gs} = 20$ のときの波高比は約3.1である。これに対し、 $K_R K_r < 1.0$ の条件では略定常状態が存在し、反射率が小さいほど早く達成され、かつ波高増大率が小さい。 $K_R K_r = 0.8$ では $(t - t_{gs})/t_{gs} = 20$ ではほぼ定常状態に達しており、波高比は1.65である。また、 $K_R K_r = 0.6$ では $(t - t_{gs})/t_{gs} = 10$ 、 $K_R K_r = 0.4$ では $(t - t_{gs})/t_{gs} = 6$ ではほぼ定常となり、波高比はそれぞれ1.25, 1.09程度である。実際には多少の誤差は許容できるので、 $K_R K_r \leq 0.6$ であれば $(t - t_{gs})/t_{gs} = 5$ すなわち造波開始後有害波群速度で水路を3往復する程度待てば充分であるといえる。逆に、 $K_R K_r \geq 0.9$ の場合には容易に定常状態は達成されない。

次に、図-15の周期についてであるが、周期比は $(t - t_{gs})/t_{gs} = 0$ での約1.35から漸減する。 $K_R K_r$ が小さい

ほど1.0に近づくけれども波高ほどの違いはない。

以上の傾向は $h/L_{1/3} (= 0.1 \sim 0.5)$ 、あるいは $l/h (= 50 \sim 150)$ が変化してもそれほど変わらない。特に、 $K_R K_r \leq 0.8$ の条件ではほとんど同じである。したがって、有害波高および平均周期の変化は、各種の条件に対しはほぼ図-14, 15のようであると考えてよい。

4. 水路における波の減衰を考慮したスペクトル計算

4.1 水路における不規則波の減衰

(1) ゼロアップクロス解析による有害波諸元の変化
 多重反射系においては模型構造物や造波板の反射率が非常に重要な役割を果すことは前章の計算例でも明らかである。このほか、同様な役割を果すものとしてフィルターや水路の摩擦抵抗による波の減衰がある。ここでは、後者について実際の水路で波がどの程度減衰するかを測定結果に基づいて明らかにし、これを考慮した多重反射系におけるスペクトル計算例を示すことにする。

実験は図-16に示しているように長さ163 m、深さ1.5 m、幅1.0 mの不規則波長水路(津波造波水路)で行った。この水路は一部に観測ガラス窓を有した鉄筋コンクリート製のもので、造波板から115.0 mまでが水平床、そのあと表面モルタル仕上げの海底床模型が続いており、

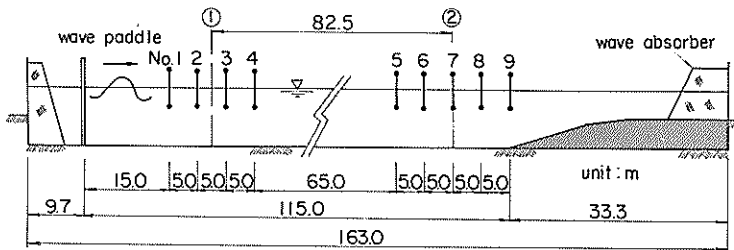


図-16 不規則波長水路と波高計設置位置

表-3 沖側測点におけるゼロアップクロス解析結果 ($H_{1/3}$: cm, $T_{1/3}$: s)

波種	No. 1		No. 2		No. 3		No. 4		平均		平均波数
	$H_{1/3}$	$T_{1/3}$	$H_{1/3}$	$T_{1/3}$	$H_{1/3}$	$T_{1/3}$	$H_{1/3}$	$T_{1/3}$	$(H_{1/3})_1$	$(T_{1/3})_1$	
SWJ-70	13.5	1.16	13.4	1.21	11.6	1.22	11.5	1.22	12.5	1.20	176
SWL-100	14.3	1.66	13.8	1.59	12.7	1.62	12.4	1.67	13.3	1.64	227
SWL-150	20.4	1.69	20.5	1.72	19.0	1.71	18.2	1.75	19.5	1.72	204
SWM-100	11.4	1.90	11.2	1.94	10.5	1.98	10.2	1.99	10.8	1.95	233
SWM-150	17.5	1.95	16.8	1.94	16.1	1.96	15.8	1.97	16.6	1.96	225
SWN-100	8.86	2.27	8.75	2.33	8.42	2.34	8.57	2.38	8.65	2.33	230
SWN-150	13.7	2.31	13.6	2.34	13.0	2.37	13.0	2.40	13.3	2.36	229

表-4 岸側測点におけるゼロアップクロス解析結果 ($H_{1/3}$: cm, $T_{1/3}$: s)

波種	No. 5		No. 6		No. 7		No. 8		No. 9		平均	
	$H_{1/3}$	$T_{1/3}$	$H_{1/3}$	$T_{1/3}$	$H_{1/3}$	$T_{1/3}$	$H_{1/3}$	$T_{1/3}$	$H_{1/3}$	$T_{1/3}$	$(H_{1/3})_2$	$(T_{1/3})_2$
SWJ-70	9.07	1.27	8.60	1.26	8.75	1.27	8.70	1.25	8.35	1.25	8.69	1.26
SWL-100	10.7	1.70	11.0	1.71	10.7	1.70	11.0	1.75	10.3	1.76	10.7	1.72
SWL-150	15.8	1.78	15.7	1.77	15.4	1.77	15.7	1.76	15.0	1.76	15.5	1.77
SWM-100	9.24	2.08	9.20	2.05	9.10	2.04	9.10	2.05	8.94	2.04	9.12	2.05
SWM-150	13.9	1.99	13.9	2.04	13.9	2.02	13.8	2.08	13.4	2.02	13.8	2.03
SWN-100	7.71	2.38	7.74	2.46	7.72	2.42	7.79	2.45	7.68	2.41	7.73	2.42
SWN-150	11.8	2.40	11.7	2.51	11.8	2.45	11.7	2.45	11.7	2.45	11.7	2.45

水路端には充分な消波工が設けてある。測定に用いた波高計は容量式のもので、造波板から岸側へNo. 1~No. 9の9台の波高計を設置した。このうち、No. 1~No. 4は沖側での波高を測定するもので、造波板から15.0 mの地点を起点として5.0 m間隔で配置してある。残りのNo. 5~No. 9はNo. 4から65.0 m離れた地点を起点としてやはり5.0 m間隔で配置したもので、岸側での波高を測定するものである。

水平床部での水深 h は 100 cm の一種で、実験波は Bretschneider・光易型のスペクトルを目標とした不規則波である。表-3, 4に各測点でのゼロアップクロス解析による有義波高, 有義波周期の値を一括して示してある。これらは充分定常状態となった時点でサンプルした4096個のデータを不規則波実験制御解析装置¹¹⁾で解析したもので、No. 1~No. 4での平均波数は波群によって176~233波である。沖側および岸側グループ内の個々の測点においても測定値に若干の変動が認められるが、ここではそれぞれのグループでの平均値を用いて以下の議論を行う。この場合、沖側測点と岸側測点の間の距離はそれぞれの中央の距離をとって $l = 82.5$ m を対応させる。

表-5は沖側を基準とした有義波高および有義波周期の比を、沖側での相対水深 ($h/L_{1/3}$)₁、波形勾配 ($H_{1/3}/L_{1/3}$)₁ の値とともに示したものである。これによると波高比は0.695~0.894の範囲にあり、相対水深が大きいほど減衰が大きい傾向を示している。これに対し、周期の比は変化が小さく、1.03~1.05の範囲である。

ところで、水路における水底および側壁の摩擦による波高減衰については、次の岩垣・土屋・陳の式¹²⁾がある。

$$\frac{H_2}{H_1} = \exp\left[-\epsilon_{b,w} \frac{x}{L}\right] \quad (40)$$

ここに、

表-5 ゼロアップクロス解析による波高および周期比 ($l/h = 82.5$)

波種	$\left(\frac{h}{L_{1/3}}\right)_1$	$\left(\frac{H_{1/3}}{L_{1/3}}\right)_1$	$\frac{(H_{1/3})_2}{(H_{1/3})_1}$	$\frac{(T_{1/3})_2}{(T_{1/3})_1}$
SWJ-70	0.448	0.0560	0.695	1.05
SWL-100	0.258	0.0343	0.805	1.05
SWL-150	0.239	0.0467	0.795	1.03
SWM-100	0.199	0.0215	0.844	1.05
SWM-150	0.197	0.0328	0.831	1.04
SWN-100	0.157	0.0135	0.894	1.04
SWN-150	0.154	0.0205	0.880	1.04

$$\epsilon_{b,w} = \frac{2\pi kh}{\beta h} \frac{1 + 1/\psi}{\sinh 2kh + 2kh} \quad (41)$$

$$\beta h = \left(\frac{\sqrt{gh}}{2\nu} h\right)^{1/2} (kh \tanh kh)^{1/4} \quad (42)$$

$$\psi = \frac{kh}{\sinh 2kh} \frac{b}{h} \left\{ 1 - (1.086 \operatorname{sech} kh + 0.197) \frac{\pi H}{L} \times \frac{1}{\sinh kh} \right\} \quad (43)$$

ν : 動粘性係数, b : 水路幅

これは規則波に対する式であるけれども、有義波諸元を対応させて測定値と比較してみたのが図-17である。また、この図は規則波に対する同様な実験結果も示してある。これによると、規則波と不規則波の実験値は大差なく、いずれも理論値よりはるかに大きい減衰を示していることが知られる。これは当該水路が屋外にあって風化がやや著しく、粗度が大であることによると推測される。なお、岩垣ほかの式による計算は $H/L = 0.03$ に対し行っているが、これを $H/L = 0.01 \sim 0.05$ の範囲で変

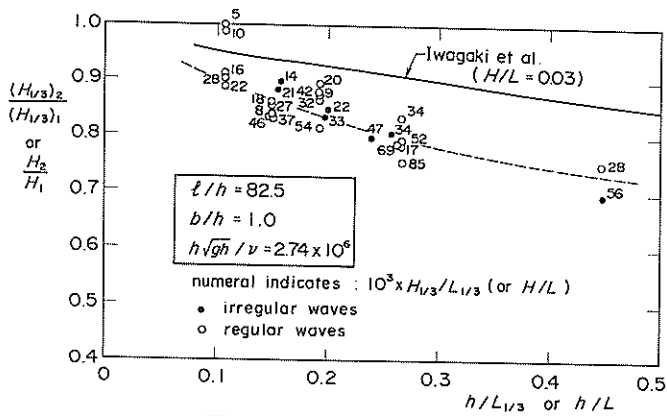


図-17 2点間での波高減衰

化させても結果はほとんど変わらない。

(2) スペクトル成分波の減衰率

図-18~24は沖側および岸側での平均スペクトルを波

群別に示したものである。図中破線はスペクトル密度の比 $S_2(f)/S_1(f)$ を示しているけれども、特に高周波側で減衰が著しいことが知られる。

いま、これらの結果から各成分波に対する波高減衰率 ϵ を次式により求めて、 h/L に対してプロットすると図-25のようになる。

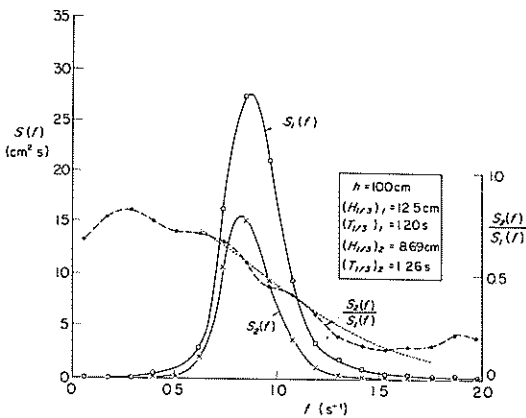


図-18 2点間でのスペクトル変化とその比 (SWJ-70)

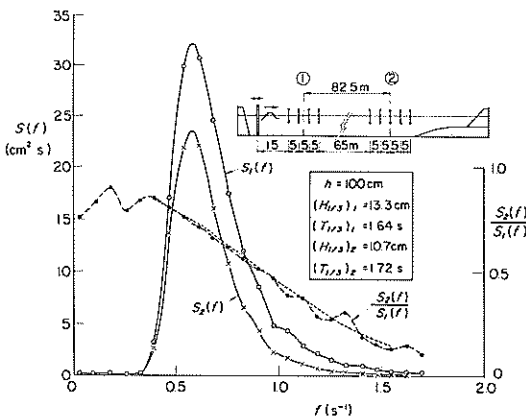


図-19 2点間でのスペクトル変化とその比 (SWL-100)

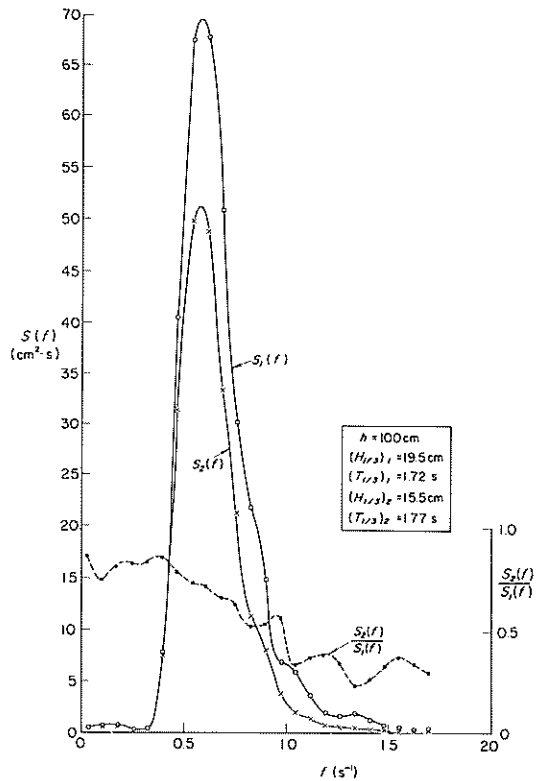


図-20 2点間でのスペクトル変化とその比 (SWL-150)

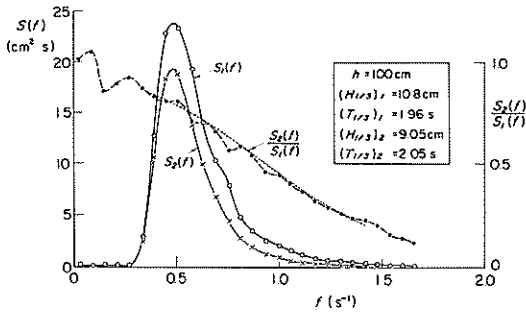


図-21 2点間でのスペクトル変化とその比(SWM-100)

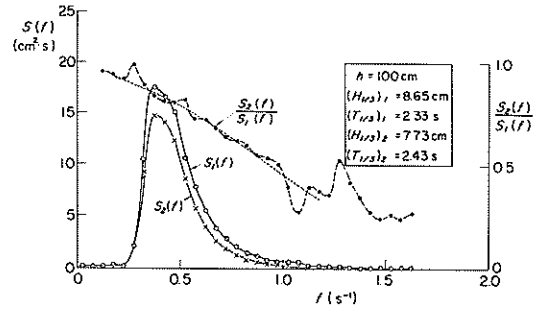


図-23 2点間でのスペクトル変化とその比(SWN-100)

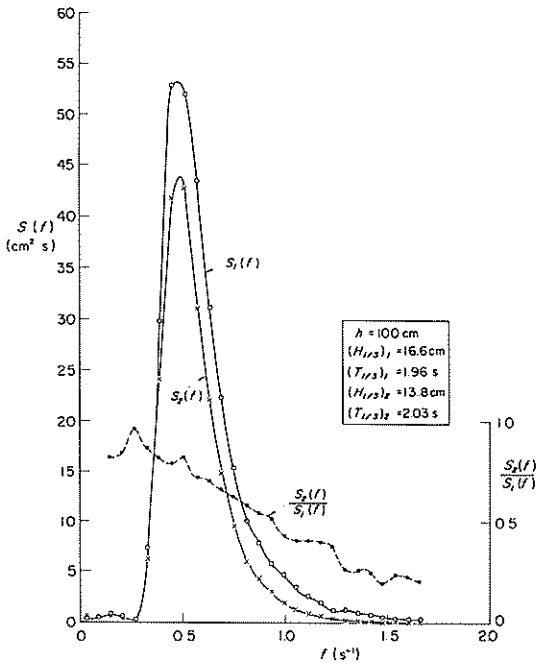


図-22 2点間でのスペクトル変化とその比(SWM-150)

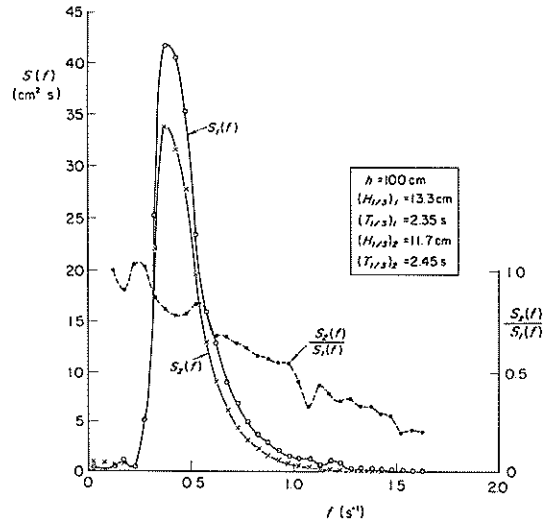


図-24 2点間でのスペクトル変化とその比(SWN-150)

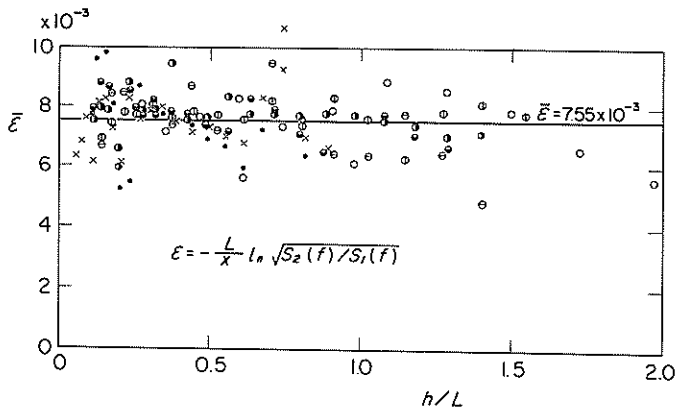


図-25 成分波の波高減衰率

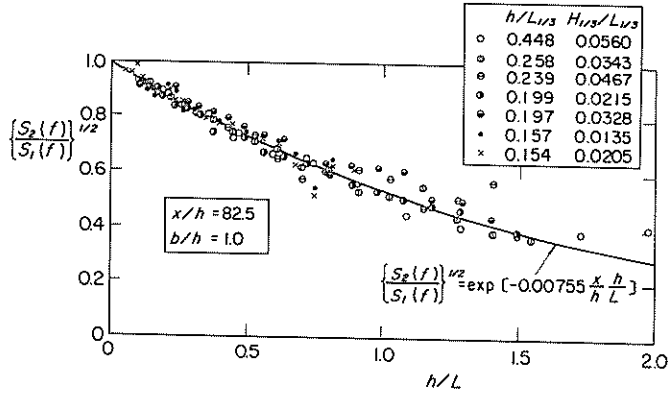


図-26 2点間での成分波の波高比

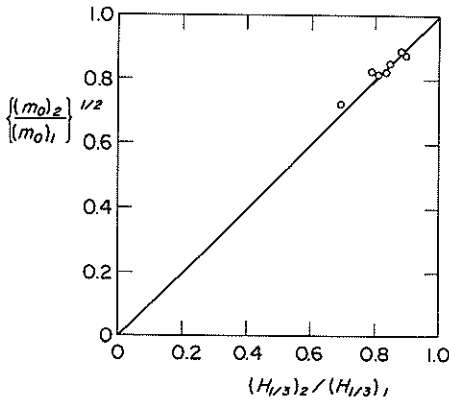


図-27 ゼロアップクロス解析とスペクトル解析による波高比の相関

$$\varepsilon = -\frac{L}{x} \ln \sqrt{S_2(f)/S_1(f)} \quad (44)$$

記号は後出の図-26中に示しているように波群の種類を識別したものである。結果はばらついているけれども特に $h/L_{1/3}$ や $H_{1/3}/L_{1/3}$ による傾向的な違いが認められない。簡単のため ε を全データの平均値で示すと、次の値となる。

$$\varepsilon = 7.55 \times 10^{-3}$$

これを用いて、

$$\sqrt{S_2(f)/S_1(f)} = \exp\left[-0.00755 \frac{x}{h} \frac{h}{L}\right] \quad (45)$$

と表される。図-26はこの式(45)の関係と測定値を比較したものであるが、平均的な関係をよく表していることがわかる。また、図-27は沖側の実測スペクトルから

式(45)を用いて岸側スペクトルを計算し、それから、 $\sqrt{(m_0)_2/(m_0)_1}$ の値を求めて、ゼロアップクロス解析による実測有義波高比 $(H_{1/3})_2/(H_{1/3})_1$ に対しプロットしたものである。両者はよく一致していることが確認される。

ただし、これらは当所の不規則波長水路での $b/h = 1.0$ の条件に対する結果であり、水路が異なったり、 b/h の値が異なれば違った結果となる可能性を有していることはいうまでもない。そうした特定条件に限定されるが、波の減衰によるスペクトルの変化や多重反射系における計算などの例を示すことにする。

4.2 波の減衰によるスペクトルの変化

図-28~32は $x=0$ で Bretschneider・光易型のスペクトルを与えたときの伝播に伴うスペクトルの変化を式

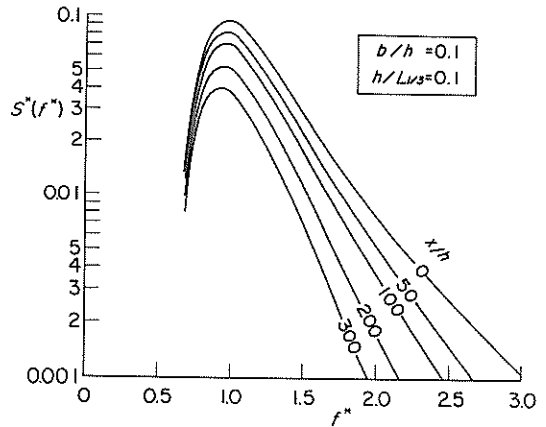


図-28 波の減衰によるスペクトルの変化 ($h/L_{1/3} = 0.1$)

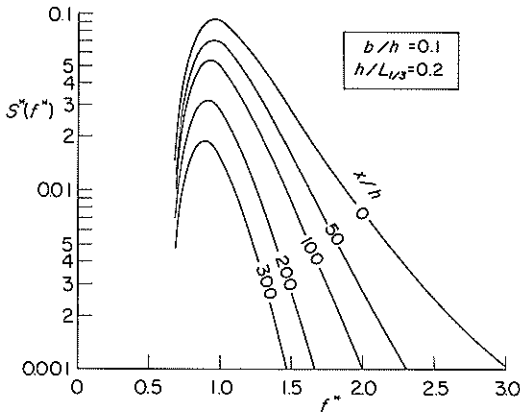


図-29 波の減衰によるスペクトルの変化($h/L_{1/3} = 0.2$)

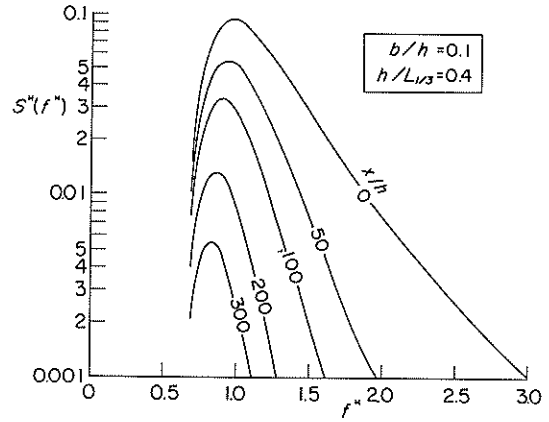


図-31 波の減衰によるスペクトルの変化($h/L_{1/3} = 0.4$)

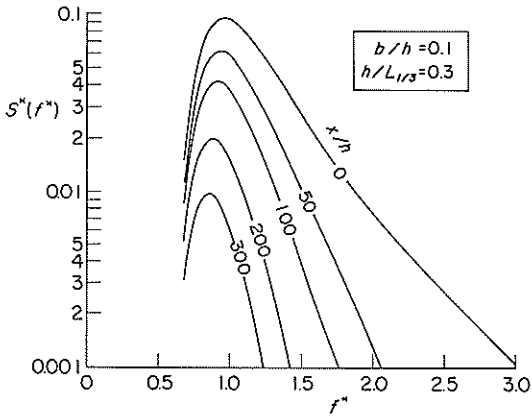


図-30 波の減衰によるスペクトルの変化($h/L_{1/3} = 0.3$)

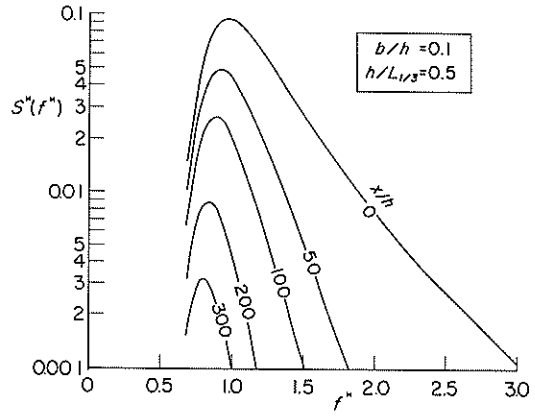


図-32 波の減衰によるスペクトルの変化($h/L_{1/3} = 0.5$)

(45) によって計算したものである。 $h/L_{1/3}$ が大きいほど、また $x/L_{1/3}$ が大きいほど減衰が著しいことがわかる。これから、 $\{m_0/(m_0)_0\}^{1/2}$ 、 $\{(m_0/m_2)/(m_0/m_2)_0\}^{1/2}$ を計算すると図-33のようになり、波高および周期の変化を見積ることができる。たとえば、不規則波長水路の場合、模型は造波板から約140m地点の所に設けることが多い。このとき、水深を1mとすると、 $x/h = 140$ となり、 $\{m_0/(m_0)_0\}^{1/2}$ の値は $h/L_{1/3} = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5$ でそれぞれ0.76, 0.59, 0.47, 0.38, 0.32となる。同様に、 $\{(m_0/m_2)/(m_0/m_2)_0\}^{1/2}$ の値は1.15, 1.26, 1.34, 1.39, 1.44である。したがって、模型設置地点でBretschneider・光易型のスペクトル特性を有した入射波を得るためには、こうした水路における波の減衰を充分考慮して入力信号を作成する必要がある。

しかし、これを造波板による再反射波の影響の面からみれば非常に好都合な結果を与えることになる。すなわち、模型構造物からの反射波が造波板により再反射されて再び模型に到達するまでには造波板と模型との距離の2倍の距離を伝播するわけであるから、図-33の $x/h = 2 \times 140 = 280$ での $\{m_0/(m_0)_0\}^{1/2}$ の値を読みとれば、それぞれ0.60, 0.38, 0.26, 0.18, 0.13となる。これだけで、再反射波の影響は相当小さくなることが期待される。

4.3 多重反射系におけるスペクトル計算

以上のような水路における波の減衰効果を次式のように造波板の反射率に置き換えて、多重反射系における入射波のスペクトルを計算してみる。

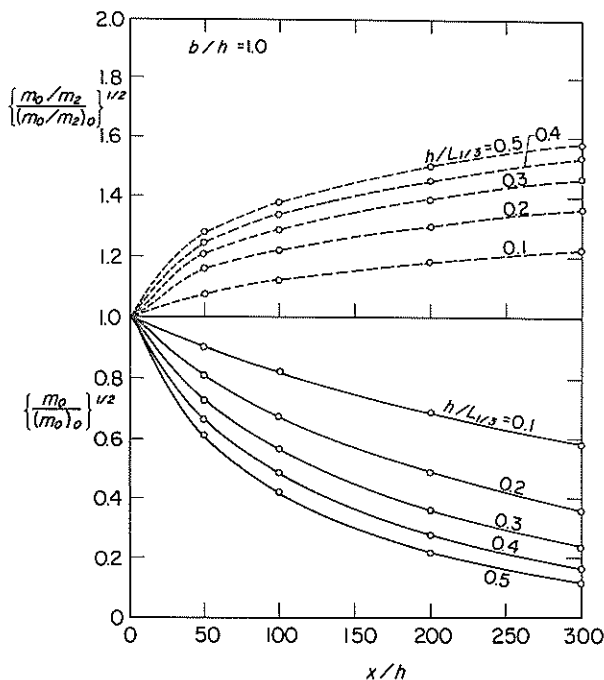


図-33 波の減衰による波高, 周期の変化

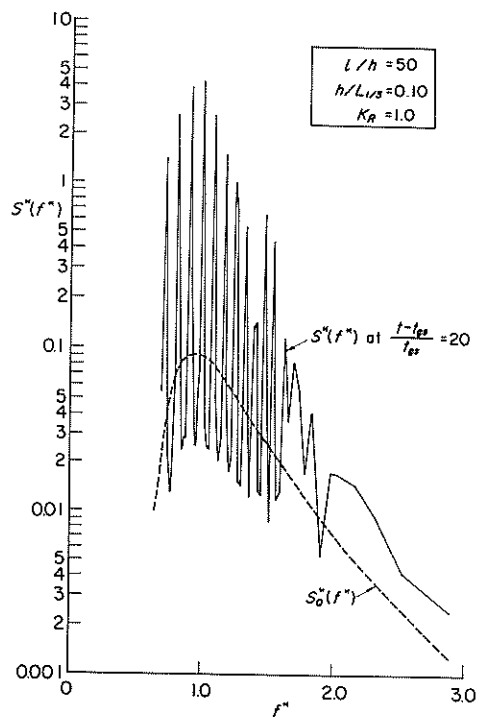


図-34 波の減衰を考慮した多重反射系における入射波スペクトル ($l/h = 50$, $h/L_{1/3} = 0.10$, $K_R = 1.0$)

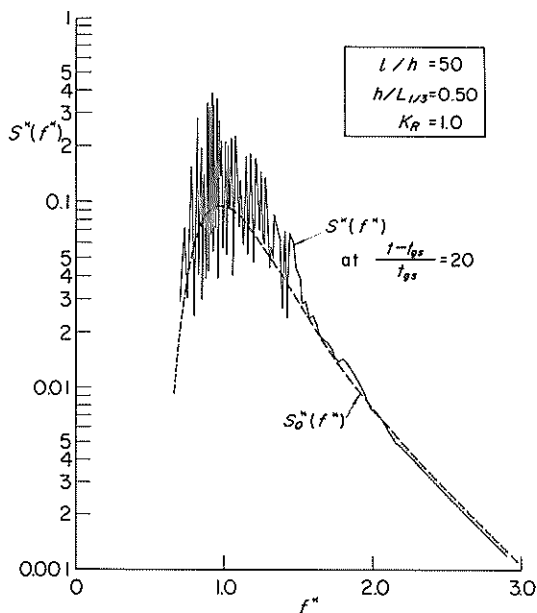


図-35 波の減衰を考慮した多重反射系における入射波スペクトル ($l/h = 50$, $h/L_{1/3} = 0.50$, $K_R = 1.0$)

$$K_r(f) = \exp\left[-0.00755 \frac{2lh}{hL}\right] \quad (46)$$

ここに、 l は造波板と模型構造物との間の距離であり、前出の式 (45) で $x = 2l$ としたものである。ただし、模型構造物を設置しないときの $x = l$ における通過波の定常状態でのスペクトルが Bretschneider・光易型となるように造波されるものとする。

図-34, 35は模型構造物の反射率 K_R が 1.0 としたときの $l/h = 50$, $h/L_{1/3} = 0.10$ および 0.50 の場合の $(t-t_{gs})/t_{gs} = 20$ のスペクトルを例示したものである。図-34は $l/L_{1/3} = 5$ と波長に比べて水路が短い場合の例であるが、前出の図-10と比較すると極大値がやや小さくなっているのが認められる。図-35は $l/L_{1/3} = 25$ で、波長に比べて水路が長い場合の例である。 $f^* < 1.5$ の領域で密な振動が生じているが、その大きさは図-34と比べるとはるかに小さい。また、 $f^* > 1.5$ の領域では $S_0^*(f^*)$ にほぼ一致しており、この場合水路における波の減衰がかなり効果的に働いているといえる。

図-36~38はそれぞれ $l/h = 50, 100, 150$ の場合

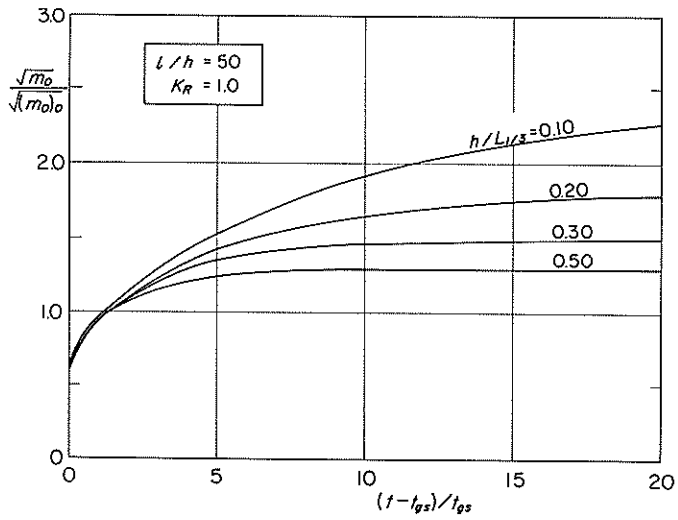


図-36 波の減衰を考慮した多重反射系における入射波高の時間変化 ($l/h = 50$, $K_R = 1.0$)

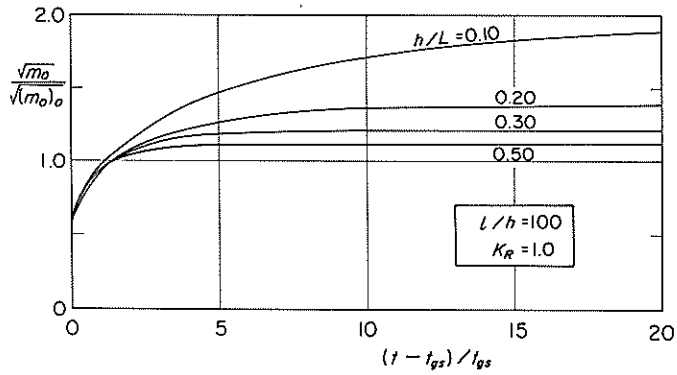


図-37 波の減衰を考慮した多重反射系における入射波高の時間変化 ($l/h = 100$, $K_R = 1.0$)

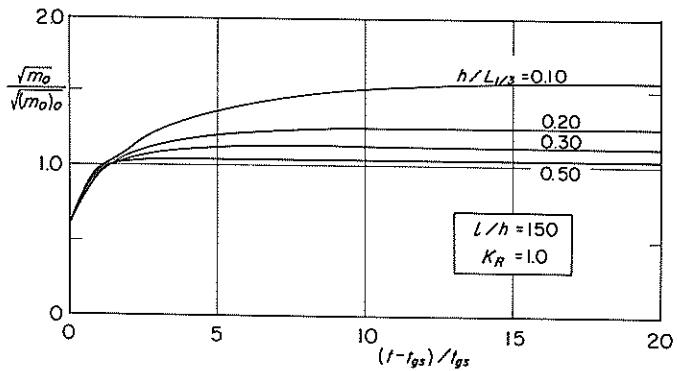


図-38 波の減衰を考慮した多重反射系における入射波高の時間変化 ($l/h = 150$, $K_R = 1.0$)

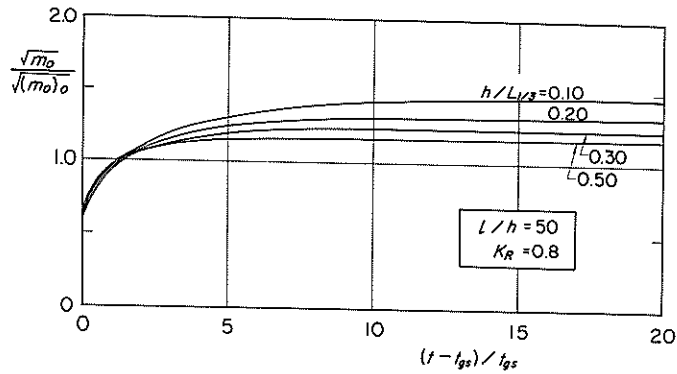


図-39 波の減衰を考慮した多重反射系における入射波高の時間変化 ($l/h = 50, K_R = 0.8$)

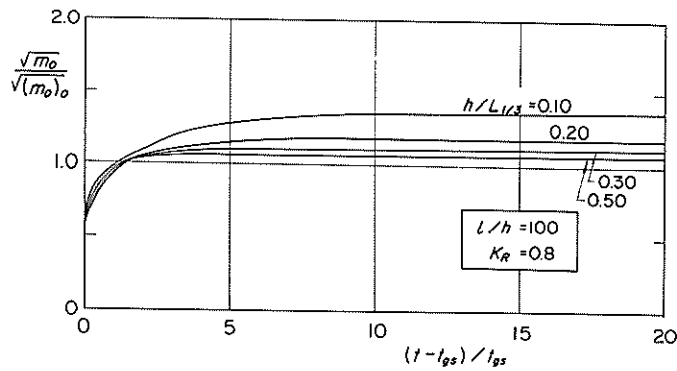


図-40 波の減衰を考慮した多重反射系における入射波高の時間変化 ($l/h = 100, K_R = 0.8$)

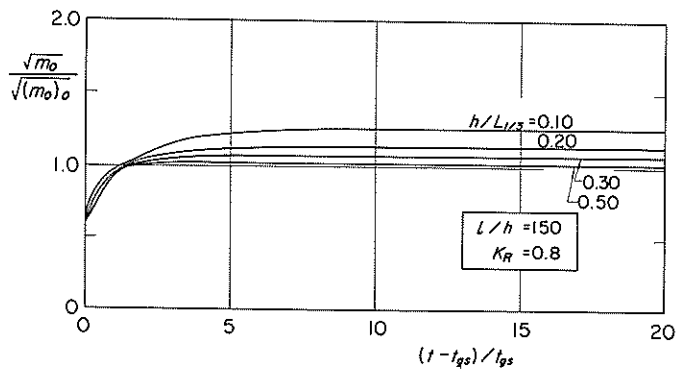


図-41 波の減衰を考慮した多重反射系における入射波高の時間変化 ($l/h = 150, K_R = 0.8$)

の $\frac{\sqrt{m_0}}{\sqrt{(m_0)_0}}$ の時間変化を示している。 $h/L_{1/3}$ が大きく、あるいは l/h が大きくなるにつれて早く定常状態に達し、かつ増幅率も 1 に近づく。たとえば、 l/h

$h = 150$ のような長水路では、 $h/L_{1/3} = 0.1$ であっても $(t-t_{gs})/t_{gs} = 17$ でほぼ定常に達し、波高増幅率は 1.57 程度である。 $h/L_{1/3} \geq 0.2$ では $(t-t_{gs})/t_{gs}$

≤ 10 ではほぼ定常に達し、波高増幅率は1.25程度以下となる。

これらの計算例は $K_R = 1.0$ としたときのものであるが、一般に模型構造物の反射率は1.0より小さく、これが小さければ小さいほど再反射波の影響は小さくなる。たとえば、図-39~41は $K_R = 0.8$ の場合の計算結果を示したものである。この場合、 $l/h = 150$ のような長水路では、 $h/L_{1/2} = 0.10$ であっても $(t - t_{gs})/t_{gs} = 5$ 程度ではほぼ定常と考えてよく、波高増大率は1.26程度となる。また、 $h/L_{1/2} \leq 0.2$ では波高増大率は1.14程度以下となることが知られる。

5. むすび

本研究による主要な結論をまとめると以下のとおりである。

1) 不規則波では成分波によって波速および群速度が異なるため、模型設置以前の通過波の状態であっても定常待ちをしなければならない。この待ち時間は造波開始後有害波群速度の到達時間の2倍程度と考えればよい。

2) 模型構造物があるときには、造波板による再反射の影響によって入射波のスペクトルに振動が発生する。この振動の間隔は有害波の波長に対して造波板と模型との間の距離が長いほど密となり、実際にはこれを平滑化したようなスペクトル特性を有した波となるものと推測される。逆に、この距離があまりにも短いとスペクトルが著しく歪んだ形となる危険性があり、短水路での不規則波実験ではこの点に留意する必要がある。

3) 模型の反射率が高く、かつ水路における波の減衰が小さい場合には多重反射によって波高が著しく増大し、容易に定常状態とはならない。これに対し、低反射性構造物の場合には比較的早く定常状態となり、たとえば反射率が0.6以下では造波開始後有害波群速度による到達時間の6倍程度待てば充分である。このときの波高増大率は1.25以下であり、周期の増大は10%以下である。

4) コンクリート製の粗度の大きい水路においては底面や側壁の摩擦抵抗による波の減衰が再反射の影響に非常に好都合な効果を発揮する。当所の長水路の例では水路幅と水深が等しいとき、成分波の波高減衰率($H_2/H_1 = \exp[-\epsilon x/L]$ と表したときの ϵ の値)は 7.55×10^{-3} である。この水路で水深の150倍の地点に模型を設置した場合には、模型構造物の反射率が0.8のとき、有害波波長に対する相対水深が0.10であっても波高増大率は1.26程度、相対水深が0.20以下では波高増大率は1.14程度以下となる。ただし、波の減衰は高周波成分に対して大きいので、入射波のスペクトル形状が問題となる場

合には、これを考慮して造波信号を作成する必要がある。

以上、水路における不規則波の再反射波の影響について検討結果を述べた。本研究の動機は筆者らが先に実施した不規則波長水路での実験¹²⁾において再反射波の影響に苦慮したことによる。本研究の結果、この水路では底面や側壁での摩擦抵抗が予期した以上に大きく、かつ造波板と模型構造物との間の距離が140mと非常に長いこと、再反射波の影響が比較的小さいことが明らかとなった。水路長が短い場合でも底面等に人工粗度を設けるなどの工夫によって再反射波の影響を小さくできる可能性があるといえよう。本研究の成果が各所で実施されている不規則波実験手法の検討に役立てば幸いである。

なお、本文で述べた規則波の減衰実験は筆者らのほか水工部防波堤研究室の山崎一雄研究員が担当した。また、実験での測定および図面等の整理には昭和58年度当所研修員池内章雄氏(三井不動産建設株式会社)の協力を得た。ここに記して感謝の意を表する次第である。

(昭和58年6月30日受付)

参考文献

- 1) 合田良実・鈴木康正・岸良安治・菊地 治：不規則波実験における入射波の分離推定法，港湾技研資料，No.248，1976，28p.
- 2) 高山知司・神山 豊：実験水路における波の伝播について，第23回海岸工学講演会論文集，1976，pp.381~385
- 3) Sverdrup, H.V. and W.H. Munk: Wind, sea and swell: Theory of relations for forecasting, H. O. Pub. No. 601, Washington, 1947 または, A.T. Ippen: Estuary and coastline hydraulics, McGraw-Hill, 1966, pp.58~63
- 4) Biéssel, F. and F. Suquet: Les appareils générateurs de houle en laboratoire, La Houille Blanche, Vol. 6, Nos. 2, 4, et 5, 1951 (translated by St. Anthony Falls Hyd. Lab., Univ. Minnesota, Rept. No. 39)
- 5) 前出2)に同じ
- 6) 前出1)に同じ
- 7) たとえば，合田良実：港湾構造物の耐波設計，鹿島出版会，1977，pp.19
- 8) 前出7)に同じ，pp.32~33
- 9) 前出1)に同じ
- 10) 前出1)に同じ
- 11) 富田英治：不規則波実験制御解析システムについて，港湾技研資料，No.452，1983，34p.
- 12) 谷本勝利・柳生忠彦・村永 努・柴田綱三・合田良実：不規則波実験による混成堤マウンド被覆材の安定性に関する研究，港湾技術研究所報告 第21巻 第3号，1982，pp.3~42

主要記号一覧表

- $A(i, j)$: 造波板で発生する波の i 波長目, j 周期目での振幅
 $a(x, t)$: 造波板で発生する波の任意地点 x , 任意時間 t での振幅
 $a^+(x, t)$: 多重反射系での x の正方向に進行する成分波の振幅
 $a^-(x, t)$: 多重反射系での x の負方向に進行する成分波の振幅
 a_0 : 造波板で発生する進行波の定常状態における振幅
 b : 水路の幅
 c : 波速
 c_g : 群速度
 E_0 : 造波板で発生する進行波の定常状態における単位表面積あたりの平均エネルギー
 $E(i, j)$: 造波板で発生する進行波の i 波長目, j 周期目での単位表面積あたりの平均エネルギー
 f : 波の周波数
 f^* : 無次元周波数 ($= f T_{1/3}$)
 g : 重力の加速度
 H : 波高
 $H_{1/3}$: 有義波高
 h : 水路の水深
 k : 波数
 K_R : 模型構造物の反射率
 K_r : 造波板の反射率
 L : 波長
 $L_{1/3}$: 有義波の波長
 l : 造波板と模型構造物との間の距離
 M : スペクトルの分割数
 m_0 : スペクトルの総エネルギー
 m_2 : スペクトルの二次モーメント
 n : 波速と群速度の比
 $S(f)$: 周波数スペクトル
 $S_0(f)$: 反射波がないときの通過波の周波数スペクトル
 $S^*(f^*)$: 無次元周波数スペクトル
 T : 波の周期
 $T_{1/3}$: 有義波周期
 t : 時間
 t_{gs} : 有義波の群速度で造波板から模型構造物地点まで伝播するのに要する時間

- x : 造波板を起点とした水平座標
 z : 静水面から上向きを正とした鉛直座標
 ϵ : 摩擦抵抗による波高減衰率
 η : 波による水位
 θ : 波の初期位相
 ν : 流体の動粘性係数
 ρ : 流体の密度
 σ : 角周波数

港 湾 技 研 資 料 No. 467

1 9 8 3 · 9

編集兼発行人 運輸省港湾技術研究所

発 行 所 運輸省港湾技術研究所
 横須賀市長瀬3丁目1番1号

印 刷 所 阿部写真印刷株式会社

Published by the Port and Harbour Research Institute
Nagase, Yokosuka, Japan.