

①

波群性に起因する長周期波と

不規則波の海岸への遡上に関する研究

1 9 9 4 年 3 月

埼玉大学大学院理工学研究科（博士後期課程）

生物環境科学専攻（主指導教官 谷本勝利）

山 本 吉 道

論文の要旨

海の波は不規則であり、海岸への遡上においてもこれを考慮しなければならない。そのため、これまでも不規則波の遡上に関する研究が数多く行われている。しかし、不規則波の遡上形態は海底勾配と入射波の条件によって著しく異なり、遡上高を様々な条件に対して統一的に推定できる方法はいまだ確立されていない。特に、海底勾配が緩やかな場合には、碎波帯内の水位や遡上高の波形において、入射波の波群性（波高の大きい波が連なって現れる性質）に起因する周期の長い変動（surf beat）が卓越する。この長周期波については、発生機構を含めて遡上への影響等多くの疑問が残されている。

以上のような背景にあって、本研究は、様々な海底勾配を対象として不規則波の遡上形態を整理した上で、波群性に起因する長周期波の発生と遡上の特性を理論的検討により明らかにするとともに、長周期波が卓越する場合および短周期の入射波が卓越する場合の遡上高の経験的算定法を求めたものである。ただし、研究は一部を除いて断面的な現象に限っている。

本論文は6章から成り、その要旨は以下の通りである。

第1章「序論」は問題の背景、既往研究の概要、本研究の目的と論文の構成を述べたものである。波群性の遡上への影響の解明および複雑な海岸断面への不規則波の遡上高の算定法等に関する研究が必要であることを指摘している。

第2章「遡上波の形態の分類」は、既往の水理実験や現地観測の結果に基づき、不規則遡上波の形態を分類し、その大まかな発生条件を検討したものである。不規則遡上波は、入射波と1波1波が対応する「入射波卓越型」、波群性に起因した長周期波が卓越する「長周期波卓越型」、およびその中間である「入射波・長周期波混合型」に分類できる。碎波帯内の平均的な海底勾配が支配的要因であり、 $1/10$ 程度より急な場合は入射波卓越型、 $1/20$ 程度より緩やかな場合は長周期波卓越型となる傾向にある。

第3章「海の波の波群性に起因する長周期波の理論的検討」は、波群性に起因する長周期波の発生理論を紹介し、それらを発展させた理論計算に基づき、長周期波の発生と遡上の特性を検討したものである。長周期波の発生には、波群に拘束された水位変動が碎波による波群の消滅とともに解放されて自由長周期波となるという Longuet-Higginsらの理論（LBW理論）と、碎波点が波群性に依りて周期的に変動することによるという Symondsらの理論（BFW理論）がある。ここでは、Symondsらの理論式を汀線付近まで精度良く適用できるように展開し、BFW理論による長周期波の発生特性を明らかにしている。さらに、両者の発生理論を包括した list による数値モデルを遡上計算もできるように発展させ、長周期波の発生と遡上の特性を検討している。LBWとBFWのどちらが卓越するかは研究者によって意見が分かれている。これに対し、種々の海底断面形状に対する数値計算を行い、通常の場合はLBWが卓越するものの、リーフ海岸のような碎波帯内に浅海域が広がっている場合においてはBFWが卓越することを示している。

第4章「長周期波卓越型遡上高の算定式」は、新たに実施した水理模型実験について述

べるとともに、既往文献によるデータも加えてエネルギー保存則と運動方程式に基づいた経験的な遡上高の算定法を提案したものである。これによって、沖波諸元と平均海底勾配から、汀線位置での長周期波波高と周期および長周期波成分遡上高の平均値を求めることができる。

第5章「入射波卓越型遡上高および越波流量算定式」は、急勾配でしかも海岸保全施設により複雑な断面となっている場合を対象として、確率密度分布法に基づく越波流量算定法を提案したものである。

第6章「波の遡上および越波への海浜地形変化と風の影響」は、波の遡上や越波を実際問題として考える場合に重要な侵食による海岸断面地形の短期的変化および風の影響について検討したものである。前者については、岸沖漂砂による汀線変化量の算定法を提案して、地球温暖化による海面上昇等を想定した越波問題に対する事例的検討を示している。また、後者については、風の遡上に対する影響は Froude 則に従わないことを指摘して、現地海岸では風の影響が相当大きくなる可能性のあることを示している。

第7章「結論」は、以上の成果と今後の課題をまとめたものである。

目 次

第 1 章	序 論	1
1・1	はじめに	2
1・2	波の遡上および越波の既往研究	6
1・3	本研究の目的と本論文の構成	12
第 2 章	遡上波の形態の分類	14
2・1	遡上波に関する定義	15
2・2	遡上波の分類	19
2・3	結 語	24
第 3 章	海の波の波群性に起因する長周期波の理論的検討	25
3・1	波群性に起因する長周期波の発生理論	26
3・1・1	Symonds らの理論とその改良	26
3・1・2	Longuet-Higgins らの理論	33
3・2	波群性に起因する長周期波の数値モデル	35
3・2・1	数値モデルの概要	35
3・2・2	長周期波の計算	45
3・2・3	長周期遡上波の計算	74
3・3	結 語	81
第 4 章	長周期波卓越型遡上高の算定式	82
4・1	波群性に起因する長周期波の実験	83
4・2	長周期遡上波の経験的モデル	91
4・3	結 語	100
第 5 章	入射波卓越型遡上高および越波量算定式	101
5・1	複断面への規則波の遡上高算定式	102
5・2	複断面への不規則波の越波量算定式	107
5・3	結 語	118
第 6 章	波の遡上および越波への海浜地形変化と風の影響	119
6・1	岸沖漂砂による海浜地形変化の予測	120
6・2	地球温暖化による海面上昇等に係わる越波問題への適用	129
6・3	遡上高への風の影響の検討事例	142
6・4	結 語	151

第7章 結 論	152
7・1 総 括	153
7・2 今後の課題	156
謝 辞	157
参考文献	158
付 録 Symonds らの理論の改良式の誘導	A. 1

記 号 一 覧

- x : 水平方向座標 (解析モデルでは沖向きが正、数値モデルでは岸向きが正)
- X : 水平方向無次元座標 (解析モデルでは沖向きが正、数値モデルでは岸向きが正)
- y : 垂直方向座標 (上向きが正)
- y' : 陸斜面方向座標 (陸上向きが正)
- i : 海底勾配、特に、砕波水深～遡上波先端までの平均海底勾配
- $\tan\beta$: 海底勾配、特に、汀線付近の海底勾配
- h : 静水面下の水深
- x_b : x 座標上の砕波位置
- X_b : x 座標上の無次元砕波位置
- x_{b1} : 最小砕波位置
- x_{b2} : 最大砕波位置
- x_{bm} : 平均砕波位置 = $(x_{b1} + x_{b2}) / 2$
- a : 砕波位置の変動振幅 = $|x_{b1} - x_{b2}| / 2$ 、または漂砂量算定式の係数
- A : 砕波位置の無次元変動振幅、または漂砂量算定式の係数
- A_0 : 漂砂量算定式の係数
- x_s : 平均水位上昇量がほぼ 0 の位置 $\approx 0.8x_b$
- h_b : 砕波水深
- h_{b1} : 砕波水深の最小値
- h_{b2} : 砕波水深の最大値
- t : 時間
- τ : 無次元時間 = $2\pi t / \text{長周期波周期}$ 、または無次元周期 = $T / \text{平均周期}$ 、
またはタイムラグ
- $\eta(x, t)$: 短周期波による静水面上の水位
- $\zeta(x, t)$: 長周期波による静水面上の水位 = $\zeta_0 + \Delta\zeta$
- $\zeta_0(x)$: 平均水位変化量
- $\Delta\zeta(x, t)$, $\Delta\zeta(x)$: 長周期波による水位変動量、または水位変化量
- $D(x)$: $h + \zeta_0$
- D_s : 静水時汀線での平均水位上昇高 = $0 + \zeta_0$
- $\Delta\eta$: 吹き寄せによる水位上昇量
- ζ_{LBW} , $\zeta(LBW)$: Long bound wavesの水位
- ζ_{sm} : 汀線位置での平均水位上昇量
- $Z(X, \tau)$: 長周期波による静水面上の無次元水位
- $Z_0(x)$: 無次元平均水位変化量
- $J_0(z)$: ゼロ次の Bessel 関数
- $N_0(z)$: ゼロ次の Neumann 関数用

$y_{r'}(t)$: y' 軸上の波の遡上先端の軌跡
 R : 規則波の遡上高または打ち上げ高
 R_p : ピーク遡上高 (遡上波の全ての静水面から上のピークの高さ)
 R_z : zero-up-cross 遡上高 (静水面を上向きに相次いで横切る間を遡上波の一波とし、その間での最大値)
 R_w : 風の影響を考慮した遡上高
 $R_{1/3}$: 遡上高の有義値
 $R_{1/10}$: 遡上高の 1/10 最大値
 R_L : 長周期成分遡上高 (長周期遡上波から短周期波成分を除いた波形の極大値)
 R_G : 波群内最大遡上高 (R_L に短周期成分遡上高を考慮した値)
 $R_{p,m}$: 平均ピーク遡上高
 $R_{z,m}$: 平均 zero-up-cross 遡上高
 $R_{L,m}$: 平均長周期成分遡上高
 $R_{G,m}$: 平均波群内最大遡上高
 $R_{L1/3}$: 有義長周期成分遡上高
 X_0 : 遡上波断面波形の水平長さ
 h_m : 遡上波断面波形の最大厚さ
 α : 中村らの改良仮想勾配角
 A_r : 遡上波先端位置から砕波水深までの断面積
 H, T, L : zero-up-cross 法により定義した波高、周期、波長
 H_0, T_0, L_0 : 沖波の波高、周期、波長
 $H_{0,m}, T_{0,m}, L_{0,m}$: 沖波の波高、周期、波長の平均値
 $H_{01/3}, T_{01/3}, L_{01/3}$: 沖波の波高、周期、波長の有義値
 $H_{01/10}, T_{01/10}, L_{01/10}$: 沖波の波高、周期、波長の 1/10 最大値
 $H_{0max}, T_{0max}, L_{0max}$: 沖波の波高、周期、波長の最大値
 H_{rms} : 波高の二乗平均平方根
 H_s : 静水時汀線位置の波高
 H_b : 砕波波高
 H_a : $x_a = 0.8x_b$ での波高
 a_H : 波群の波高の振幅
 H_L : 長周期波の波高
 $H_{L,m}$: 長周期波の平均波高
 $H_{L1/3}$: 長周期波の有義波高
 H_{Lmax} : 長周期波の最大波高
 H_{LSW} : Long bound waves の波高
 H_{Lsm} : 汀線位置での長周期波の平均波高
 A_m : 長周期波の平均波高算定式の係数

$A_{1/3}$: 長周期波の有義波高算定式の係数
 T_L : 沖波の波群周期または長周期波の周期
 T_{Lm} : 波群周期または長周期波の周期の平均値
 $T_{L1/3}$: 波群周期または長周期波の周期の有義値
 T_{Lmax} : 波群周期または長周期波の周期の最大値
 T_p : spectrum のピーク周期
 H_o/L_o : 沖波の波形勾配
 H_{om}/L_{om} : 沖波の平均値による波形勾配
 ξ : 砕波相似パラメータ (= 海底勾配 / 波形勾配の平方根)
 γ : 解析モデルでは波高水深比の 1/2, 数値モデルでは波高水深比
 S_{xx} : radiation stress
 j_2 : Goda の total run length
 j_{2m} : total run length の平均値
 GF : Funke・Mansard の groupiness factor
 t_n : 波の解析時間
 $W(\tau)$: $-T_p \sim +T_p$ を範囲とする三角形 window
 T_r : 水路の共振周期
 h_o, l_o : 水路の水平床部の水深および水平長さ
 l_i : 水路の傾斜部の水平長さ
 ω : 角振動数
 k : 波数
 c : 波速
 c_s : 汀線位置での波速
 c_g : 群速度
 $\sigma = 4 \{ g (i x + \eta) \}^{1/2}$
 $\lambda = 2 (u - g i t)$
 u, v : 水粒子の水平および鉛直方向の速度
 u_b : 境界層外縁の流速
 u_{bmax} : u_b の最大値
 U : 鉛直方向に平均した海水の水平流速
 U_{smax} : 汀線位置での最大水平流速
 V : 風速
 V_{10} : 高さ 10m での風速
 q : 線流量 = $U (h + \eta)$ 、または規則波の越波量
 M : 長周期波の水平運動量
 $C_u = c_s / U_{smax}$
 a_o : 越波係数

K : 遡上高の損失係数、または漂砂量係数
 Q : 不規則波越波量の波高周期結合分布を重みに用いた平均値、または岸沖漂砂量
 p : 渡辺らによる波高周期結合分布
 χ : 無次元波高 = H / H_m
 $S(f)$: Bretschneider・光易型スペクトル
 m_k : $S(f)$ を用いた k 次モーメント
 i : 空間格子番号
 n : 時間格子番号
 Δx : 空間格子間隔
 Δt : 時間格子間隔
 g : 重力加速度
 ρ, ρ_w : 海水の密度
 ρ_s : 底質の密度
 ρ_a : 空気の密度
 s : 底質の水中比重
 w : 底質の沈降速度
 p : 圧力
 μ : 海水の分子粘性係数
 ν_a : 空気の動粘性係数
 f, f_w : 海底摩擦係数 ($f = f_w / 2$)
 ϕ : 海底摩擦応力の境界層外縁の流速に対する位相遅れ
 a_m : 境界層外縁での一周期内の水粒子の移動距離
 τ_{sm} : 風による水面の平均接線応力
 C_D : 風による水面の抵抗係数
 Re_1, Re_2 : Reynolds数
 k_s : 海底の相当粗度
 z_0 : k_s の30分の一
 z_{0a} : 海水面の粗度高さ
 d_{50}, d : 底質の中央粒径
 d_{90} : 底質の90%粒径
 θ : 海岸堤防・護岸の表のり勾配角
 H_c : 海岸堤防・護岸の天端高
 Φ : Hallermeier の指標
 Ur : アーセル数
 Δy : 岸沖漂砂による汀線変化長さ
 h_u : 岸沖漂砂による海浜断面変化の上限高さ
 h_d : 岸沖漂砂による海浜断面変化の下限深さ

図 表 一 覧

第 1 章

- Fig.1. 1 Restoration works against disasters in Japan
- Table1. 1 The population, the number of houses and the fortune in the area which is lower than the ground level = 0.0m and 1.5m.
(The reference level is H.W.L.)
- Table1. 2 The particulars on coastal projects
- Table1. 3 List on the calculating method of wave runup height
- Table1. 4 List on the calculating method of wave overtopping rate

第 2 章

- Fig.2. 1 Definition sketch.
- Fig.2. 2 Three types of wave runup profile.
- Fig.2. 3 Wave runup profile.
- Fig.2. 4 Relation among wave runup type, mean bottom slope and j_{2m} .
- Table2. 1 Summary of published papers on runup waves.
- Table2. 2 Classification of wave runup.

第 3 章

- Fig.3. 1 Fluctuation of breaking points.
- Fig.3. 2 Sample comparison between observed data and predicted curve on the basis of Symonds et al. theory.
- Fig.3. 3 Relation among i , H_{0m}/L_{0m} and H_{Lm}/H_{0m} .
- Fig.3. 4 Relation between ξ and H_{Lm}/H_{0m} .
- Fig.3. 5 L B W and setdown by Longuet-Higgins formula.
- Fig.3. 6 Relation between H_{LBW} at the maximum breaking depth and the offshore boundary depth.
- Fig.3. 7 Definition sketch and staggered mesh scheme.
- Fig.3. 8 Water level of B F W ($i = 1/40$).
(The same conditions as List's experiment are used)
- Fig.3. 9 Wave height of B F W ($i = 1/40$).
(The same conditions as List's experiment are used)
- Fig.3.10 Profile of long period waves in time domain.
(List model, water depth is 1m. The same conditions as List's experiment are used)
- Fig.3.11 Profile of long period waves in time domain.

(The new model, water depth is 1m, The same conditions as List's experiment are used)

- Fig.3.12 Cross-sectional topography.
- Fig.3.13 Water level of B F W ($i \approx 1/50$).
- Fig.3.14 Wave height of B F W ($i \approx 1/50$).
- Fig.3.15 Profile of long period waves in time domain.
(List model, water depth is 1m)
- Fig.3.16 Profile of long period waves in time domain.
(The new model, water depth is 1m)
- Fig.3.17 Cross-sectional topography.
- Fig.3.18 Water level of long period waves by List model.
(The same conditions as List's experiment are used)
- Fig.3.19 Wave height of long period waves by List model.
(The same conditions as List's experiment are used)
- Fig.3.20 Water level of long period waves by the new model.
(The same conditions as List's experiment are used)
- Fig.3.21 Wave height of long period waves by the new model.
(The same conditions as List's experiment are used)
- Fig.3.22 Profile of long period waves in time domain.
(List model, water depth is 1m)
- Fig.3.23 Profile of long period waves in time domain.
(The new model, water depth is 1m)
- Fig.3.24 Water level of long period waves by List model.
(At Minatogawa coast in Okinawa)
- Fig.3.25 Wave height of long period waves by List model.
(At Minatogawa coast in Okinawa)
- Fig.3.26 Water level of long period waves by the new model.
(At Minatogawa coast in Okinawa)
- Fig.3.27 Wave height of long period waves by the new model.
(At Minatogawa coast in Okinawa)
- Fig.3.28 Relation between long period wave heights at about 1m water depth and sea bottom slopes.
- Fig.3.29 Relation between maximum water levels of long period waves at 0m water depth and sea bottom slopes.
- Fig.3.30 Relation between long period waves and mean wave steepness.
- Fig.3.31 Relation between long period waves

and amplitudes of incident wave height series.

Fig.3.32 Relation between long period waves
and periods of long period waves.

Fig.3.33 Wave runup profiles.

(By the new model without convection term and friction term,
the same conditions as List's experiment are used)

Fig.3.34 Wave runup profiles.

(By the new model with convection term,
the same conditions as List's experiment are used)

Fig.3.35 Wave runup profiles.

(By the new model with convection term and friction term,
the same conditions as List's experiment are used)

Fig.3.36 Wave runup profiles.

(By the new model with convection term, friction term
and corrected S_{xx} ,
the same conditions as List's experiment are used)

Fig.3.37 Relation between wave runup height calculated
by using the new model and it calculated
by using the experimental equation.

Fig.3.38 Relation between wave runup height and sea bottom slope.

第 4 章

Fig.4.1 Wave transformation (slope=1/10).

Fig.4.2 Wave transformation (slope=1/30).

Fig.4.3 Relation between $H_{L1/3}$ and H_{Lm} (irregular waves).

Fig.4.4 Relation between $T_{L1/3}$ and T_{Lm} (irregular waves).

Fig.4.5 Relation between $H_{Lm,ax}$ and $H_{L1/3}$ (irregular waves).

Fig.4.6 Relation between $T_{Lm,ax}$ and $T_{L1/3}$ (irregular waves).

Fig.4.7 Relation between run-up heights and j_{2m} .

(Slope=1/10, Slope=1/30)

Fig.4.8 Comparison between run-up heights of regular waves
and those of irregular or beat waves (slope=1/30).

Fig.4.9 Comparison between runup heights of regular waves
and those of irregular or beat waves (slope=1/10).

Fig.4.10 A model of wave run-up.

Fig.4.11 Relation between $A_{1/3}$ and bottom slope.

Fig.4.12 Relation between A_m and bottom slope.

- Fig.4.13 Relation between A_m and $T_{L,m}$.
- Fig.4.14 Relation between $T_{L,m}$ and $H_{L,m}$ in surf zone.
- Fig.4.15 Relation between coefficients and bottom slopes.
- Fig.4.16 Comparison of $R_{L,m}$ calculated by Eq.(4.13) with measured data.
- Fig.4.17 Comparison of $R_{L,m}$ by using of Mase et al. equation with measured data.

第 5 章

- Fig.5.1 Hypothetical single slope angle (Nakamura et al.,1972).
- Fig.5.2 Breaking wave height and breaking water depth during wave overtopping.
- Fig.5.3 Relation between $R/\zeta_{.m}$ and wave steepness.
- Fig.5.4 Comparison of R/H_o calculated by using Eq.(5.2) with R/H_o obtained by nomograph presented by Nakamura et al.
- Fig.5.5 Comparison of R calculated by using Eq.(5.2) with field data.
- Fig.5.6 Actual shape and assumed shape of wave run-up profile.
- Fig.5.7 Relation between the maximum thickness of the water tongue and the bottom slope.
- Fig.5.8 Relation between the wave overtopping coefficient and nondimension parameter.
- Fig.5.9 Comparison of q calculated by Eq.(5.19) with experimental data (regular waves).
- Fig.5.10 Comparison of q calculated by Eq.(5.19) with q calculated by the Kikkawa et al.' equation (regular waves).
- Fig.5.11 Comparison of q calculated by Eq.(5.19) with experimental data (regular waves).
- Fig.5.12 Comparison of Q calculated by Eq.(5.21) with field data (irregular waves).

第 6 章

- Fig.6.1 Relation between the coefficient of cross-shore sand transport rate K and nondimension time t/T .
- Fig.6.2 Relation among a , $\tan\beta$ and d/H .
- Fig.6.3 Relation among A , $\tan\beta$ and d/H .
- Fig.6.4 Relation between A_o and d/H_o .
- Fig.6.5 Relation between A/A_o and $\tan\beta$.
- Fig.6.6 Comparison of the observed value with the calculated value

of cross-shore sand transport rate.

- Fig.6. 7 Change pattern of beach profile by cross-shore sand transport.
- Fig.6. 8 Relation between Δy and Q .
- Fig.6. 9 Comparison of observed value with calculated value.
- Fig.6.10 Relation among sea-surface temperature, the vertical difference of temperature and the occurrence frequency of typhoons.
- Fig.6.11 Change of the vertical distribution of temperature by greenhouse effect (the amount of CO_2 doubles than the present amount of CO_2 ; Manabe et al.).
- Fig.6.12 Two basic beach profiles (unit: m).
- Fig.6.13 beach profile eroded by sea level rise (unit: m).
- Fig.6.14 beach profile eroded by a typhoon (unit: m).
- Fig.6.15 beach profile eroded by sea level rise and a typhoon (unit: m).
- Fig.6.16 Overtopping rate against a typical coast (No.1).
- Fig.6.17 Overtopping rate against a steep slope coast (No.1).
- Fig.6.18 Overtopping rate against a typical coast (No.2).
- Fig.6.19 Overtopping rate against a steep slope coast (No.2).
- Fig.6.20 Relation between the coefficient of resistance C_D and Reynolds number Re_1 .
- Fig.6.21 Relation between the coefficient of resistance C_D and Reynolds number Re_2 .
- Fig.6.22 Relation between runup height with wind / runup height without wind (R_w/R) and wind velocity (V).
- Fig.6.23 Comparison between calculated value and observed value without wind.
- Fig.6.24 Comparison between calculated value and observed value with wind.
- Fig.6.25 Comparison between calculated value added the influence of wind velocity and observed value with wind.

第 1 章 序 論

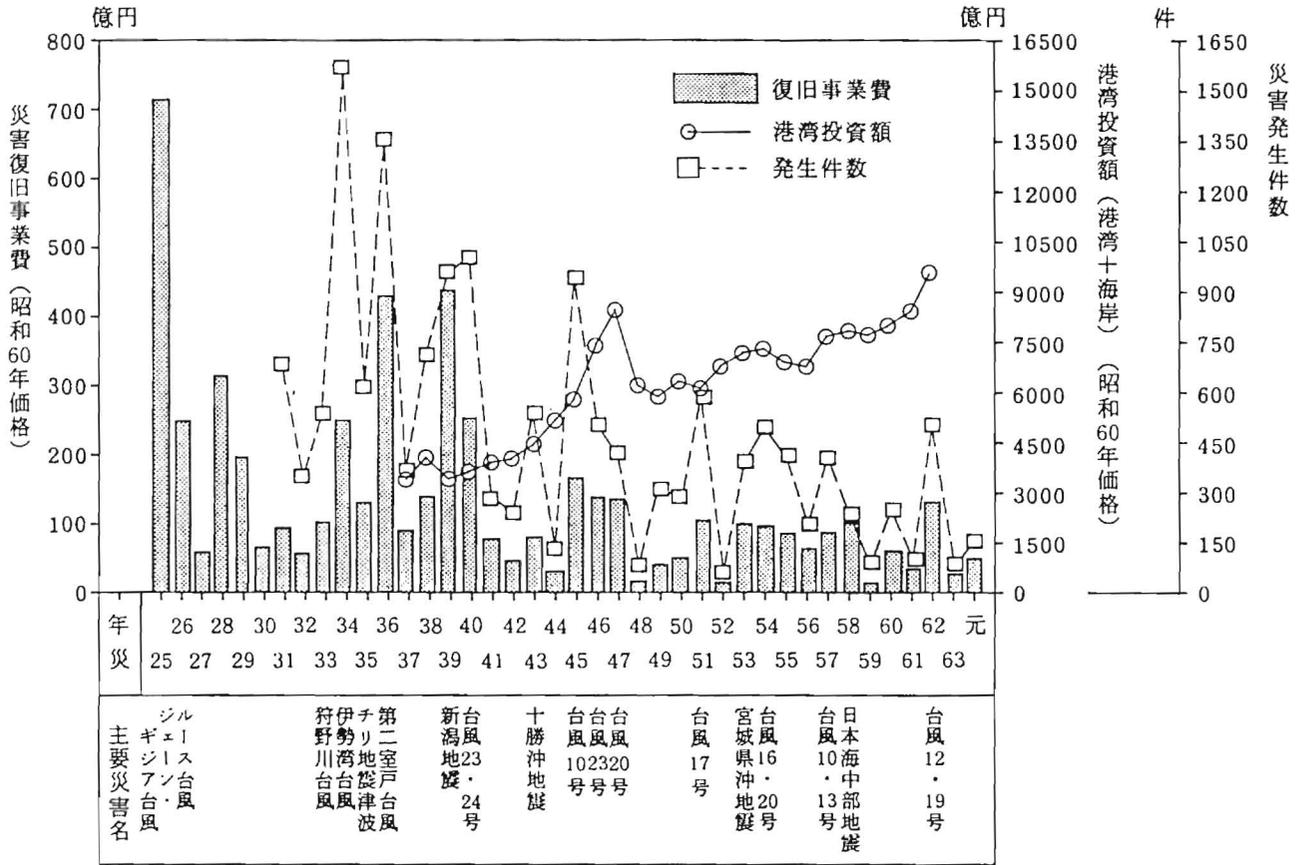
1・1 はじめに

我が国は、四方を海に囲まれ、3万km以上の海岸線を有しているが、国土の中央部の広い面積を山地に占められているため、古来より海岸部の利用度が高かった。そして、戦後の加工貿易による目覚ましい経済発展にともない、人口と産業および交通の海岸部への集積度が著しく高くなってきた（Table 1.1を参照）。しかしながら、我が国は、太平洋側における台風や日本海側における冬期風浪などによる高潮・高波などの猛威に、常にさらされている（Fig. 1.1を参照）。このような人口や資産の集積している海岸で、災害が一度発生したならば、その被害は甚大なものとなる。それゆえ、このような災害防止に、備えることは極めて重要なことである。

Table 1.1 The population, the number of houses and the fortune in the area which is lower than the ground level = 0.0m and 1.5m.
(The reference level is H.W.L.)

ground level	area(km ²)	population	houses	fortune (Yen)
lower than 0.0m	1,200	3,200,000	600,000	36,000,000,000,000
lower than 1.5m	4,200	9,800,000	1,800,000	103,000,000,000,000

建設省河川局資料(1989)より



「みなとの防災」創立30周年特集号（港湾海岸防災協議会）より

Fig. 1.1 Restoration works against disasters in Japan

戦前は、国庫による一般国民の財産を守るための海岸保全事業は皆無に等しく、昔の海岸保全事業は民間または市町村等の団体によるものがほとんどであった。しかし、高波・高潮のような巨大な力に耐えうる海岸保全施設は、大規模なものにならざるを得ず、民間や市町村等の団体が建設するには限度がある。戦後は、昭和30年前後の大規模台風による災害（昭和24年のキティ台風、昭和25年のジェーン台風、昭和28年の13号台風、昭和34年の伊勢湾台風等）の相次ぐ発生や、高度成長に伴う臨海部への産業基盤の集中などから、海岸保全事業に対する国家による支援が、積極的に行われるようになった（Table 1.2を参照）。すなわち、昭和31年の海岸法の制定によって法的な根拠が与えられ、全国各地で国による本格的な海岸保全直轄事業や補助事業が実施されるようになった。また、同時期に我が国でも海岸工学が独立した学問となり、この学問の中でも重要な分野として、波の遡上や越波、さらには、これらへの対策施設に関する研究が精力的に行われるようになった。

この時期には、ダムなどの治山治水事業が国土保全のために全国で進められ、また、漁港・港湾などの開発事業が各地で整備された。しかし、これらの施設の多くは、土砂の下流への移動を妨げてしまい、土砂移動の一番下手側となる海岸に、海岸侵食問題を発生させることになってしまった。すなわち、全国各地の海岸で、川砂利や海砂利の採集と相まって自然の消波材である砂浜が減少し、高波が減衰することなく来襲するようになり、海岸保全条件が悪化してしまっただのである。この海岸侵食は、昭和40年以降に各地の海岸で深刻な問題となり、海浜地形変化および対策施設に関する研究が精力的に行われるようになった。

この様にして海岸保全上の必要性から、これら高波および海岸侵食に関する研究は、第1章2節で概説しているような進歩を遂げるに到った。しかし、近年はウォータフロントの高度利用が一層進む傾向にあり、さらに、来世紀には地球温暖化による海岸保全条件の一層の悪化が予想されていることから、海の波の遡上および越波のメカニズムについての十分な理解と、それらの諸量を各種条件下でより合理的に求められる算定法の整備が、ますます重要になってきている。これに対して、波の遡上および越波に関する研究の内、不規則波に対するものが、その重要性に関わらず、不足しているという感が拭えない。例えば、海の波は波群性（大きな波と小さな波が比較的規則的に連なる性質）を有する不規則波であり、この性質が遡上および越波、さらに海浜変化に複雑な影響を及ぼしているが、これについて十分な説明がなされていない。また、海岸堤防などにより複雑な断面を有する海岸への不規則波の越波量を簡便かつ合理的に求められる算定法が確立されていない。

本論文では、波群性を有する波の遡上と複雑な断面を有する海岸への不規則波の越波について、その特性を工学的立場から把握し、それらの諸量を求める各種算定法を提案している。

また、波の遡上高および越波量が問題となる時化時は、短期的な海岸侵食や強風を伴っている場合が多く、これらの評価方法についても検討している。

1・2 波の遡上および越波の既往研究

水理模型実験を除き、現時点で良く知られている波の遡上高および越波量の算定法は、Table 1.3 と Table 1.4 に示すとおりである。

ただし、ここで言う長周期波とは、津波とか副振動などの周期が数分から数時間の典型的な長波のことではなく、surf beat または infragravity waves と呼ばれ、砕波帯内で顕著に存在する、周期が数十秒から数分の波のことであり、主な発生理論に波の波群性に起因するという説や Edge waves が surf beat であるとする説などがある。

Table 1.3 と Table 1.4 から判るように、長周期波が卓越する場合の遡上および複雑な断面を有する海岸への不規則波の越波についての研究が不足しているのが現状である。

以下に主な既往研究の経緯をまとめる。

(1) 波の遡上に関する研究

実際の海の波は不規則波であり、これを無視した検討は現実的でなく、遡上波の研究でも比較的早くから不規則性が考慮されている。初期の代表的なものには Battjes¹⁾ および榎木・岩田・森野²⁾の研究がある。彼らは、不規則波の個々の波が同じ波高と周期を持つ規則波と同じ遡上高を示すと仮定して、不規則波の確率分布を求める方法を提案した。確率分布を表す関数として、Battjes は波高と波長の2変数 Rayleigh 分布を用い、榎木らは、周期分布が spectrum 特性によって違ってくることから、2変数 Weibull 分布を用いて精度を高めている。

榎木ら²⁾の研究では、海底勾配が緩くなるほど、遡上波の長周期化が進み、遡上高の分布が Rayleigh 分布から外れ、その尖度が大きくなることや、遡上高の分布は spectrum のピーク周期によって変わることなどが指摘されている。近年、このような波の不規則性に起因した現象が重要視され、これに注目した研究が盛んになってきた。

波の不規則性に起因する遡上波の現象には次のようなものが指摘されている。

a) 遡上波の戻り流れの強さの違いによる遡上高変化の現象

遡上した波が小さい場合、その遡上波の戻り流れは弱いため、次の波は高く遡上する。先に遡上する波が大きい場合は逆の現象が起きる。それゆえ、個々の波の遡上高は規則波の場合とかなり異なってくる。これを指摘した研究には、Burcharth³⁾ や木村・瀬山・若狭⁴⁾の水理模型実験に基づくものなどがある。

b) 不規則波の吸収・追い付き現象

不規則波が遡上する場合、個々の波の遡上速度が異なるために、相互の波の吸収・追い付き現象が生じる。その結果、小さな遡上波が大きな遡上波に合併されて、カウントされなくなれば、統計値が規則波の場合と異なってくる。間瀬⁵⁾は水理模型実験から、この現象によって遡上波の長周期化が生じること、砕波相似パラメータが小さくなるほど長周期

Table 1.3 List on the calculating method of wave runup height

入射波タイプ	遡上・打上波タイプ	砕波条件	一様勾配の海岸断面	一様勾配の海岸断面+直立堤	一様勾配の海岸断面+傾斜堤	複雑な海岸断面(海岸堤防・護岸含む)
規則波	入射波に対応する	砕波せず	不要：①の理由から	高田，豊島らの算定図など多数有り	豊島らの算定図，小林らの数値モデルなど多数有り	一般に不要：②の理由から
		砕波する	榎木ら，Huntらの算定式など多数有り	高田，豊島らの算定図など多数有り	豊島らの算定図，Kobayashiらの数値モデルなど多数有り	Saville，中村らの算定図，水口らの数値モデル
不規則波	入射波成分が卓越	砕波せず	不要：①の理由から	高田の算定式	Pilarczykの算定式	一般に不要：②の理由から
		砕波する	間瀬ら，榎木らの算定式，間瀬らの数値モデル	高田の算定式	間瀬ら，水口らの数値モデルを応用可能	間瀬ら，水口らの数値モデルを応用可能
	長周期波成分が卓越	砕波せず	不要：①の理由から	不要：③の理由から	不要：③の理由から	不要：③の理由から
		砕波する	間瀬ら，岩田ら，加藤らの算定式	特に無し	特に無し	特に無し
両者の中間	砕波せず	不要：①の理由から	不要：③の理由から	不要：③の理由から	不要：③の理由から	
	砕波する	間瀬ら，Sawaragiらの算定式，間瀬らの数値モデル	特に無し	特に無し	間瀬らの数値モデルを応用可能	

①：一様勾配の海岸で一般の波が砕波しないことは有り得ないので、このケースは無意味である。

②：砕波帯内の地形は波の遡上・打ち上げに大きな影響を及ぼすが、砕波帯外の地形はあまり影響を及ぼさない、このケースはあまり意味を持たない。

③：副振動などの共振現象を除けば、一般の海岸で長周期化が顕著になるのは、砕波帯の中である。

高田：規則波の打上げ高および越波量の定式化について、第22回海講，pp.378～386，1975。

豊島ら：海岸堤防への波のうちあげ高，第11回海講，pp.260～265，1964 および 第12回海講，pp.180～185，1965。

Kobayashi et al.：Wave reflection and run-up on rough slopes，pp.282～298，J.W.P.C.O.Eng.，Vol.113-3，ASCE，1987。

榎木ら：緩斜面上への波の遡上特性について、第23回海講，pp.164～169，1976。

Hunt：Design of seawalls and breakwaters，Proc. ASCE，Vol.85，No.WW3，pp.123～152，1959。

Saville：Wave run-up on composite slopes，6th ICCE，ASCE，pp.691～699，1958。

中村ら：複合断面における波の打上げに関する研究，第19回海講，pp.309～312，1972。

水口ら：複雑な断面をもつ海浜での波高，平均水位の変化と遡上，第35回海講，pp.133～137，1988。

高田：不規則波の打上げ高の推算法について，第30回海講II，pp.91～92，1975。

Pilarczyk：Coastal protection，A.A. Balkema，Rotterdam，pp.223～226，1990。

間瀬ら：不規則波の遡上特性に及ぼす Wave Grouping の影響に関する実験的研究，第30回海講，pp.114～118，1983。

間瀬ら：Swash Oscillation の長周期変動，土木学会論文集No.461/II-22，pp.49～57，1993。

岩田ら：緩斜面における不規則波の遡上高さと遡上周期，第28回海講，pp.330～334，1981。

加藤：漂砂と海浜地形変化に及ぼす長周期波の影響に関する研究，東京工業大学博士学位論文，1990。

Sawaragi et al.：A nonlinear model of irregular wave run-up height and period distribution on gentle slopes，19th ICCE，pp.415～434，1984。

Table 1.4 List on the calculating method of wave overtopping rate

入射波タイプ	砕波条件 件	海岸断面一様勾配 +直立堤	海岸断面一様勾配 +傾斜堤	複雑な海岸断面 +堤防・護岸
規則波	砕波せず	高田, 吉川らの算定式 山本らの数値モデル	高田, 吉川らの算定式 小林らの数値モデル	小林らの数値モデルを 応用可能
	砕波する	富永らの算定式	富永らの算定式 小林らの数値モデル	小林らの数値モデルを 応用可能
不規則 波	砕波せず	合田らの算定図 高山らの算定式	Shore Protection Manual, Battjes の算定式	一般に不要: ①の理由 から
	砕波する	合田らの算定図 高山らの算定式	特に無し	特に無し

①: 砕波帯内の地形は波の遡上・打ち上げに大きな影響を及ぼすが、砕波帯外の地形はあまり影響を及ぼさないので、このケースはあまり意味を持たない。

高田: 規則波の打上げ高および越波量の定式化について, 第22回海講, pp. 378~386, 1975.

吉川ら: 海岸堤防の越波に関する基礎的研究, 第14回海講, pp. 118~122, 1967.

山本ら: 数値モデルによる越波量算定, 海岸工学論文集第38巻, pp. 521~525, 1991. 1975.

Kobayashi et al.: Wave overtopping on coastal structures, J. W. P. C. O. Eng., Vol. 115-2, ASCE, 1989.

富永ら: 海岸堤防に関する研究(11) - 越波量 -, 土木研究所報告, 第143号, pp. 59~94, 1972.

合田ら: 不規則波による防波護岸の越波流量に関する実験的研究, 港湾技研報告, 第14巻4号, pp. 3~44, 1975.

高山ら: 各種消波工による越波流量の減少効果, 港湾技研報告第21巻2号, pp. 151~205, 1982.

Shore Protection Manual: 4th ed., 2 Vols., U. S. Army Corps of Engineers, 1984.

Battjes: Computation of set-up, longshore currents, run-up and overtopping due to wind-generated waves, Report No. 74-2, Delft University of Technology, 1974.

化が進むことを示した。間瀬・小林⁶⁾は水理模型実験と数値シミュレーションから、海底勾配が緩過ぎず、個々の波の打ち上げパワーが大きい場合は、この現象による遡上波の長周期化が明瞭になることを示した。また、久保田⁷⁾は現地海岸でこの現象を観測し、久保田・水口・竹澤⁸⁾は、この現象を考慮した遡上波高・周期の簡易な経験的算定式を提案している。

c) 波群性に起因した波の長周期化現象

海岸に押し寄せる実際の波は、大きな波と小さな波が比較的規則的に現れるという波群性を有している。これが原因となって、surf beat または infragravity waves と呼ばれる数十秒～数分の長周期波（または、津波などの長波と区別するために、長周期重力波とも呼ばれる）が発生し、砕波帯内で顕在化する。一方、通常周期の波は斜面上で砕け、そのエネルギーを著しく低下させていくため、長周期波が波の遡上および砕波後の打ち上げと越波に及ぼす影響は無視出来ないと考えられる。

長周期波の発生機構を説明する理論は種々発表されており、水口⁹⁾、佐藤¹⁰⁾などが詳しく解説している。三次元的な視点の Edge waves による理論の他に、二次元的な視点のものとして、Longuet-Higgins・Stewart¹¹⁾の平均水位が波群性によって周期的に変動することに注目した理論、Symonds・Huntley・Bowen¹²⁾の砕波位置が波群性によって周期的に変動することに注目した理論が良く知られている。

入射波の波群性に注目した遡上の主な研究には、間瀬・土居・岩垣¹³⁾ および Barthel・Mansard・Funke¹⁴⁾によるものがある。間瀬らは、入射波の GF（波群内の波高変動の強弱を示す無次元量。不規則波での典型的な値は0.5～0.8で、波高変動が規則波に近づくほど0に近づく） $\approx 0.55\sim 0.75$ の水理模型実験では、砕波後に GF $\approx 0.3\sim 0.4$ に低下し、かつ、その差が縮まるため、GF の影響は遡上波の数に対してほとんど現れず、平均遡上高や有義遡上高にもあまり現れないこと、最大遡上高については GF の大きい方が多少大きくなることを示した。Barthel らは、水理模型実験で GF の範囲を0.37～0.80まで広げると、GF が大きくなるほど、遡上波の長周期化は進み、かつ最大遡上高が大きくなる傾向が明瞭になることを示した。

さらに、長周期波に注目した遡上の主な研究には、岩田・榎木・信田¹⁵⁾によるものと彼らの研究を発展させた Sawaragi・Iwata¹⁶⁾によるもの、および加藤¹⁷⁾によるものがある。岩田らと Sawaragi らは遡上波の確率分布式を提案しているが、主に水理模型実験によっており、長周期波の造波板による多重反射の影響を受けている。加藤は現地データから遡上高の算定式を求めているが、砕波帯の平均海底勾配1/60の海岸を対象としたものである。

以上のように、遡上波が入射波の不規則性によって、入射波とかなり異なった波形をしばしば示すことが明らかになっているが、これらの現象がどのような場合にどの程度卓越するかを明らかにすることは重要である。

また、長周期波の遡上について研究するためには、長周期波そのものの研究も重要である。間瀬・岩垣¹⁸⁾は波の変調不安定現象が波群性の主要因になり得ることを、喜岡・川

合・田村¹⁹⁾はこの変調波による長周期波の実験から、Symondsら¹²⁾の理論が定性的に妥当なことを示している。加藤・中村・池田²⁰⁾は現地観測から、砕波帯内の長周期波の波高と沖波の連なり周期または変動幅の間、沖波の有義周期と連なり周期の間、および沖波の有義波高と連なり変動幅の間に強い正の相関の有ることを示している。さらに、長周期波の諸量の算定法には、現地観測データによる合田²¹⁾の波高算定式、Symondsらの理論を改良した加藤ら²⁰⁾の解析解、Longuet-higginsら¹¹⁾とSymondsら¹²⁾の理論を組み合わせたList^{22), 23)}の数値モデルなどがある。

(2) 波の打ち上げおよび越波に関する研究

1970年以前には多数の実験算定図、実験式および理論式が提案されているが、そのほとんどは単純な海岸断面に対する規則波のものであった。

1970年代に入ると、単純な海岸断面に対する不規則波、または複雑な断面を対象とした規則波による実験算定図や実験式が提案されるようになった。

さらに、1980年代に入ると、複雑な海岸断面への適用を意識して、数値モデルによる算定法が提案されるようになった。例えば、Kobayashi・Wurjanto²⁴⁾は浅水理論による有限差分法を用いて越波量の算定を行っている。ただし、砕波を段波で近似しているため、砕け寄せ波砕波か巻き波砕波の場合にしか適用できない。水口・大久保²⁵⁾は砕波によるエネルギー逸散を考慮したエネルギー方程式と周期平均量の運動方程式を連立して解くモデルを提案している。

以上のように、波の打ち上げと越波に関する研究・開発も進んできている。しかし、波群性に起因した長周期重力波の影響などを考えると、複雑な海岸断面に対する不規則波の打ち上げや越波の評価は、水理模型実験や数値シミュレーションによっても容易でないと思われる。近年、多様な海岸保全施設により、複雑な断面を有する海岸が増えているために、このような条件下での不規則波の打ち上げ高や越波量を合理的で簡便に求められる算定法の開発が望まれている。

(3) 海浜地形変化および風が遡上・打ち上げや越波に及ぼす影響に関する研究

長期的な海浜変形の予測に関しては、汀線変形モデルや宇多・山本・河野²⁶⁾の等深線変形モデルが実用レベルにあるが、これらは岸沖漂砂を無視した数値モデルであり、短期的な地形変形を予測できない。海岸への波の遡上・打ち上げや越波に関する保全対策を考える場合、時化時の短期的な海浜地形変化を考慮する必要がある。

岸沖漂砂を考慮できる数値モデルとして、平面二次元の海浜地形変形モデルが堀川²⁷⁾などによって提案されたが、遡上域の地形変化の計算ができないか、あるいは計算精度の悪いものであった。その後、Shibayama・Horikawa²⁸⁾、西村・砂村²⁹⁾、加藤・村上・栗山・藤田³⁰⁾などが、汀線またはその近傍の短期的な地形変化を予測できる数値モデル

を発表している。

ただし、漂砂量係数の一般化がなされていないため、漂砂量係数を検証計算によって決定しなければならないが、時化時の深淺測量は困難であるため、現地海岸への適用に困難さを伴うのが現状である。

また、適切な算定法を選び、適切な入射波条件と海浜断面条件を用いた場合でも、現地海岸では強風の有無により遡上高が異なってくる。斜面への波の遡上に対する風の影響については、Sibul・Tickner³¹⁾や Juang³²⁾ などの実験的研究がある。これらの実験結果を Froude 則に従うとして現地に当てはめると、遡上高が無風時より無視できなくなるほど高くなるのは、風速が数十m/sと相当速い場合となるが、現実には風速10m/s程度の時でも、遡上高が相当高くなっている現地観測記録が存在する。高波来襲時に強風を伴っている頻度が高いことを考えるならば、遡上高に対する風の影響の評価法を確立しておく必要がある。

1・3 本研究の目的と本論文の構成

近年のウォータフロントの開発や将来の地球温暖化に係わる海面上昇などによる海岸自然条件の悪化によって、海岸保全に関する研究・開発のレベルアップがますます求められている。

本研究の目的は、不規則波の遡上や越波のメカニズムについての理解を高め、それらの諸量を各種条件下で合理的に評価できる方法を求めることである。

本論文は6章から成り、その構成は以下の通りである。

まず、第1章では、波の遡上・打ち上げおよび越波に関する既往研究について概説している。そして、波の波群性（大きな波と小さな波が比較的規則的に連なる性質）の遡上への影響に関する研究が不十分であること、複雑な海岸断面への不規則波の打ち上げ高や越波量を合理的で簡便に求められる算定法の開発が望まれていることを指摘している。

次に、第2章では、水理模型実験データや既往文献から、遡上波のタイプについて分類している。海の波は波群性を有した不規則波であり、遡上波は、入射波と一波一波が対応した入射波卓越型、長周期波成分が卓越した長周期波卓越型、およびその中間型である入射波・長周期波混合型に分類できる。そして、遡上先端から砕波位置までの平均的な海底勾配が1/10程度より急な場合に入射波卓越型、同海底勾配が1/20程度より緩い場合に長周期波卓越型、同海底勾配がその中間である場合に混合型がそれぞれ現れやすいことを、波の戻り流れ、吸収・追い付き現象および波群性に起因する長周期波と関連付けて明らかにしている。

波群性に起因する長周期波の発生理論には、平均水位の波群性による周期的変動（Long Bound Waves）が、砕波による波群の消滅とともに解放されて自由長周期波になると考えた Longuet-Higginsら¹¹⁾ によるものと、砕波点が周期的に変動することによって長周期波（Breakpoint Forced Long Waves）が発生すると考えた Symonds ら¹²⁾ によるものがある。第3章では、これらの理論について検討している。まず、Symonds ら¹²⁾ の理論を改良して、一様海底勾配海岸に対する Breakpoint Forced Long Waves を汀線近くまで精度良く求められる理論式を提案している。次に、Longuet-Higgins ら¹¹⁾ の理論も含めて、任意海底断面に対して長周期波の遡上計算もできる数値モデルを開発している。そして、このモデルによる種々の数値計算から、砕波帯外に浅海域が広がっている場合には、Long Bound Wavesによる自由長周期波が発達し、砕波帯内に浅海域が広がっている場合には、Breakpoint Forced Long Wavesが発達することを明らかにしている。

第4章では、長周期波の遡上の解析に必要なデータを得るために行った、波群性に起因する長周期波の水理模型実験について述べ、次に、このデータに既往文献のデータを加えて、エネルギー保存則と運動方程式に基づいた、長周期波の波高、周期および遡上高を求める経験式を提案している。

第5章では、入射波卓越型の遡上に視点を移した。海岸侵食によって海岸保全環境が悪化している海岸では、砂浜の顕著な減少により急勾配海岸になっている場合が多い。急勾

配の海岸では、従来の短周期波に対する取扱が適用できるが、多様な海岸保全施設によって複雑な海岸断面になっている場合が多く、このような海岸への不規則波による越波量を簡単に求められる算定法はまだ確立されていない。これを水理模型実験や数値シミュレーションによって行うことは可能であるが、容易ではない。本章では、このような越波量を実験式によって比較的簡便に求められる算定法を提案している。

第6章では、波の遡上、打ち上げおよび越波が保全上問題となる場合は、高波来襲時で海浜地形の顕著な変化や強風を伴っていることが多いことから、これらの影響の評価方法について検討している。まず、大規模水理模型実験データと現地観測データを用いて、岸沖漂砂による汀線変化量を求める実験式を提案している。そして、これを基に短期的な海浜地形変化を予測する経験的手法を提案し、地球温暖化による海面上昇等を想定した越波問題を扱うことにより、この手法の適用法を示している。

さらに、波の遡上への風の影響は Froude 則に従わないことを指摘し、かなり大きくなり得ることを現地事例によって示している。

第7章は、結論の章であり、以上の成果と課題をまとめている。

第 2 章 遡上波の形態の分類

2・1 遡上波に関する定義

(1) 遡上波の定義

本研究では、汀線に対して直角に入射する不規則波の遡上を対象とする。

断面に関する座標は、Fig. 2.1に示すように、静水面と斜面との交点（以下、汀線という）を原点とし、水平沖向きに x 軸、垂直上向きに y 軸、斜面上陸向きに y' 軸をとる。そして、海底勾配を i 、静水面下の水深を h 、波による静水面上の水位を ζ 、碎波点の x 座標を x_s 、碎波水深を h_s で表す。

遡上波形の経時変化は、 y' 軸上の波の遡上先端の軌跡 (y_r') で表されるが、 y_r' の y 方向成分 (y_r) で表す方が、高さを直接表しており便利である。本論文では、この y_r の経時変化を遡上波形と呼ぶ。

遡上波形は海底勾配と入射波の条件によって複雑に変化する。Fig. 2.2は既往の研究結果に基づいて、典型的な三種類の波形を模式的に示したものである。遡上先端から碎波位置までの平均的な海底勾配が急な場合には、最上段の波形のように、遡上波形の大部分が入射波の一波一波に対応しており、この場合の遡上を「入射波卓越型」と呼ぶ。同海底勾配がかなり緩い場合には、最下段の波形のように、遡上波形は長周期波成分に対応しており、この場合の遡上を「長周期波卓越型」、遡上波を「長周期遡上波」と呼ぶ。特に、波群性に起因して発生した長周期波による遡上波を「波群性に起因する長周期遡上波」と呼ぶ。そして、同海底勾配がこれらの中間にある場合には、中段の波形のように遡上波の長周期化により入射波との対応がある程度崩れており「入射波・長周期波混合型」と呼ぶ。

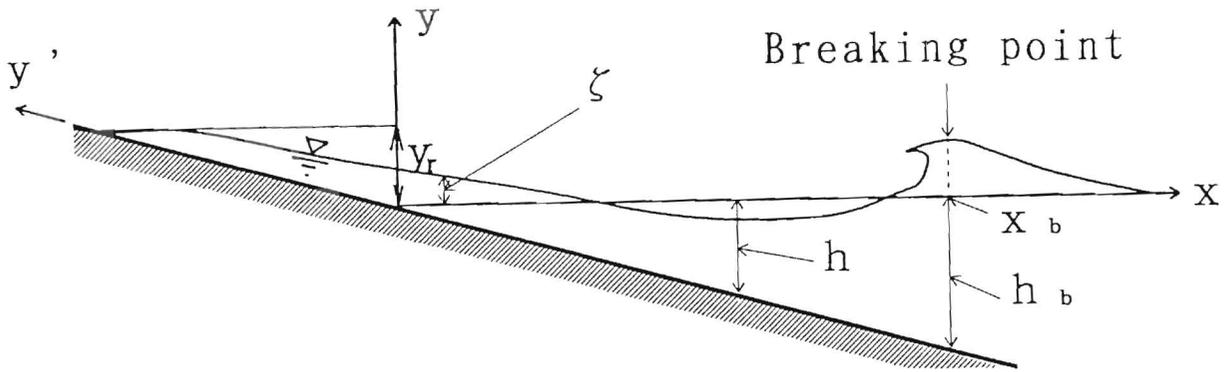


Fig.2.1 Definition sketch.

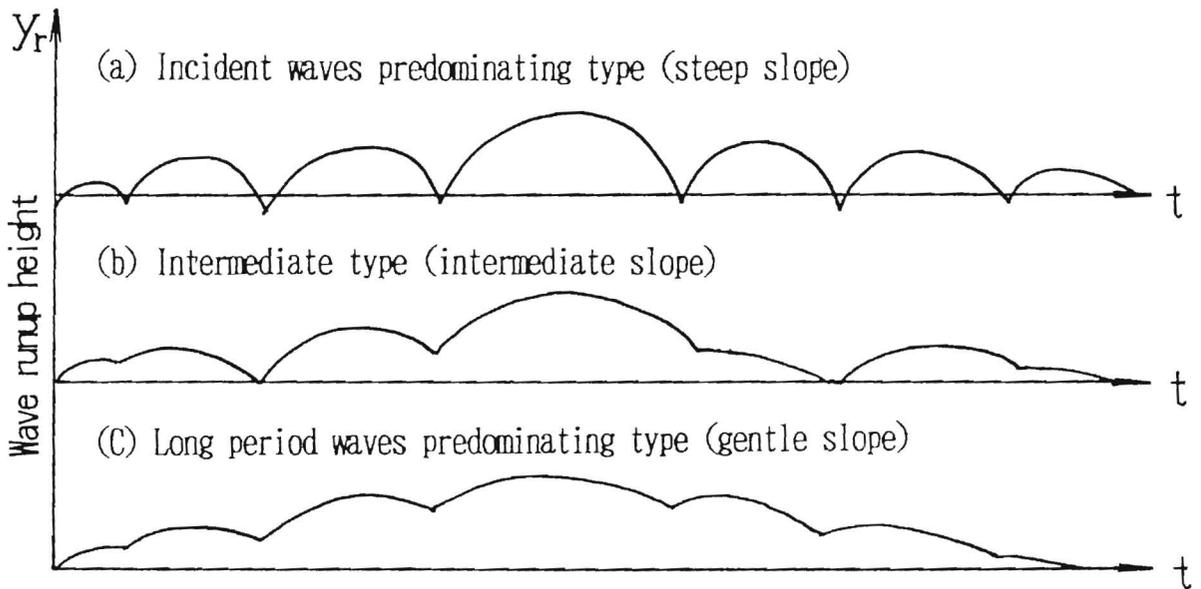


Fig.2.2 Three types of wave runup profile.

(2) 個々の遡上高の定義

Fig. 2.2に見られるように、遡上波の形態によって遡上波形は大きく異なり、不規則波の遡上高の一般的な定義は難しい。基本的にはFig. 2.3の遡上波の例に示されるように、次の二つの定義が考えられる。

- a) 遡上波の全ての極大値（静水面から上のピークの高さ）を個々の遡上高とする。
- b) 静水面を上向きに（あるいは下向きに）相次いで横切る間を遡上波の一波とし、その間での最大値を、その一波に対する遡上高とする。

ここでは、前者を「ピーク遡上高」、後者を「ゼロアップクロス遡上高」と称し、各々 R_p 、 R_c で表す。

この研究で注目している長周期波卓越型の場合には、 R_p より R_c で定義する方が適当である。しかし、この R_c には短周期波成分による小さな遡上高も含まれてしまうこと、海底勾配の緩い海岸では、汀線での setup 量が遡上高に比べて比較的大きな値となり、遡上波がほとんど静水面より下がらない状態が考えられることから、長周期波成分に注目し、次のような遡上高を新たに定義する。

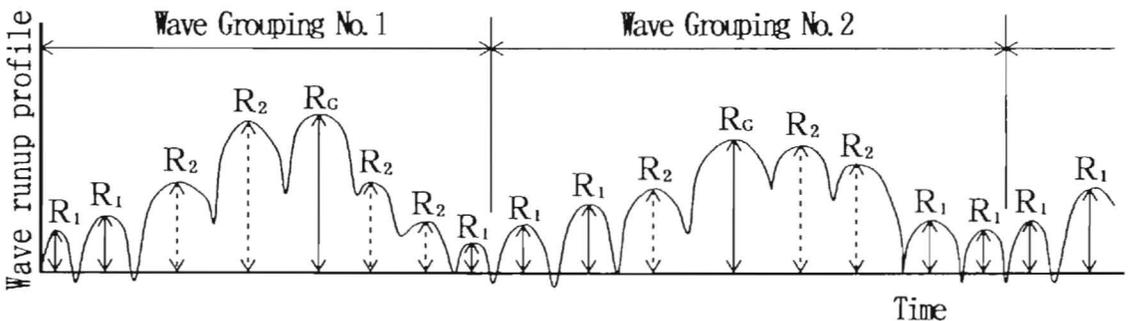
- c) 長周期遡上波から短周期波成分を除いた波形の極大値を個々の遡上高とする。

これを R_l と表記し、「長周期成分遡上高」と呼ぶことにする。setup 量が現地海岸と二次元水路では異なることから、遡上高は setup 量を除いて定義する方が望ましいが、本研究では、利用している他の研究者のデータに分離が困難な場合があることと、工学的な便利さから、setup 量を含めて定義した。

また、工学上は、この R_l に短周期波成分を考慮した遡上高が重要である。それゆえ、次のような遡上高も新たに定義する。

- d) 遡上波形の一波群内の極大値を個々の遡上高とする。

これを R_g と表記し、「波群遡上高」と呼ぶことにする。



R_p is all R (R_1, R_2, R_c). R_c is R_1 and R_c .

Fig.2.3 Wave runup profile.

(3) 波の諸元および不規則変動の代表値の表示

遡上波以外の波は zero-up-cross 法により定義し、波高はH、周期はT、波長はLで表示する。特に、水位データからFFT法を用いて短周期成分波を除去した波を長周期波と称して、添字Lを付けて区別する。また、沖波と汀線位置での諸元に対して、各々添字oおよびsを付ける。さらに、不規則波諸元と遡上高の平均値、1/3最大値（有義波の定義と同じであり、以降は有義値と呼ぶ）および最大値は、各々添字m, 1/3, max を付けて表示。例えば、沖の平均波高ならばH_{o,m}、長周期波の汀線位置の平均波高ならばH_{L,s,m}、長周期成分遡上高の平均値ならばR_{L,m}と表す。

また、不規則波の波群性は一つの波群の長さや波高変動の大きさで表せる。波群の長さや波高変動の大きさを表す指標として、Goda¹⁾による total run length (j₂)がある。本論文では、波高の時系列で平均波高を越えて次に平均波高を越えるまでの波数の平均値を j_{2,m} と表して用いる。海の波の一般的な j_{2,m} の範囲は、Goda¹⁾などの現地観測データから4～8程度である。波群の波高変動の大きさを表す指標として、Funke・Mansard²⁾が式(2.1)で表した groupiness factor (GF)がある。

$$\left. \begin{aligned} GF &= \left\{ \int_0^{t_n} (E - E_m)^2 dt / t_n \right\}^{1/2} / E_m \\ E &= \int_{-T_p}^{+T_p} \zeta^2(t + \tau) W(\tau) d\tau / T_p \\ E_m &= \int_0^{t_n} E dt / t_n \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(2.1)$$

ここに、t_nは波の解析時間、ζ(t + τ)は水位、τはタイムラグ、W(τ)は-T_p～+T_pを範囲とする三角形window、T_pは spectrum のピーク周期である。

海の波の一般的な GF の範囲は 0.5～0.8 であり、波高変動が小さく規則波に近いほど0に近づく。

2・2 遡上波の分類

遡上波はFig. 2.2に示すような3タイプに分類できる。すなわち、入射波成分が卓越し遡上波と入射波がほぼ一波一波の対応をしている「入射波卓越型」、入射波成分と長周期波成分が混合している「入射波・長周期波混合型」、および波群性に起因する長周期波成分が卓越している「長周期波卓越型」である。

この遡上波の形態に係わる主な既往研究の成果を整理すると、Table 2.1に示すようになる。本表の遡上波のタイプから、これらの遡上波タイプは主に海底勾配と平均 total run length (j_{2m}) で整理できると判断される。Fig. 2.4は第4章で述べる実験結果に、間瀬³⁾、久保田⁴⁾、間瀬・小林⁵⁾、Sawaragi・Iwata⁶⁾のデータも加えて、横軸に平均海底勾配、縦軸に j_{2m} をとって、3タイプをプロットしたものである。これらの図表より次のように指摘できる。

- a) 遡上先端から碎波位置までの平均的な海底勾配が1/10程度より急な場合、 j_{2m} が小さい場合を除いて、遡上波は「入射波卓越型」になる。この場合にも、長周期波成分は存在しているが、碎波帯の岸沖長さが短いために、短周期波成分が碎波後にあまり減衰することなく遡上する。その結果、短周期波が卓越することになる。したがって、Table 2.1のNo.1～No.3の結果から、この場合の遡上高の評価には、不規則波の影響を無視した既存の算定法がおおむね適用可能である。Yamamoto・Horikawa⁷⁾は、現地データと規則波の打ち上げ高算定値および確率密度関数の重み付き平均による越波量算定値（戻り流れ、波の吸収・追い付きおよび長周期波の影響を無視している）とを比較しているが、良く一致しているケースのほとんどは、急勾配海岸のものである。
- b) 同海底勾配が1/10程度～1/20程度の場合、 j_{2m} が小さい場合を除いて、遡上波は「入射波・長周期波混合型」になる。この場合には、碎波帯の岸沖長さが比較的長いために、戻り流れや波の吸収・追い付き現象が斜面上で顕著に現れる。しかし、短周期波が斜面上で碎けて消失してしまい、長周期波が卓越するほどには、碎波帯の岸沖長さは長くない。したがって、この場合の遡上波の評価には、戻り流れや波の吸収・追い付き現象を考慮する必要があるとあり、Table 2.1のNo.5～No.7, No.9, No.10の評価法を用いることができる。
- c) 同海底勾配が1/20程度より緩い場合、遡上波は「長周期波卓越型」になる。この場合には、碎波帯の岸沖長さが十分に長いために、短周期波は斜面上で碎けて消失してしまい、波群性に起因した長周期波が卓越する。したがって、この場合の遡上波の評価には、遡上波の長周期波成分が重要となり、No.8～No.11の評価法を用いることができる。

以上の研究成果から、各種遡上波の特徴と評価方法をまとめると、Table 2.2のようになる。

Table 2.1 Summary of published papers on runup waves.

No.	研究者	発表年	海底勾配	遡上波のタイプ	波の遡上形態に係わる主な成果
1	榎木・岩田・森野	1976	1/5~1/40	—————	水理模型実験結果から、遡上高の分布は、海底勾配1/5ではRayleigh分布にほぼ一致するが、1/10より緩くなると分布の尖度がRayleigh分布より大きくなる。また、遡上高の確率分布式を提案。
2	榎木	1982	1/5~1/40	—————	水理模型実験結果から、海底勾配1/10までは、不規則波遡上高は規則波遡上高とほぼ一致する。
3	山本・谷本	1993	1/5~1/60程度	—————	既存の水理模型実験、現地観測データ等を用いた検討から、海底勾配が1/10程度より緩くなると、汀線位置の長周期波高が同位置の規則波の通常波高より高くなり、不規則波の遡上高が規則波の遡上高より高くなる。
4	間瀬	1985	1/5, 1/10	海底勾配1/5では入射波卓越型 1/10では入射波・長周期波混合型。	水理模型実験結果から、海底勾配1/10程度か、それより緩くなると、戻り流れや波の吸収・追い付き現象による遡上波の長周期化が見られる。また、碎波相似パラメータが大きくなるほど、遡上波の波数と入射波の波数の比が小さくなる。
5	久保田	1991	碎波帯内の平均値が1/10~1/60程度	平均海底勾配1/10程度では入射波卓越型、1/20程度より緩い場合は沖波の波群の包絡波形に対応した長周期波卓越型か、入射波・長周期波混合型。	現地観測から、No 4の間瀬と同様の現象を確認した。そしてこの現象を考慮した遡上波モデルを提案。
6	間瀬・小林	1993	1/20	海底勾配1/20では、長周期波卓越型。	水理模型実験結果から、海底勾配が緩すぎず、個々の波の打ち上げパワーが大きい場合は、戻り流れや波の吸収・追い付き現象による遡上波の長周期化が明瞭になる。そして、数値モデルでこの現象を再現。
7	間瀬・土居・岩垣	1983	1/5~1/30	—————	水理模型実験結果から、groupiness factor* が大きくなるほど、最大遡上高が多少高くなる。また、遡上高の最大値、1/3最大値、平均値の算定式を提案。ただし、長周期波による多重反射波への配慮が不足。
8	山本・谷本	1993	1/10, 1/30	海底勾配1/10では、一波群当たりの波数が少ないと入射波・長周期波混合型、波数が多いと入射卓越型。1/30では、入射波の波群の包絡波形に対応した長周期波卓越型。	水理模型実験結果から、海底勾配1/10の zero up cross 定義の遡上高や勾配1/30の長周期波成分による遡上高は、規則波の遡上高より高くなる。既往文献のデータも用いて、長周期波成分による平均遡上高を求めると、Huntの式の1.52倍になる。
9	岩田・榎木・信田	1981	1/40	海底勾配1/40では入射波の波群の包絡波形に対応した長周期波卓越型。	水理模型実験結果から、海底勾配1/40の場合は、波群の包絡波形の周期を入力波周期で無次元化した値が長くなるほど、遡上高は高くなる。不規則波による遡上波への非線型効果を考慮した遡上高の確率分布式を提案。ただし、長周期波による多重反射波の影響の除去が必要。
10	榎木・岩田	1984	1/15, 1/30, 1/40	海底勾配1/15では、一波群当たりの波数が少ないと長周期波卓越型、波数が多いと入射波・長周期波混合型。	水理模型実験結果から、海底勾配1/15の場合は、波群の包絡波形の周期を入力波周期で無次元化した値が長くなるほど、遡上高は低くなる。また、No 9の岩田らの遡上高の確率分布式を現地海岸に適用。
11	加藤	1990	碎波帯内の平均値約1/60	—————	現地観測結果から、碎波帯内の平均海底勾配約1/60の海岸では、最大遡上高と汀線位置での長周期波の有義波高との相関が良く、これによる最大遡上高経験式を提案。

* : Funke・Mansard が、波群の波高変動の大きさを表すために定義した指標で、海の典型的な不規則波はほぼ 0.5~0.8 になり、規則波に近づくほど 0 に近づく。

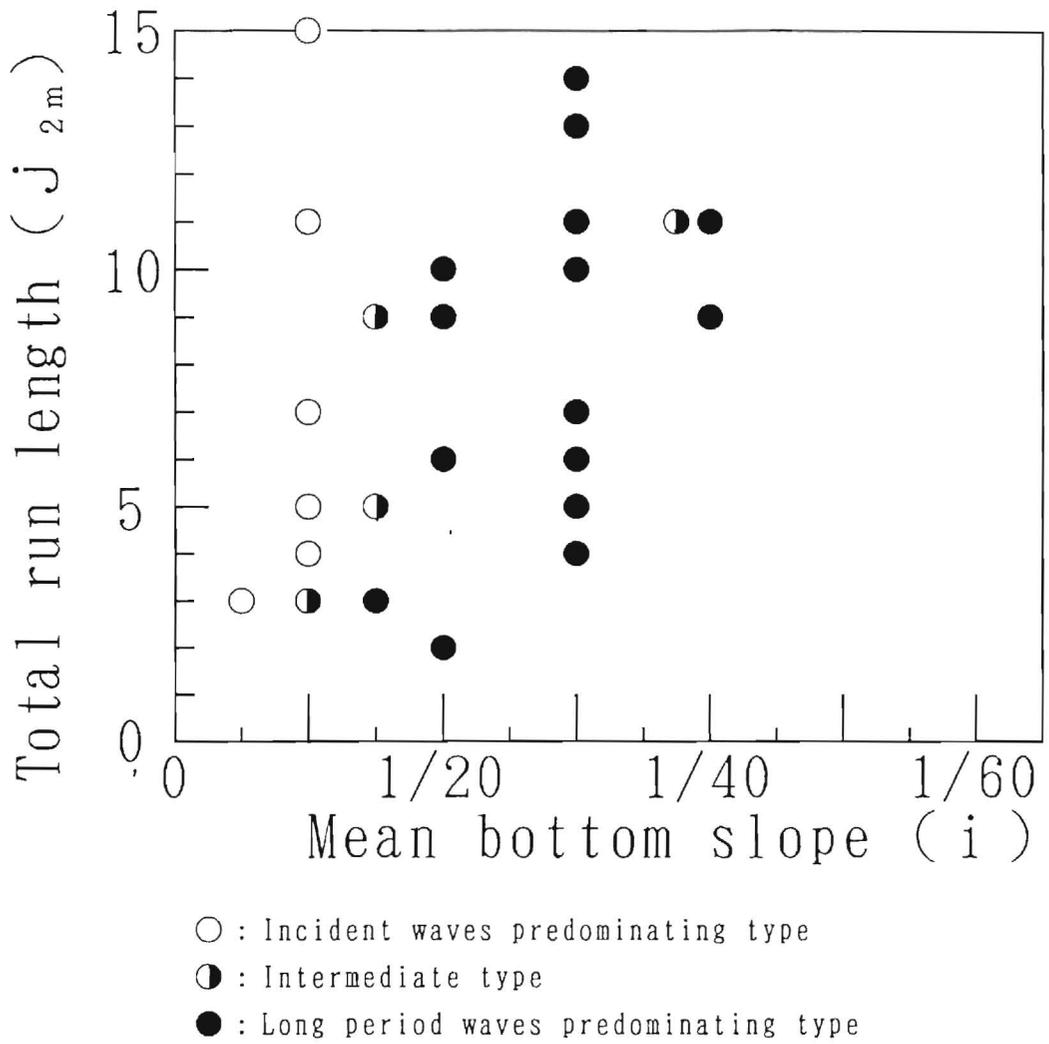


Fig.2.4 Relation among wave runup type, mean bottom slope and j_{2m} .

Table 2. 2 Classification of wave runup

海底勾配	不規則波による諸現象の遡上波への影響	遡上波の特徴	遡上波の評価法
碎波帯内の平均海底勾配が1/10程度より急勾配	急勾配で、surf zoneの岸沖長さが短いため、入射波に対応した成分は、波群性に起因した長周期波成分に比べて十分に大きく、かつ、不規則波による戻り流れや波の吸収・追いつき現象は顕著でない。	遡上波は入射波の一波一波とほぼ対応している。	不規則波による諸現象の影響を無視した既存の算定法でも、おおむね適用可能である。
同海底勾配が1/10程度から1/20程度の間	海底勾配がやや緩く、surf zoneの岸沖長さが短くないために、不規則波による戻り流れや波の吸収・追いつき現象は顕著に現れるが、入射波に対応した成分が斜面上で砕けて消失し、波群性に起因した長周期波成分が卓越するほど、surf zoneの岸沖長さは長くない。また、一波群当たりの波数が少ないほど、戻り流れや波の吸収・追いつき現象の影響は大きくなる。	遡上波と入射波の対応が崩れ出し、特に、一波群当たりの波数が少ないほど、長周期波形状が目立つ。	規則波の算定式に確率密度関数を考慮した程度では、不規則波による戻り流れや波の吸収・追いつき現象の影響まで評価できない。この場合の遡上波形や遡上高の評価には、間瀬ら ^{3), 5)} 、久保田 ⁴⁾ 、Sawaragiら ⁶⁾ などの研究が適用可能である。
同海底勾配が1/20程度より緩い	海底勾配が緩く、surf zoneの岸沖長さが長くなるために、入射波に対応した成分は斜面上で十分に砕けて消失し、波群性に起因した長周期波が顕著になる。	遡上波は入射波の波群の包絡波形に対応している。	波群性に起因した長周期波を考慮しなればならない。加藤 ⁸⁾ の遡上高算定式が適用可能、岩田ら ⁹⁾ の複合確率密度関数モデルの考え方が利用可能。また、山本ら ¹⁰⁾ によると長周期波成分の平均遡上高はHuntの式の1.52倍である。

さらに、碎波相似パラメータ (ξ = 海底勾配 / 波形勾配の平方根) が遡上や碎波現象などの重要な指標であることから、海底勾配だけでなく、入射波の波形勾配もタイプ分類の重要な指標であると考えられる。Table 2. 1 の No. 4 の研究では、遡上波の波数と入射波の波数の比 (α) と ξ の関係が図示されており、これを近似式で表すと次のようになる。

$$\alpha \approx 0.65 \xi^{0.45} \dots\dots\dots(2.2)$$

今、 α の減少が遡上波の長周期化と密接に関係していると考え、Fig. 2. 1 で用いたデータの波形勾配の代表値として0.02を用いれば、次の粗い目安が得られる。

- a) 遡上波の入射波卓越型の境界は、海底勾配1/10から、 $\xi \approx 0.7$, $\alpha \approx 0.6$ 。
- b) 入射波・長周期波混合型の境界は、海底勾配1/20から、 $\xi \approx 0.35$, $\alpha \approx 0.4$ 。

また、波群性に起因する長周期波が海浜流の規模の決定に大きな役割を果たしていることも知られており、佐々木¹¹⁾ は碎波相似パラメータによって、長周期重力波領域 (波群性に起因する長周期波に対応している: $\xi \leq 0.23$)、不安定領域 ($1 \geq \xi \geq 0.23$)、および Edge waves 領域 ($\xi \geq 1$) に分けられることを示している。今、佐々木の長周期重力波領域 $\xi \leq 0.23$ に対して、波形勾配の代表値として0.02を用いれば、海底勾配 \leq 約 1 / 30 となり、本論文とそれほど矛盾しない結果を得る。

2・3 結 語

本章において得られた結果をまとめると次の通りである。

- a) 遡上波は、入射波成分が卓越する入射波卓越型、長周期波成分が卓越する長周期波卓越型、および、その中間にある入射波・長周期波混合型に分類できる。
- b) これらのタイプ分類に係わる指標には、碎波相似パラメータの他、平均 total run lengthが考えられるが、碎波帯内の平均海底勾配で粗い区分ができ、平均海底勾配が1/10程度以上の場合は入射波卓越型に、1/20程度以下の場合は長周期波卓越型に、および、平均海底勾配がその中間にある場合は入射波・長周期波混合型になり易い。
- c) これら三つの形態の違いは、波の戻り流れ、吸収・追い付き現象および長周期波と密接な関係にある。すなわち、入射波が波群性を有する限り、遡上波は長周期波成分を有しているが、平均海底勾配が1/20程度より急な場合は、入射波（短周期波）成分がそれほど減衰することなく遡上するために、入射波成分の卓越した遡上波形となる。ただし、平均海底勾配が1/10程度より緩くなると、surf zone の岸沖長さが長くなるために、波の戻り流れ、吸収・追い付き現象の影響が顕著に現れ易くなり、これにより遡上波の波数が減少して、中間タイプの遡上波形となる。そして、平均海底勾配が1/20程度より緩い場合は、surf zone の岸沖長さがかなり長くなるために、入射波成分は碎けて消失してしまい、長周期波成分の卓越した遡上波形となる。それゆえ、遡上波の諸量の評価については、入射波卓越型の場合は波の不規則性を無視した従来の方法でも適用できるが、入射波・長周期波混合型の場合は波の戻り流れと吸収・追い付き現象の影響を、長周期波卓越型の場合は波群性に起因する長周期波の影響を考慮しなければならない。

第 3 章 海の波の波群性に起因する

長周期波の理論的検討

3・1 波群性に起因する長周期波の発生理論

3・1・1 Symonds らの理論とその改良

(1) Symonds らの理論と加藤らによる改良

加藤ら¹⁾は、現地観測データの解析から、長周期波と沖波の j_{2m} との間に強い相関があることを明らかにした。そして、既往の長周期波発生理論の中から、波群性に起因する長周期波発生理論（海の波が一般的に持っている波群性が発生するための基本的条件であるから、この長周期波は海岸において一般的に存在している）を、現地の長周期波を最も良く説明できる理論と見なした。

加藤らが有望と見なした理論は、Symonds ら²⁾によるものと Longuet-Higgins ら³⁾によるものである。そして、現地データを用いて検証した結果、砕波帯内の surf beat は、前者の理論を改良すれば良く説明できるとした。

Symonds らは、砕波位置が波群性により岸沖方向に周期的に変動することに注目し、これによって砕波帯内の setup 量も周期的に変動するために、surf beat が発生すると考えて理論式を立てた。実際の砕波位置の移動と経過時間の関係は、Fig. 3.1(a)（図中の t 軸は時間軸、 x_{s1} は岸側砕波位置、 x_{s2} は沖側砕波位置、および H は波高）の太い実線のようになるが、彼らは図中の波の伝播に伴う砕波の時間遅れ t_0 を無視した破線の関係を採用したために、長周期波発生 of 定性的な説明しかできなかった。

加藤らは、この t_0 を考慮することにより、砕波帯内の長周期波を定量的にも説明できるようにした。ただし、図中の斜線部分では、岸に向かって伝播する小さな波が砕波する前に、後続の大きな波が砕波しているので、この部分の小さな波の砕波は長周期波の発生に寄与しないと考えている。すなわち、この部分での砕波位置と経過時間の関係は、Fig. 3.1(b)に示すように $t = 0$ の経路で表されるとして、Fig. 3.1(a)の斜線部分をカットしている。このことは、Fig. 3.1(b)において、矢印をたどって示される H_1 から H_2 間の波高を点線から実直線のように見なすことを意味している。

加藤らのモデルを用いて長周期波高の岸沖分布を求めると、Fig. 3. 2 の破線のようになる。図中の上3ケースは、彼らが1989年に茨城県波崎海岸で観測したもの、下2ケースは本論文の第4章に示した水理模型実験によるものである。

計算には入力条件として、砕波帯内の平均海底勾配，砕波限界波高水深比の1/2，沖波の波群周期，砕波水深の最小値 (h_{s1}) および最大値 (h_{s2}) が必要である。波群周期， h_{s1} および h_{s2} に何をを用いるのが適切かは、二成分合成波の場合には問題ないが、不規則波の場合には検討を要する。加藤らは、このことについて現地観測データを用いて検討しており、波群周期には $T_{L1/3}$ を、 h_{s1} および h_{s2} には、沖波波高の最大値に $1.096H_{0.1/3}$ を、最小値に $0.154H_{0.1/3}$ を用いて、砕波指標から求めた値を採用している。この場合の長周期波の波高は有義値に対応している。

Fig. 3. 2 の破線と実測値を表す●印を比較すれば、実測値に占める Symonds らの理論による長周期波 (Breakpoint Forced Long Waves) の割合が明らかでないが、少なくともオーダー的には合っていると考えて良いであろう。

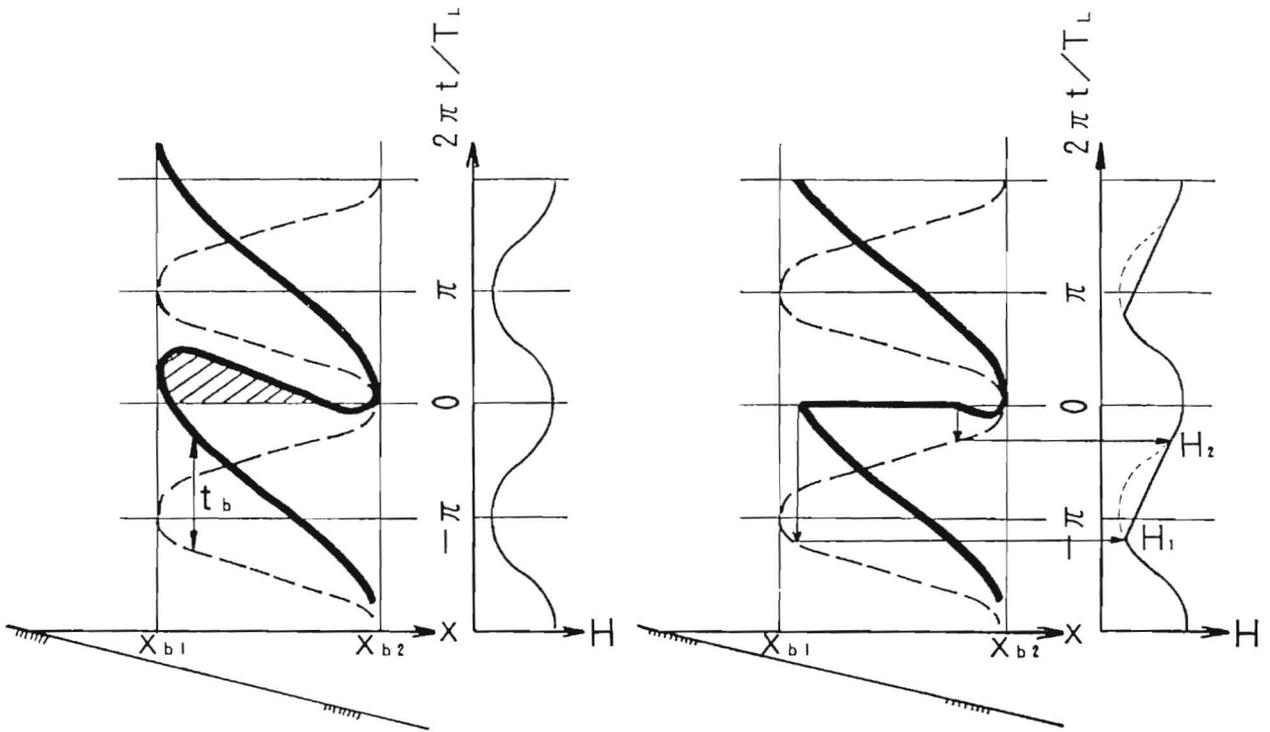


Fig.3.1 Fluctuation of breaking points.

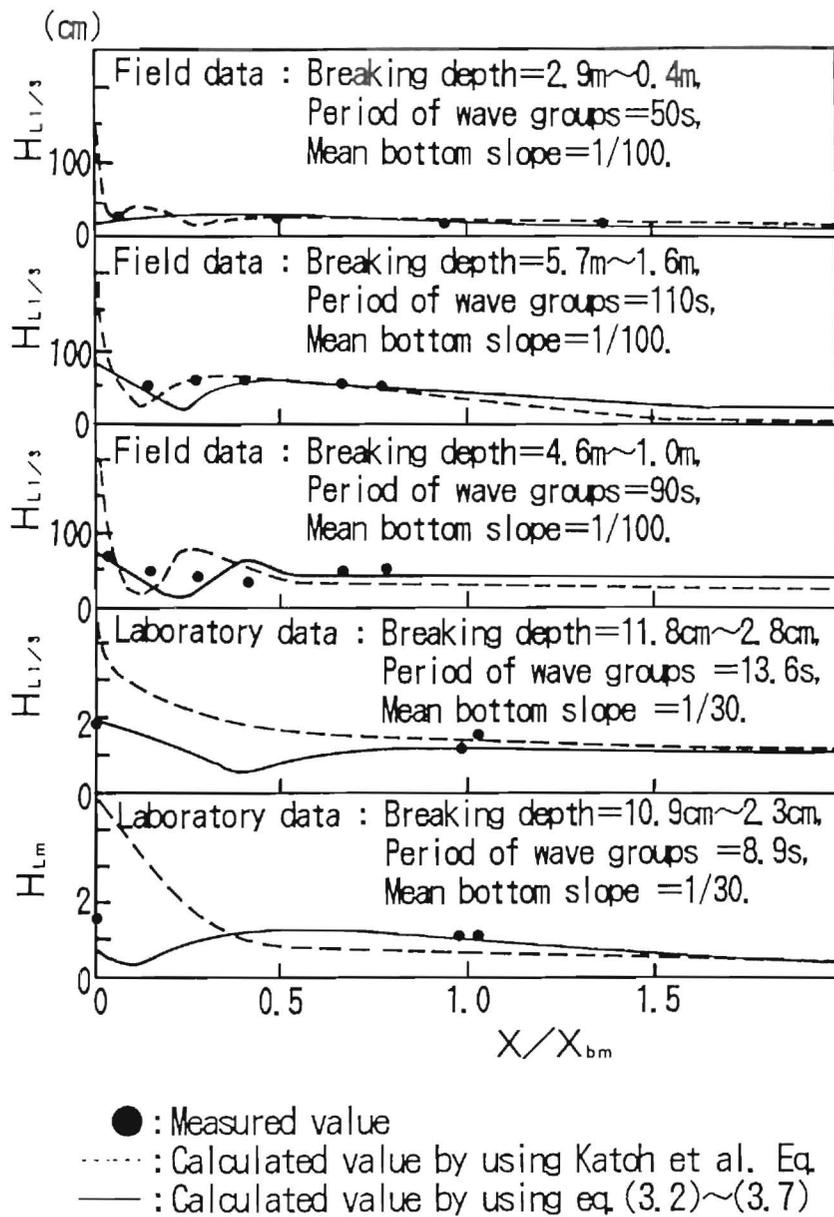


Fig.3.2 Sample comparison between observed data and predicted curve on the basis of Symonds et al. theory.

(2) 汀線付近の長周期波の改良

Fig. 3. 2 の破線による計算値を良く見直すと、汀線付近で実測値に比べて異常に大きくなっていることが判る。Symonds らが用いた基本式の水深には、水位上昇量が考慮されておらず、このことが主な原因と考えられる。本研究では、汀線位置の波高にも注目しているので、この点について改良することにした。

Symonds らの基本式の水深に水位上昇量を考慮すれば、式(3.1)で表される。ただし、簡単のために、水位上昇量には波群の一周期の平均値を用いた。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} &= - \frac{1}{\rho D} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} \\ \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial (DU)}{\partial x} &= 0, \quad D = h + \zeta_0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(3.1)$$

ここに、Uは海水の水平流速、tは時間、gは重力加速度、ρは海水の密度、Dは平均水位上昇量(ζ₀)を考慮した水深、S_{xx}は長波近似した radiation stress である。

式(3.1)の水位ζは、式(3.2)に示す無次元量を用いて、式(3.3)～式(3.7)で表される。誘導の詳細は本論文最後の付録にまとめてある。

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{a}{x_{b2} - x_{b1}}, \quad X = \frac{x - x_{b1}}{x_{b2} - x_{b1}}, \quad \tau = t \frac{2\pi}{T_L}, \quad X_{b1} = \frac{x_{b1}}{x_{b2} - x_{b1}}, \\ X_{b2} &= \frac{x_{b2}}{x_{b2} - x_{b1}}, \quad Z(X, \tau) = \frac{\zeta(x, t)}{1.5 \gamma^2 x_{b1} i} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(3.2)$$

ここに、aは(x_{b1} - x_{b2}) / 2、x_{b1}は(x_{b1} + x_{b2}) / 2、γは碎波限界の波高水深比の1/2値、iは海底勾配である。

無次元水位Z(X, τ)は、次式のように表す。

$$Z(X, \tau) = Z_0(X) + \sum_{n=1}^{\infty} Z_n(X, \tau) \dots\dots\dots(3.3)$$

ここに、Z₀(X)は無次元平均水位上昇量、nは項数、Z_n(X, τ)はゼロ次のBessel関数 J₀(z)およびゼロ次のNeumann関数 N₀(z)を用いて以下のようなになる。ただし、x_{b1} ~ x_{b2}間のZ₀(X)を近似している。

a) 岸端からX_{b1}まで:

$$\left. \begin{aligned} Z_0(X) &= (1 - X + 1.5 \gamma^2 A) / (1 + 1.5 \gamma^2) \\ Z_n(X, \tau) &= -(I_{0,n} + I_{1,n}) J_0(z) \cos(n \tau) \\ &\quad - I_{0,n} J_0(z) \sin(n \tau) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(3.4)$$

$$z = 2n(2\pi/T_L)[x_{bm}/(gi)]^{1/2} (1+1.5\gamma^2) \times (X+1.5\gamma^2 Z_0)^{1/2}$$

b) X_{b1} から X_{b2} まで:

$$\begin{aligned} Z_0(X) &\approx \{(1-X)\cos^{-1}[(X-1)/A] \\ &\quad - [A^2 - (X-1)^2]^{1/2}\} / \pi \\ Z_n(X, \tau) &= [- (I_{bJ} + I_{aN})J_0(z) + C_n N_0(z) + \eta_{pa}] \cos(n\tau) \\ &\quad + [- I_{bN} J_0(z) + \eta_{pb}] \sin(n\tau) \\ C_n &= 0 \text{ (岸側)}, \quad C_n = I_{aJ} \text{ (沖側)} \\ z &= 2n(2\pi/T_L)[x_{bm}/(gi)]^{1/2} \\ &\quad \times \{1 + 1.5\gamma^2[\cos^{-1}((X-1)/A)] / \pi\} (X+1.5\gamma^2 Z_0)^{1/2} \\ \eta_{pa} &\approx 2\pi [\int_{X_{b1}}^{X_{b2}} X_{an} N_0(z) dX J_0(z) - \int_{X_{b1}}^{X_{b2}} X_{an} J_0(z) dX N_0(z)] \\ \eta_{pb} &\approx 2\pi [\int_{X_{b1}}^{X_{b2}} X_{bn} N_0(z) dX J_0(z) - \int_{X_{b1}}^{X_{b2}} X_{bn} J_0(z) dX N_0(z)] \\ X_{an} &= d[(X+1.5\gamma^2 Z_0) a_n(X)] / dX \\ X_{bn} &= d[(X+1.5\gamma^2 Z_0) b_n(X)] / dX \end{aligned} \quad \dots (3.5)$$

ここに、 $a_n(X)$, $b_n(X)$ は式(3.1)の radiation stress 項を Fourier級数で表したときの係数で、加藤らの改良式を用いる。

c) X_{b2} から沖:

$$\begin{aligned} Z_0(X) &= 0 \\ Z_n(X, \tau) &= - I_{bJ} J_0(z) \cos(n\tau) - I_{bN} N_0(z) \sin(n\tau) \\ z &= 2n(2\pi/T_L)[x_{bm}/(gi)]^{1/2} X^{1/2} \end{aligned} \quad \dots (3.6)$$

式(3.4)~式(3.6)の I_{aJ} , I_{aN} , I_{bJ} , I_{bN} は、式(3.5)の z , X_{an} および X_{bn} を用いて、次式から求まる。

$$\begin{aligned} I_{aJ} &\approx 2\pi \int_{X_{b1}}^{X_{b2}} X_{an} J_0(z) dX \\ I_{aN} &\approx 2\pi \int_{X_{b1}}^{X_{b2}} X_{an} N_0(z) dX \\ I_{bJ} &\approx 2\pi \int_{X_{b1}}^{X_{b2}} X_{bn} J_0(z) dX \\ I_{bN} &\approx 2\pi \int_{X_{b1}}^{X_{b2}} X_{bn} N_0(z) dX \end{aligned} \quad \dots (3.7)$$

式(3.2)~式(3.7)による計算結果をFig. 3.2に実線で示した。汀線近傍の値がかなり改善されたと判断出来る。なお、上式中の積分の実行には部分積分法を用いた。

(3) Symonds らの理論による長周期波 (Breakpoint Forced Long Waves)
の波高と主な入力条件との関係

式(3.2)と式(3.4)から、砕波帯内の Symonds らの理論による長周期波(これ以降、Breakpoint Forced Long Wavesを略してBFWと呼ぶことにする)に対する変数として、 h_{b1} と h_{b2} 、 T_{Lm} 、 i および γ が挙げられる。この内、 γ は海底勾配が緩い場合にはあまり変化しないので無視する。そして、加藤らが現地観測データから求めた関係 $T_{L1/3} \approx 9.4 T_{1/3}$ と第4章の水理模型実験から得られる関係 $T_{L1/3} \approx 1.3 T_{Lm}$ および短周期波の関係 $T_{1/3} \approx 1.2 T_m$ を用いて、 T_{Lm} は T_m に関係付けられる。さらに、 $L_{om} = 1.56 T_m^2$ であるから、 T_{Lm} は L_{om} に関係付けられる。また、 h_b と H_{om} とは比例関係にあるので、 h_b の代わりに H_{om} を用いれば、砕波帯内の長周期波に対する主な指標は i と H_{om}/L_{om} になる。

式(3.2)中の i は x_{bm} と相殺し合うが、式(3.4)中の i は大きくなるほど、 z は小さくなるので、 $J_0(z)$ の振動波形の包絡線は大きくなる。すなわち、 i が大きくなるほど、 H_{Lm} は大きくなり易い。また、式(3.4)中の T_L が大きくなるほど、 z は小さくなるので、 $J_0(z)$ の包絡線も大きくなる。即ち、 T_{Lm} が大きくなるほど、 H_{Lm} は大きくなり易い。言い換えれば、 $T_{Lm}^2 \propto L_{om}$ から、 H_{om}/L_{om} が小さいほど、 H_{Lm}/H_{om} は大きくなり易いと言える。

これらの指標と H_{Lm} との関係をFig. 3.3に図示した。この図で、 $(H_{Lm}/H_{om})_{in}$ は無次元長周期波高の砕波帯内の平均値であり、加藤らの現地観測データの整理の仕方になった。そして、 $i = 0.01 \sim 0.1$ 、 $H_{om} \approx 1 \text{ m} \sim 6 \text{ m}$ 、 $T_{Lm} = 50 \text{ s} \sim 200 \text{ s}$ (γ は合田の算定図を用いて0.39~0.50の間で変えた)に対して、式(3.2)~式(3.7)を用いて計算し、図中に示す波形勾配に対する計算結果の平均値をプロットした。なお、式(3.2)、式(3.4)において、 H_{om} に比例する x_{bm} に注目すれば、 H_{om} が大きいほど H_{Lm} は大きくなることが判るが、本図では縦軸にも H_{om} が含まれているため、明瞭になってない。

加藤⁴⁾は、無次元長周期波高が砕波相似パラメータ [$\xi = i / (H_{om}/L_{om})^{1/2}$] で近似的に表せることを示している。Fig. 3.4は上記の計算結果を ξ で整理し直したもので、各海底勾配に対する二本の曲線は、計算結果の分布範囲を示す。 $(H_{Lm}/H_{om})_{in}$ で整理すると、 $H_{om}/L_{om} = 0.005 \sim 0.06$ 間での波高と周期の各種組合せに対して、計算結果の全てが二本の曲線の間分布していた。なお、図中の破線は加藤⁴⁾が、加藤ら¹⁾のモデルを用いて計算した汀線位置での無次元長周期波高で、水深に平均水位が考慮されていないため、かなり大きな値になっている。

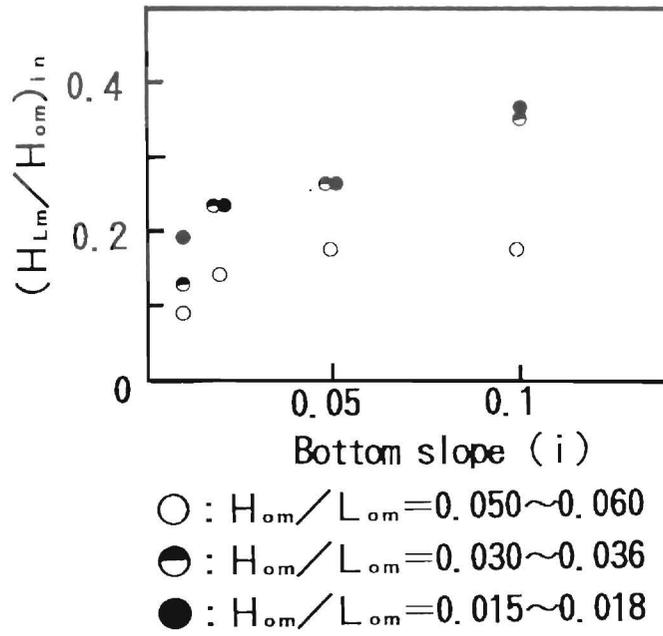


Fig.3.3 Relation among i , H_{om}/L_{om} and H_{Lm}/H_{om} .

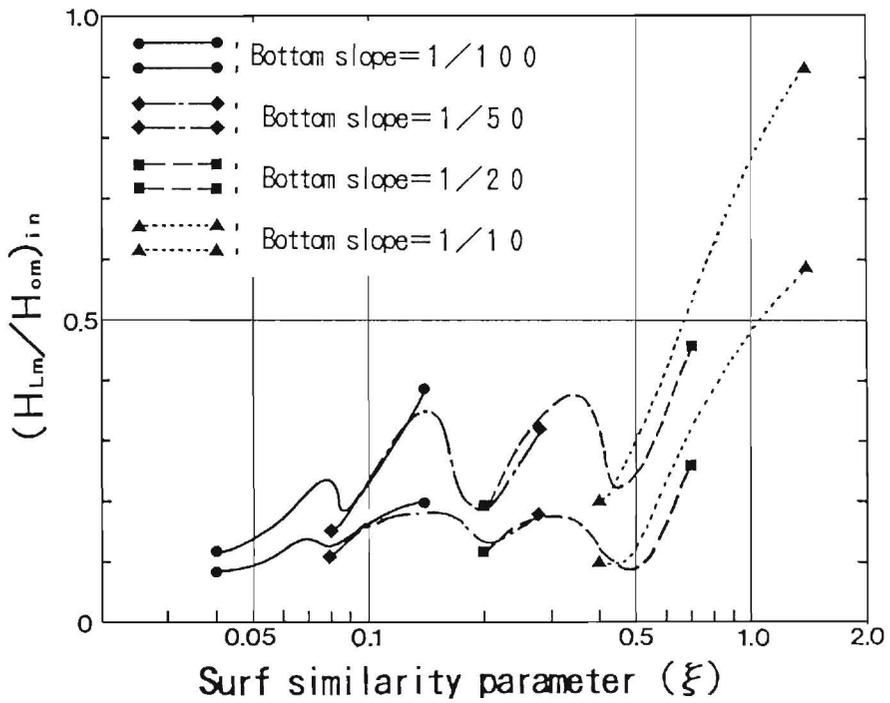


Fig.3.4 Relation between ξ and H_{Lm}/H_{om} .

波群性に起因する長周期波発生理論には、Symondsら²⁾の砕波位置が比較的規則的に変動することによるBFW理論の他に、Longuet-Higgins ら³⁾の波群性に拘束されて周期的に変動している平均水位が、砕波による波群性の消滅とともに自由長周期波となるLBW (Long Bound Waves) 理論がある。

Longuet-Higgins らは、砕波帯外の長周期水位変動は入射波の一周期に渡って平均した次の質量保存則と運動量保存則により表されるとした。

$$\left. \begin{aligned} \rho \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial M}{\partial t} + \rho g (h + \zeta) \frac{\partial (h + \zeta)}{\partial x} + \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} &= 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(3.8)$$

ここに、 ρ は海水の密度、 g は重力加速度、 h は水深、 x は岸沖座標、 t は時間座標、 ζ は長周期波の水位、 M は長周期波の平均水平運動量および S_{xx} は radiation stress である。

式(3.8)に $\frac{\partial}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} C_s$ を代入して、 M を消去すれば、式(3.9)を得る。

$$(-\rho C_s^2 + \rho g h + \rho g \zeta) \frac{\partial \zeta}{\partial x} = - \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} - \rho g (h + \zeta) \frac{\partial h}{\partial x} \dots\dots\dots(3.9)$$

式(3.9)に於いて、 h に比べて ζ が無視できるほど小さく、かつ、 $\partial h / \partial x = 0$ と仮定すれば、次のLBWの水位 ζ_{LBW} を表す式を得る。

$$\zeta_{LBW} = - S_{xx} / \{ \rho (g h - C_s^2) \} \dots\dots\dots(3.10)$$

しかし、一般的な海岸では、岸に近づくほど $\partial h / \partial x = 0$ の仮定が成り立たなくなってくる。また、砕波位置近くでは、 $\partial h / \partial x \neq 0$ と見なせる海岸でも、 $(-\rho C_s^2 + \rho g h)$ に比べて、 $\rho g \zeta$ が無視できない程度に大きな値となるため、式(3.10)を用いてLBWの水位を算定できなくなると考えられる。

Fig. 3.5はLBWの水位と水深の関係図(参考までに Longuet-Higginsらが求めた set down の式による算定値も載せてある)である。水位は入射波高 H の二乗で割って、水深と周期だけの関数になるようにしてある。この図から、水深が4m程度で浅になるとLBWの水位が異常に大きくなることが判る。したがって、式(3.10)は浅海域で使えないと考えるべきであり、LBWの計算には、沖側境界条件に式(3.10)を用い、後述する式(3.12)の数値シミュレーション法を採用することにする。ただし、この場合でも、沖側水深をどの程度とするのが良いかを検討しておく必要がある。

Fig. 3.6は数値シミュレーションによる最大砕波水深位置でのLBWの波高 H_{LBW} と沖境界水深の関係図である。この図から、沖境界の水深/最大沖波波高 H_{0max} が8より小さくなると、 H_{LBW} が大きくなることが判る。本来、 H_{LBW} は不変でなければならないこと

から、LBWの計算を行う際の沖境界の水深は、 $8 \times$ 最大沖波波高 H_{0max} とする。

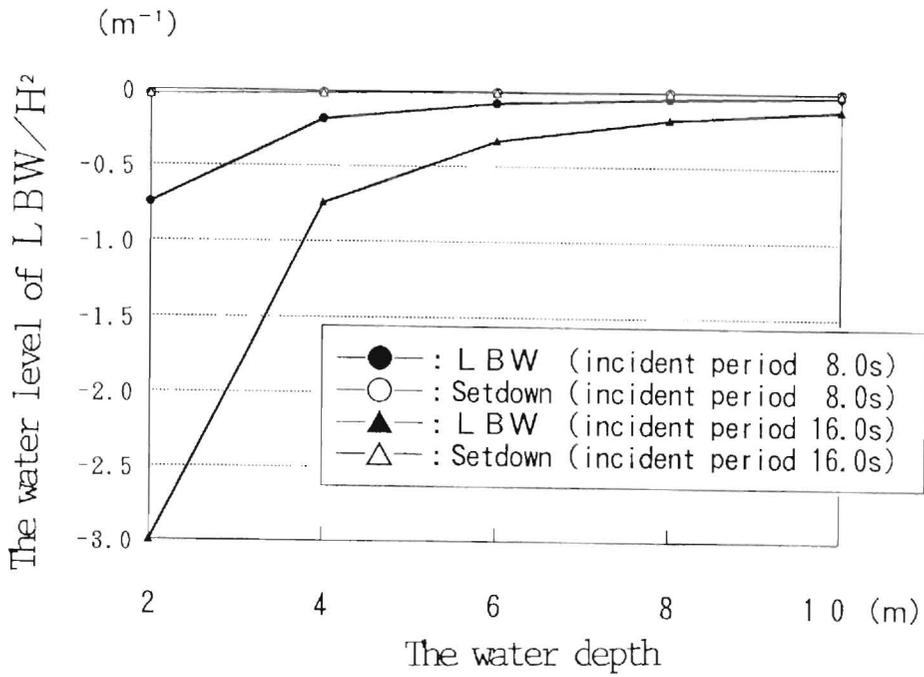


Fig.3.5 LBW and setdown by Longuet-Higgins formula.

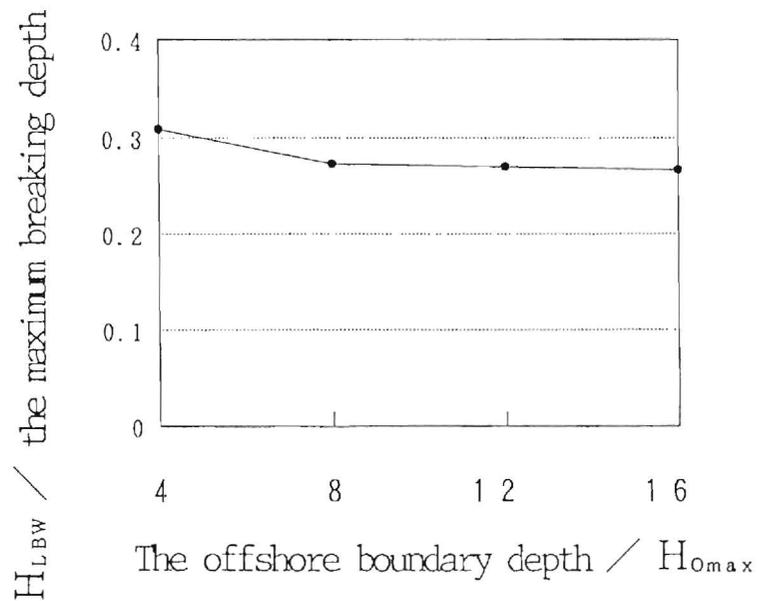


Fig.3.6 Relation between H_{LBW} at the maximum breaking depth and the offshore boundary depth.

3・2 波群性に起因する長周期波の数値モデル

3・2・1 数値モデルの概要

(1) 基本方針

傾斜海岸における波群性に起因する長周期波の発生と岸沖方向の伝達および遡上を対象とした数値モデルを考える。

波群に起因した長周期波は砕波帯付近で著しく増幅されることから浅海長波理論をベースにする。そして、発生させる外力は波群に対応して変化する radiation stress と考えられ、これを浅海長波の運動方程式に組み込む。

なお、長周期波を扱えるモデル方程式には、Boussinesq方程式などの高次オーダーのものが有り、radiation stress を別に評価する手間を省ける。しかし、長周期波を砕波させることなく伝播させる砕波モデルの開発、数値計算上発生してしまう現実には存在しない平均水位変動成分の抑制、計算容量の増大への対応などの課題があり、かつ、LBWとBFWの分離も容易ではないため、採用しないことにした。

(2) 基本式と差分化

基本となる連続の式と Navier-Stokes の運動方程式は、二次元座標に対して次のように表される。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho u) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u^2) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho u v) &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \nabla^2 u \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho v) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho u v) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v^2) &= -\rho g - \frac{\partial p}{\partial y} - \mu \nabla^2 v \end{aligned} \right\} \dots(3.11)$$

ここに、 ρ は水の密度、 u と v は各々水粒子の水平および鉛直方向の速度、 p は圧力、 μ は分子粘性係数、 ∇ は Hamilton の演算子、 g は重力加速度である。

上式は非圧縮性流体の場合のものであるが、さらに、粘性と海底勾配および波形勾配が小さいものと仮定し、海底面 ($y = -h$) から自由表面 ($y = \zeta$) まで積分した上で、短周期成分を除いた長周期波の水位および水平速度 (平均流速) を q および U と定義し、海底摩擦応力に典型的な経験式を用いれば、基本方程式として次式を得る。

$$\left. \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} = 0 \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{q^2}{h + \zeta} \right) + g (h + \zeta) \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x} \\ + \frac{f}{(h + \zeta)^2} q |q| = 0 \\ p = \rho g (h + \zeta) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(3.12)$$

ここに、 ζ は水位変化で、setup 量と。と長周期変動量 $\Delta \zeta$ から成る。 q は線流量〔=U(h + ζ)〕、 h は水深、 S_{xx} は radiation stress、 f は海底摩擦係数である。

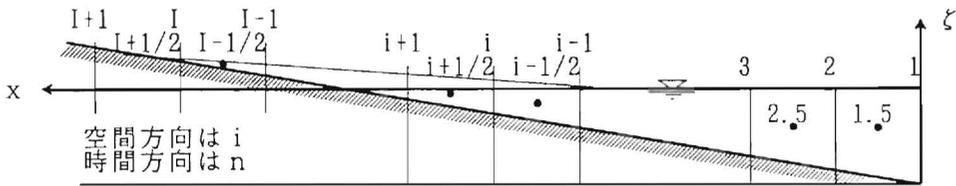


Fig.3.7 Definition sketch and staggered mesh scheme.

式(3.12)の連続の式の差分化は、

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \frac{1}{\Delta t} (\zeta_i^{n+1} - \zeta_i^n), \quad \frac{\partial q}{\partial x} = \frac{1}{\Delta x} (q_{i+1/2}^{n+1/2} - q_{i-1/2}^{n+1/2})$$

から、次式のようになる。

$$\zeta_i^{n+1} = \zeta_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} (q_{i+1/2}^{n+1/2} - q_{i-1/2}^{n+1/2}) \dots\dots\dots(3.13)$$

式(3.12)の運動方程式から非線形項を無視した場合の差分化は、

$$\left. \begin{aligned} q_{i+1/2}^{n+1/2} = q_{i+1/2}^{n-1/2} - g (h_{i+1/2} + \zeta_{i+1/2}^n) \frac{\Delta t}{\Delta x} (\zeta_{i+1}^n - \zeta_i^n) \\ - \frac{1}{\rho} \frac{\Delta t}{\Delta x} (S_{i+1}^n - S_i^n), \quad \zeta_{i+1/2}^n = \frac{1}{2} (\zeta_{i+1}^n + \zeta_i^n) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(3.14)$$

運動方程式の移流項については、安定のために風上差分を用いる。

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{q^2}{h + \zeta} \right) = \frac{1}{\Delta x} \left[\alpha \frac{\left(q_{i+3/2}^{n-1/2} \right)^2}{\left(h_{i+3/2} + \zeta_{i+3/2}^{n-1/2} \right)} \right]$$

$$+ \beta \frac{\left[q_{i+1/2}^{n-1/2} \right]^2}{\left[h_{i+1/2} + \zeta_{i+1/2}^{n-1/2} \right]} + \gamma \frac{\left[q_{i-1/2}^{n-1/2} \right]^2}{\left[h_{i-1/2} + \zeta_{i-1/2}^{n-1/2} \right]} \quad \dots \dots (3.15)$$

ここに、
$$\begin{cases} q_{i+1/2}^{n-1/2} \geq 0 & : \alpha = 0, \quad \beta = 1, \quad \gamma = -1 \\ q_{i+1/2}^{n-1/2} < 0 & : \alpha = 1, \quad \beta = -1, \quad \gamma = 0 \end{cases}$$

摩擦項は陽的な差分では不安定の原因になるので、陰的な差分を用いる。

$$\frac{f}{(h + \zeta)^2} q \left| q \right| = \frac{f}{2} \frac{\left[q_{i+1/2}^{n+1/2} + q_{i+1/2}^{n-1/2} \right]}{\left[h_{i+1/2} + \zeta_{i+1/2}^{n-1/2} \right]^2} \left| q_{i+1/2}^{n-1/2} \right| \quad \dots \dots (3.16)$$

したがって、式(3.12)の運動方程式の差分式は、式(3.14)に式(3.15)と式(3.16)を加えて、

$$\begin{aligned} q_{i+1/2}^{n+1/2} = q_{i+1/2}^{n-1/2} & \frac{\Delta t}{\Delta x} \left[\alpha \frac{\left[q_{i+3/2}^{n-1/2} \right]^2}{\left[h_{i+3/2} + \zeta_{i+3/2}^{n-1/2} \right]} \right. \\ & \left. + \beta \frac{\left[q_{i+1/2}^{n-1/2} \right]^2}{\left[h_{i+1/2} + \zeta_{i+1/2}^{n-1/2} \right]} + \gamma \frac{\left[q_{i-1/2}^{n-1/2} \right]^2}{\left[h_{i-1/2} + \zeta_{i-1/2}^{n-1/2} \right]} \right] \\ & - g \left(h_{i+1/2} + \zeta_{i+1/2}^n \right) \frac{\Delta t}{\Delta x} \left(\zeta_{i+1}^n - \zeta_i^n \right) \\ & - \frac{1}{\rho} \frac{\Delta t}{\Delta x} \left(S_{i+1}^n - S_i^n \right) \\ & - \frac{f}{2} \frac{\left[q_{i+1/2}^{n+1/2} + q_{i+1/2}^{n-1/2} \right]}{\left[h_{i+1/2} + \zeta_{i+1/2}^{n-1/2} \right]^2} \left| q_{i+1/2}^{n-1/2} \right| \end{aligned}$$

となり、これを整理すれば次式のようなになる。

$$\boxed{q_{i+1/2}^{n+1/2} = \frac{1}{1+M} \left[q_{i+1/2}^{n-1/2} \frac{\Delta t}{\Delta x} \left[\alpha \frac{\left[q_{i+3/2}^{n-1/2} \right]^2}{\left[h_{i+3/2} + \zeta_{i+3/2}^{n-1/2} \right]} \right. \right]}$$

$$\left. \begin{aligned}
& + \beta \frac{\left[q_{i+1/2}^{n-1/2} \right]^2}{\left[h_{i+1/2} + \zeta_{i+1/2}^{n-1/2} \right]} + \gamma \frac{\left[q_{i-1/2}^{n-1/2} \right]^2}{\left[h_{i-1/2} + \zeta_{i-1/2}^{n-1/2} \right]} \\
& - g \left(h_{i+1/2} + \zeta_{i+1/2}^n \right) \frac{\Delta t}{\Delta x} \left(\zeta_{i+1}^n - \zeta_i^n \right) \\
& - \frac{1}{\rho} \frac{\Delta t}{\Delta x} \left(S_{i+1}^n - S_i^n \right) \\
& - \frac{f}{2} \frac{q_{i+1/2}^{n-1/2}}{\left[h_{i+1/2} + \zeta_{i+1/2}^{n-1/2} \right]^2} \left| q_{i+1/2}^{n-1/2} \right|
\end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(3.17)$$

ここに、

$$M = \frac{f}{2} \frac{\left| q_{i+1/2}^{n-1/2} \right|}{\left[h_{i+1/2} + \zeta_{i+1/2}^{n-1/2} \right]^2},$$

$$\zeta_{i+1/2}^{n-1/2} = \left(\zeta_{i+1}^n + \zeta_{i+1}^{n-1} + \zeta_i^n + \zeta_i^{n-1} \right) / 4$$

式(3.14), 式(3.17)の計算は、次のC. F. L. 安定条件を満足しなければならない。

$$\Delta t = \Delta x / \left(g \times \text{最大水深} \right)^{1/2} \dots\dots\dots(3.18)$$

また、式(3.14), 式(3.17)では、遡上域まで計算する場合に水深の正しい評価が必要となるため、水深に長周期水位変動 $\Delta \zeta$ が考慮されている ($= h + \zeta = h + \zeta_0 + \Delta \zeta$)。それゆえ、これらの式は水位 ζ に関しても非線形であり、これによる数値計算の不安定性を極力弱めるために、後藤⁵⁾の研究を参考にして次のような処置を行う。

- Aliasingによる不安定を防ぐために、格子間隔 Δx は次式から求める。

$$\Delta x = \text{水深 } 1 \text{ m での長周期波長} / 30 \dots\dots\dots(3.19)$$

- 水位の急変によって生じる数値 Gibbs現象を弱めるために、次の人為数値拡散項を連続の式(3.13)の右辺に加えた。

$$\beta_1 (\Delta x)^3 \left[\frac{\text{水深}}{g} \right]^{1/2} \left| \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} \right| \left| \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} \right| \dots\dots\dots(3.20)$$

ここに、係数 β_1 は、

$$\Delta x \left| \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} \right| - \beta_2 \left| \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right| \begin{cases} \leq 0 & \text{のとき } \beta_1 = 0 \\ > 0 & \text{のとき } \beta_1 = \text{ある適当な定数} \end{cases}$$

であり、 $\beta_2 = 0.5$ として、試行錯誤により適当な β_1 を選定するようにした。

なお、Radiation stress の計算方法は(6)節で、海底摩擦係数の計算方法は(7)節で詳しく述べている。

(3) 初期条件

水位と線流量の初期値は原則として次式のようにする。

$$\zeta_1^{n-1} = q_{1+1/2}^{n-1/2} = 0 \quad \dots\dots\dots(3.21)$$

ただし、遡上計算のために、陸上部の水位 ζ_1^{n-1} は、その地点の地盤高 h_1 を用いて、

$$\zeta_1^{n-1} = -h_1 \quad [= - (\text{陸上は負の値}) = \text{正の値}] \quad \dots\dots\dots(3.22)$$

とする。したがって、陸上部の水位 ζ_1^{n-1} は正の値となる。

(4) 沖境界条件

沖側で強制的に外力を入力した場合、反射波が沖側境界を通過できなくなるため、入力とは別のモードの振動が新たに現れることになる。これを防ぐために次式を用いる。

$$\zeta_1^n = \zeta_1^n(\text{LBW}) + \zeta_1^n(\text{off}) \quad \dots\dots\dots(3.23)$$

ここで、 $\zeta(\text{LBW})$ は拘束長周期波であり、第3・1節の式(3.10)を用いる。 $\zeta(\text{off})$ は、沖側境界での岸からの反射波成分であり、日野・仲座⁹⁾の境界条件式は次のようになる。

$$\zeta(\text{off}) = \frac{\zeta - q [\Delta t / \Delta X]}{2} \quad \dots\dots\dots(3.24)$$

$\zeta(\text{off})$ に Guza・Thornton・Holman⁷⁾の入・反射波分離式を用いるならば次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \zeta_1^n &= \zeta_1^n(\text{BLW}) + \left\{ \zeta_2^n(\text{off}) + \Delta \zeta_2^n(\text{off}) \right\} \\ &= \zeta_1^n(\text{BLW}) + \left\{ \zeta_2^n(\text{off}) + \zeta_2^n(\text{off}) - \zeta_3^n(\text{off}) \right\} \\ \zeta(\text{off}) &= \frac{\zeta - q / [g h]^{1/2}}{2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(3.25)$$

(5) 岸境界条件

- a) 非遡上時は、汀線直前で $q^{n+1/2} = 0$ とする。
- b) 遡上時は、 $h_1 + \zeta_1 > 0$ を水没、 $h_{1-1} + \zeta_{1-1} \leq 0$ を陸上と判別し、 $\zeta_1 > \zeta_{1+1}$ の場合のみ、 $q_{1+1/2}$ を式(3.14)か式(3.17)で計算し、それ以外の $q_{1+1/2}$ は0とする。

この場合、後藤⁵⁾の研究を参考に、次式によって Δx を決定する。

$$\Delta x < 2 \times 10^{-3} (\text{海底勾配} \times g \times \text{長周期波周期}^2) \quad \dots\dots\dots(3.26)$$

遡上計算への対処法には、移動座標へ座標変換する方法も有るが、エッジ波の検討等の平面二次元への拡張を考えたとき、場所的に粗密が生じて使用しにくい。

(6) Radiation stress の計算

Radiation stress (S_{xx}) の計算は次式による。

$$S_{xx} = \frac{\rho g}{8} \left[\frac{2k(h+\zeta)}{\sinh\{2k(h+\zeta)\}} + \frac{1}{2} \right] \{H^2 - H_{rms}^2\} \dots\dots (3.27)$$

ここで、 ρ は海水密度、 g は重力加速度、 k は波数、 h は水深、 $\zeta(x,t)$ は長周期波の水位、 $H(x,t)$ は波群周期で変化する波高分布、 $H_{rms}(x)$ は $H(x,t)$ の時間方向の r. m. s. である。

式(3.27)の k 、 H は、間瀬ら⁹⁾の研究に従い、経験式と微小振幅波理論式からなる次の計算モデルによって求めることにする。

$$k_{i-1}^{n+1} = \frac{2\pi}{c_{i+1}^{n+1} T}, \quad c_{i+1}^{n+1} = \frac{gT}{2\pi} \tanh \left[\frac{2\pi(h_{i+1} + \zeta_{i+1}^n)}{c_{i+1}^n T} \right] \dots\dots (3.28)$$

$$H_{i+1}^{n+1} \left\{ \begin{aligned} &= \left[\frac{n_{i+1}^{n+1} c_{i+1}^{n+1}}{n_{i+1}^{n+1} c_{i+1}^{n+1}} \right]^{1/2} H_i^{n+1}, \quad n = c_g / c \quad : (h_{i+1} + \zeta_{i+1}^n) \geq h_b \\ &= \left[(1-N)P + NP^{-7/2} \right]^{-1/4} H_b \quad : (h_{i+1} + \zeta_{i+1}^n) < h_b \\ &P = \frac{\left[h_{i+1} + \zeta_{i+1}^n \right]}{\left[h_b + \zeta_b^n \right]}, \quad N = \frac{4}{9} \left[\frac{2\gamma}{\pi} \right]^{1/2} \frac{Q}{\xi} \\ &Q = 1 \quad \left(i > 1/20, 0.9 < P \leq 1.0 \right) \\ &Q = 13 - 40P/3 \quad \left(i > 1/20, 0.6 < P \leq 0.9 \right) \\ &Q = 5 \quad \left(i > 1/20, P \leq 0.6 \right) \\ &Q = 11 - 10P \quad \left(i \leq 1/20, 0.6 < P \leq 1.0 \right) \\ &Q = 5 \quad \left(i \leq 1/20, P \leq 0.6 \right) \\ &\xi = i / (H_b / L_b)^{1/2} \end{aligned} \right. \dots\dots (3.29)$$

ここに、 c は波速、 c_g は群速度、 h_b は碎波水深および i は海底勾配である。
また、碎波位置は合田⁹⁾の式(3.30)により判定し、沖波波高は式(3.31)から求める。

$$\frac{H_b}{L_0} = 0.15 \left[1 - \exp \left\{ -1.5 \frac{\pi (h + \zeta)}{L_0} (1 + 15 i^{4/3}) \right\} \right] \quad \text{-----}(3.30)$$

ここに、 H_b は碎波波高、 L_0 は沖波波長である。

$$H_0 = H_{0m} - a_H \sin(2\pi t / \text{波群の周期}) \quad \text{-----}(3.31)$$

ここに、 H_{0m} は平均沖波波高、 a_H は波高変動振幅、 t は時間である。

k 、 H と ζ の計算手順は、時間ステップ Δt 毎に、まず、 $\zeta = 0$ と置いて式(3.28)～(3.31)より k と H を求め、この k と H を用いて先の長周期波計算ループより ζ を求める。次に、この ζ を式(3.28)～(3.31)に代入して k と H を求める。特に、相対水深が $1/20$ 以下の場合には、 k 、 H の計算に対しても長波近似による簡略式を用いる。

なお、r. m. s. 波高 $H_{rms}(x)$ については、式(3.28)～(3.31)および式(3.32)の繰り返し計算から先に求めておく。

$$\zeta_{i+1}^{n+1} \begin{cases} = \frac{1}{(h_{i+1} + \zeta_{i+1}^n)} \frac{1}{8} \left[\frac{2 k_{i+1}^{n+1} (h_{i+1} + \zeta_{i+1}^n)}{\sinh \left[2 k_{i+1}^{n+1} (h_{i+1} + \zeta_{i+1}^n) \right]} + \frac{1}{2} \right] \\ \times \left[\left(H_{m,i}^n \right)^2 - \left(H_{m,i+1}^n \right)^2 \right] + \zeta_i^{n+1} & : (h_{i+1} + \zeta_{i+1}^n) > 0 \\ = \zeta_i^{n+1} + (\zeta_i^{n+1} - \zeta_{i-1}^{n+1}) \times 0.8 & : (h_{i+1} + \zeta_{i+1}^n) \leq 0 \end{cases} \quad \text{-----}(3.32)$$

ただし、求めるべき S_{xx} の分布は同じ時間における空間分布であり、群速度で伝播するものとして求めなければならない。

以上の新しく提案したモデルに対して、List⁽¹⁰⁾ は S_{xx} の分布を求める際、全てに長波近似の式を用いた数値モデルを提案している。 S_{xx} の伝播速度に対しても次の長波の位相速度で伝播させる式を用いている。

$$\left. \begin{aligned} x_{i+1}^{n+1} &= x_i^{n+1} + (h_i^{n+1} - h_{i+1}^{n+1}) \frac{x_{i+1}^n - x_i^{n+1}}{h_i^{n+1} - h_{i+1}^n} \\ h_{i+1}^{n+1} &= \left[-\frac{g^{1/2}}{2} \frac{x_{i+1}^n - x_i^{n+1}}{h_i^{n+1} - h_{i+1}^n} \Delta t + \left(h_i^{n+1} \right)^{1/2} \right]^2 \end{aligned} \right\} \quad \text{-----}(3.33)$$

(7) 海底摩擦係数の計算

山本・只森・堀川¹¹⁾の現地観測結果などに見られるように、海底摩擦応力の境界層外縁の流速 u_b に対する位相遅れ ϕ は、乱れが強くなるほど小さくなる。Kajiura¹²⁾によると ϕ は相対粗度(境界層外縁での一周期内の水粒子の移動距離÷相当粗度 ks の30分の一= a_m/z)の関数であり、 $a_m/z \geq 10^5$ の場合には、 ϕ は $\pi/10$ 以下となり無視できるようになる。

長周期波が卓越する緩勾配の砂浜海岸では、

$$a_m = u_{b,max} T / 2\pi \approx (2 \sim 1) \text{ m/s} \times 100 \text{ s} / 2\pi \approx 31.8 \sim 15.9$$

$$z_0 = ks / 30 \approx 2 d_{50} / 30 \approx 2 \times (0.001 \sim 0.0001) \text{ m} / 30 \approx 0.0000667 \sim 0.00000667$$

したがって、

$$a_m / z_0 \approx (31.8 \sim 15.9) / (0.0000667 \sim 0.00000667)$$

$$\approx 4.8 \times 10^6 \sim 2.3 \times 10^5 \geq 10^5$$

よって、 ϕ は無視でき、海底摩擦応力は式(3.12)の表示で近似できるものとする。

さらに、浅野・栗林・酒井¹³⁾などは、砕波帯の波に対する海底摩擦係数はかなり変化することを指摘しており、越波量の算定を目的とする場合には、遡上波形の変化を先端まで正確に求める必要があるため、海底摩擦係数の変化を考慮すべきである。しかし、本研究では、遡上波形の変化を比較的正確に知りたい程度であるから、海底摩擦係数は定数と見なす。

また、長波のような往復流の海底摩擦係数については、Reynolds数($u_b \times$ 代表長さ/動粘性係数)だけでなく、K.C.数($u_b \cdot T$ /代表長さ)の関数にもなると考えられ、両者を用いて定義し直したReynolds数($u_{b,max}^2 \cdot T$ /動粘性係数)が指標として用いられている。さらに、乱流時にはK.C.数に強く支配されることから、底質の粗度の違いを考慮した指標に、K.C.数を変形して得られる相対粗度($a_m/z_0 \propto u_{b,max} \cdot T / ks$)が有る。そして、この相対粗度を用いたJonsson¹⁴⁾、Kajiura¹²⁾およびKamphuis¹⁵⁾の海底摩擦係数の算定式が広く用いられてきた。その後、柿沼・伊福¹⁶⁾などによって、砕波帯内の海底摩擦係数は、Jonsson、Kajiura および Kamphuis の算定式による値より大きくなり、海底摩擦係数(f_w : 本論文の f の2倍)に次式を用いることを勧めている。

$$f_w = 0.39 \{ \rho u_{b,max}^2 / (\rho_s - \rho) g d_{50} \}^{-0.42} \dots \dots \dots (3.34)$$

ここに、 ρ は海水の密度、 ρ_s は底質の密度、 d_{50} は底質の50%粒径である。

本研究では、長周期波を対象としているので、実験データを基に新しく長周期波用の算定式を求める。

Freeman・LeMehaute¹⁷⁾によると、遡上高は次式のように表せる。

$$R_L = \frac{U_{s,max}^2}{2g} \frac{(1 + C_u)(1 + 2C_u)}{1 + (f/iC_u^2)} \dots\dots\dots(3.35)$$

ここに、 $U_{s,max}$ は汀線位置での最大流速、 C_u は汀線位置での波速 c_s と $U_{s,max}$ との比である。

長周期波遡上高は、第4章で後述しているように、 $U_{s,max}$ と係数 K を用いて次式のように表せる。

$$R_L = \frac{U_{s,max}^2}{2g} (1 - K) \dots\dots\dots(3.36)$$

したがって、式(3.35)と式(3.36)から、海底摩擦係数 f は次式で表せる。

$$f = \left\{ \frac{(1 + C_u)(1 + 2C_u)}{1 - K} - 1 \right\} i C_u^2 \dots\dots\dots(3.37)$$

一方、長波近似による $U_{s,max}$ は汀線位置の平均setup量 ζ_m と平均長周期波高 $H_{L,m}$ を用いて次のように表せる。

$$U_{s,max} = (g/\zeta_m)^{1/2} H_{L,m}/2 = 0.5H_{L,m}/\zeta_m \times c_s \dots\dots\dots(3.38)$$

ここに、 c_s は汀線位置での波速である。

ζ_m は山本¹⁸⁾により式(3.39)で、 $H_{L,m}$ は第4章の検討結果から式(3.40)で表せる。

$$\zeta_m \approx 0.8 i^{4/5} H_{o,m} / (H_{o,m}/L_{o,m})^{1/4} \dots\dots\dots(3.39)$$

$$H_{L,m} \approx 0.066 i^{1/6} H_{o,m} / (H_{o,m}/L_{o,m})^{1/2} \dots\dots\dots(3.40)$$

ここに、 i は海底勾配、 $H_{o,m}$ および $L_{o,m}$ は沖波の平均波高および平均波長である。

式(3.38)に式(3.39)と式(3.40)を代入すれば、 C_u に関する次式を得る。

$$C_u \approx 24.2 i^{19/30} (H_{o,m}/L_{o,m})^{1/4} \dots\dots\dots(3.41)$$

次に、第4章の検討結果から、長周期波遡上高の平均値は次式で表される。

$$R_{L,m} = \frac{1.52 i H_{o,m}}{(H_{o,m}/L_{o,m})^{1/2}} \dots\dots\dots(3.42)$$

式(3.36)と式(3.42)から $(1 - K)$ に関する式を求めて、式(3.38)、式(3.39)および式(3.40)を代入すれば、 $(1 - K)$ は次式で表される。

$$1 - K \approx 2221 i^{22/15} (H_{o,m}/L_{o,m})^{1/4} \dots\dots\dots(3.43)$$

したがって、海底摩擦係数は、式(3.37)に式(3.41)と式(3.43)の計算結果を代入することにより得られる。ただし、適用範囲は $i \leq 1/30$ である。また、各実験式の作成に用いたデータが、ベニヤ板模型とか細砂海岸におけるものであるから、得られる海底摩擦係数は細砂海岸を対象とした値になることに注意する。

典型的な波形勾配である $H_{0m}/L_{0m}=0.02$ に対して、海底勾配が $i = 1/60, 1/30$ の場合の計算値を以下に示す。

$$i = 1/60 : C_u \approx 24.2 \times 0.0167^{1.9/3.0} \times 0.02^{1/4} \approx 0.682$$

$$1 - K \approx 2221 \times 0.0167^{2.2/1.5} \times 0.02^{1/4} \approx 2.066$$

$$f = \left[\frac{(1+0.682)(1+1.364)}{2.066} - 1 \right] \times 0.0167 \times 0.682^2 \approx 0.0072$$

$$i = 1/30 : C_u \approx 24.2 \times 0.0333^{1.9/3.0} \times 0.02^{1/4} \approx 1.06$$

$$1 - K \approx 2221 \times 0.0333^{2.2/1.5} \times 0.02^{1/4} \approx 5.69$$

$$f = \left[\frac{(1+1.06)(1+2.12)}{5.69} - 1 \right] \times 0.0333 \times 1.06^2 \approx 0.0048$$

(1) 数値モデルの妥当性

List¹⁰⁾ のモデルも新しく開発したモデルも、radiation stress の勾配から成る外力項の計算を砕波帯の内外で行えるようにしていることから、BFWおよびLBWの両方の計算が可能である。具体的には、BFWの計算は radiation stress の分布を砕波帯の中でのみ与えることにより行い、LBWの計算は radiation stress の分布を砕波帯の外でのみ与え、さらに沖側境界からLBWを式(3.10)で与えることにより行う。ただし、BFWとLBWを合成した波は、全域で radiation stress の分布を与えた total waves と完全には一致しない。なぜなら、水深に水位変動を考慮しているため、線形的な考えが正確に成り立っていないからである。

ところで、Listのモデルは radiation stress の計算を全域で長波近似の仮定のもとに行っており、相対水深 (h/L) が $1/20 \sim 1/25$ 以上の領域の占める割合が大きい場合は、計算精度が悪くなると考えられる。

一方、新しく開発したモデルは実際の波に合わせて、radiation stress が群速度で伝播かつ変化するように改良しており、さらに、砕波指標および砕波後の波高変化にも、より現実的な算定式を用いている。また、長周期波の遡上計算もできるようにしてある。ただし、遡上計算を行う場合は、移流項と海底摩擦項を含んだ計算と両者を含まない計算（水深に水位変動を考慮しているので、この場合でも非線形計算を行うことになる）の両方ができるが、遡上計算を行わない場合は、両者を含まない計算のみである。

以下に具体的な計算事例を示す。

- ① Fig. 3.8 と Fig. 3.9 は、 $1/40$ の一様な海底勾配海岸に、水深約 8 m での平均波高が 0.8 m、周期は 8.0 s、長周期波の周期は 61.6 s の波群性の波を入射させたときの BFW の計算結果で、前者は setup を考慮した汀線位置での水位が最大になった位相時のものである。後者は波高分布を示している。図中の実線（水深 1 m 程度より浅い区間は点線にしてある）は第 3 章 1 節の Symonds らの解析モデルの改良式による計算結果、一点鎖線は List の数値モデルによる計算結果、破線は新しく開発した数値モデルによる計算結果である。数値モデルでは海底面より水位が下がらないように処置してあるため、数値モデルと解析モデルの計算値は、汀線近くで合わないが、50 m 程度より沖合では比較的良く合っている。なお、数値モデルによる曲線が細かく波うっているのは水深に水位変動を考慮しているからである。

Fig. 3.10 は水深 1 m での List の数値モデルによる水位変動の経時変化を、Fig. 3.11 は水深 1 m での新しいモデルによる水位変動の経時変化を示しており、どの曲線を見ても 3 波程度ではほぼ定常状態になっている。

② Fig. 3.12に示すリーフ海岸（潮位はH.W.L.、砕波水深までの平均海底勾配は1/50）に、沖での平均波高が2.88m、周期は13.8s、長周期波の周期は258sの波群性の波を入射させたときの同様な計算結果を、Fig. 3.13とFig. 3.14に示す。Symondsらの解析モデルの改良式は海底勾配1/50の一樣海岸と近似して適用している。その結果、200m程度より沖合では比較的良く合っている。

Fig. 3.15は水深1mでのListの数値モデルによる水位変動の経時変化を、Fig. 3.16は水深1mでの新しいモデルによる水位変動の経時変化を示しており、3波程度でほぼ定常状態になっている。

これらの計算結果から、数値モデルによるBFWはSymondsらの解析モデルによる長周期波と同質のものと考えて良いと判断される。

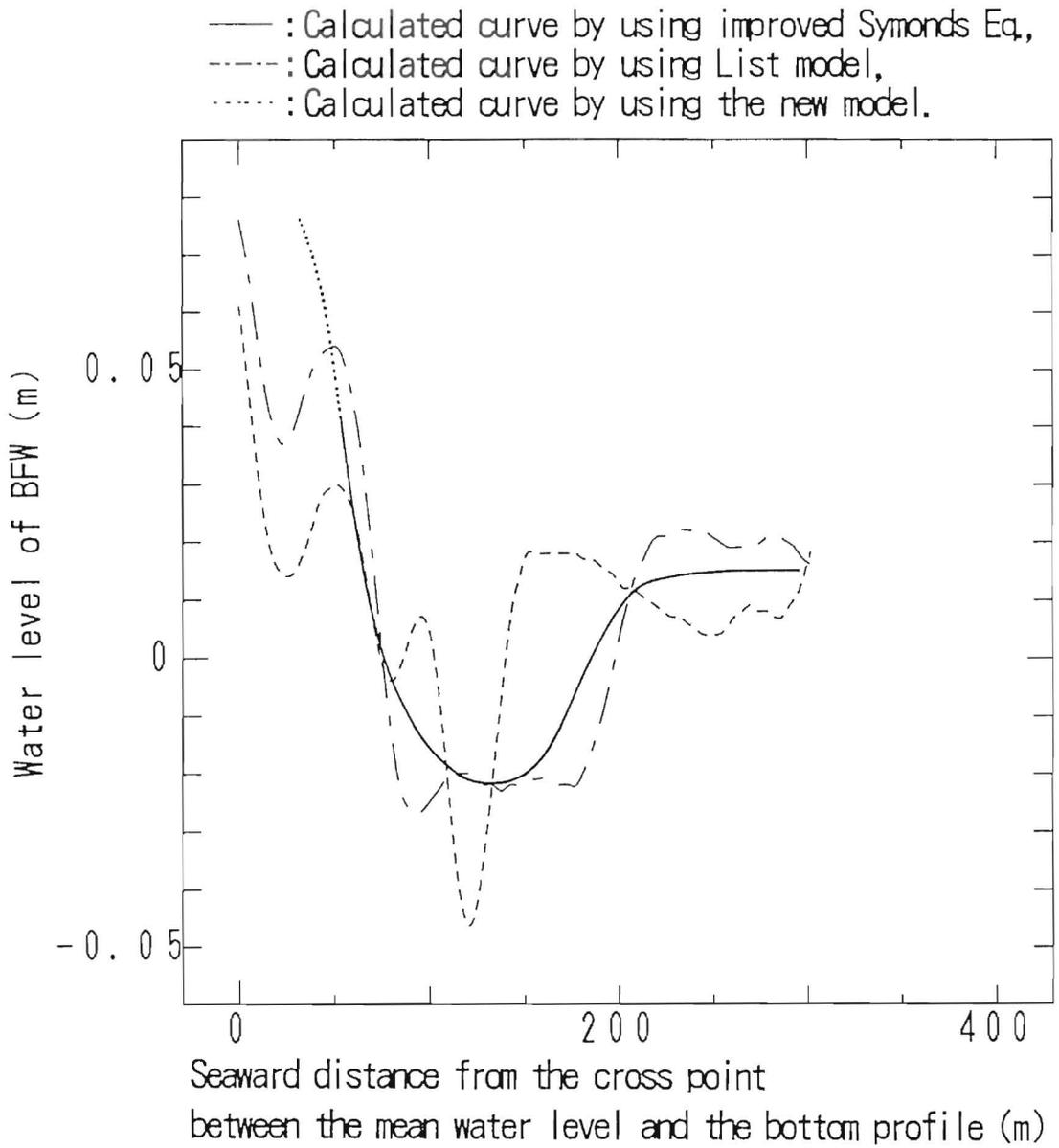


Fig.3.8 Water level of BFW ($i = 1/40$).
 (The same conditions as List's experiment are used)

$$H = 0.8\text{m} - 0.4\text{m} \times \sin(2\pi t/61.6), \quad T = 8.0\text{s},$$

$$T_L = 61.6\text{s}.$$

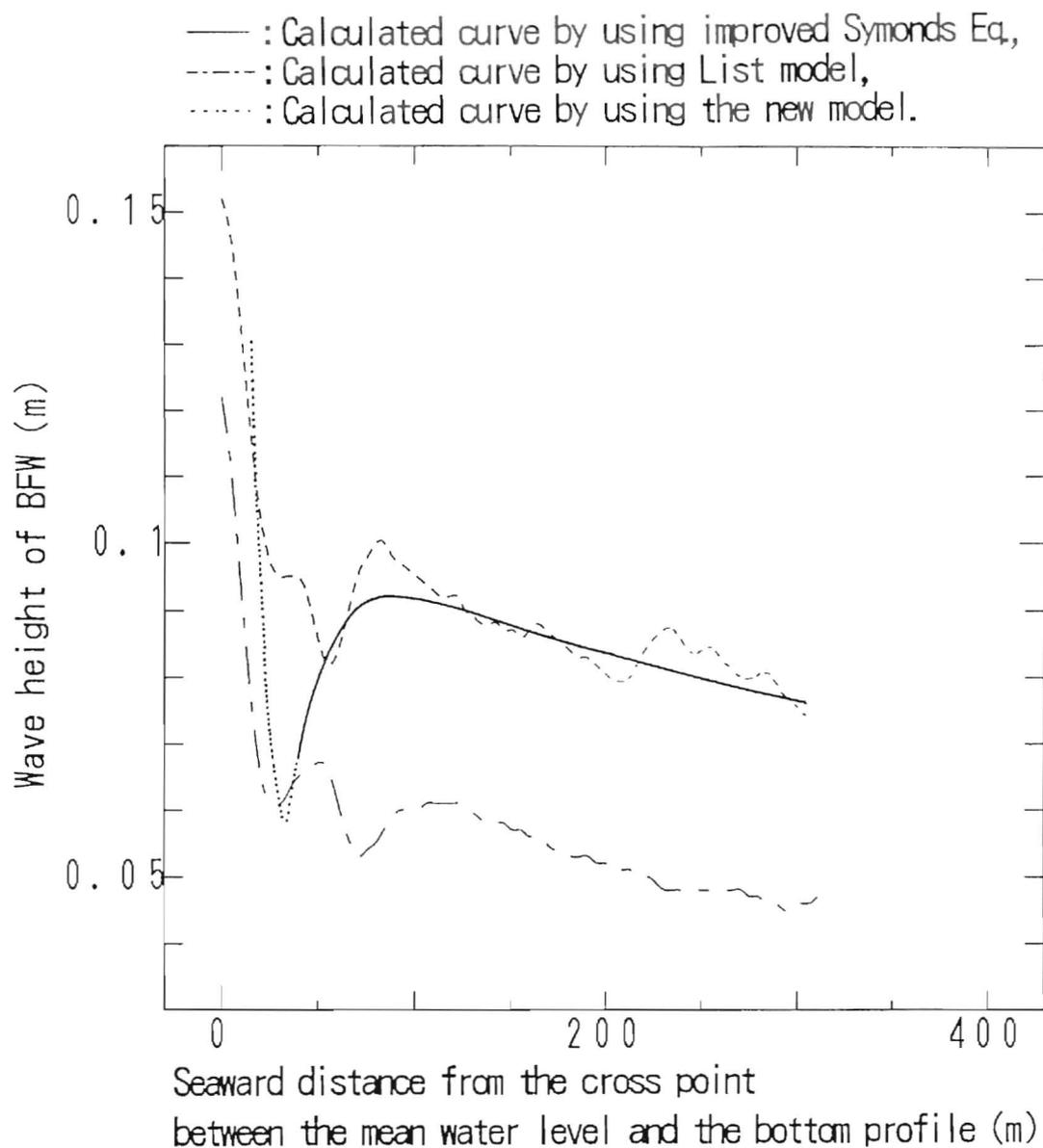


Fig.3.9 Wave height of BFW ($i = 1/40$).
 (The same conditions as List's experiment are used)

$$H = 0.8\text{m} - 0.4\text{m} \times \sin(2\pi t/61.6), \quad T = 8.0\text{s},$$

$$T_L = 61.6\text{s}.$$

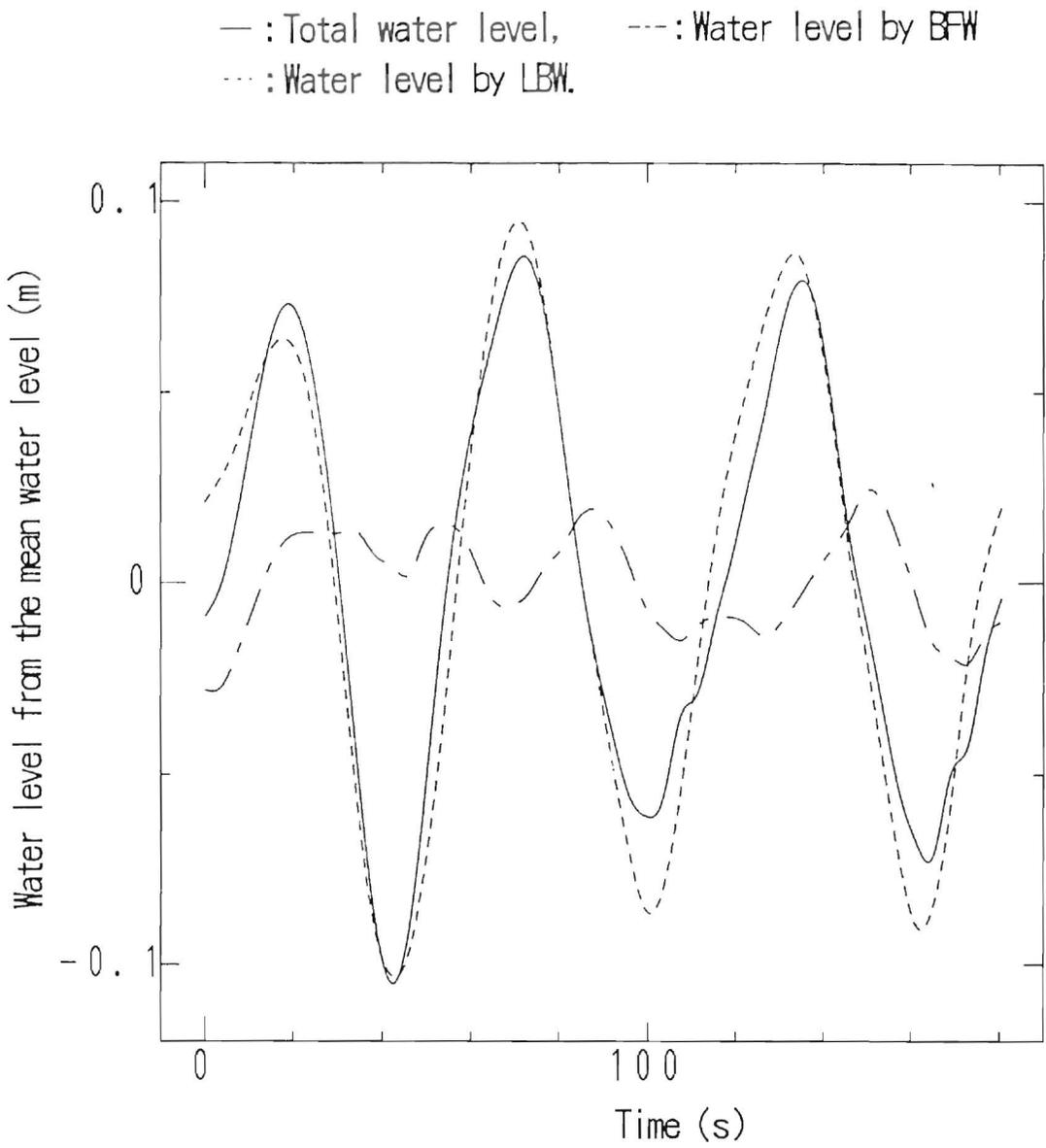


Fig.3.10 Profile of long period waves in time domain.
 (List model, water depth is 1m. The same conditions
 as List's experiment are used)

$$H = 0.8\text{m} - 0.4\text{m} \times \sin(2\pi t / 61.6), \quad T = 8.0\text{s},$$

$$T_L = 61.6\text{s}.$$

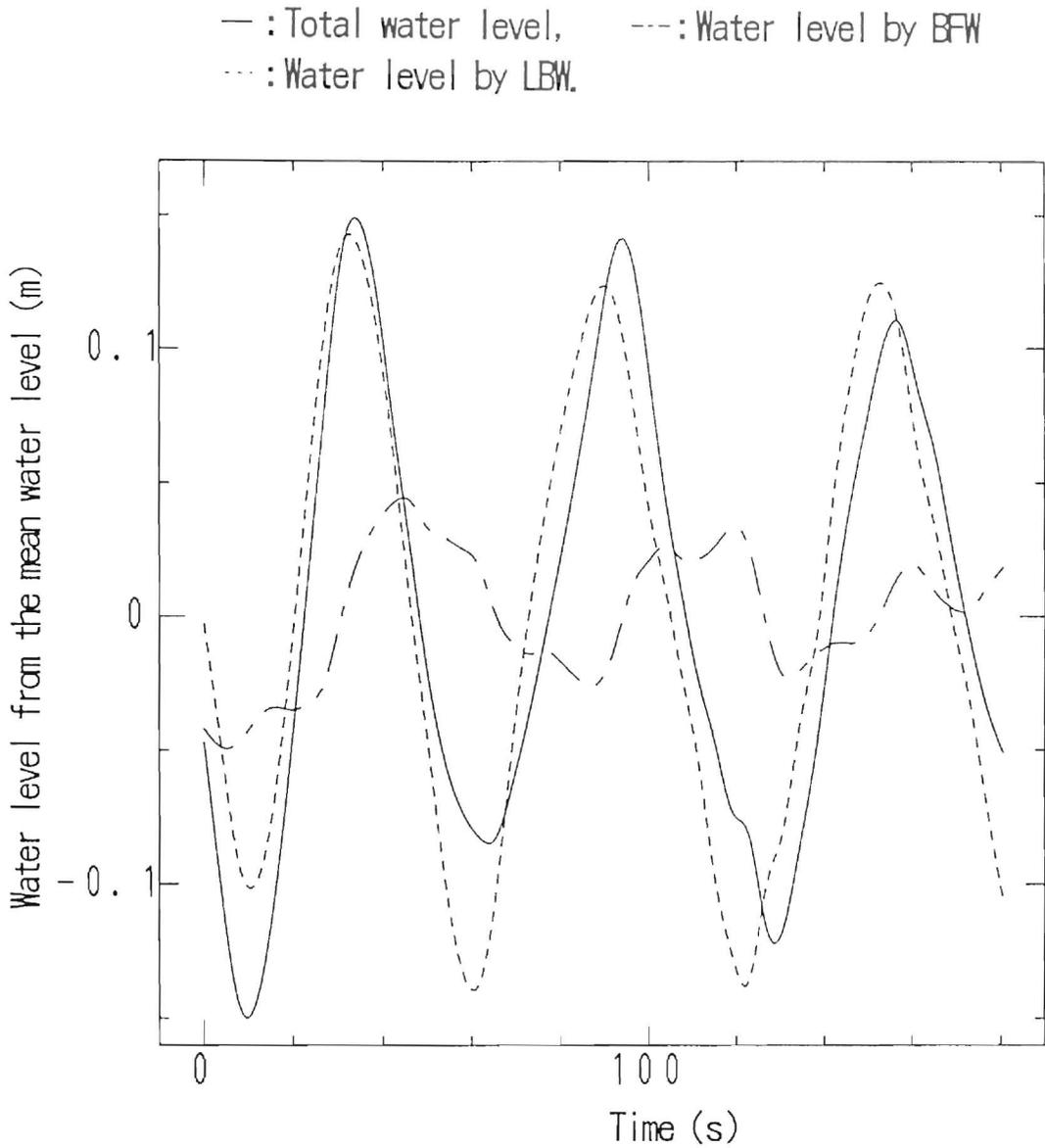


Fig.3.11 Profile of long period waves in time domain.

(The new model, water depth is 1m, The same conditions as List's experiment are used)

$$H = 0.8\text{m} - 0.4\text{m} \times \sin(2\pi t / 61.6), \quad T = 8.0\text{s},$$

$$T_L = 61.6\text{s}.$$

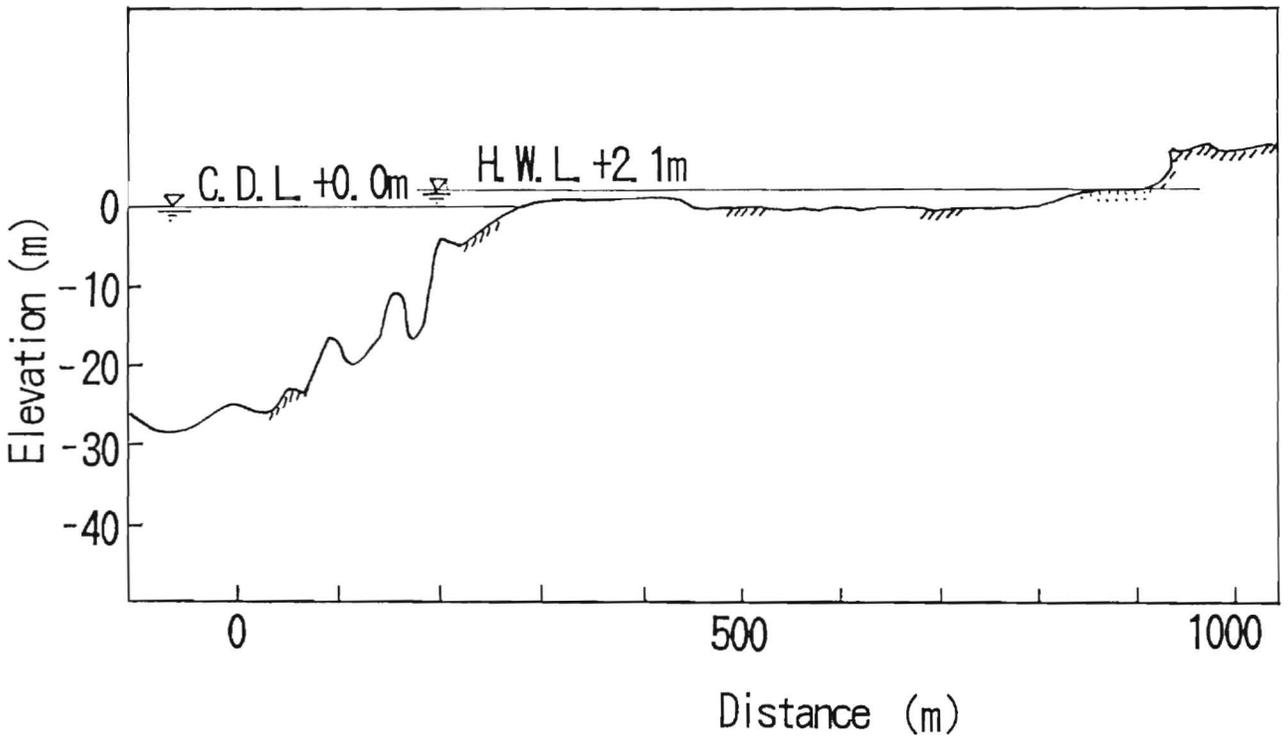


Fig.3.12 Cross-sectional topography.

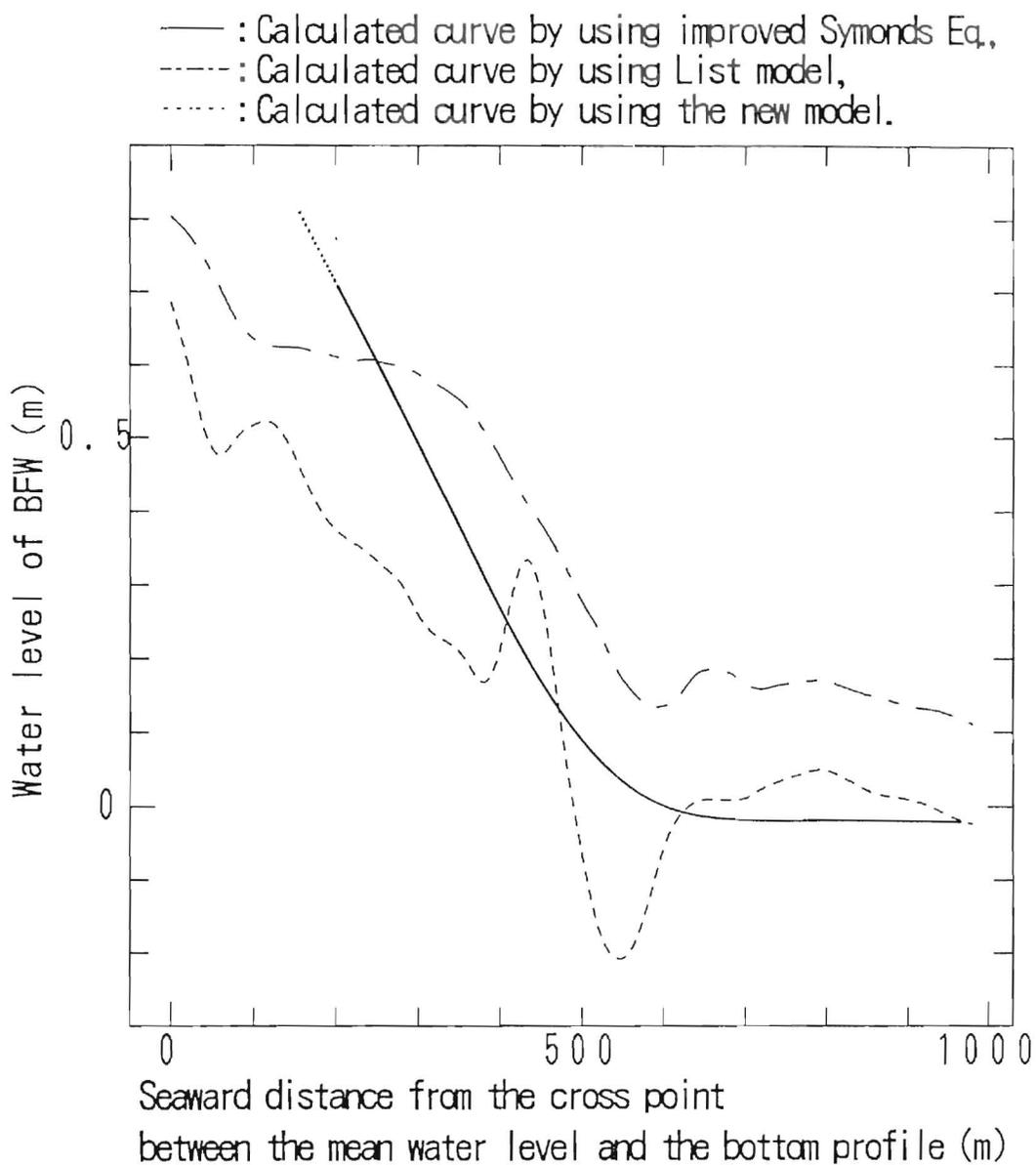


Fig.3.13 Water level of BFW ($i \approx 1/50$).

$$H_0 = 2.88\text{m} - 1.81\text{m} \times \sin(2\pi t/258), \quad T = 13.8\text{s}, \quad T_L = 258\text{s}.$$

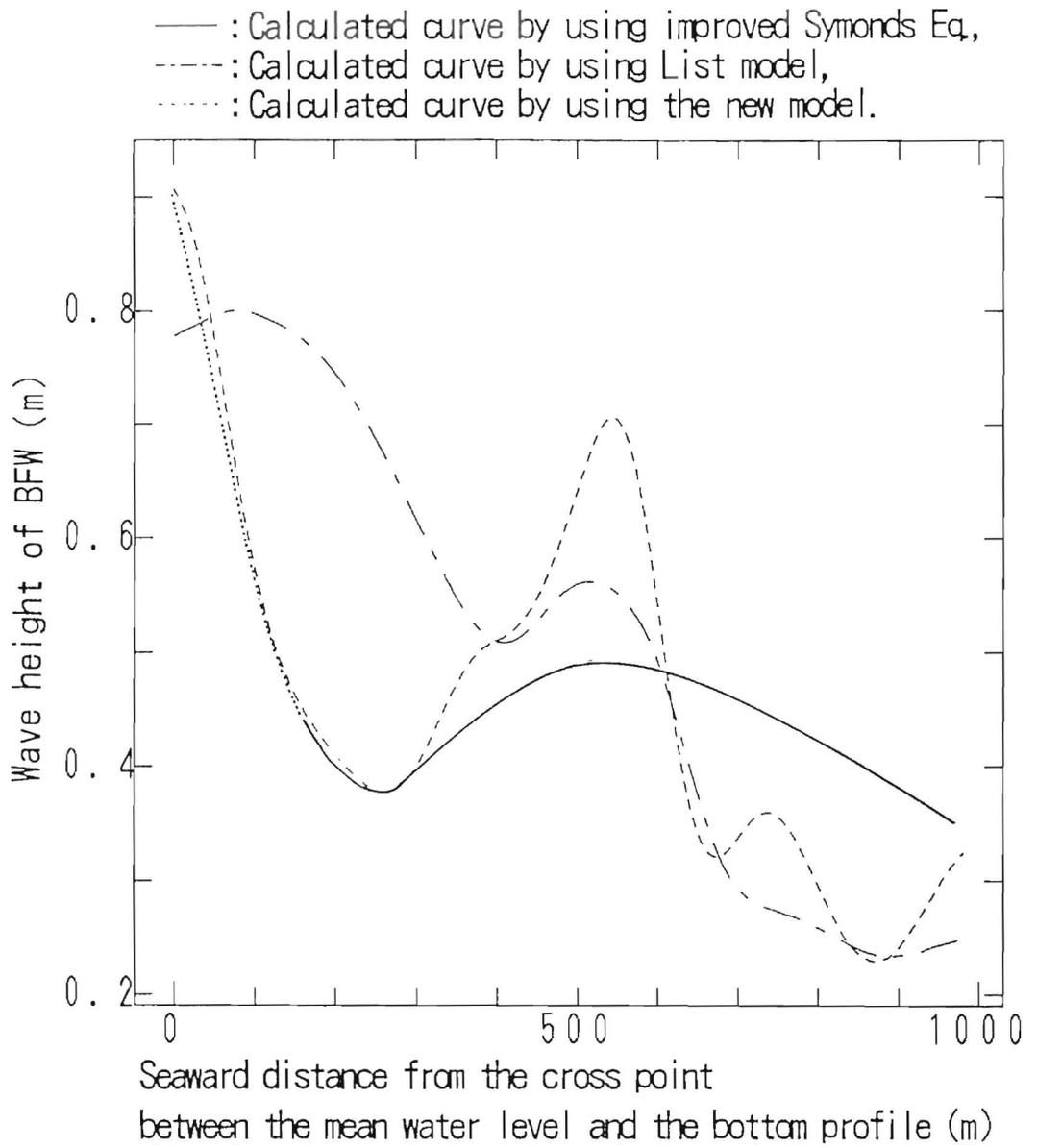


Fig.3.14 Wave height of BFW ($i \approx 1/50$).

$$H_0 = 2.88\text{m} - 1.81\text{m} \times \sin(2\pi t/258), \quad T = 13.8\text{s}, \quad T_L = 258\text{s}.$$

— : Total water level, --- : Water level by BFW
 ··· : Water level by LBW.

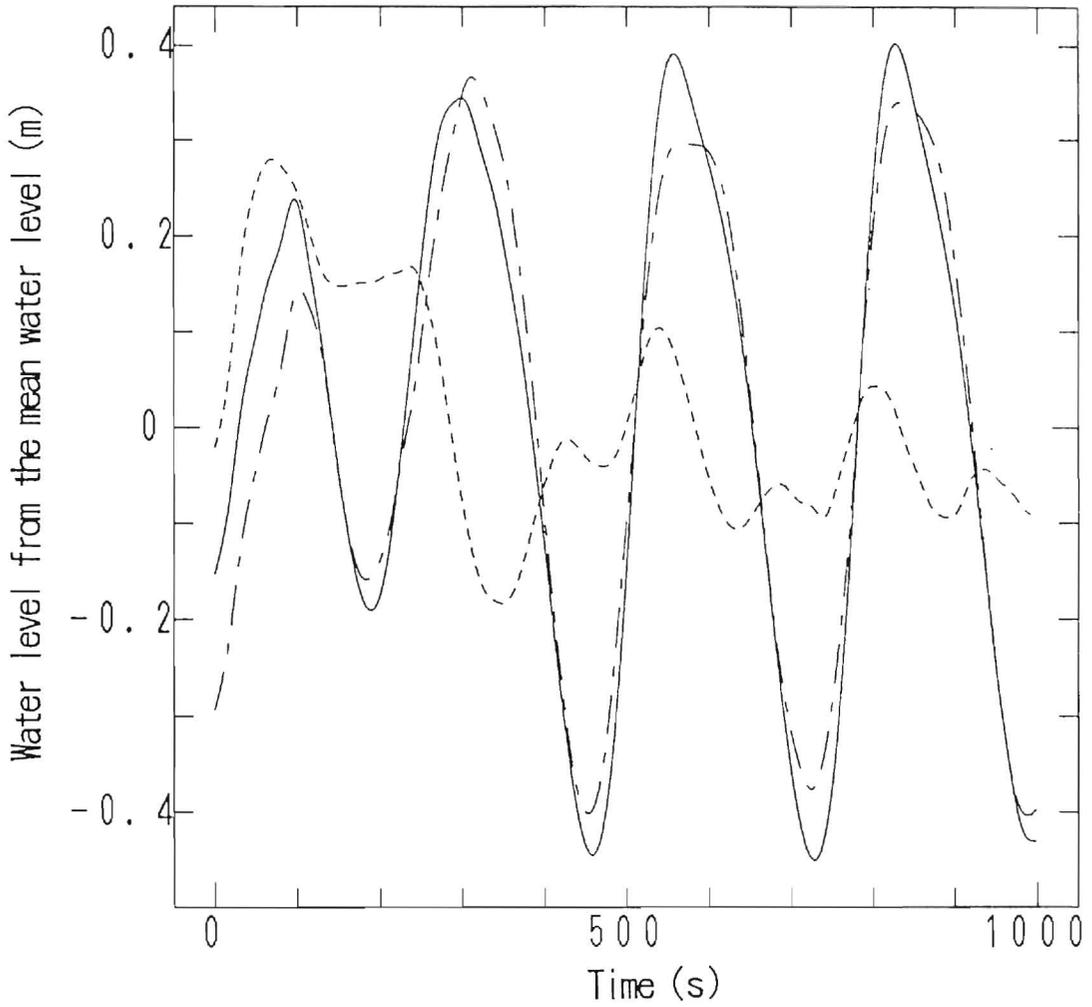


Fig.3.15 Profile of long period waves in time domain.
 (List model, water depth is 1m)

$$H_o = 2.88\text{m} - 1.81\text{m} \times \sin(2\pi t/258), \quad T = 13.8\text{s}, \quad T_c = 258\text{s}.$$

— : Total water level, --- : Water level by BFW
 ··· : Water level by LBW.

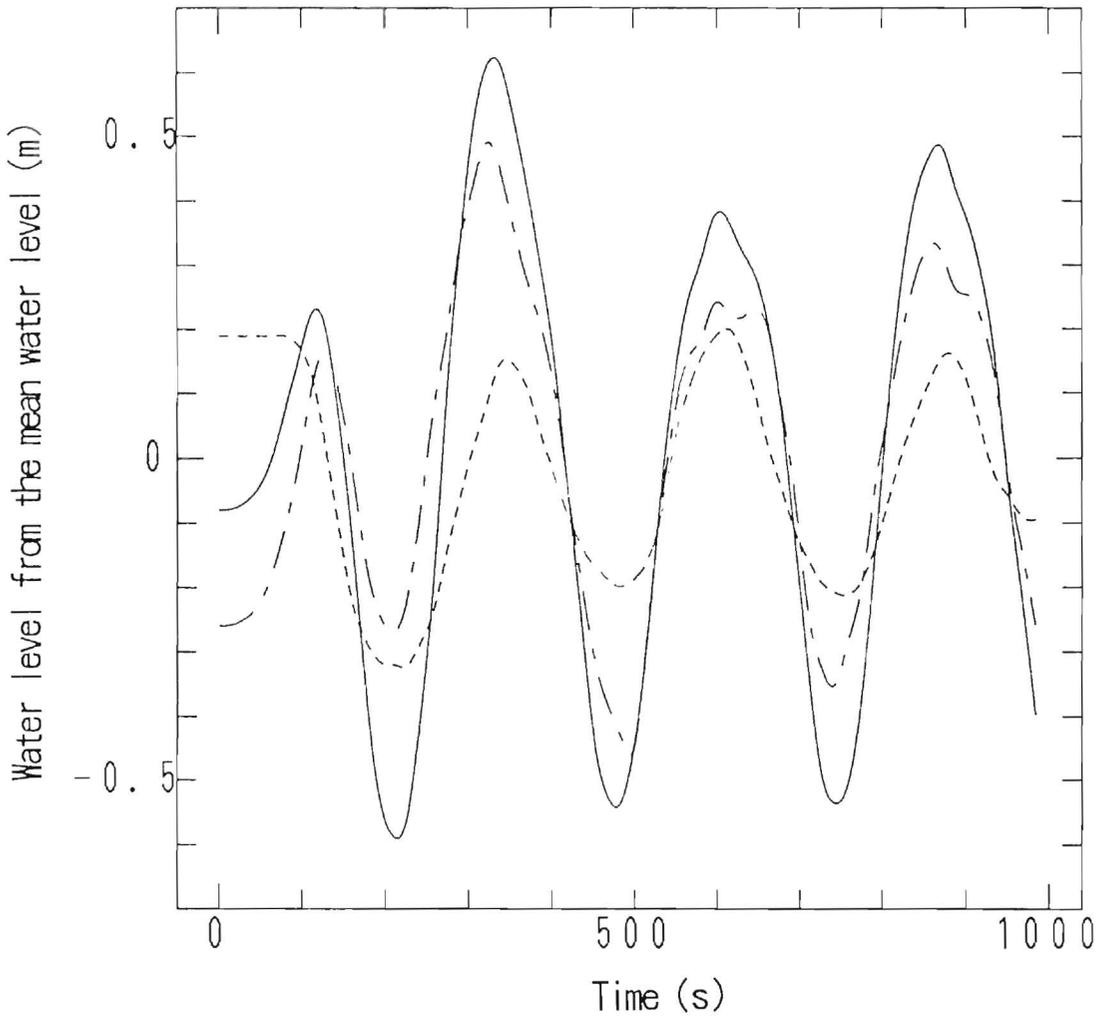


Fig. 3.16 Profile of long period waves in time domain.
 (The new model, water depth is 1m)

$$H_o = 2.88\text{m} - 1.81\text{m} \times \sin(2\pi t/258), \quad T = 13.8\text{s}, \quad T_L = 258\text{s}.$$

③ Fig. 3.17に示す水深0.8m以浅はかなり急勾配で、それ以深は海底勾配が1/70程度とかなり緩い海岸に、沖での平均波高が0.36m、周期は10.9s、長周期波の周期は70sの波群性の波を入射させたときのListの数値モデルによる計算結果をFig. 3.18とFig. 3.19に示す。前者はsetupを考慮した汀線での水位が最大になった位相時の水位分布、後者は波高分布である。また、Fig. 3.20とFig. 3.21は、同じ条件で新しい数値モデルを用いて計算した結果である。Fig. 3.22とFig. 3.23は、水深1mでの各々の数値モデルによる水位変動の経時変化である。

両モデル共に、List¹⁰⁾の計算結果と同様にLBWの方が卓越している。これは、本数値モデルでは、基本式に長波近似した式を用いているので、水位変動とは長波の位相速度で伝播する。一方、波群は群速度で伝播するが、水深が浅くなると長波の位相速度に等しくなり、長周期変動と波群の間に共振現象が生じるようになる。したがって、本計算ケースのように、碎波帯外に遠浅で群速度が長波の位相速度に近い領域が広がっている場合には、LBWが十分に発達できるのに対して、碎波帯内の海域は狭くて、BFWが十分に発達できないからと考えられる。

Fig. 3.19とFig. 3.21には典型的な重複波モードが現れている。共に、LBWに比べてBFWが低次のモードとなる理由は、長周期波の波長に比べて碎波帯幅が狭いからである。

浅海域の特徴が碎波帯内と外でFig. 3.17と逆になる場合は、LBWに替わってBFWが卓越すると考えられる。

④ Fig. 3.12に示すリーフ海岸（潮位はH.W.L.、碎波水深までの平均海底勾配は1/50）に、沖での平均波高が2.88m、周期は13.8s、長周期波の周期は258sの波群性の波を入射させたときの同様な計算結果を、Fig. 3.24～Fig. 3.27に示す。

両モデル共に、BFWの方が卓越している。これは、碎波帯内にBFWが十分に発達できる浅い海域が存在したためと考えられる。

また、各図中の●は、現地観測データであるが、これと計算値との比較より、新しく開発したモデルの方が再現性が高いと判断される。

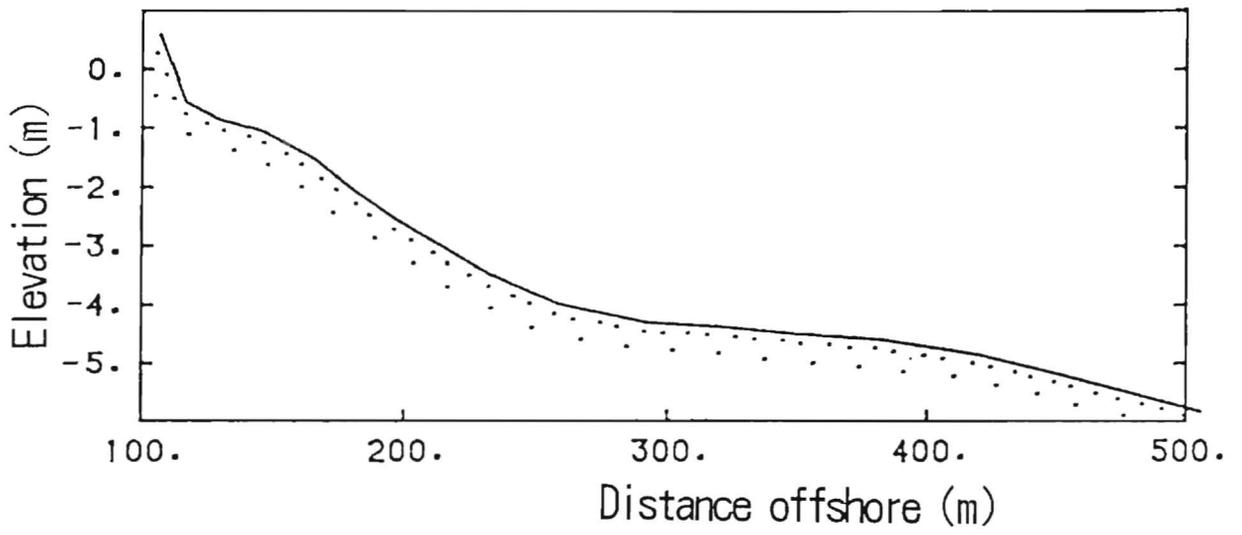


Fig.3.17 Cross-sectional topography.

— : Total water level, - - - : Water level by BFW,
 ··· : Water level by LBW, — : Component of radiation stress term

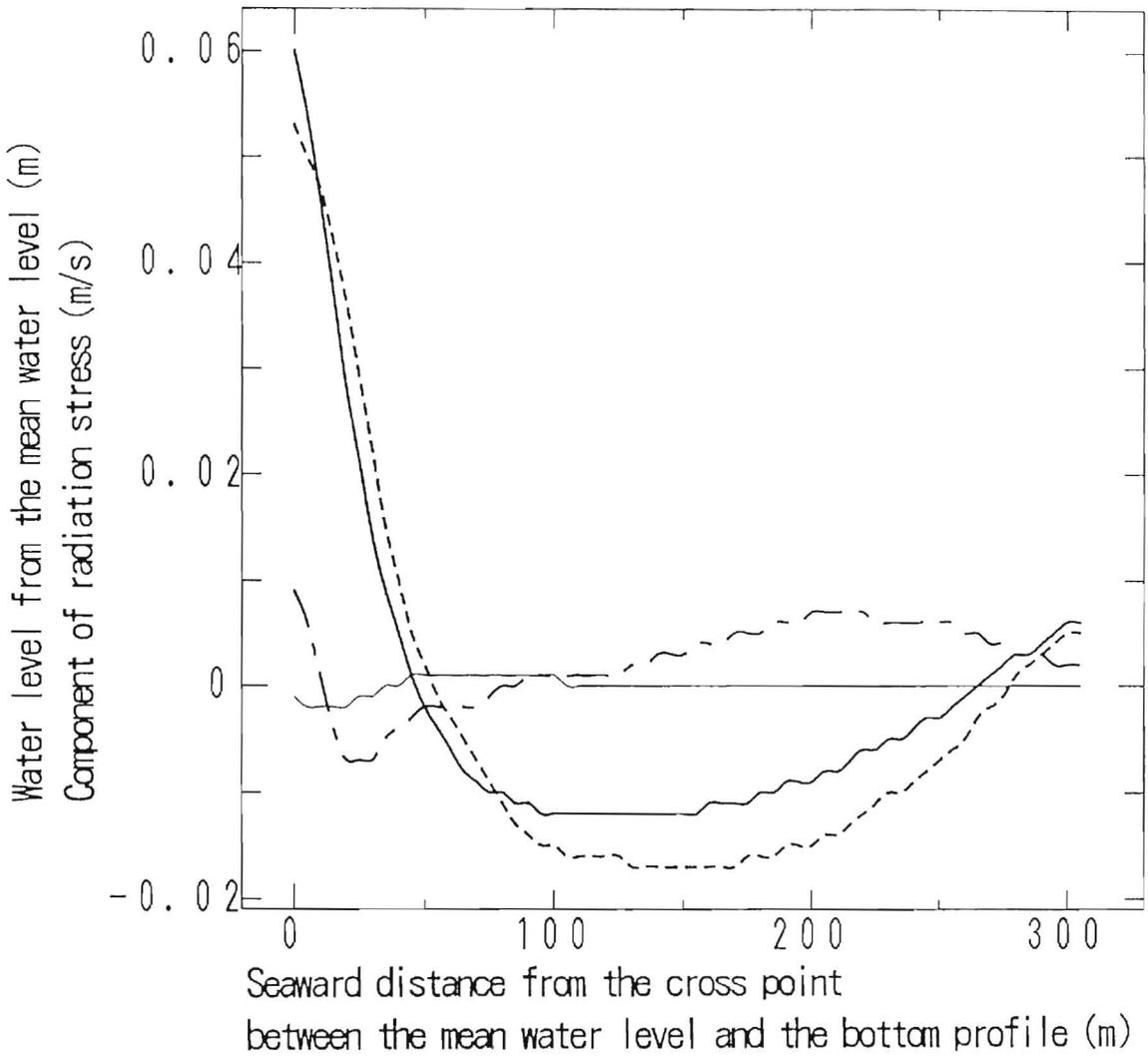


Fig.3.18 Water level of long period waves by List model.
 (The same conditions as List's experiment are used)

$$H_0 = 0.36\text{m} - 0.09\text{m} \times \cos(2\pi t/70), \quad T = 10.9\text{s},$$

$$T_L = 70\text{s}.$$

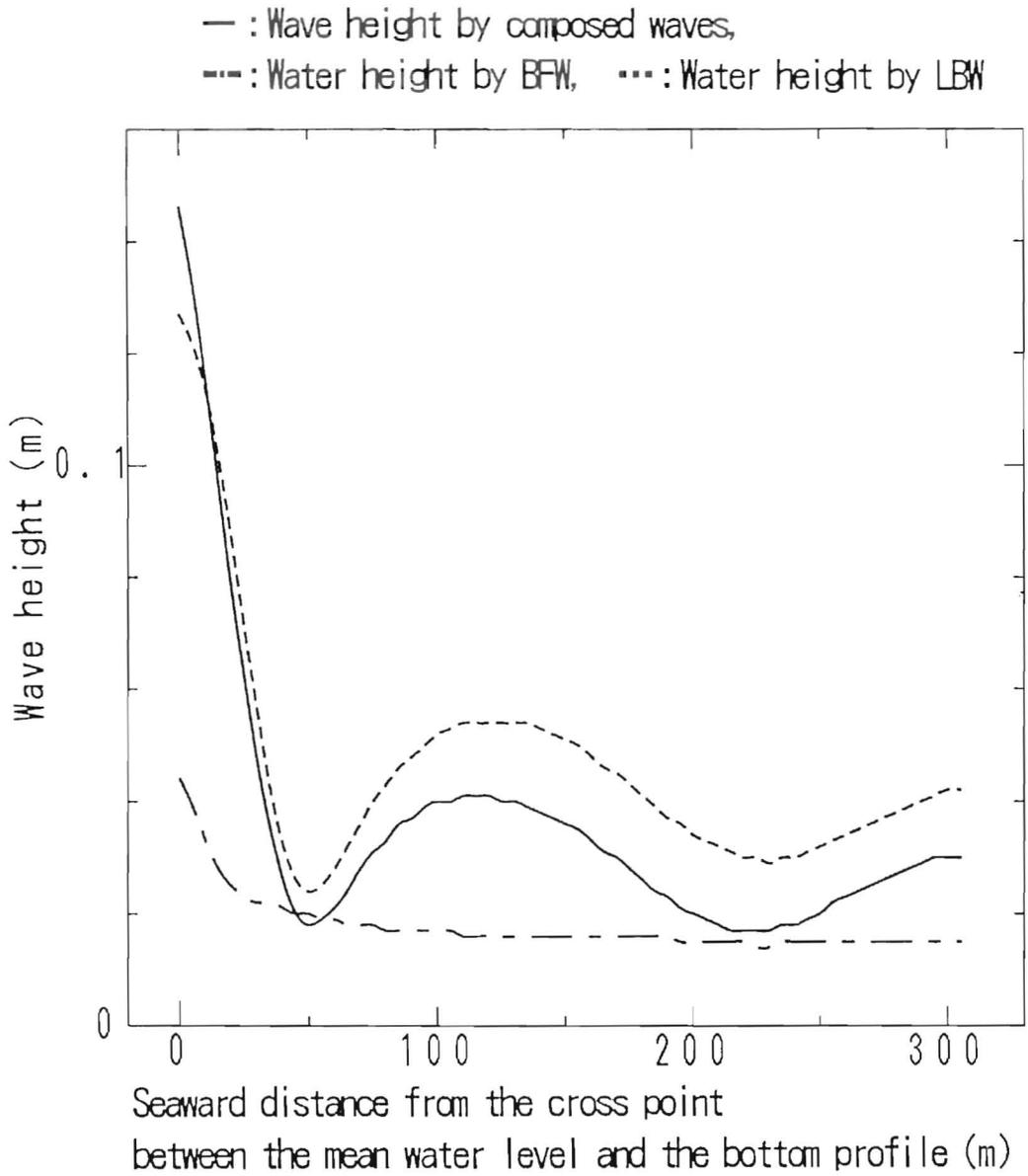


Fig.3.19 Wave height of long period waves by List model.
 (The same conditions as List's experiment are used)

$$H_0 = 0.36\text{m} - 0.09\text{m} \times \cos(2\pi t/70), \quad T = 10.9\text{s},$$

$$T_L = 70\text{s}.$$

— : Total water level, --- : Water level by BFW,
 ... : Water level by LBW, - : Component of radiation stress term

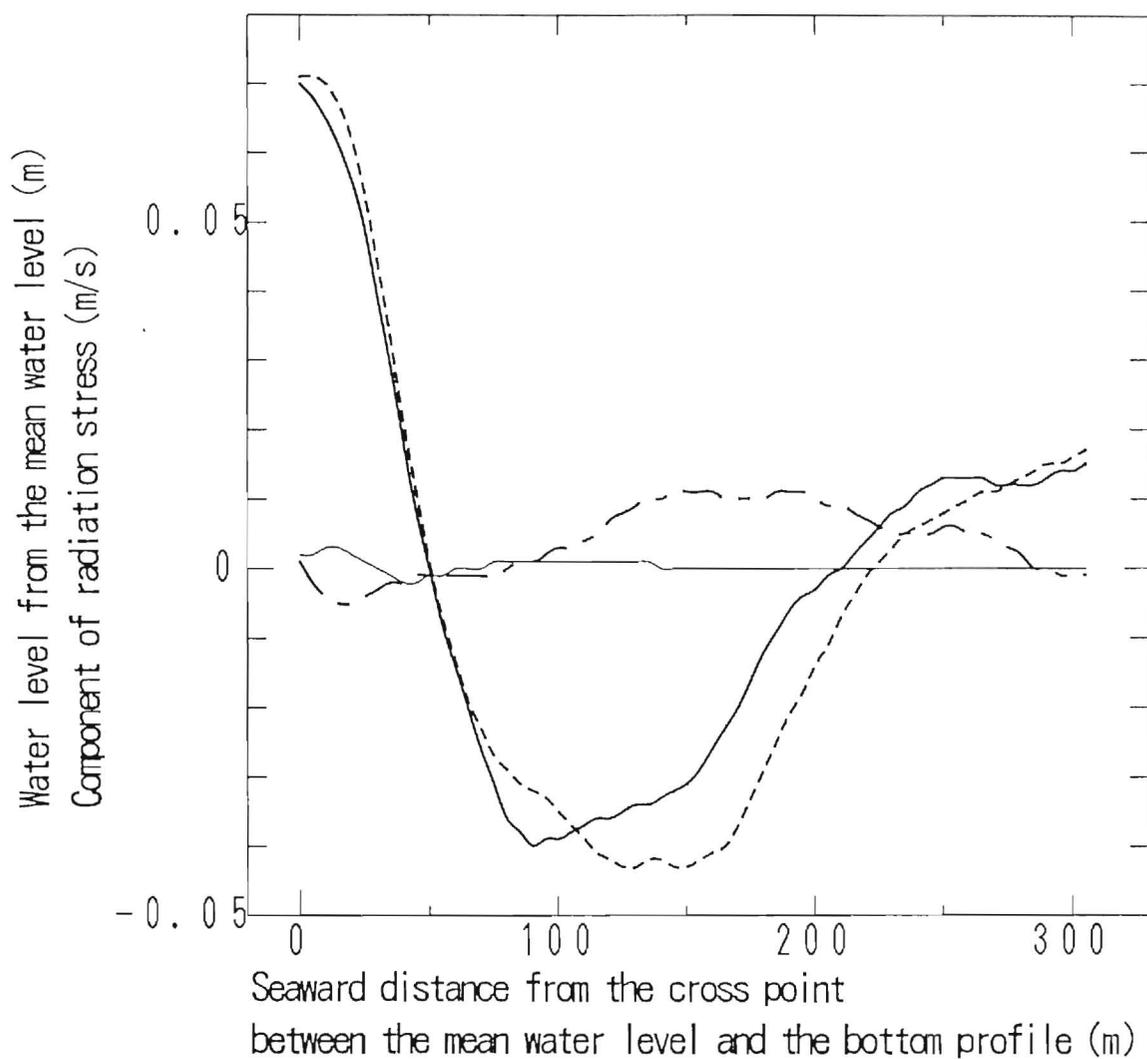


Fig.3.20 Water level of long period waves by the new model.
 (The same conditions as List's experiment are used)

$$H_0 = 0.36\text{m} - 0.09\text{m} \times \cos(2\pi t/70), \quad T = 10.9\text{s},$$

$$T_L = 70\text{s}.$$

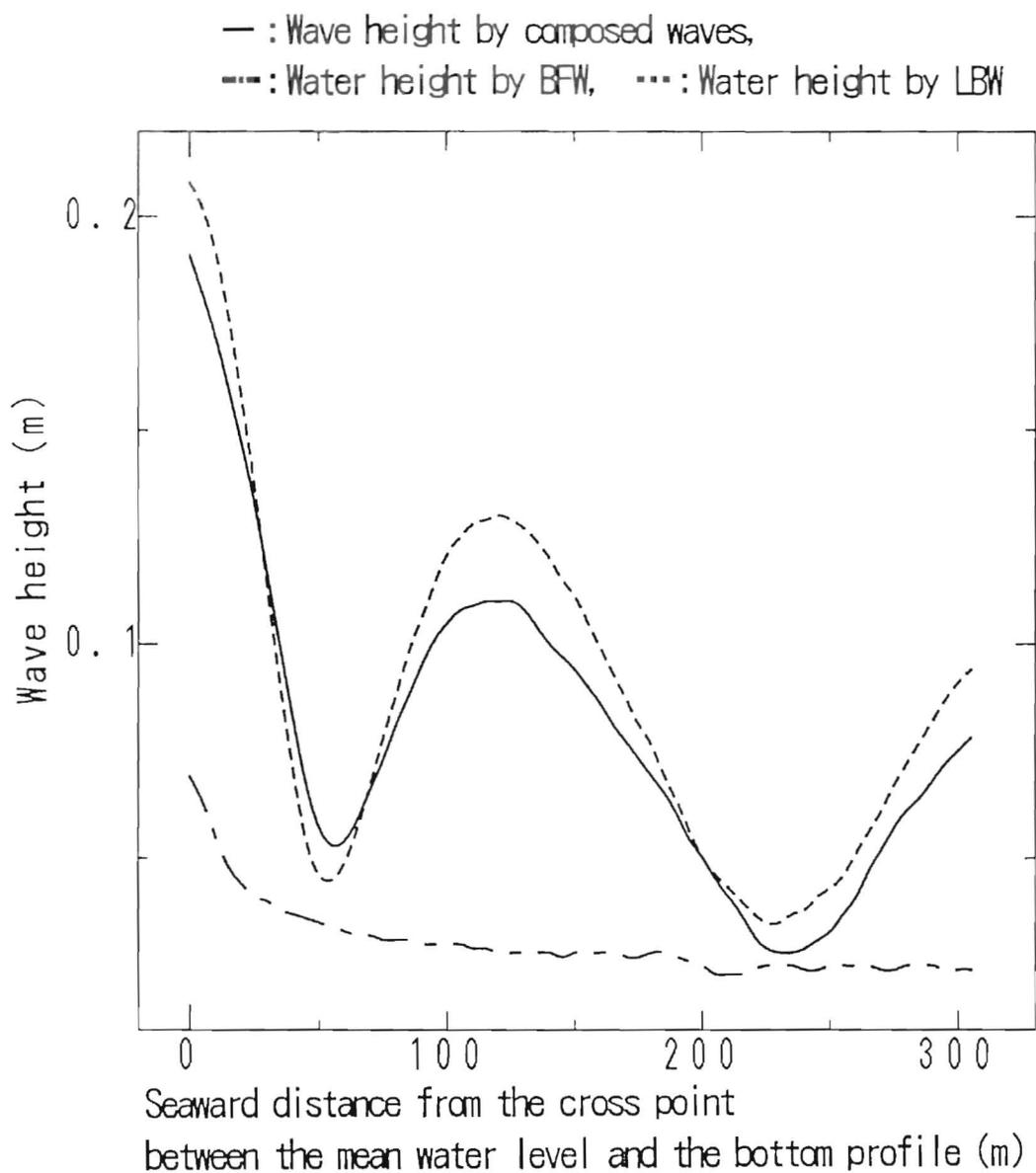


Fig.3.21 Wave height of long period waves by the new model.
 (The same conditions as List's experiment are used)

$$H_0 = 0.36\text{m} - 0.09\text{m} \times \cos(2\pi t/70), \quad T = 10.9\text{s},$$

$$T_L = 70\text{s}.$$

— : Total water level, --- : Water level by BFW
- - - : Water level by LBW.

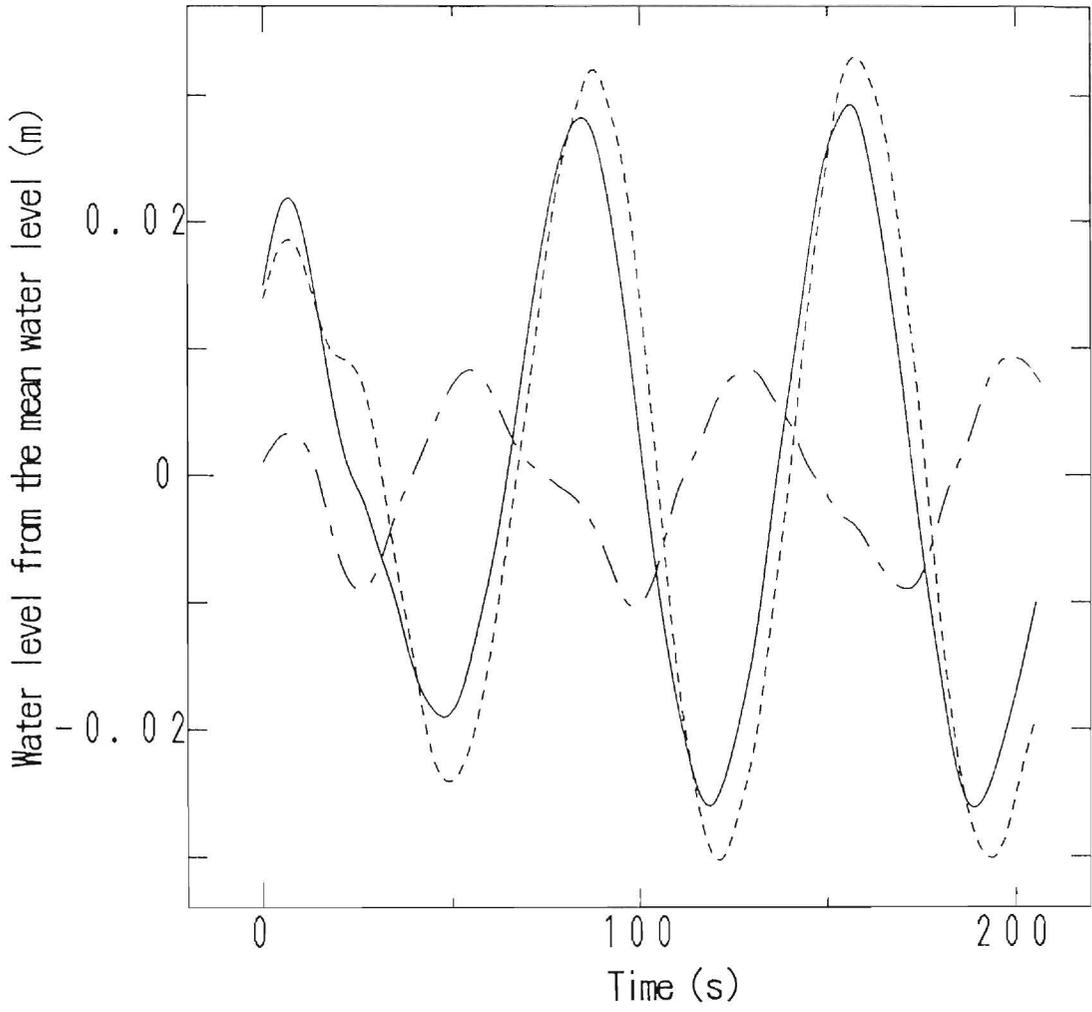


Fig.3.22 Profile of long period waves in time domain.
(List model, water depth is 1m)

— : Total water level, --- : Water level by BFW
- - - : Water level by LBW.

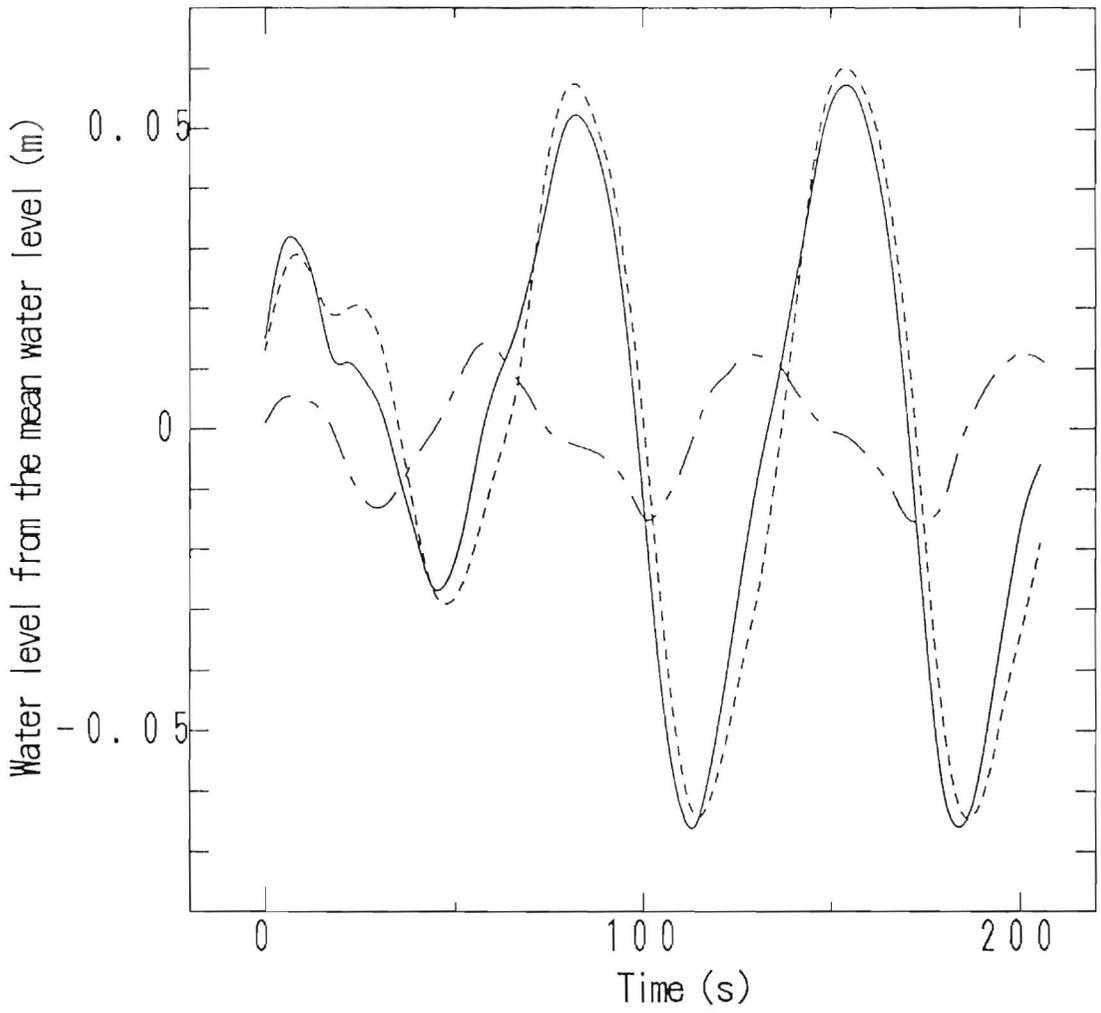


Fig.3.23 Profile of long period waves in time domain.
(The new model, water depth is 1m)

- : Total water level, --- : Water level by BFW,
- ... : Water level by LBW, - - : Component of radiation stress term
- : Observed total water level (from Nakaza et al.'s paper)

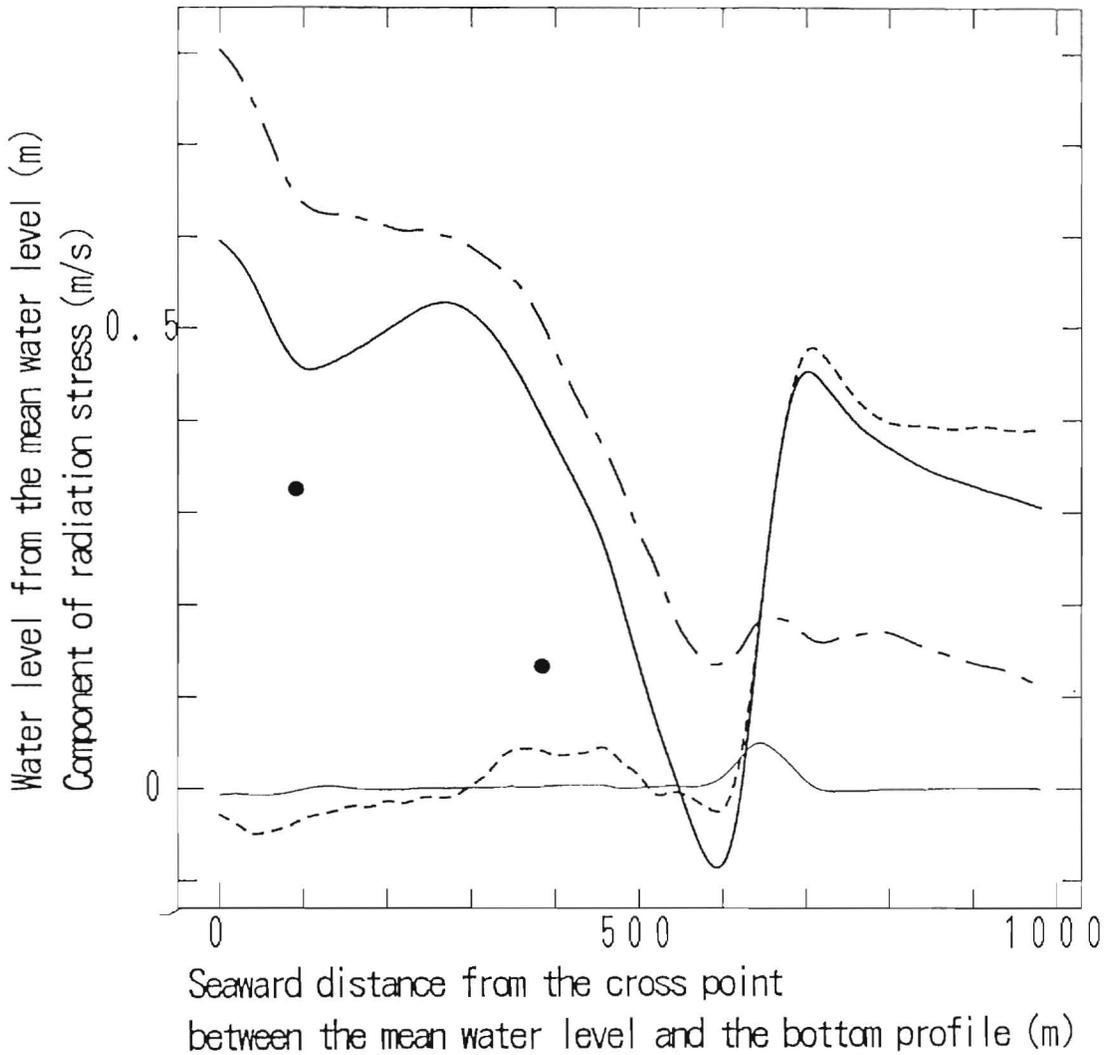


Fig.3.24 Water level of long period waves by List model.
(At Minatogawa coast in Okinawa)

$$H_0 = 2.88\text{m} - 1.81\text{m} \times \sin(2\pi t/258), \quad T = 13.8\text{s}, \quad T_L = 258\text{s}.$$

- : Wave height by composed waves,
- - - : Water height by BFW, ··· : Water height by LBW
- : Observed total wave height (from Nakaza et al.'s paper)

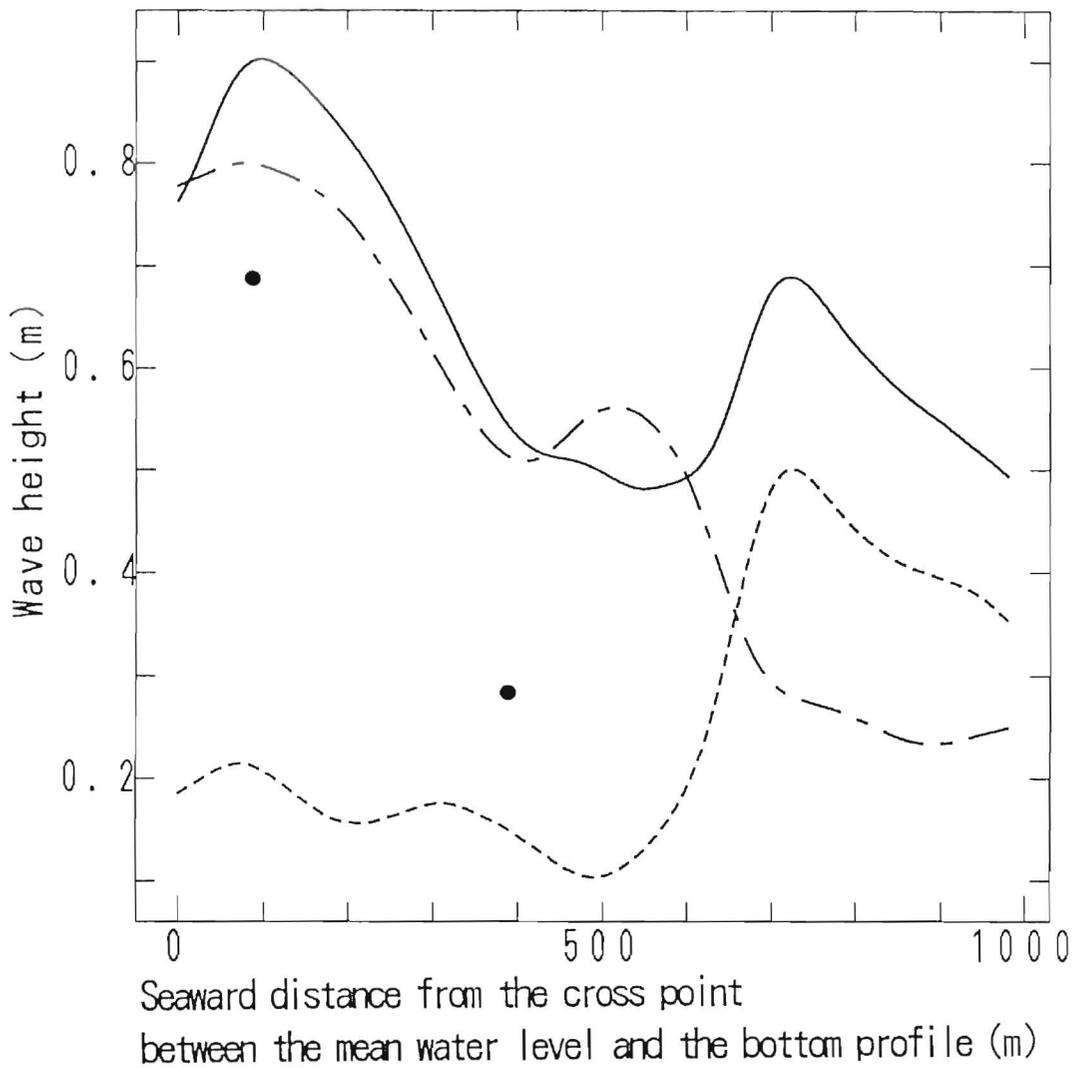


Fig.3.25 Wave height of long period waves by List model.
(At Minatogawa coast in Okinawa)

$$H_o = 2.88\text{m} - 1.81\text{m} \times \sin(2\pi t/258), \quad T = 13.8\text{s}, \quad T_L = 258\text{s}.$$

- : Total water level, - - - : Water level by BFW,
- ... : Water level by LBW, - : Component of radiation stress term.
- : Observed total water level (from Nakaza et al.'s paper)

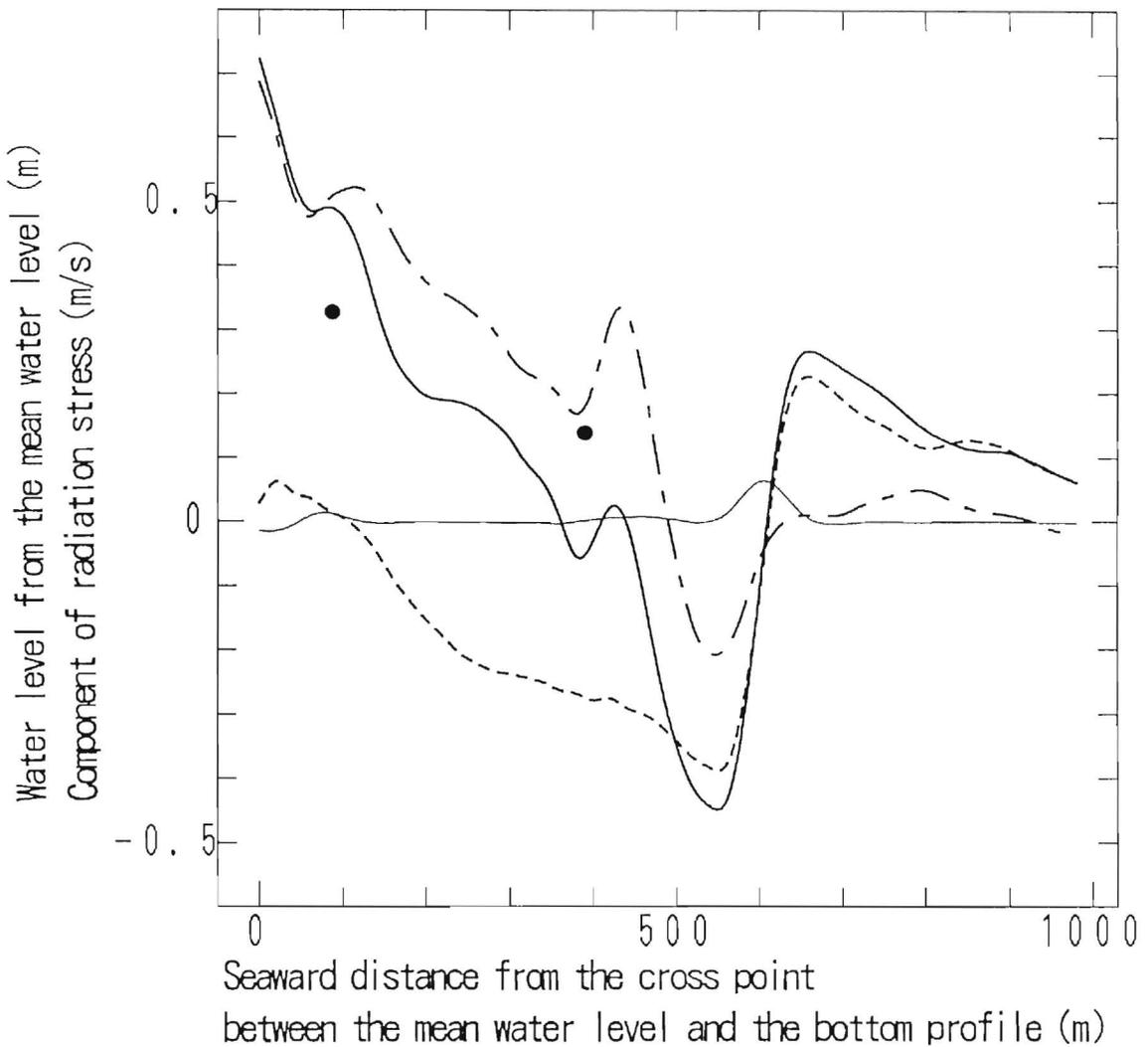


Fig.3.26 Water level of long period waves by the new model.
 (At Minatogawa coast in Okinawa)

$$H_0 = 2.88\text{m} - 1.81\text{m} \times \sin(2\pi t/258), \quad T = 13.8\text{s}, \quad T_L = 258\text{s}.$$

- : Wave height by composed waves,
- - - : Water height by BFW, ··· : Water height by LBW
- : Observed total wave height (from Nakaza et al.'s paper)

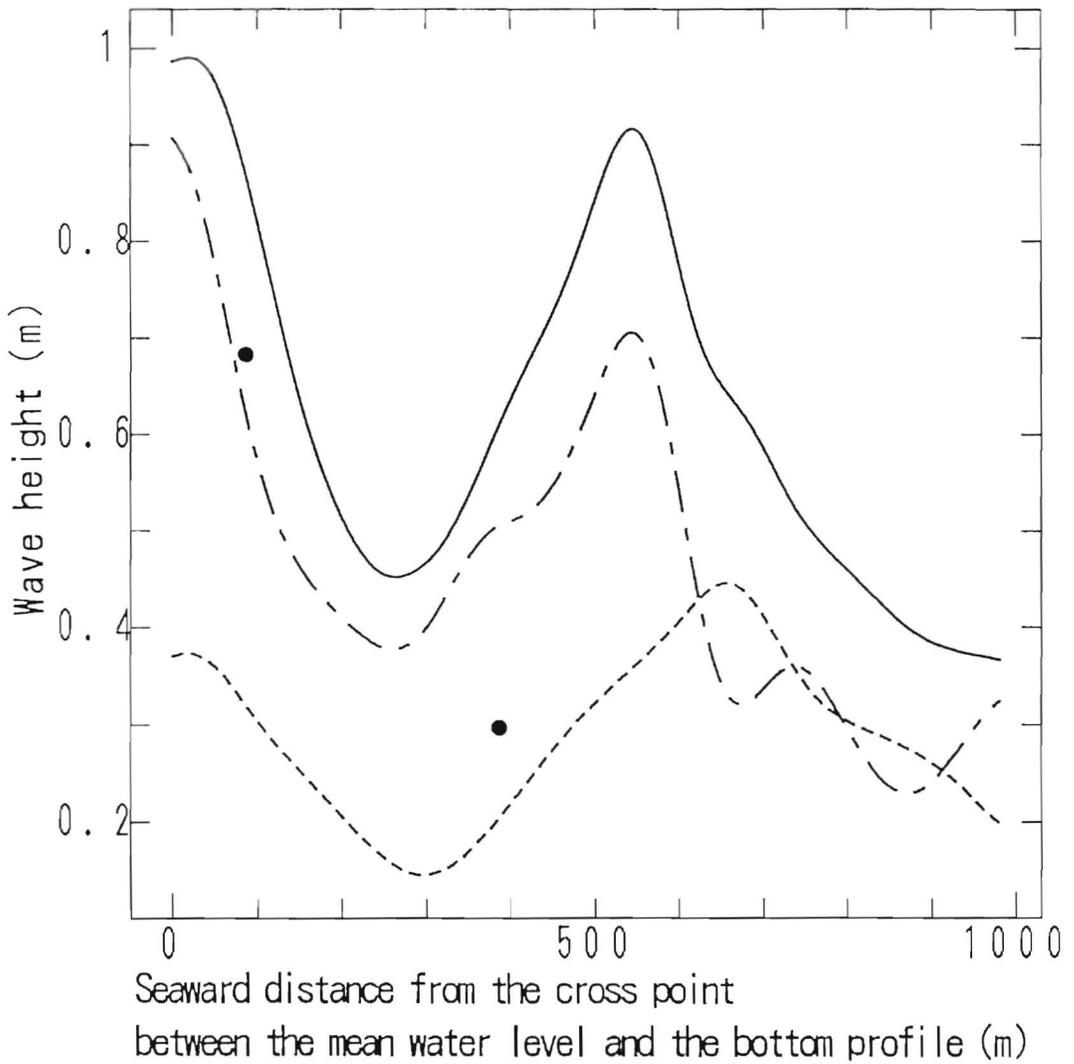


Fig.3.27 Wave height of long period waves by the new model.
(At Minatogawa coast in Okinawa)

$$H_0 = 2.88\text{m} - 1.81\text{m} \times \sin(2\pi t/258), \quad T = 13.8\text{s}, \quad T_L = 258\text{s}.$$

(2) BFWおよびLBWの発達特性

新しく開発した数値モデルを用いて、長周期波の発達特性と海底勾配や入射波諸元との関係について検討する。

数値モデルの条件：

- ・ 基本式は式(3.13)と移流項と海底摩擦項を無視した式(3.14)による。
- ・ 波群は群速度で伝播させ、radiation stressの計算は式(3.27)～(3.32)による。

- ① 前節の検討から、長波ないしはそれに近い領域が、砕波帯内に広く存在すれば、BFWが卓越し、その逆の場合はLBWが卓越することが明らかになったが、一様海岸の場合はどのようなであろうか。一様な海岸の海底勾配を $1/20 \sim 1/100$ の間で変えて、波群性を有する波（平均波高2 m、波高振幅1 m、波群周期100s）を入射した場合の計算結果をFig. 3.28とFig. 3.29に示す。前者は水深1 mでの波高、後者は setupを考慮した汀線での最大水位である。これらの図から、一様勾配の海岸では、LBWの方が卓越していることが明らかになった。また、海底勾配の違いが長周期波の発達に与える影響は小さいと見なせるが、total waves とLBWの汀線での最大水位は海底勾配が緩くなるほど大きくなっている。ただし、実際の汀線位置での水位は、海底勾配が緩くなると海底摩擦によって減衰し、本計算値ほど大きくならないと考えられる。
- ② 入射波の周期が大きくなるほど、砕波帯の外に長波領域が広がり、LBWが発達するものと考えられる。この確認のために、 $1/40$ の一様な海底勾配海岸で、周期を7.0s～16.0sの間で変化させて、波群性を有する波（平均波高2 m、波高振幅1 m、波群周期100s）を入射した場合の計算を行い、その結果をFig. 3.30に示す。周期が長くなるほど（波形勾配が小さくなるほど）、LBWの方がより大きくなっており、長波としての共振域が砕波帯の外側に広がるほど、LBWが発達すると考えて良いようである。
- ③ 波群の波高の包絡線の変動幅 a_H が大きくなれば、外力の絶対値が大きくなるので、長周期波も大きくなるが、特に、砕波帯外での radiation stress の変動幅も大きくなるので、LBWがBFWに比べてより大きくなることが予想される。この確認のために $1/40$ の一様な海底勾配海岸で、平均波高2 mの波群の波高振幅を0.5 mから1.5 mの間で変化させて計算し、その結果をFig. 3.31に示す。振幅が大きくなるほど、LBWの方がより顕著に大きくなっている。
- ④ 以上以外に長周期波の発達に係わる指標として長周期波の周期 T_L がある。 $1/40$ の一様な海底勾配海岸で、波群周期を50sから300sの間で変化させて、平均波高2 m、波高振幅1 mの波群を入射した場合の計算を行い、その結果をFig. 3.32に示す。周期が小さくなると、LBWおよびtotal waves が大きくなっている。これは List¹⁹⁾の計算結果と定性的に同じである。

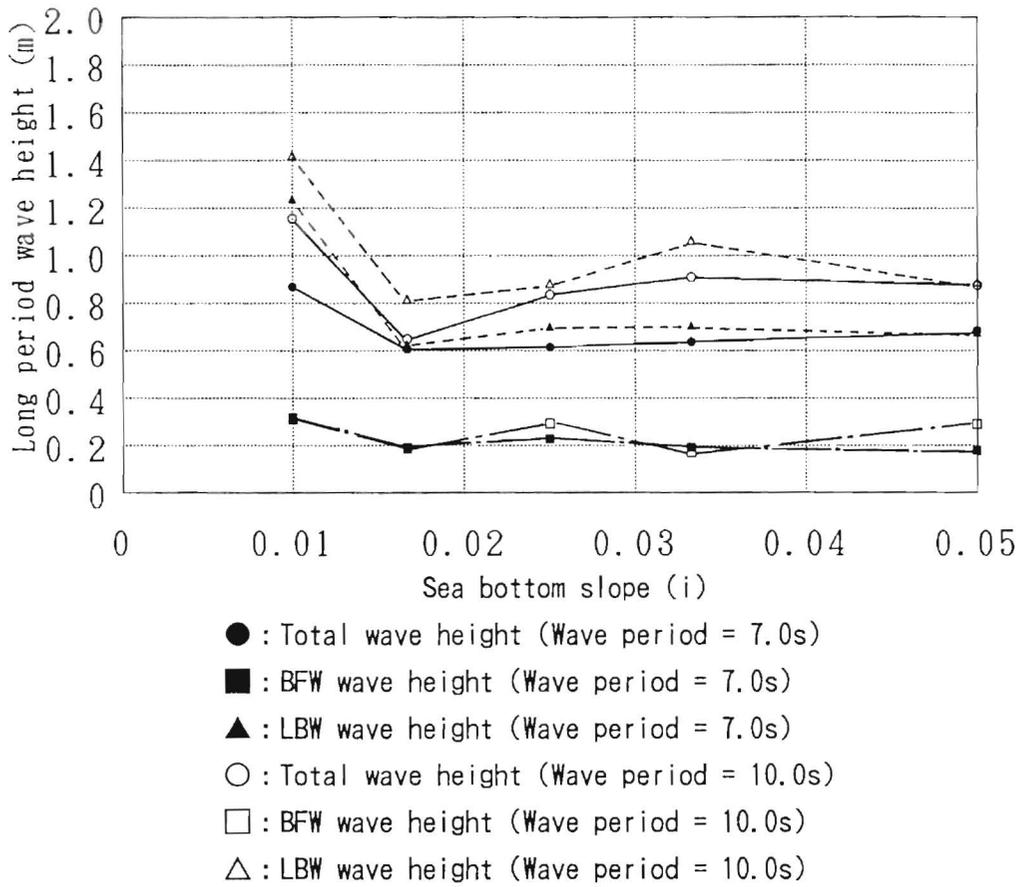


Fig.3.28 Relation between long period wave heights at about 1m water depth and sea bottom slopes.

$$H_0 = 2.0m - 1.0m \times \sin(2\pi t / 100s),$$

$$T_c = 100s.$$

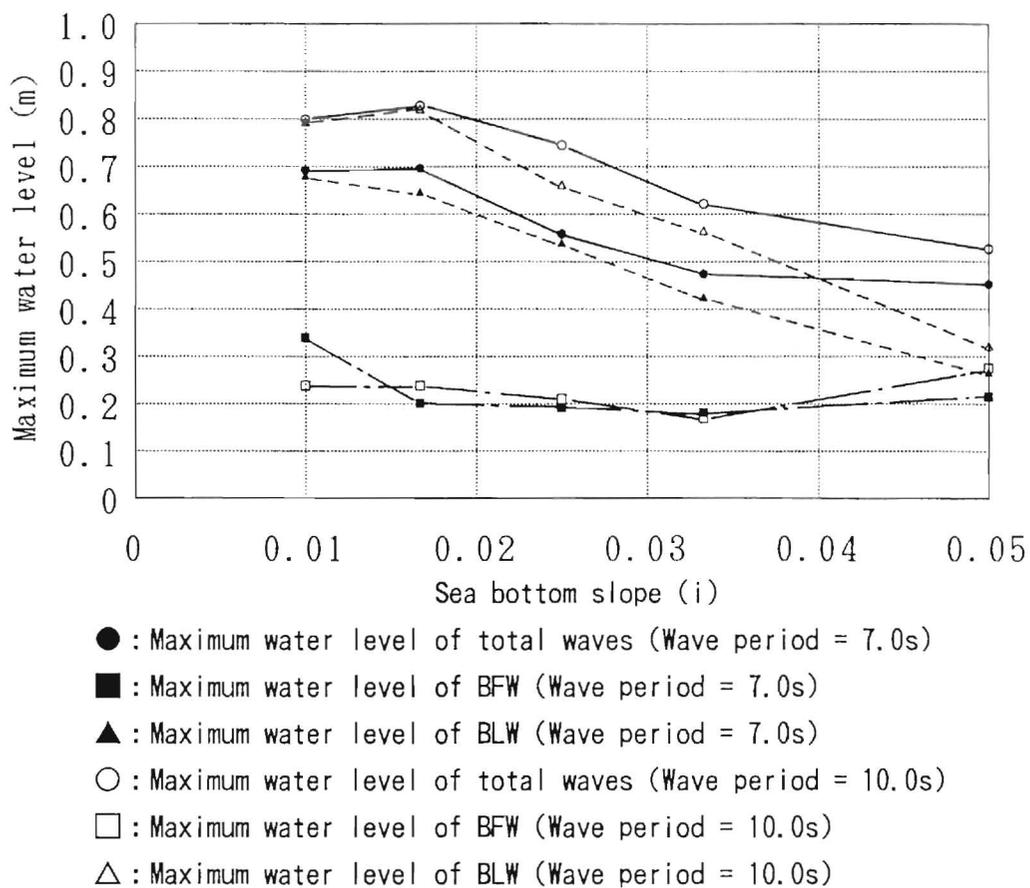


Fig.3.29 Relation between maximum water levels of long period waves at 0m water depth and sea bottom slopes.

$$H_0 = 2.0\text{m} - 1.0\text{m} \times \sin(2\pi t / 100\text{s}),$$

$$T_L = 100\text{s}.$$

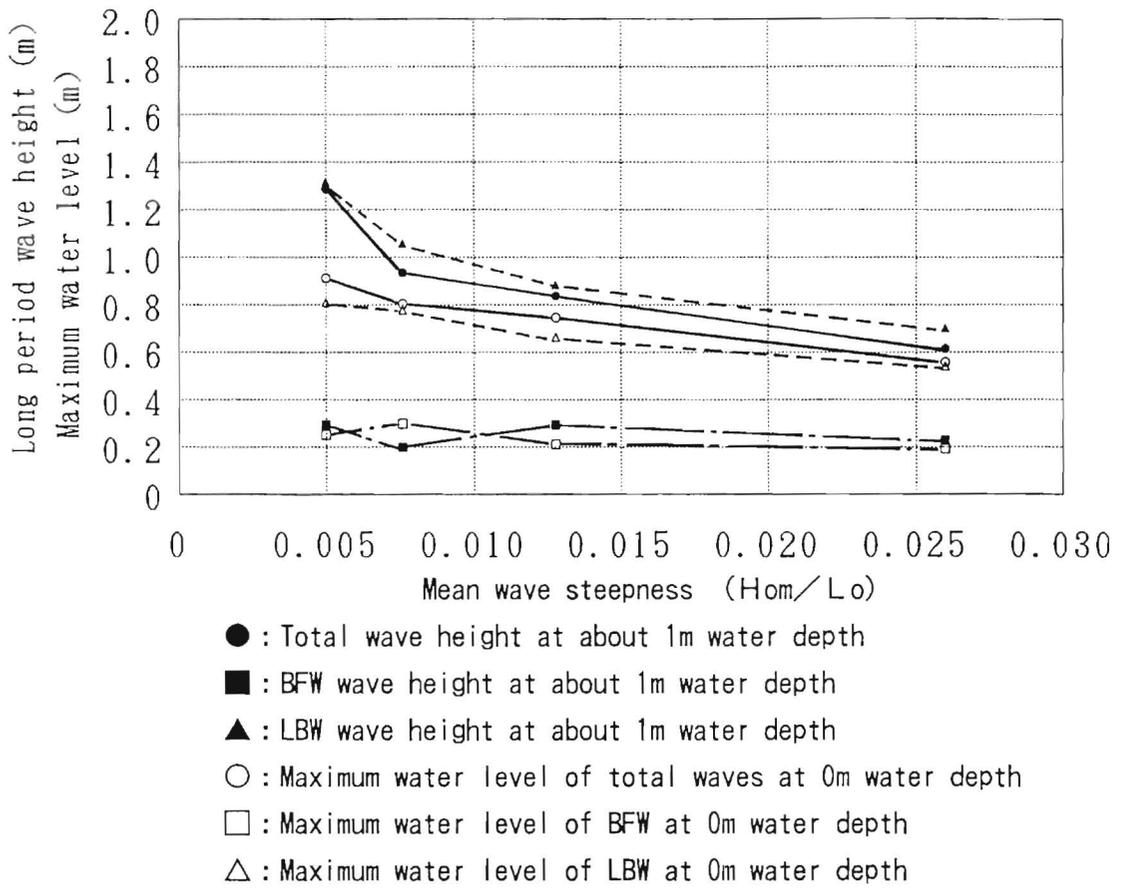


Fig.3.30 Relation between long period waves and mean wave steepness.
 $H_0 = 2.0m - 1.0m \times \sin(2\pi t / 100s)$, $T = 7.0s \sim 16.0s$,
 $T_L = 100s$, $i = 1/40$.

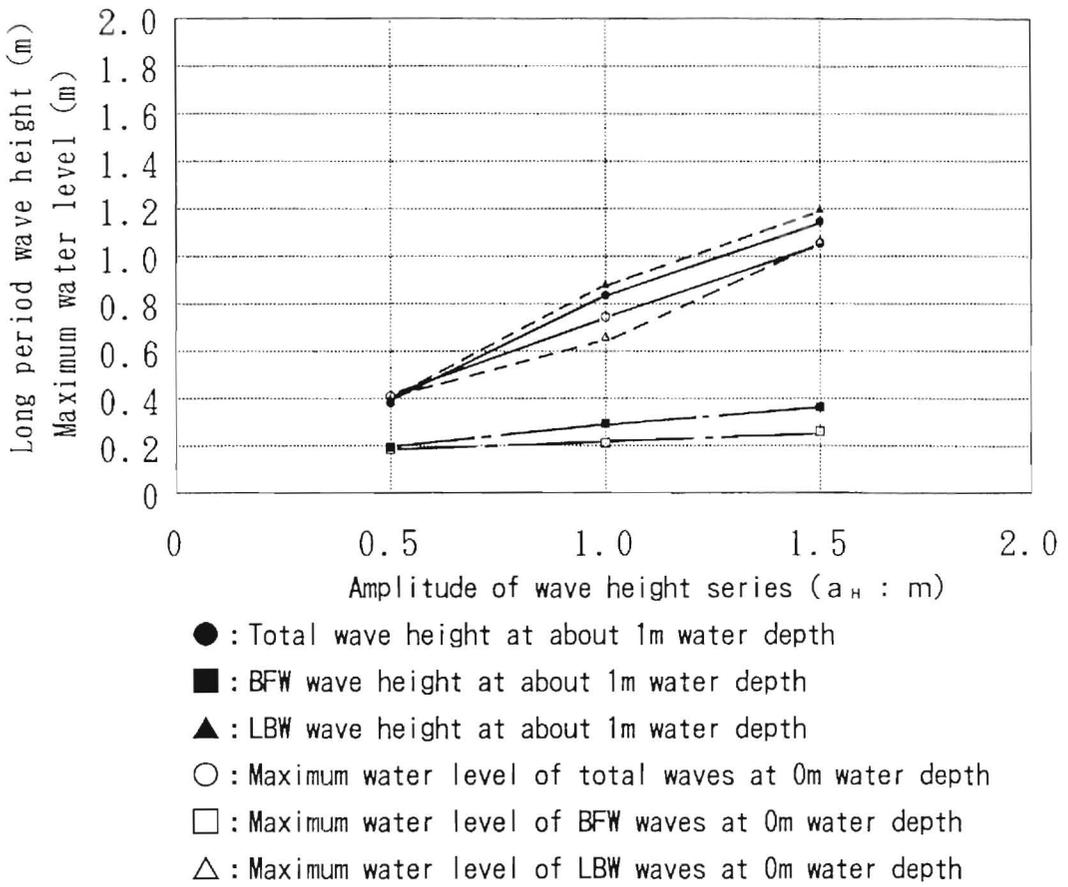


Fig.3.31 Relation between long period waves and amplitudes of incident wave height series.
 $H_0 = 2.0m - a_H \times \sin(2\pi t / 100s)$, $a_H = 0.5, 1.0, 1.5m$,
 $T = 10.0s$, $T_L = 100s$, $i = 1/40$.

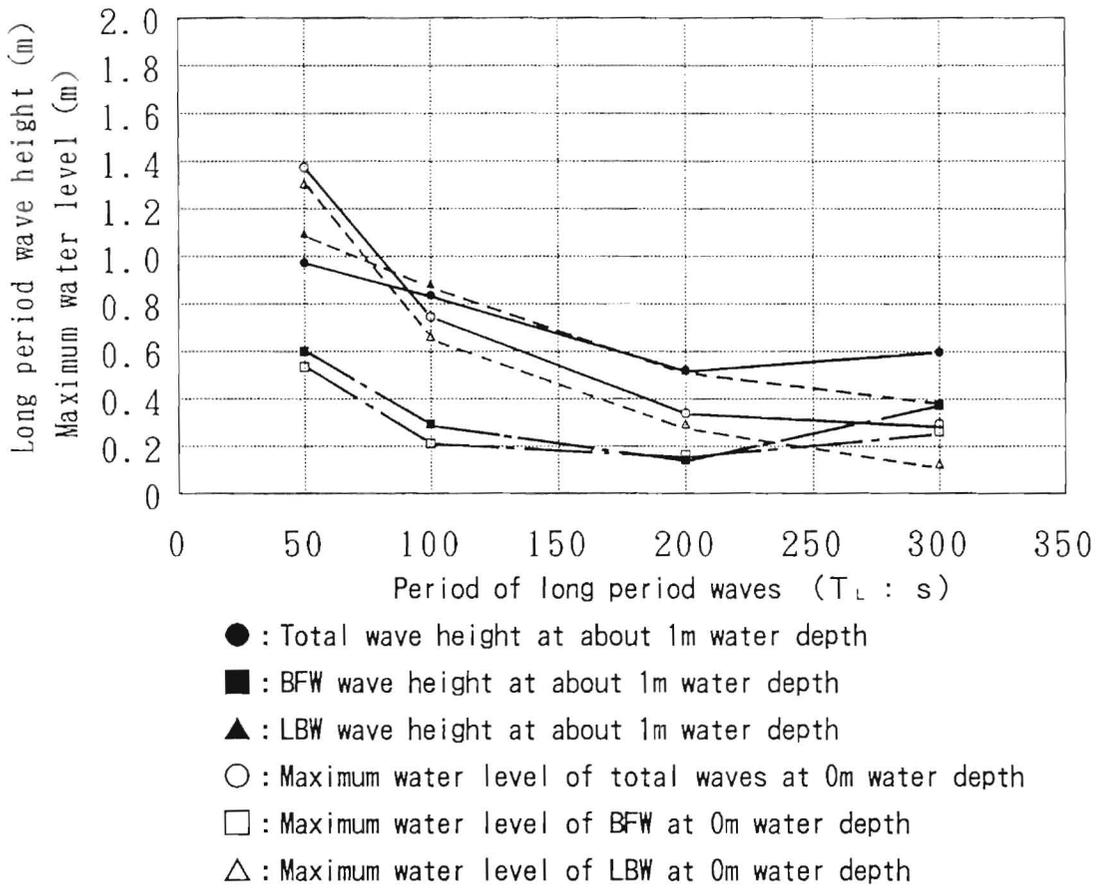


Fig.3.32 Relation between long period waves and periods of long period waves.

$$H_0 = 2.0\text{m} - 1.0\text{m} \times \sin(2\pi t / T_L), \quad T = 10\text{s},$$

$$T_L = 50 \sim 300\text{s}, \quad i = 1/40.$$

3・2・2 長周期遡上波の計算

1/40の様な海底勾配海岸に、水深8mでの平均波高が0.8m、変動振幅は0.4m、周期は8.0s、長周期波周期は61.6sの波群性の波を入射させたときの遡上計算を新しく開発した数値モデルを用いて行った。移流項と海底摩擦項を含まない場合をFig. 3.33に、移流項のみを含む場合をFig. 3.34に、移流項と海底摩擦項の両方を含む場合をFig. 3.35に示す。図中の矢印は、第4章で現地観測と水理模型実験データから得られた実験式(4.13)を用いて求めた平均遡上高である。

いずれも実験式による算定値より高く遡上する結果となった。間瀬ら⁸⁾などは式(3.27)を砕波帯内にまで適用すると、radiation stressを過大評価することになるので、式(3.27)による計算値の60%の値を用いることを勧めている。このradiation stressの60%値を用いて、移流項と海底摩擦項の両方を含む数値モデルで遡上計算をやり直すと、Fig. 3.36のようになった。この計算値は実験式(4.13)から求めた平均遡上高にほぼ等しい。

Radiation stressの60%値を用いた移流項と海底摩擦項の両方を含む数値モデルと実験式(4.13)で、1/30～1/100の様な海底勾配の海岸に、平均波高2m、波高振幅1m、周期7.0sと10.0s、長周期波周期は100.0sの波群性の波を入射させたときの遡上計算を行い比較すると、Fig. 3.37とFig. 3.38に示す通りである。

Fig. 3.37は両算定法による計算値の相関を示しているが、数値モデルの方がやや大きな値を与えるようである。Fig. 3.38は各計算値と海底勾配の関係を示しており、実線が数値モデルによる遡上高で、破線が実験式による遡上高である。海底勾配1/40程度以下の場合には非常に良く一致しており、1/40程度以上になると海底勾配が急になるほど数値モデルによる遡上高の方が高くなっている。

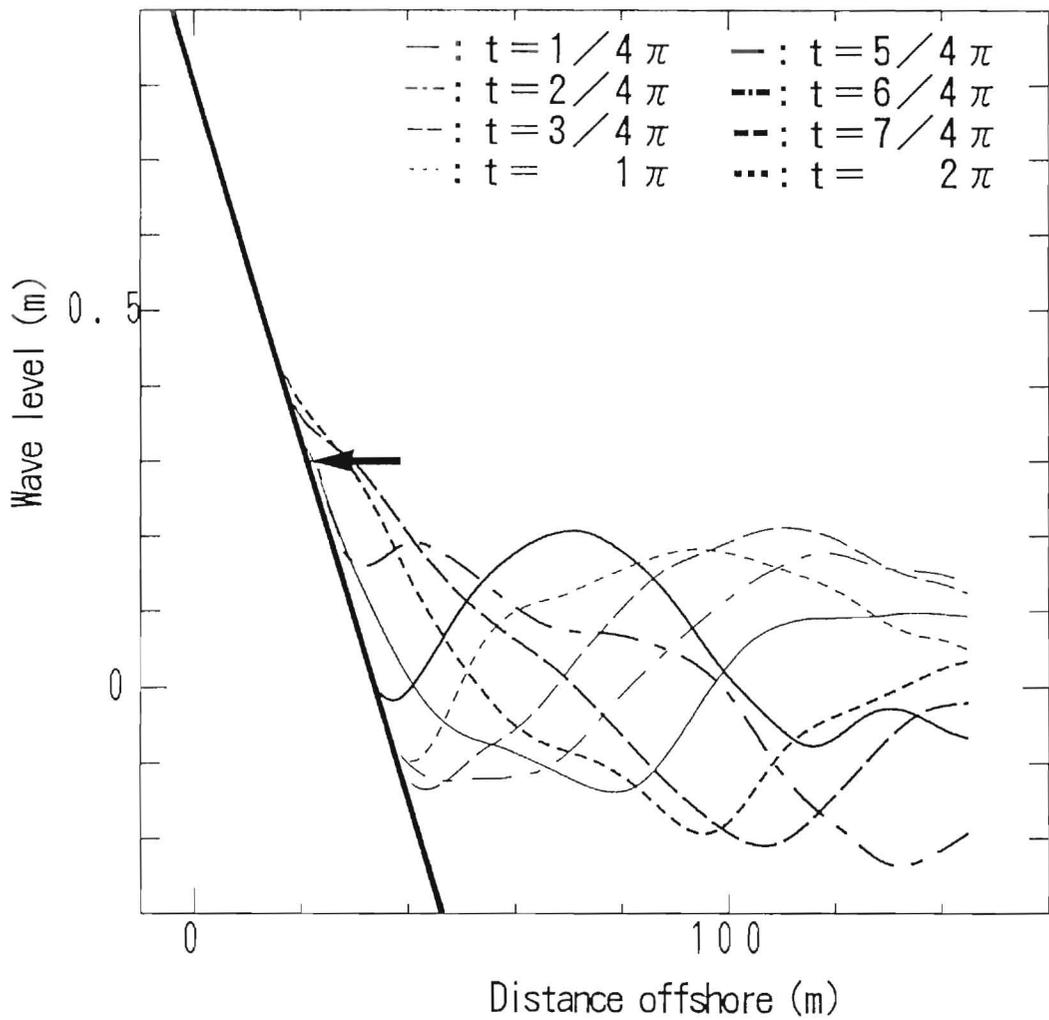


Fig.3.33 Wave runup profiles.

(By the new model without convection term and friction term,
the same conditions as List's experiment are used)

$$H = 0.8\text{m} - 0.4\text{m} \times \sin(2\pi t / 61.6), \quad T = 8.0\text{s},$$

$$T_L = 61.6\text{s}.$$

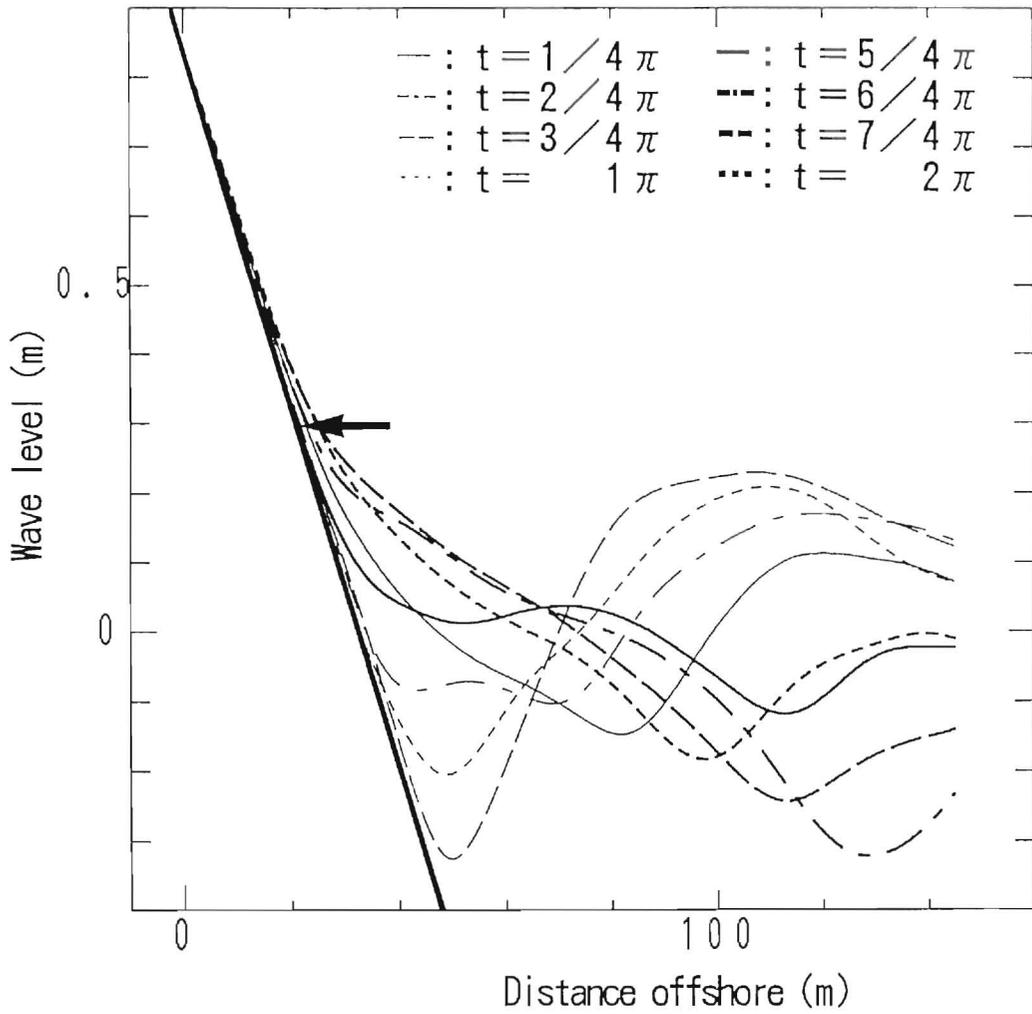


Fig.3.34 Wave runup profiles.

(By the new model with convection term,
the same conditions as List's experiment are used)

$$H = 0.8\text{m} - 0.4\text{m} \times \sin(2\pi t / 61.6), \quad T = 8.0\text{s},$$

$$T_L = 61.6\text{s}.$$

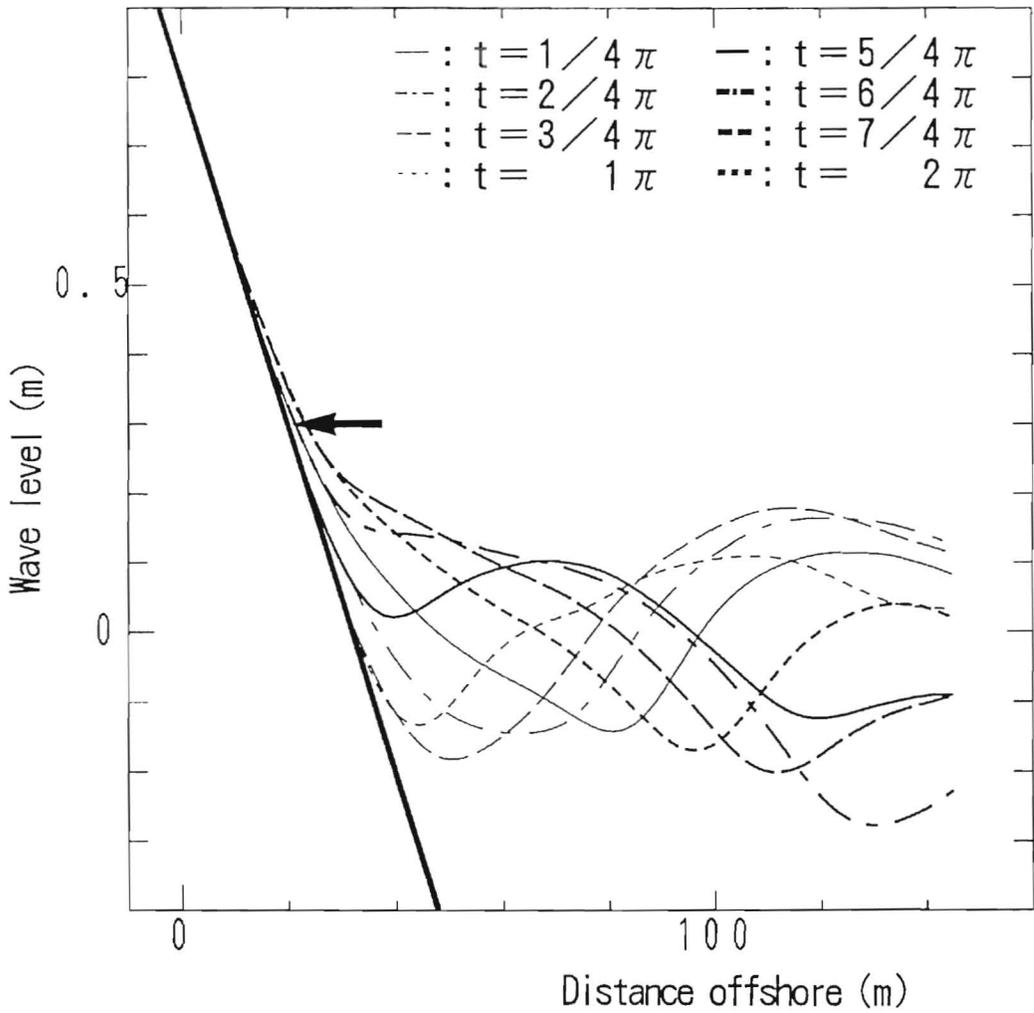


Fig.3.35 Wave runup profiles.

(By the new model with convection term and friction term,
the same conditions as List's experiment are used)

$$H = 0.8\text{m} - 0.4\text{m} \times \sin(2\pi t/61.6), \quad T = 8.0\text{s},$$

$$T_L = 61.6\text{s}.$$

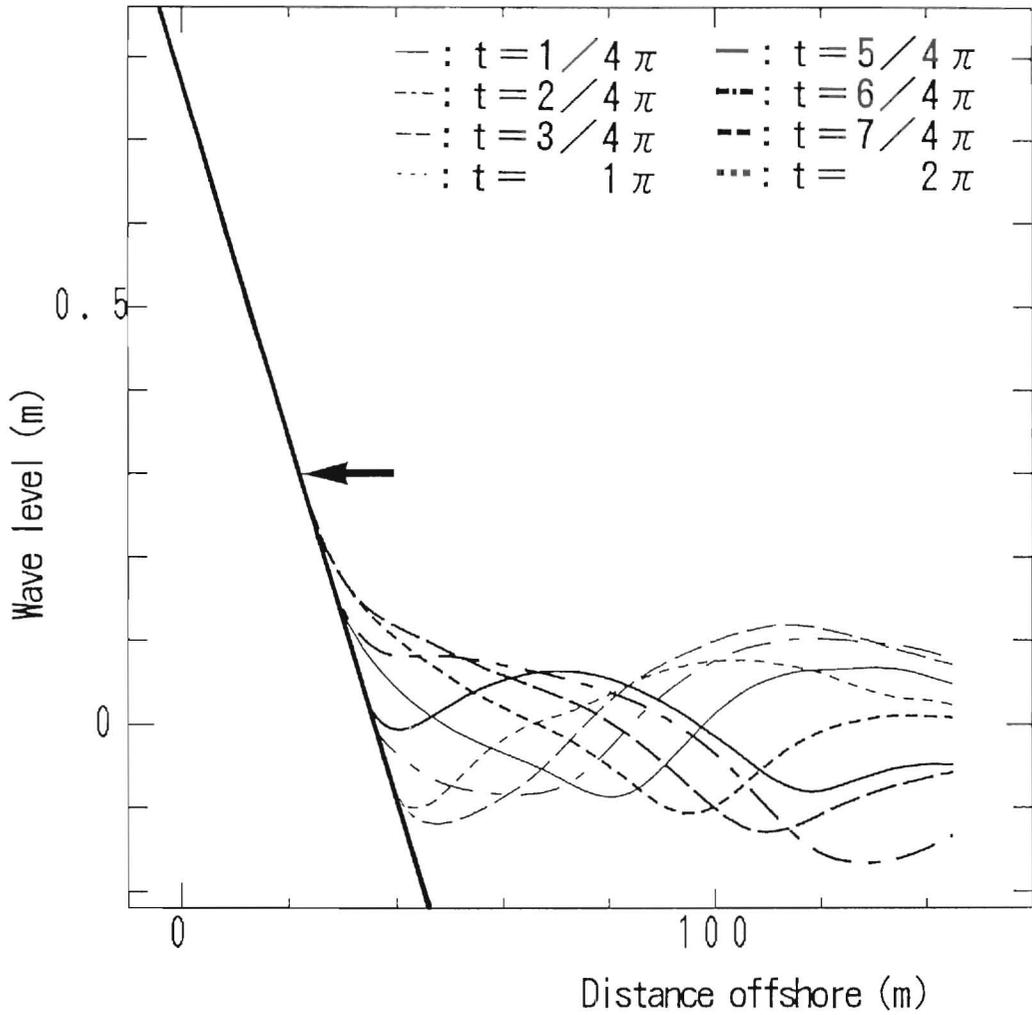


Fig.3.36 Wave runup profiles.

(By the new model with convection term, friction term and corrected S_{xx} , the same conditions as List's experiment are used)

$$H = 0.8\text{m} - 0.4\text{m} \times \sin(2\pi t / 61.6), \quad T = 8.0\text{s},$$

$$T_L = 61.6\text{s}.$$

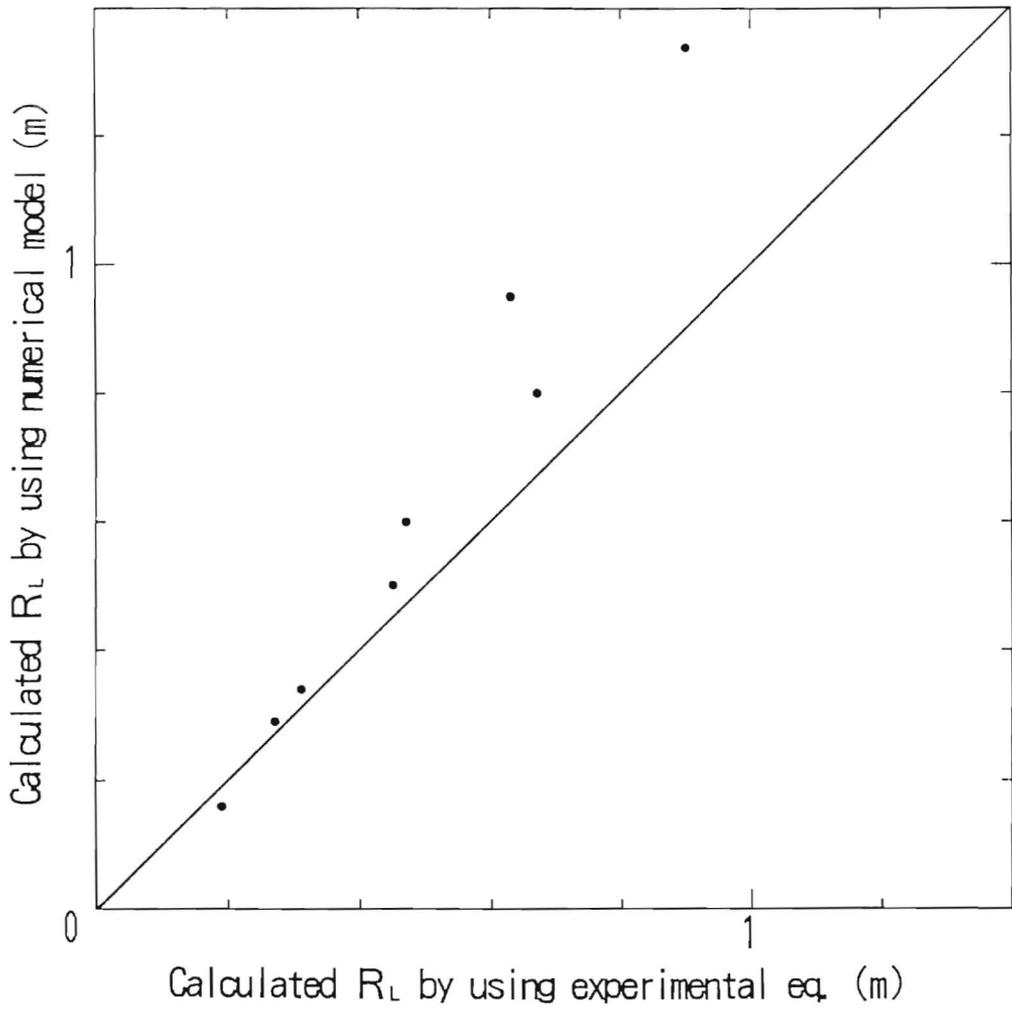


Fig.3.37 Relation between wave runup height calculated by using the new model and it calculated by using the experimental equation.

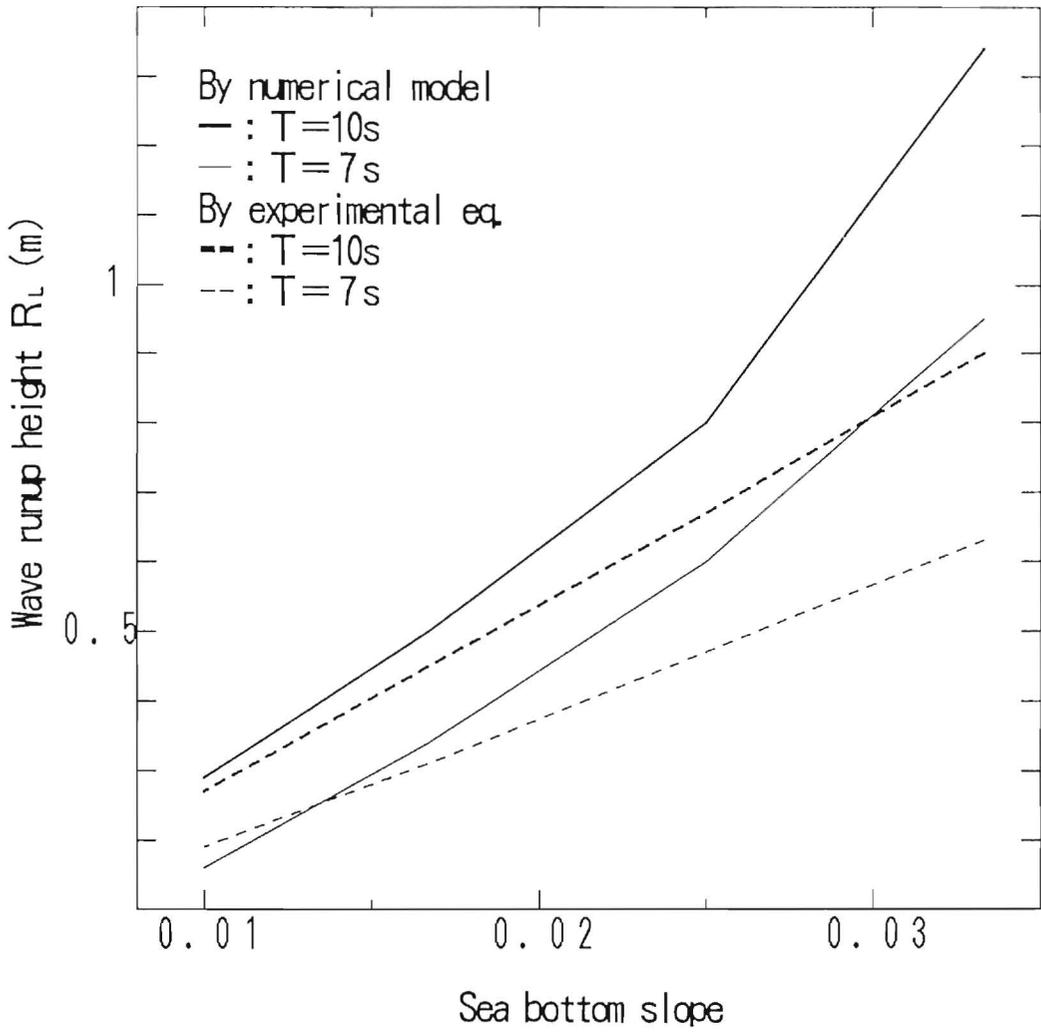


Fig.3.38 Relation between wave runup height and sea bottom slope.

3・3 結 語

本章の研究成果をまとめると以下のとおりである。

- a) 汀線付近でも妥当な B F W を求めるために、基本式の水深に平均水位上昇量を考慮することにより、Symonds らの理論を改良することができた。この改良した算定式による検討から、B F W は近似的に碎波相似パラメータの関数になることが明らかになった。
- b) Longuet-Higgins らの拘束長波に起因した発生理論式は、水深が入射波高の 8 倍程度より浅くなると、①水深に比べて水位変動量は無視できる、②海底を水平と見なせると言う二つの仮定が合わなくなり、過大な計算結果を出すようになることが明らかになった。したがって、彼らの理論式は、数値モデルの沖波条件には使えるが、浅海域の長周期波の計算には使えない。
- c) 精度良く長周期波を計算でき、かつ遡上計算もできる数値モデルを開発した。この新しいモデルによる数値実験から、碎波帯外に群速度が長波の位相速度に近い海域が広げれば、L B W が発達して卓越するようになる。一方、その逆に碎波帯内に浅海域が広がっていれば、B F W が卓越することが明らかになった。また、一様勾配海岸の場合は、海底勾配 $1/20$ から $1/100$ の範囲の全てで、L B W が卓越することが明らかになった。これらの知見より、碎波帯内が急深で、それより沖合で緩い勾配となる侵食性海岸や、だらだらとした遠浅海岸では、L B W が卓越し易く、碎波帯内に十分な海域の有るリーフ海岸などでは B F W が卓越し易いと言える。
また、周期が長くなるほど、碎波帯外に長波近似領域が広がるようになるために、L B W が発達し卓越することも明らかとなった。さらに、波群の波高の包絡線の変動幅が大きくなるほど、L B W の方が B F W より大きくなり易いことも明らかになった。
- d) 長周期波の遡上高は、radiation stress の 60% 値を用いた移流項と海底摩擦項を含んだ数値モデルで求めた場合に、実験式 (4.13) による値にほぼ等しい結果を得ることができる。この数値モデルと実験式による計算結果の一致度は、海底勾配が $1/40$ 程度より緩くなった場合に高いことから、本数値モデルの信頼性は平均海底勾配が $1/40$ 程度以下の場合に高いと考えられる。

第 4 章 長周期波卓越型遡上高の算定式

4・1 波群性に起因する長周期波の実験

(1) 実験方法

波群性に起因する遡上波について検討するための基礎データを得るために、以下の要領で波の遡上実験を行った。

二次元造波水路には、長さ18m、幅40cm、高さ75cmの鋼鉄製で、側面ガラス張りのもので、海底模型には、ベニヤ板製の勾配1/30と1/10の2種類を使用した。ただし、勾配1/30の模型は、水路長の制約から、底から高さ20cmまでを勾配1/5にして、長さを節約した。

水平床部の水深は、勾配1/10に対して37cmの1種類、勾配1/30に対して40cmと47.3cmの2種類とした。入力波は不規則波(Bretschneider・光易型)とビート波(二成分合成波)の2種類とし、有義波高は3.93~11.06cm、これに対する周期は0.77~2.90sの間で色々変えた。その結果、本遡上実験の沖波の j_{2m} の値は3~15、GFの値は0.28~0.86となった。なお、海底模型未設置での造波実験を行い、水路には変調不安定現象がほとんど起きないことを確認した。測定した項目は、以下の通りである。

- a) 水位波形：水平床部2点、砕波帯2点および静水時汀線位置の計5点で、波浪諸元を知るために、容量式波高計を用いて測定した。
- b) 流速：入・反射分離計算用に、適当な波高計の近傍で、小型プロペラ流速計を用いて測定した。
- c) 遡上波形：遡上高の測定のために、S-VHSビデオカメラを用いて遡上部を撮影した。

また、実験データの処理は以下の様に行った。

まず、長周期波の周期が式(4.1)から求まる共振周期 T_r 付近に有り、共振する可能性の高いケースを除いた。

$$T_r = 2(l_0 + 2l_1) / \{m(g h_0)^{1/2}\} \quad \text{.....(4.1)}$$

ここに、 l_0 と l_1 は各々水平床部と傾斜部の水平長さ、 m は共振モードの次数(=1, 2, 3 ...), h_0 は水平床部の水深である。

次に、水位波形データから長周期波を分離した。FFT法により有限Fourier級数に展開し、短周期成分および長周期成分の各々のピーク周期の間の適当な値(2~7s)以下を除いて再合成した。その際、除きたい周期と再合成したい周期の境界から、その境界周期の1.5倍の間で三角形windowをかけた。

波の諸元の計算は、定常状態と見なせる期間のデータを用いて行った。

また、定常状態と見なせる期間の遡上高をビデオの再生から読み取り、海底勾配1/10の場合はFig. 4.1に示すように、沖波と遡上波の対応が比較的良いので R_{om} と R_{rm} で整理した。海底勾配1/30の場合は、Fig. 4.2に示すように、遡上波の長周期化が顕著であるから R_{lm} で整理した。

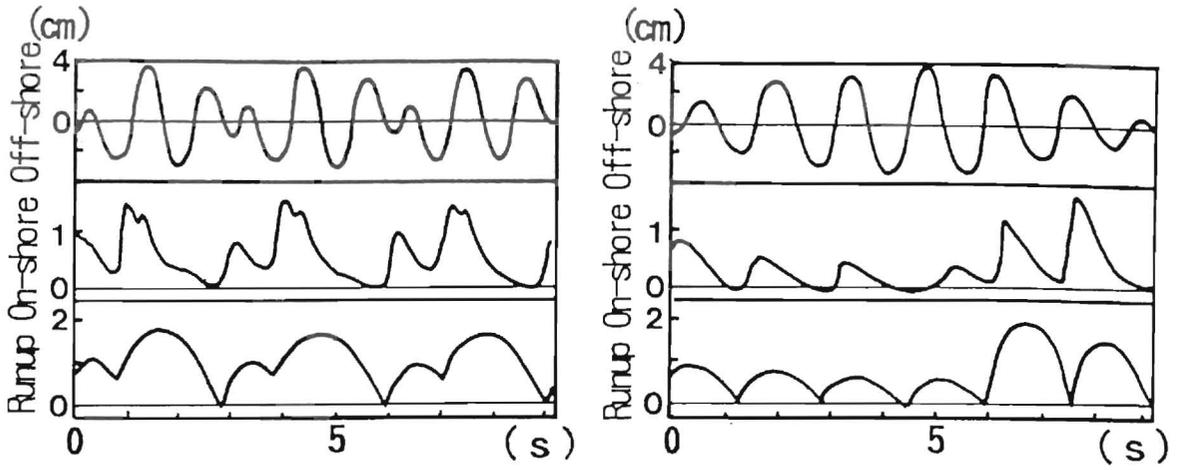


Fig.4.1 Wave transformation (slope=1/10).

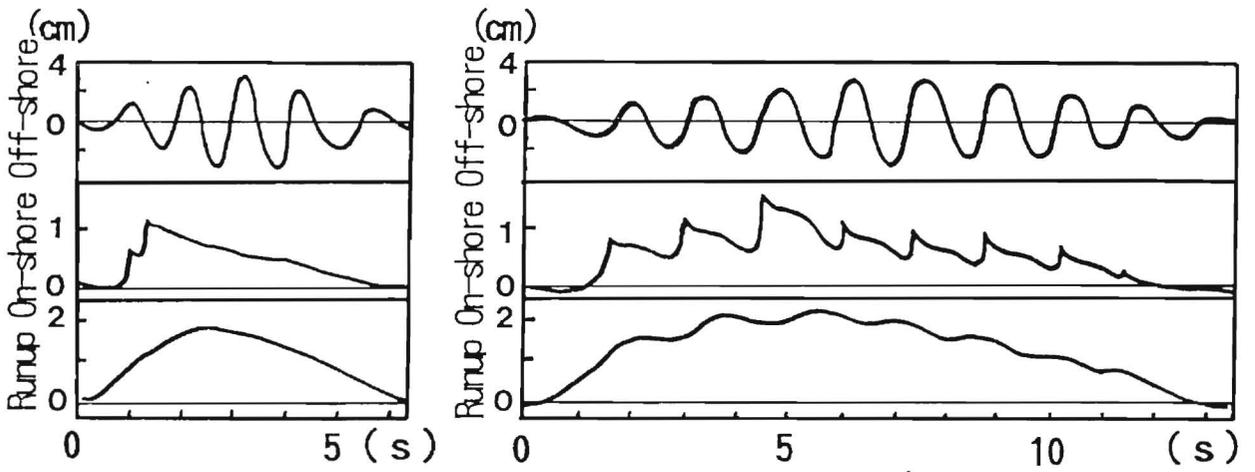


Fig.4.2 Wave transformation (slope=1/30).

(2) 実験結果

実験データの処理結果を以下にまとめる。

a) 遡上形態と海底勾配等との関係

Fig. 4. 1 は、 $j_{2m}=3$ と $j_{2m}=7$ のビート波が海底勾配1/10の斜面に進入した時の、造波板近くと汀線位置の波形および遡上波形を示したものであり、Fig. 4. 2 は、 $j_{2m}=5$ と $j_{2m}=10$ のビート波が海底勾配1/30の斜面に進入した時の、同じ位置の波形を示したものである。

海底勾配1/10の場合は、Fig. 4. 1 の遡上波形に示すように、波群に対応した長周期成分も現れているが、 j_{2m} が短いほど戻り流れや波の吸収・追いつき現象による長周期化が顕著である。海底勾配1/30の場合は、Fig. 4. 2 の遡上波のグラフに示すように、 j_{2m} の値に関係なく、波群に対応した長周期波成分が顕著になる。これらの事実は、第1章の既往研究と一致しており、海底勾配が1/10程度以下になれば、戻り流れや波の吸収・追いつき現象の影響が無視できなくなり、海底勾配が1/20程度以下になれば、長周期遡上波が卓越するようになると考えて良いようである。

b) 長周期波の代表値間の関係

Fig. 4. 3 に不規則波の $H_{L1/3}$ と H_{Lm} の相関を、Fig. 4. 4 に $T_{L1/3}$ と T_{Lm} の相関を示す。山口・畑田¹⁾や広瀬・橋本²⁾の現地データと、有義値と平均値の比は良く一致している。また、Fig. 4. 5 に不規則波の H_{Lmax} と $H_{L1/3}$ の相関を、Fig. 4. 6 に T_{Lmax} と $T_{L1/3}$ の相関を示す。 $H_{Lmax}/H_{L1/3}$ が現地データに比べてやや小さくなっているのは、1ケース当たりの長周期波の波数が15~40波程度と少ないためかもしれない。

長周期波の入・反射波分離を、水平床部では Goda³⁾の方法、傾斜部では久保田・水口・堀田・竹澤⁴⁾の方法を用いて行ったところ、反射率は斜面上で0.23~1.00、造波板近くで0.66~1.00となった。水路内の長周期波は二種類の波から成っているため、精度に問題があるが、長周期波の造波板による多重反射の影響は無視出来ないと推定される。

不規則波の場合、長周期波の多重反射によるデータのばらつきを平均値処理で弱められることから、これ以降では平均値を極力用い、最大値は用いないこととする。

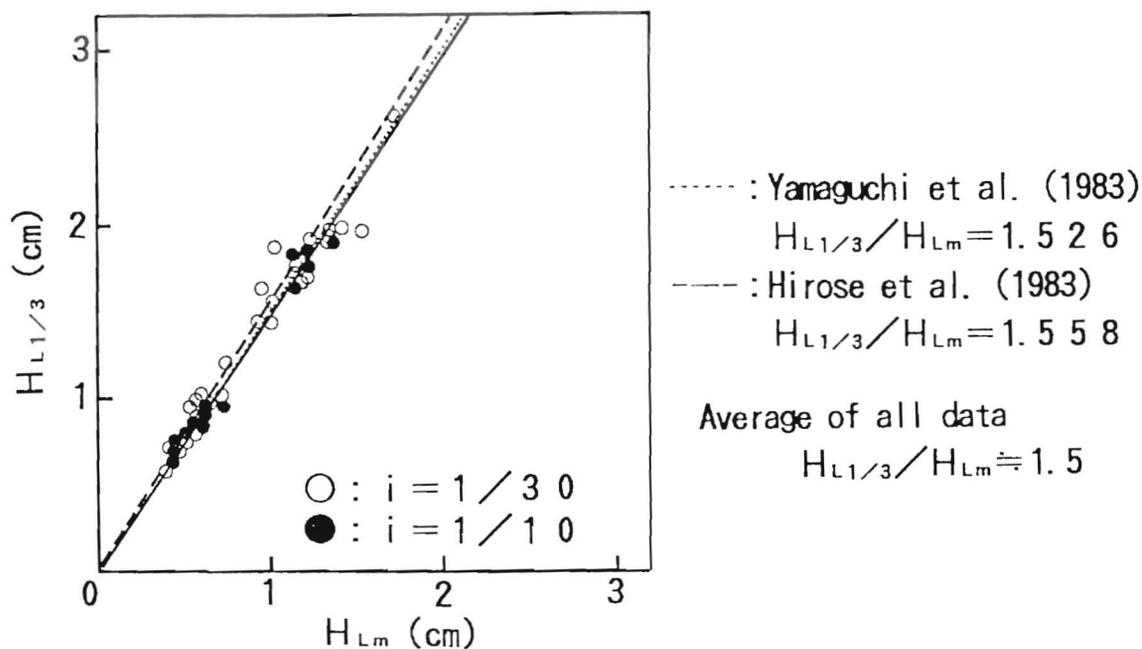


Fig.4.3 Relation between $H_{L1/3}$ and H_{Lm} (irregular waves).

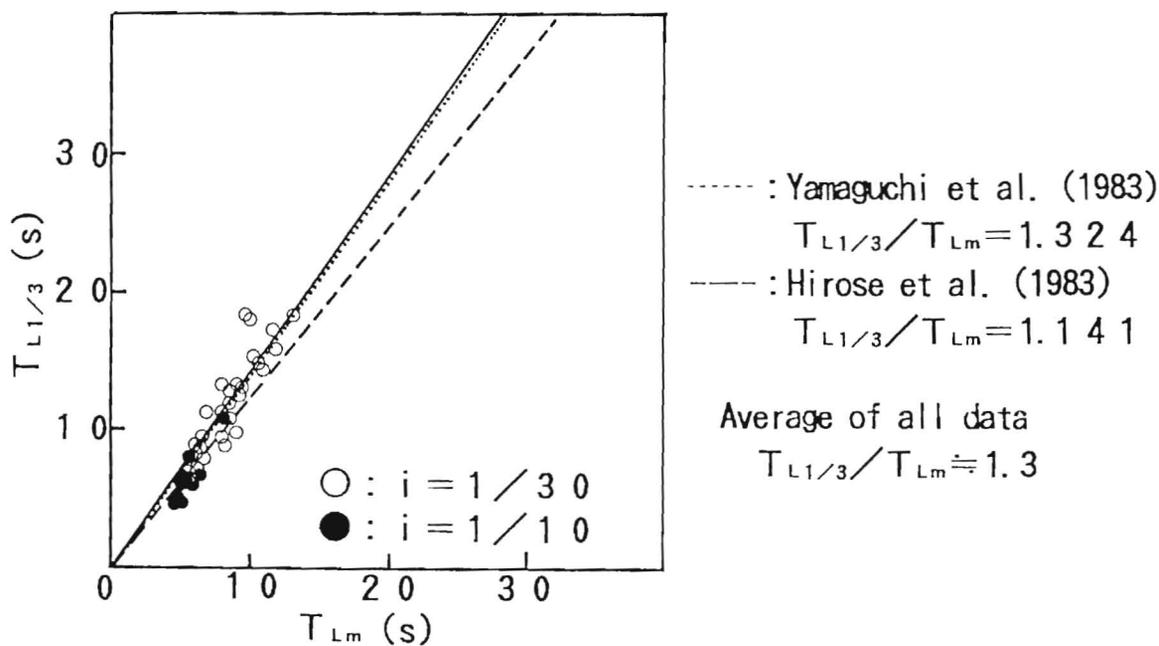


Fig.4.4 Relation between $T_{L1/3}$ and T_{Lm} (irregular waves).

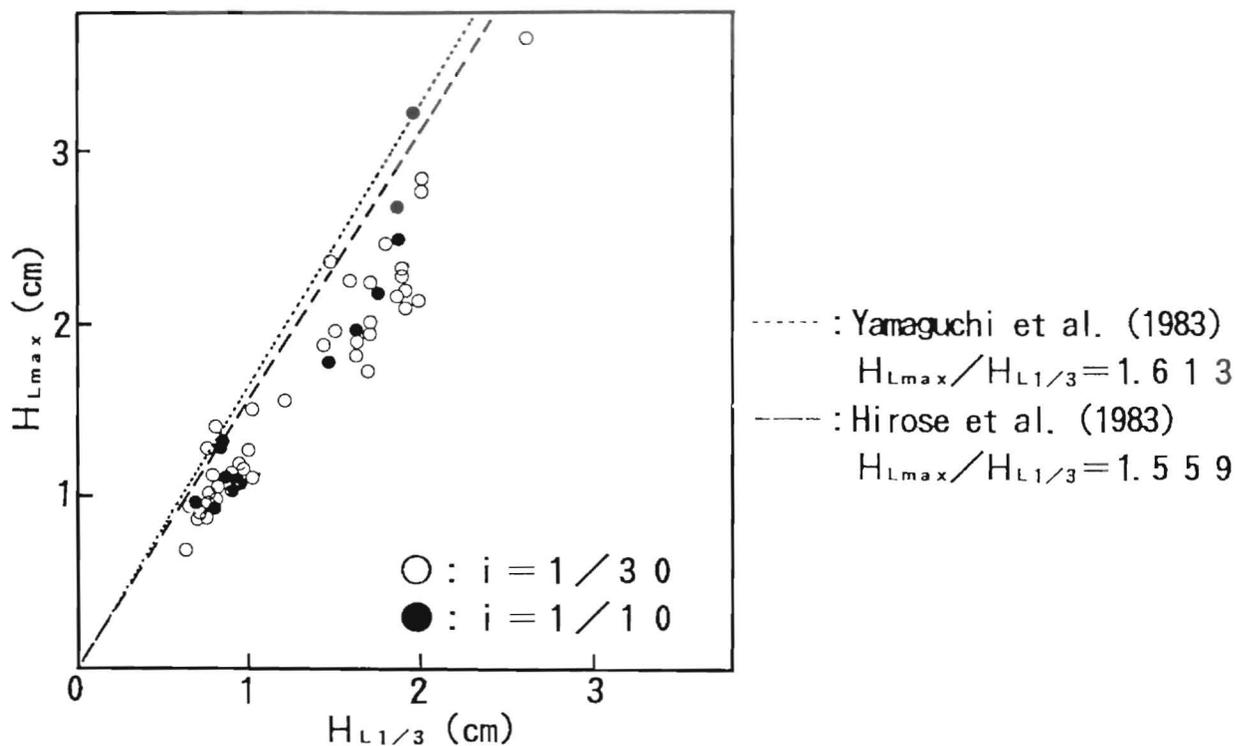


Fig.4.5 Relation between H_{Lmax} and $H_{L1/3}$ (irregular waves).

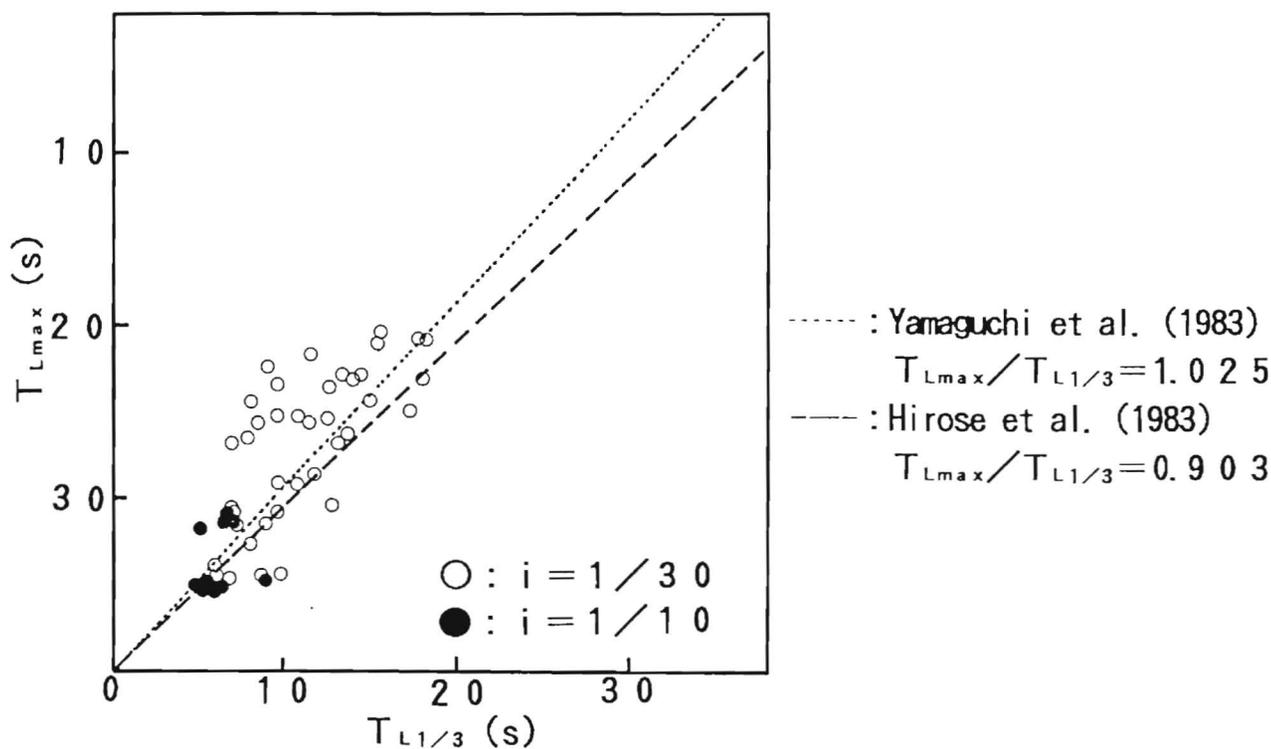


Fig.4.6 Relation between T_{Lmax} and $T_{L1/3}$ (irregular waves).

c) 遡上高の特徴

Fig. 4. 7 は各種の無次元遡上高と j_{2m} の関係を示したものである。図中の R_{cm} は各波群毎の最大遡上高を求めて、それらの平均値を取った値であり、各記号の添字 m は平均値を意味する。本図に示されるように、海底勾配 1/10 の場合には、 j_{2m} が 7 程度までは短いほど、 R_{2m}/R_{pm} および R_{2m}/H_{0m} が大きくなる。このことは、戻り流れや波の吸収・追いつき現象による小さな波の消滅化は、 j_{2m} が短い場合ほど、 R_{2m} を大きくすることを示している。

一方、海底勾配 1/30 の場合には、同様な関係は明瞭でなく、特に、波形勾配が 0.013~0.017 のケースでは、 j_{2m} が長い場合ほど、 R_{cm}/H_{0m} が大きくなる。このことは、海底勾配が緩い場合には、surf zone の岸沖長さが長いために、短周期波が砕波後に十分に減衰し、波群に対応した長周期波成分が卓越するので、 j_{2m} が長い場合ほど遡上波の周期も長くなり、より高く遡上することを示している。

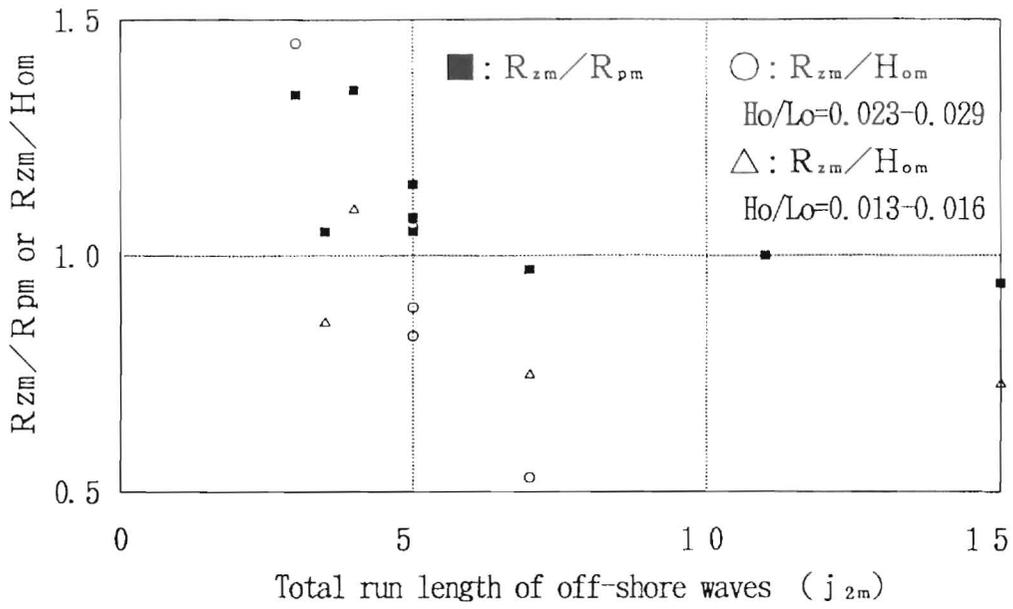
さらに、Fig. 4. 8, 4. 9 は、規則波の遡上高を求める Hunt 式による算定値 (R) を沖波波高 (H_{0m}) で無次元化した値を縦軸に示し、同様に無次元化した長周期波遡上高 (R_{lm})、ピーク遡上高 (R_{pm}) およびゼロアップクロス遡上高 (R_{2m}) を横軸に示したものである。各記号の添字 m は平均値を意味している。

樫木³⁾ は海底勾配が 1/10 より緩くなると、有義遡上高比 $R_{1/3}/H_{01/3}$ が規則波の遡上高比 $R/H_{01/3}$ より小さくなることを指摘しているが、Fig. 4. 8 に示すように、海底勾配 1/30 の R_{lm}/H_{0m} は Hunt 式による規則波の R/H_{0m} より大きくなるので、海岸保全上注意を要する。

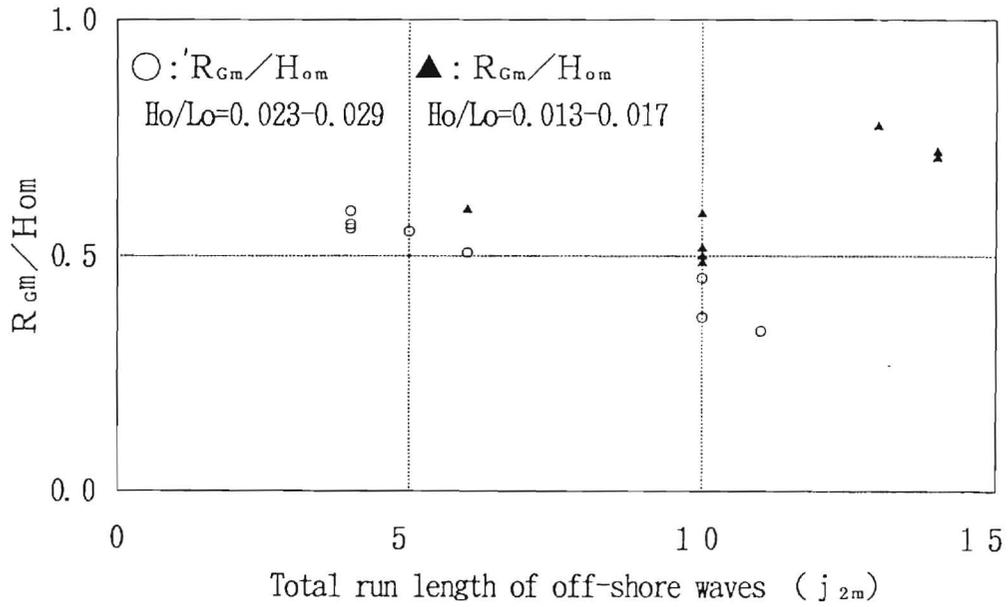
一方、海底勾配 1/10 では、Fig. 4. 9 に示すように、 R_{pm}/H_{0m} は規則波の R/H_{0m} と比較的一致しているが、 R_{2m}/H_{0m} は規則波の R/H_{0m} より大きい (図中の破線矢印は、これで結ばれたデータが同じケースのものであることを示している)。

これらの結果は、各々の遡上高の定義から当然の結果と言えるが、波群性に起因した長周期波成分が卓越するにつれて、規則波による評価法を用いた場合はもちろんのこと、不規則遡上波に対して R_p 定義による評価法を用いた場合でも、海岸保全に対して遡上高を過少評価する危険性がある。その場合には、 R_c 定義による評価法を用いるべきである。

波群性に起因した長周期波成分が卓越している場合には、越波量についても同様なことが言える。本実験での越波量の測定値は、Goda³⁾ の算定図による値とほぼ一致したが、一波群中の最大遡上波に対して集中的に越波しており、入射波の一波毎には越波していないので、単位時間当たりや入射波の一波当たりの平均的な越波量を用いる場合には、海岸保全上の危険性を過少評価しかねないので注意を要する。



(a) slope=1/10



(b) slope=1/30

Fig.4.7 Relation between run-up heights and j_{2m} .
(Slope=1/10, Slope=1/30)

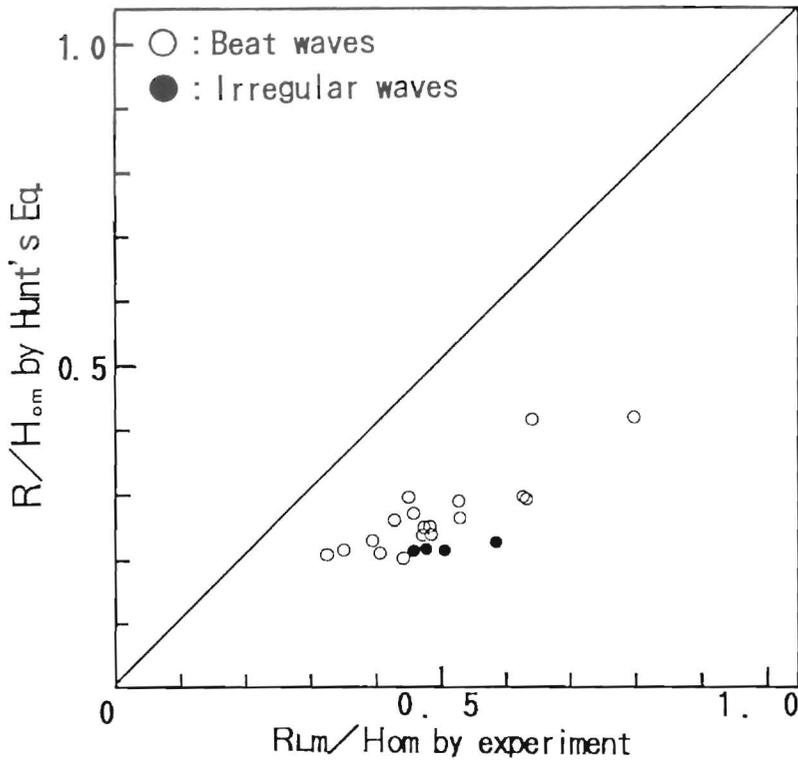


Fig. 4. 8 Comparison between run-up heights of regular waves and those of irregular or beat waves (slope=1/30).

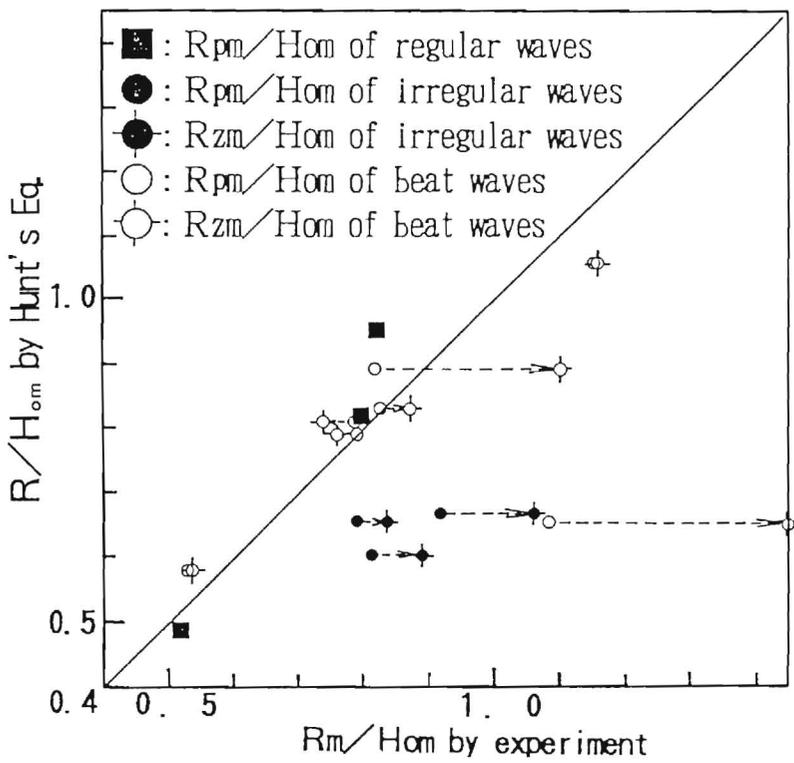


Fig. 4. 9 Comparison between runup heights of regular waves and those of irregular or beat waves (slope=1/10).

4・2 長周期遡上波の経験的モデル

(1) モデル化の基本的考え

波群に起因する長周期遡上波を対象として、簡単なモデル化を試みる。

Freeman・Le-Mehaute⁸⁾の研究を参考に、遡上高と汀線位置の流速 U_s の間にエネルギー保存則を当てはめると、遡上高は次式で表せる。

$$R_L = (1 - K) U_{s,max}^2 / (2g) \dots\dots\dots(4.2)$$

ここに、 K は海底勾配と底面粗度に係わる損失係数であり、 U_s は久保田⁷⁾の研究を参考に次式で表す。

$$U_{s,max} = C_1 (g H_{L_s})^{1/2} \dots\dots\dots(4.3)$$

ここに、 C_1 は主に海底勾配に係わる係数である。

従って、長周期波の遡上高は次式で表せる。

$$R_L = 0.5(1 - K) C_1^2 H_{L_s} \dots\dots\dots(4.4)$$

一方、実際の遡上波は、入射波がFig. 4.10の上図に示すような不規則波であっても、海底勾配が緩い場合はFig. 4.10の下図に示すような放物線に近い形状になる。それゆえ、間瀬⁸⁾や久保田ら⁹⁾に倣って、遡上波の一波を破線で表す放物線でモデル化し、剛体の打ち上げ運動を当てはめると、遡上波の y' 軸上の軌跡は次式で表せる。

$$y_r' = C_2 U_{s,max} t - C_3 g i t^2 / 2 \quad (0 \leq t \leq T_{L_s}) \dots\dots\dots(4.5)$$

ここに、 C_2 と C_3 は剛体の打ち上げ運動を波の遡上運動に当てはめる際の補正係数である。

y_r' の y 方向成分の最大値が遡上高であるから、次式を得る。

$$R_L = (C_2^2 / C_3) U_{s,max}^2 / (2g) = 0.5(C_2^2 / C_3) C_1^2 H_{L_s} \dots\dots\dots(4.6)$$

また、 $y = 0$ の時の $t = T_{L_s}$ から、次式を得る。

$$T_{L_s} = 2 C_2 U_{s,max} / (C_3 g i) = (2 C_1 C_2 / C_3 i) \times (H_{L_s} / g)^{1/2} \dots\dots\dots(4.7)$$

従って、汀線での長周期波高と各係数を評価すれば、長周期波の周期、遡上高および遡上波形が求まる。

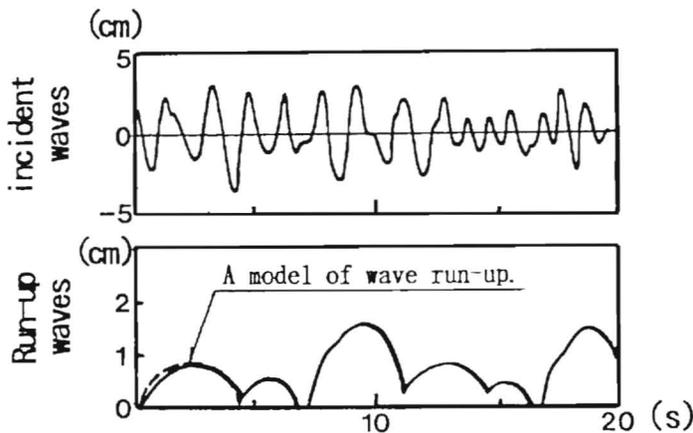


Fig.4.10 A model of wave run-up.

(2) 長周期波の波高の定式化

長周期波高は合田¹⁰⁾によると次式で表される。

$$H_{L1/3}/H_{O1/3} \approx A_{1/3} / [(H_{O1/3}/L_{O1/3})(1+h/H_{O1/3})]^{1/2} \dots\dots\dots(4.8)$$

ここに、 $A_{1/3}$ は波諸元に有義値を用いた時の係数で、合田¹⁰⁾ は平均海底勾配 $\approx 1/25 \sim 1/40$ の 3 海岸での観測値の平均として $A_{1/3} \approx 0.04$ を与えている。

係数 $A_{1/3}$ は、第 3 章 1 節の検討などから、主に海底勾配によって変化すると考えられるので、海底勾配を用いて $A_{1/3}$ を定式化する。

最初に、合田¹⁰⁾、山口ら¹¹⁾および加藤^{11), 12)}の現地データの他、前節の不規則波による実験データを用いて、 $A_{1/3}$ と砕波帯内の平均海底勾配の関係を示すと Fig. 4.11 のようになる。山口らおよび加藤のデータは、その分布幅を縦棒で表し、分布の中心に■印を付けた。データの分布状況と、海底勾配が非常に緩くなれば、波高は底面摩擦により小さくなると考えられることから、次の関係式が得られる。

$$A_{1/3} \approx 0.066 i^{1/8} \quad (1/10 \geq i \geq 1/70) \dots\dots\dots(4.9)$$

Fig. 4.11 の実験データには長周期波の多重反射の影響が含まれているはずであるが、ばらつきの程度が現地データと同程度と見なせたので、そのまま用いた。

次に、Fig. 4.12 のデータのばらつきは、主に波群特性の違いによると考えて、波群特性が判っている前節の実験データを用いて、 $A_{1/3}$ と沖波の波群特性の関係を調べた。ただし、長周期波の多重反射の影響を弱めるために、この影響が相殺し合う平均値を用いた。

まず、波の有義値諸元に対する係数 $A_{1/3}$ と平均値諸元に対する係数 A_m との関係を明らかにしておく。式(4.8)に、前節の実験から得られた $H_{L1/3} \approx 1.5H_{Lm}$ 、短周期波の関係式 $H_{O1/3} \approx 1.6H_{Om}$ 、 $L_{O1/3} \approx 1.2^2 L_{Om}$ および $h = 0$ を代入すれば、次の関係が得られる。

$$A_m \approx 1.01 A_{1/3} \quad (1/10 \geq i \geq 1/70) \dots\dots\dots(4.10)$$

Fig. 4.12 に式(4.9)、式(4.10)による曲線と不規則波の実験データを示した。これらの実験式と実験データとの対応は非常に良い。

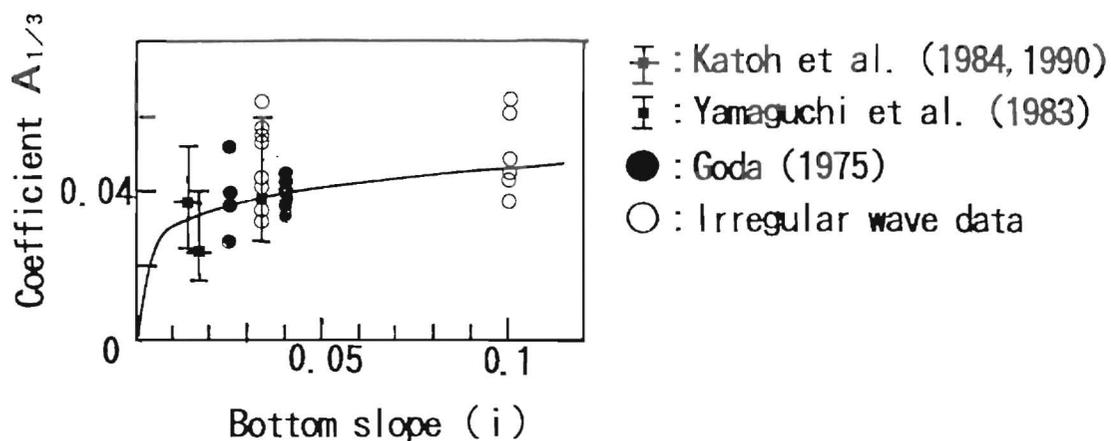


Fig.4.11 Relation between $A_{1/3}$ and bottom slope.

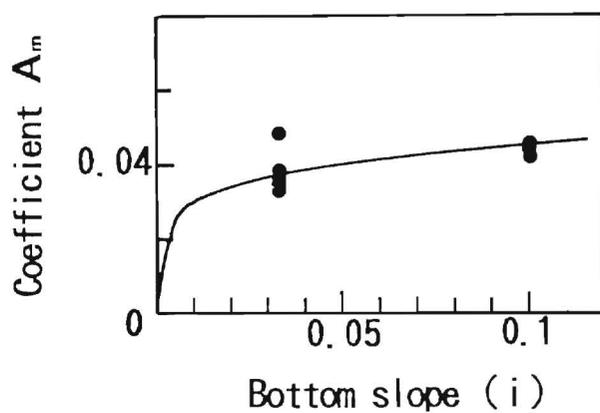


Fig.4.12 Relation between A_m and bottom slope.

次に、波群特性を表す GF および j_{2m} との関係調べる。なお、波群性を表す指標の分布範囲を広げるために二成分合成波のデータも用いた。

その結果、図は省略しているけれども、GF との相関は見られなかった。その理由は、間瀬ら¹³⁾ が指摘しているように、短周期波の碎波によって、GF の値が低下するだけでなく、その分布も狭くなるからと考えられる。

j_{2m} との相関は、波群性に起因する長周期波が卓越する海底勾配1/30の場合に認められたが、沖波の j_{2m} を用いたためか明瞭でなかった。より直接的な指標として、汀線位置での長周期波の平均周期を沖波の平均周期で無次元化した、 T_{Lsm}/T_{om} を用いた場合を Fig. 4.13に示す。 T_{Lsm}/T_{om} と A_m の相関は明瞭であるが、図中に見られるように、波形勾配も指標に含める必要性のあることが判る。これを定式化すると海底勾配 $i = 1/30$ に対して次の関係式を得る。

$$A_m \approx 0.066 i^{1/6} [0.016 (T_{Lsm}/T_{om}) (H_{om}/L_{om})^{-1/2}] \dots\dots\dots(4.11)$$

ただし、Fig. 4.11の現地データに対しては、十分良好な関係が得られず、式(4.11)を普遍的に利用するには問題がある。精度の良いデータによる詳細な検討が必要である。

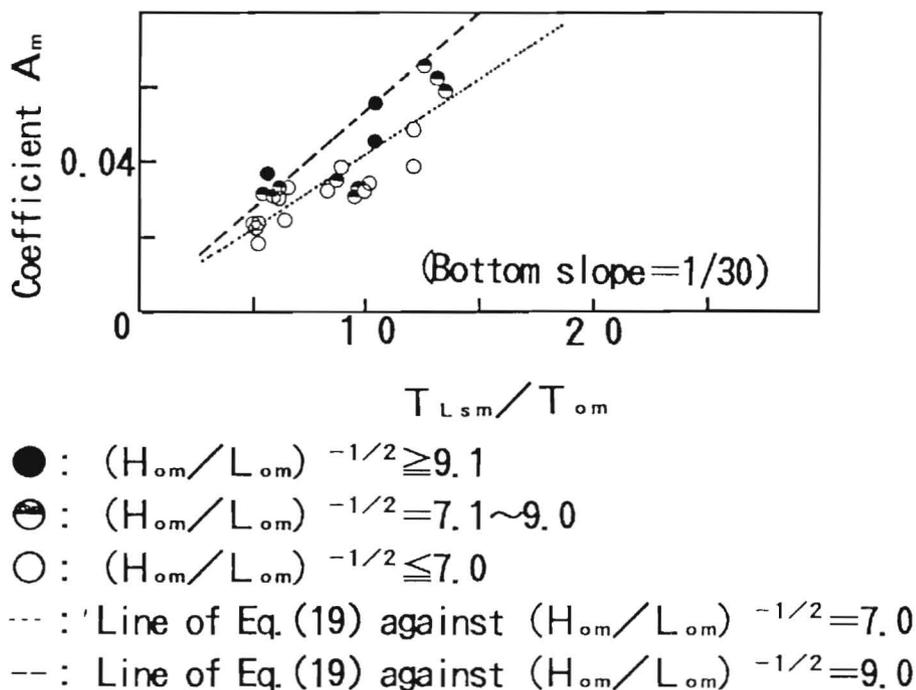


Fig.4.13 Relation between A_m and T_{Lsm} .

(3) 長周期波の周期の定式化

式(4.7)に基づき、平均海底勾配が1/20程度より緩い場合の、碎波帯内の T_{Lm}^2 と H_{Lm}/g の関係をFig. 4.14に示す。この図は、勾配1/30の実験データに、碎波帯内の長周期波の波高および周期は概ね等しいと考えて、合田¹⁰⁾および加藤・中村・池田¹⁴⁾の現地データの内、碎波帯内に有ると見なせるデータを、長周期波の平均値に換算($H_{Lm} \approx H_{L1/3} / 1.5$, $T_{Lm} \approx T_{L1/3} / 1.3$ 、また加藤ら¹⁴⁾の T_{Rout} に対しては、加藤ら¹⁵⁾の研究から $T_{Rout} \approx 0.425 T_{L1/3}$)して補充したものである。Fig. 4.14から次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} (T_{Lm})_{in}^2 &\approx 288.0^2 (H_{Lm}/g)_{in} \\ C_{1m}C_{2m}/C_{3m} &\approx 144.0i \\ (T_{L1/3})_{in}^2 &\approx 305.7^2 (H_{L1/3}/g)_{in} \\ &(1/20 > i \geq 1/60 \text{かつ } H_{om}/L_{om} \geq 0.015) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4.12)$$

ここに、添字inは碎波帯の中を、添字mは平均値を意味する。また、有義値は前出の換算式を用いて求めた。

なお、海底勾配1/10の実験データには、波群性に起因する長周期波のみが卓越している訳ではないため、相関が見られなかった。

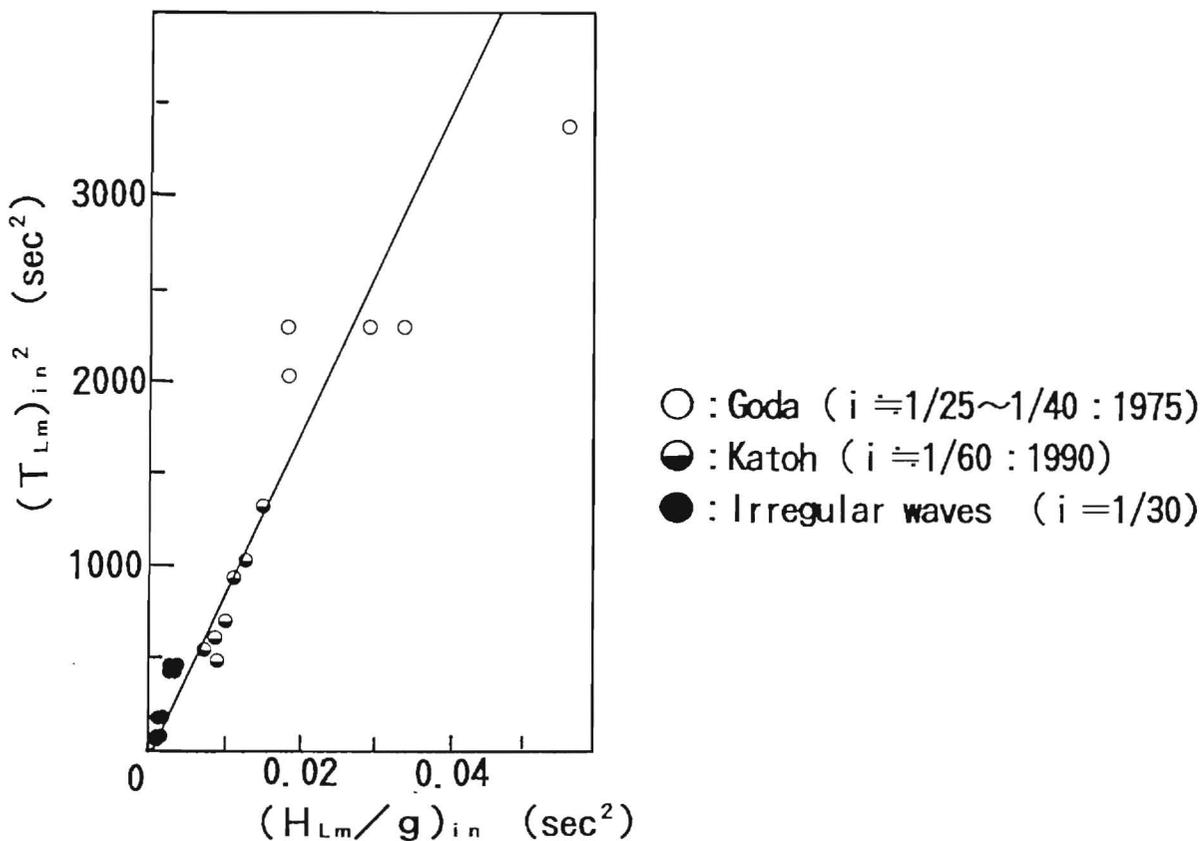


Fig.4.14 Relation between T_{Lm} and H_{Lm} in surf zone.

(4) 遡上高の定式化

遡上高の基本式には式(4.4)または式(4.6)、式中の長周期波波高の算定には式(4.8)～式(4.10)を用いる。式(4.9)は簡便であり、海の波で実在性の低い $j_{2m} \geq 12$ を除けば、精度もそれほど悪くない。

まず、式(4.4)または式(4.6)の係数を定式化する。海底勾配1/20以下では波群性に起因した長周期遡上波が卓越しており、他の研究者が測定した遡上高は長周期波成分遡上高に実質上等しいと見なせるので、前節の遡上実験データ(不規則波とビート波)に、榎木ら(不規則波)¹⁶⁾、岩田ら(不規則波とビート波)¹⁷⁾および間瀬ら(不規則波とビート波)^{13)、18)}の実験データと加藤¹²⁾の現地データも加えて定式化を行った。ただし、不規則波の場合に長周期波の多重反射の影響を弱めるためと、不規則波データの不足をビート波データで補うために、平均値諸元を用いている。

式(4.4)または式(4.6)の係数は主に海底勾配の関数になると考えられ、この係数と海底勾配の関係をFig. 4.15に示す。なお、図中の●データを結んでいる縦棒は、縦棒上にこのデータが分布していることを示している。本図から係数と海底勾配の間に相関が認められ、次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} (1-K)_m C_{1m}^2 &= (C_{2m}^2 / C_{3m}) C_{1m}^2 \approx 46.0 i^{5/6} \\ R_{Lm} / H_{0m} &\approx 1.52 i / (H_{0m} / L_{0m})^{1/2} \\ R_{Lm} / H_{01/3} &\approx i / (H_{01/3} / L_{01/3})^{1/2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(4.13)$$

(1/20 ≥ i ≥ 1/60)

ここで、沖波の平均値から有義値への換算には、前出の関係式を用いた。また、他の研究者の遡上高データを平均値へ換算するためには、次式を用いた。

$$\left. \begin{aligned} R_{Lmax} / R_{Lm} &\approx 2.4 \\ &(\text{遡上波100波程度に対して}) \\ R_{L1/3} / R_{Lm} &\approx 1.5 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(4.14)$$

式(4.14)は、次の現地データ等から求めたものである。

田中ら¹⁹⁾によると、砕波帯内の平均海底勾配が1/30程度の海岸で $R_{L1/3} / R_{Lm} \approx 1.66$ であり、久保田⁷⁾によると、砕波帯内の平均海底勾配1/20～1/60程度の3海岸の長周期遡上波高(100～200波程度)に関して、最大値/有義値 ≈ 1.60 、有義値/平均値 ≈ 1.40 である。さらに、Rayleigh分布が成り立つならば、遡上波100波程度に対して $R_{max} / R_m \approx 2.66$ である。

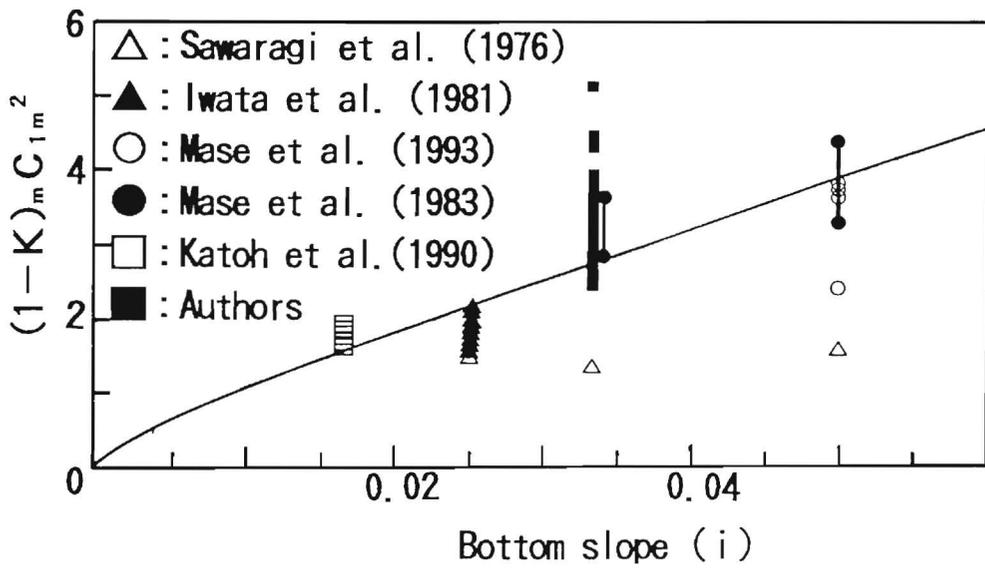


Fig.4.15 Relation between coefficients and bottom slopes.

Eq. (4.13) による算定値と実測データの相関をFig. 4.16に示す。

また、間瀬ら¹³⁾ は水理模型実験から、不規則波の遡上高の最大値、有義値および平均値を求める算定式を提案している。これらの式も変数に海底勾配と波形勾配を用いているが、係数と指数が式(4.13)と異なる。海底勾配が緩い場合、これらの遡上高は長周期波成分遡上高に実質上等しくなることから、これらの内、長周期波の多重反射の影響が最も小さいと考えられる平均遡上高の算定式による値と実測データの相関をFig. 4.17に示す。

Fig. 4.16とFig. 4.17の比較から、海底勾配1/30以上（間瀬ら，著者のデータ）では、両式に優劣は付けられないが、海底勾配1/40以下（岩田ら，加藤のデータ）に対しては、緩勾配を対象とした式(4.13)の方が良い精度を期待出来るようである。

また、式(4.12)と式(4.13)から式(4.5) の諸係数が求められるので、遡上波の斜面上の軌跡 $y_{r,m}$ の平均値は次のように表せる。

$$y_{r,m} \approx [0.319(g H_{L,m})^{1/2} t - 0.00111 g t^2] / i^{1/6} \quad (1/20 \geq i \geq 1/60) \dots\dots\dots(4.15)$$

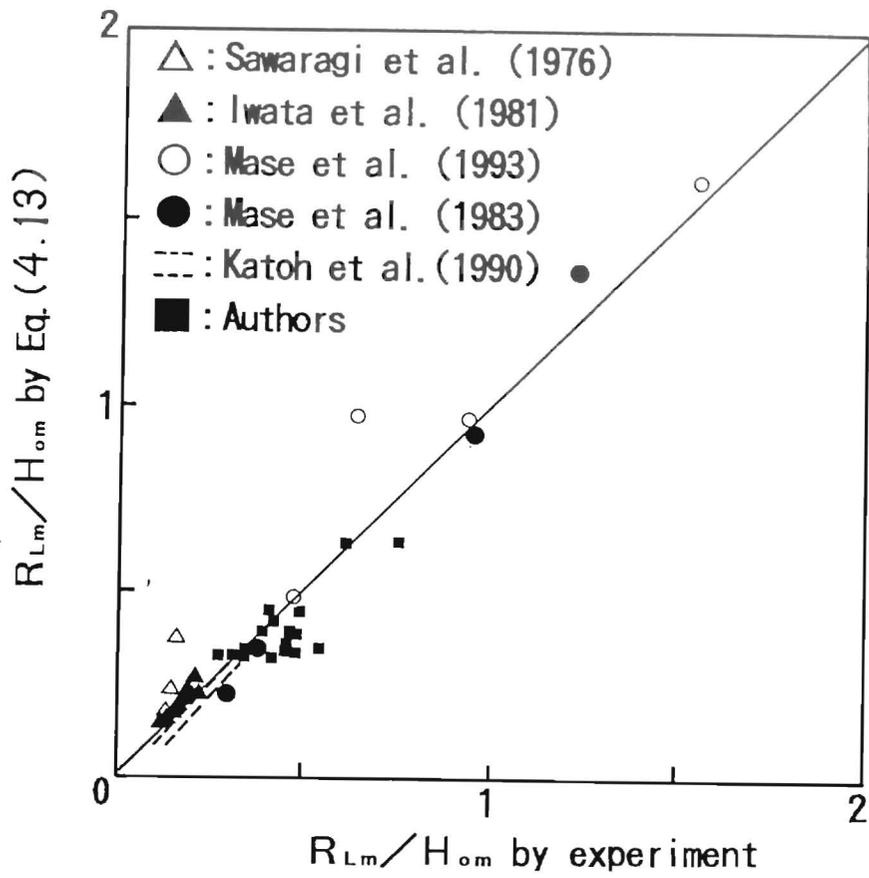


Fig.4.16 Comparison of R_{Lm} calculated by Eq.(4.13) with measured data.

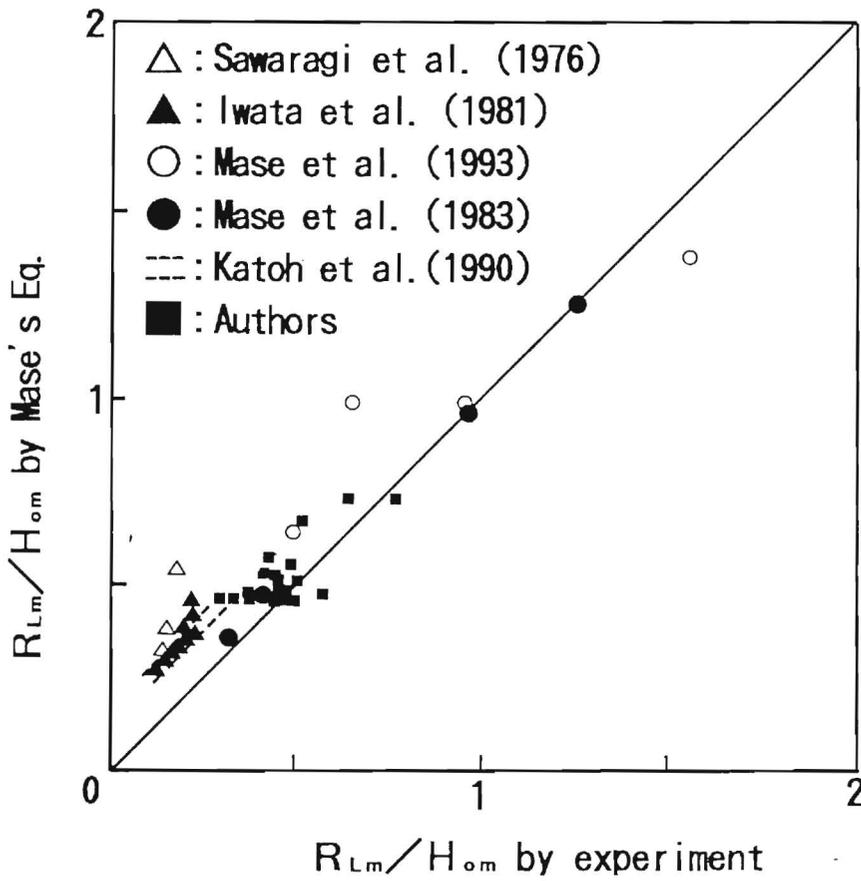


Fig.4.17 Comparison of R_{Lm} by using of Mase et al. equation with measured data.

4・3 結 語

本章の研究成果をまとめると以下の通りである。

- a) 海底勾配1/10の場合は、 j_{2m} が短いほど戻り流れや波の吸収・追いつき現象による長周期化が顕著である。海底勾配1/30の場合は、 j_{2m} の値に関係なく、波群に対応した長周期波成分が顕著になる。これらの事実は、第2章で調査した既往文献の内容と整合しており、海底勾配が1/10程度以下になれば、戻り流れや波の吸収・追いつき現象の影響が無視できなくなり、海底勾配が1/20程度以下になれば、長周期遡上波が卓越すると考えられる。
- b) 本実験データの有義値と平均値の比は既往の現地調査のそれと良く一致している。
- c) 入・反射波の分離を行った結果によれば、長周期波の造波板による多重反射の影響は無視できなと推定される。不規則波の場合は、長周期波の多重反射によるデータのばらつきを平均値処理で弱められることから、データ解析は平均値を極力用いている。
- d) 海底勾配1/10の場合は、 j_{2m} が7程度までは短いほど、 R_{zm}/R_{pm} および R_{zm}/H_{om} が大きくなる。このことは、戻り流れや波の吸収・追いつき現象による小さな波の消滅化は、 j_{2m} が短いほど、 R_{zm} を大きくすることを示している。
一方、海底勾配1/30の場合は、同様な関係は明瞭でなく、波形勾配が0.013~0.017のケースでは、 j_{2m} が長いほど、 R_{cm}/H_{om} が大きくなる。このことは、海底勾配が緩い場合には、surf zoneの岸沖長さが長いために、短周期波が碎波後に十分消波して、波群に対応した長周期波成分が卓越するので、その結果、 j_{2m} が長いほど遡上波の周期も長くなり、より高く遡上することを示している。
- e) 海底勾配1/30の R_{cm}/H_{om} はHunt式による規則波の R/H_{om} より大きくなるので、海岸保全施設の設計上注意を要する。一方、海底勾配1/10では、 R_{pm}/H_{om} は規則波の R/H_{om} と比較的良く一致するが、 R_{zm}/H_{om} は規則波の R/H_{om} より大きくなる。これらは、各々の遡上高の定義から当然の結果と言えるが、波群性に起因した長周期波成分が卓越するにつれて、規則波による評価法を用いた場合はもちろんのこと、不規則遡上波に対して R_p 定義による評価法を用いた場合でも、遡上高を過少評価する危険性がある。その場合には、 R_c 定義による評価法を用いるべきである。
- f) 本実験データおよび既往の現地観測データを用いて、エネルギー保存則と運動方程式に基づいて、長周期波の波高、周期および遡上高を求められる算定式を提案した。これらの算定式は、長周期波に関する予備検討を行う際や数値モデルによる計算の入力条件である長周期波の周期を知る時に有用となる。

第 5 章

入射波卓越型遡上高および越波量算定式

5・1 複断面への規則波の遡上高算定式

海岸侵食によって海岸保全環境が悪化している海岸では、砂浜の顕著な減少により急勾配海岸になっている場合が多い。このような海岸では、不規則波相互間の干渉や長周期波の影響を無視した、従来の短周期波に対する取扱が適用できると考えられるが、多様な海岸保全施設によって複雑な海岸断面になっている場合が多く、このような海岸への不規則波による越波量を簡単に求められる算定法はまだ確立されていない。これを水理模型実験や数値シミュレーションによって行うことは可能であるが、容易ではない。

本章では、このような越波量を実験式によって比較的簡便に求められる算定法の開発を試みるが、ここでは、先ず、複断面への規則波の遡上高に対する算定式を求める。

次式で示される中村・佐々木・山田¹⁾の改良仮想勾配角 α を導入することにより、複断面への適応を図る。

$$\alpha = \tan^{-1} [(R + h_b)^2 / 2 Ar] \quad \text{-----(5.1)}$$

ここに、 R は波の打ち上げ高、 h_b は碎波水深、 Ar はFig. 5.1に斜線で示す遡上波先端位置から碎波水深までの断面積である。

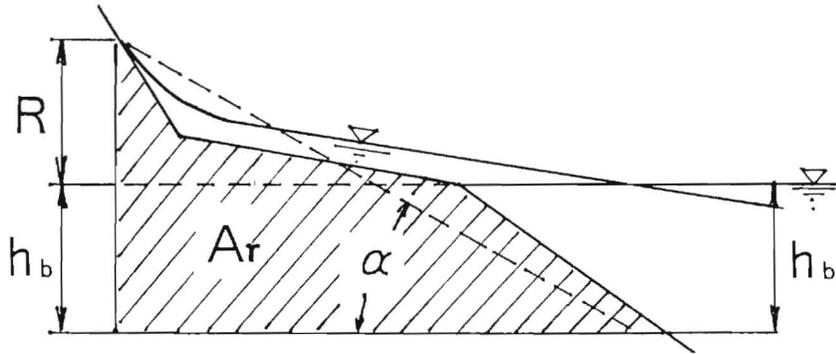


Fig.5.1 Hypothetical single slope angle (Nakamura et al.,1972).

改良仮想勾配角 α を求めるには碎波水深と波の打ち上げ高の算定が必要であり、以下の様にする。

まず、碎波水深は取扱の簡便さから、越波による碎波波高の低下を無視して求める。

Fig. 5. 2 (図中の H_b/H_o は堤防天端高/沖波波高) は著者達が行った越波実験から得られた碎波諸元と合田²⁾による非越波時の碎波諸元を比較したものであるが、越波時には碎波諸元が低下している。波形勾配が小さな領域で両者が一致する場合があるが、これは越波量が小さな場合である。また、無次元碎波波高 (H_b/H_o) が零のケースがあるが、これは越波しているために碎波していないケースである。

次に打ち上げ高は中村ら¹⁾の算定図を利用して求めるが、そのためには改良仮想勾配角を知る必要がある。すなわち、まず、打ち上げ高を仮定して式(5.1)から α を求め、次に算定図から打ち上げ高を求め、打ち上げ高の仮定値と算定値が一致するまで繰り返し計算を行う。波の浅水計算と本繰り返し計算は電算処理する事が望まれる。計算に便利のために中村らの算定図から実験式を求めると次式のようなになる。

$$R = 1.25(\cos \alpha)^2 (\tan \alpha)^{0.6} (H_o/L_o)^{-1/4} H_o \quad [1/3 \leq \tan \alpha \leq 1/50] \quad \text{---(5.2)}$$

ここに、 H_o は沖波波高、 L_o は沖波波長である。

上式は次の様にして導かれた。まず、打ち上げ高はエネルギー保存則から次のように表せる。本式は式(4.2)と同じ形をしている。

$$R = (1 - K) U_{max}^2 / 2g \quad \text{---(5.3)}$$

ここに、 K は海底摩擦等によるエネルギー損失係数、 U_{max} は汀線位置の流速である。

今、岩垣ら³⁾などの既往の研究から、 U_{max} に対して式(5.4)を仮定すれば、式(5.5)を得る。

$$U_{max} = C_4 (g \zeta_m)^{1/2} \cos \alpha \quad \text{---(5.4)}$$

$$R = 0.5(1 - K) C_4^2 \zeta_m (\cos \alpha)^2 \quad \text{---(5.5)}$$

ここに、 C_4 は碎波帯以浅の海底断面地形等による係数、 g は重力加速度、 ζ_m は汀線位置の平均水位上昇量である。

海底勾配 1/10 の模型断面に対する水理実験で汀線よりやや沖側の平均水位上昇量をサーボ式水位計で測定し、これを ζ_m と見なして、打ち上げ高との関係を調べたところ Fig. 5. 3 のようになった。この図から式(5.5)の妥当性が認められる。

さらに山本⁴⁾の次の実験式と、

$$\zeta_m = H_s / [2.4(\tan \alpha)^{0.3}] = 0.8(\tan \alpha)^{0.6} H_o \quad \text{---(5.6)}$$

砂村⁵⁾による次の経験式を、

$$H_b = (\tan \alpha)^{0.2} (H_o/L_o)^{-1/4} H_o \quad \text{---(5.7)}$$

式(5.5)に代入し、係数 C_4 を中村らの算定図と比較することにより決定すれば、式(5.2)が得られる。

算定式(5.2)が適用出来るのは砕波後の打ち上げ高に対してであり、非砕波の場合には海底勾配の影響は弱いと考えて、高田⁹⁾の研究を参考に次式を用いる。

$$R = \{1.0 + \pi(H/L) \coth(2\pi h/L)\} H_0 \quad \text{.....(5.8)}$$

ここに、 h は堤防前面水深であり、 H と L は h に対する波高と波長である。

この場合の R については高田⁹⁾の提案した算定式が別にあるが、波形勾配の小さい場合に計算値が過大になるので、本研究では採用しなかった。

中村等の算定図との比較をFig. 5. 4に、現地観測データ(山本・竹田⁷⁾による)との比較をFig. 5. 5に示す。

Fig. 5. 5の現地データは砕波帯内の平均海底勾配が $1/10$ 程度と急な場合であり、長周期波の影響を無視した本算定式でも良く一致している。

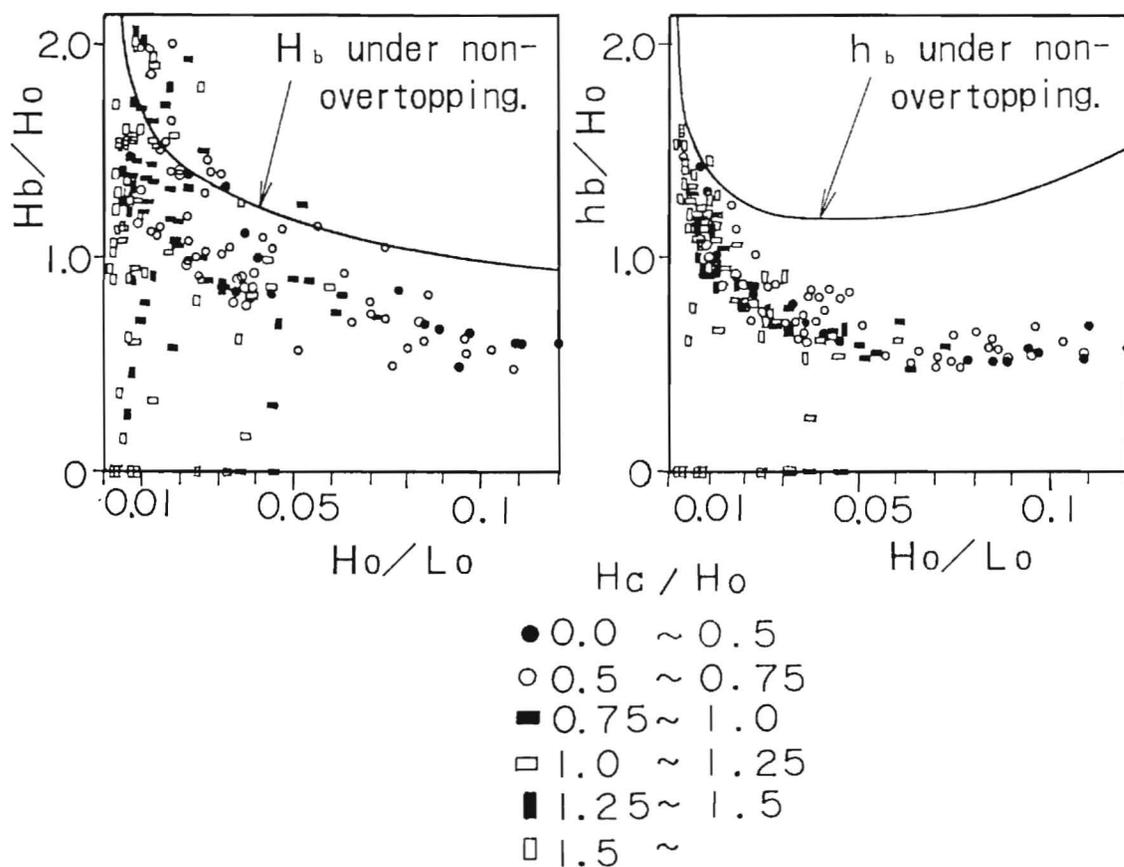


Fig.5.2 Breaking wave height and breaking water depth during wave overtopping.

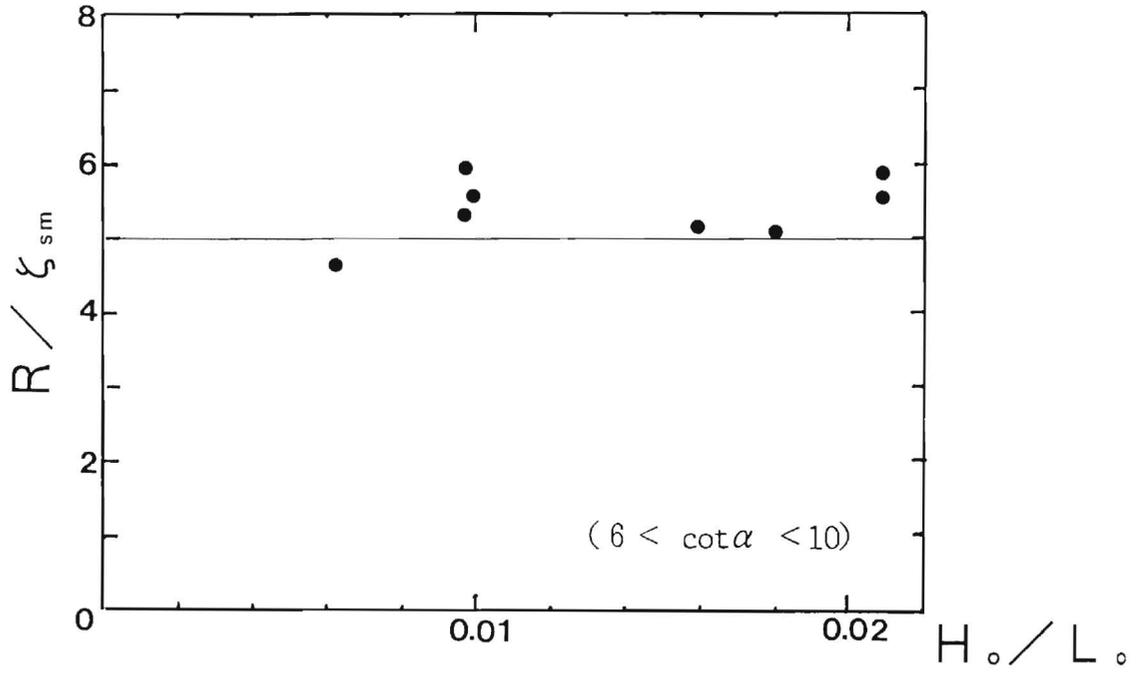


Fig. 5.3 Relation between R/ζ_{sm} and wave steepness.

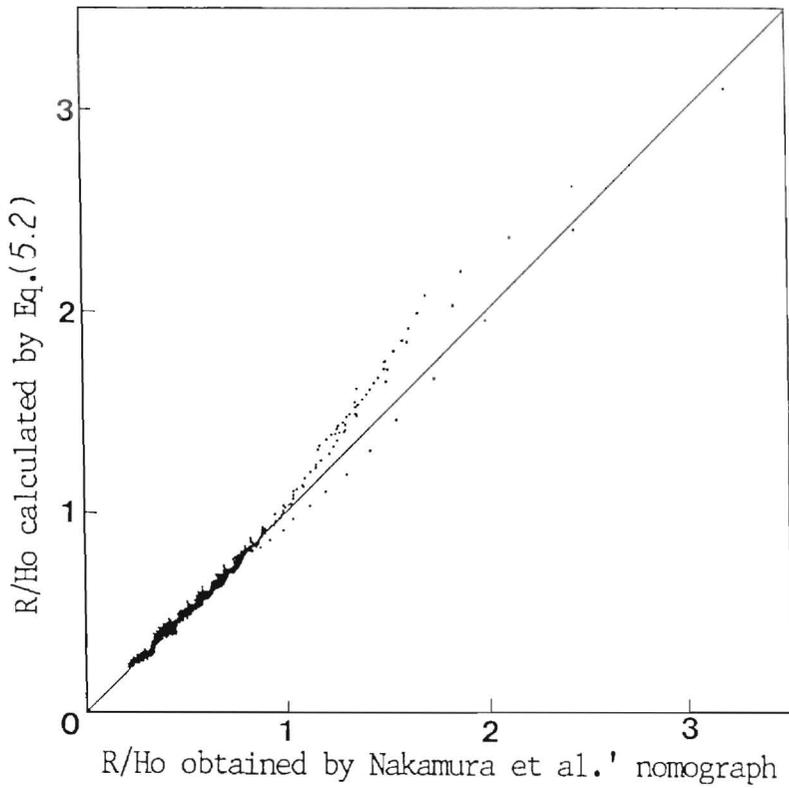


Fig.5.4 Comparison of R/H_o calculated by using Eq.(5.2) with R/H_o obtained by nomograph presented by Nakamura et al.

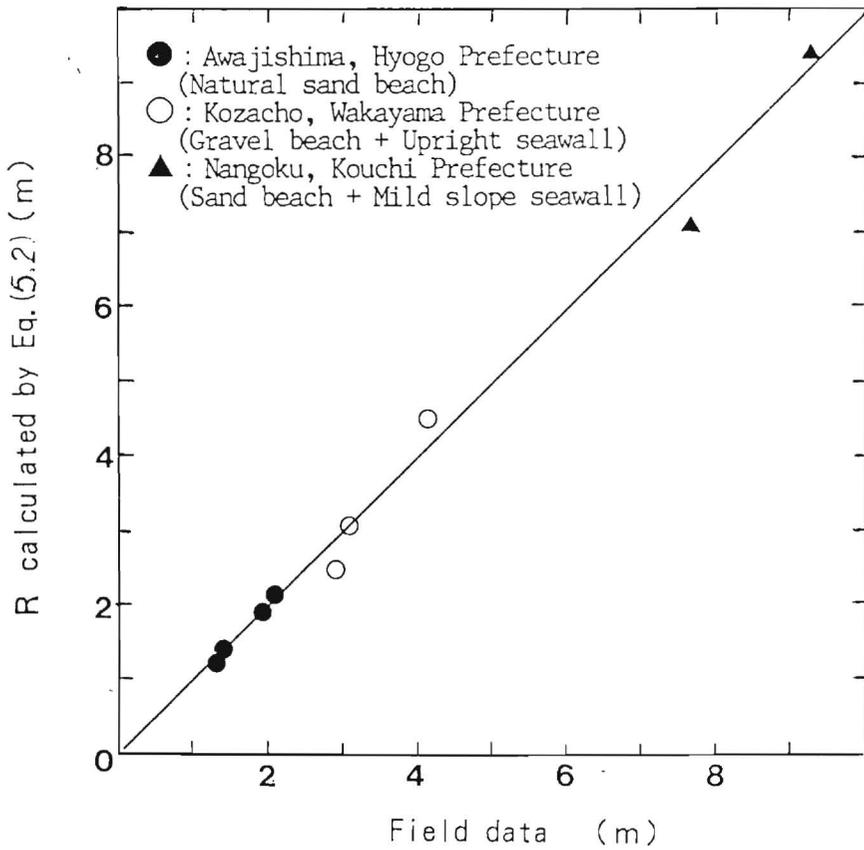


Fig.5.5 Comparison of R calculated by using Eq.(5.2) with field data.

5・2 複断面への不規則波の越波量算定式

高田⁶⁾はFig. 5.6の下図に示す様な遡上波の断面波形を考え、天端より上の仮想の遡上波断面積(図中の斜線部)と一周期当たりの越波量の相関が高いことから、打ち上げ高と越波量 q の間に次式の関係のあることを示した。

$$q = a_0 \cdot [(X_0/R) - \cot \theta] (R - H_c)^2 / 2 \quad \dots\dots\dots(5.9)$$

ここに、 a_0 は越波係数、 X_0 は遡上波の断面波形の水平長さ、 θ は堤防の表のりなどの代表断面の勾配角、 H_c は堤防天端高である。

次に碎波時及び非碎波時に分けて検討する。

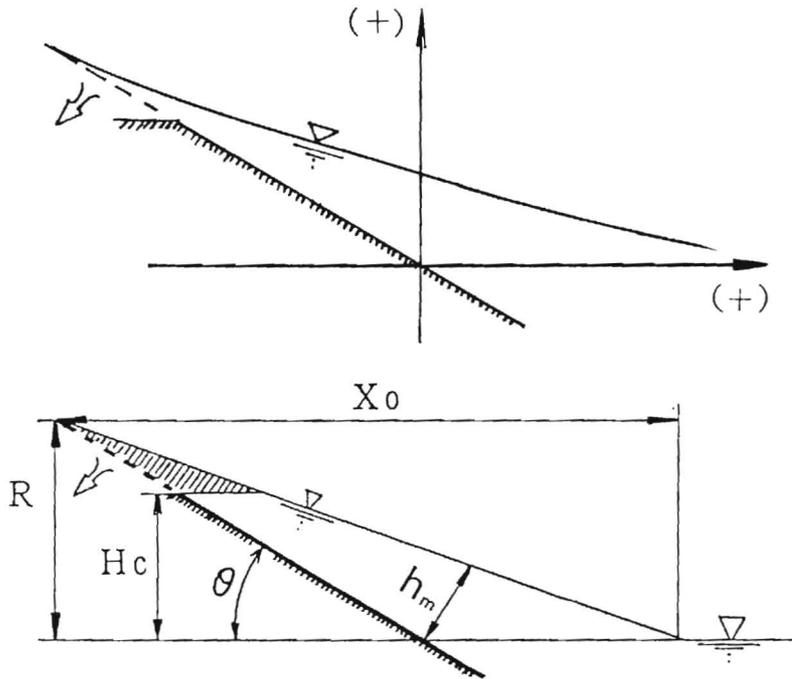


Fig. 5.6 Actual shape and assumed shape of wave run-up profile.

を使って積分すれば、次式を得る。

$$\gamma = (C_b x^{5/2} + 0.09/i)^{-1/2} \dots\dots\dots(5.14)$$

ここに、 $C_b = \left[\frac{1}{\gamma_b^2} - \frac{9}{100i} \right] \left[\frac{1}{x_b} \right]^{5/2}$ である。

$\zeta = 0$ となる位置を $x_s = 0.8x_b$ とすれば、

$$\gamma_s = \left[0.572 \left(\frac{1}{\gamma_b^2} - \frac{9}{100i} \right) + \frac{9}{100i} \right]^{-1/2} \dots\dots\dots(5.15)$$

式(5.12)と式(5.15)の各々に対して、 $\zeta = 0$ となる $x = x_s = 0.8x_b$ で $H = H_s$ とすれば、

$$\left. \begin{aligned} \eta &= \frac{H_s}{2} J_0 \left(\frac{\omega}{2ig} \sigma \right) \sin \left(\frac{\omega}{2ig} \lambda \right) \\ &\quad - \frac{2gH_s^2}{\sigma^2} J_1^2 \left(\frac{\omega}{2ig} \sigma \right) \cos^2 \left(\frac{\omega}{2ig} \lambda \right) \\ H_s &= 0.8h_b \left[0.572 \left(\frac{1}{\gamma_b^2} - \frac{9}{100i} \right) + \frac{9}{100i} \right]^{-1/2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(5.16)$$

そして、式(5.16)の第一式より $x = 0$ での η の最大値を求め、さらに汀線位置での平均水位上昇量も式(5.6) から考慮すれば、 h_m に関する近似式として次式を得る。

$$\frac{h_m}{H_b} = \frac{1}{2} \frac{H_s}{H_b} \cdot J_0 \left[\frac{4\pi\sqrt{H_b}}{\sqrt{gTi}} \sqrt{\frac{h_m}{H_b}} \right] + 0.8i^{0.6} \dots\dots\dots(5.17)$$

ここに、 i は $1/\cot\alpha$ である。

式(5.17)による計算値をFig. 5.7 に破線で示す。一緒にプロットされている印は著者が行った非越波時の実験から求めた h_m である。ただし、 H_b には式(5.7) を用いている。

式(5.17)による計算値はやや大きめの値を与える。また、ベッセル関数 J_0 の計算は多少時間を要する。よって、ベッセル関数を三角関数で近似し、現実的な数値を代入して検討した結果、式(5.18)のように簡略化出来た。

$$\frac{h_m}{H_b} \approx 0.7 \left\{ \frac{0.375}{\pi^{3/4}} \frac{i^{1/2}}{(0.8H_b/L)^{1/4}} + 0.8i^{0.6} \right\} \dots\dots\dots(5.18)$$

式(5.18)による計算値をFig. 5.7 に実線で示す。

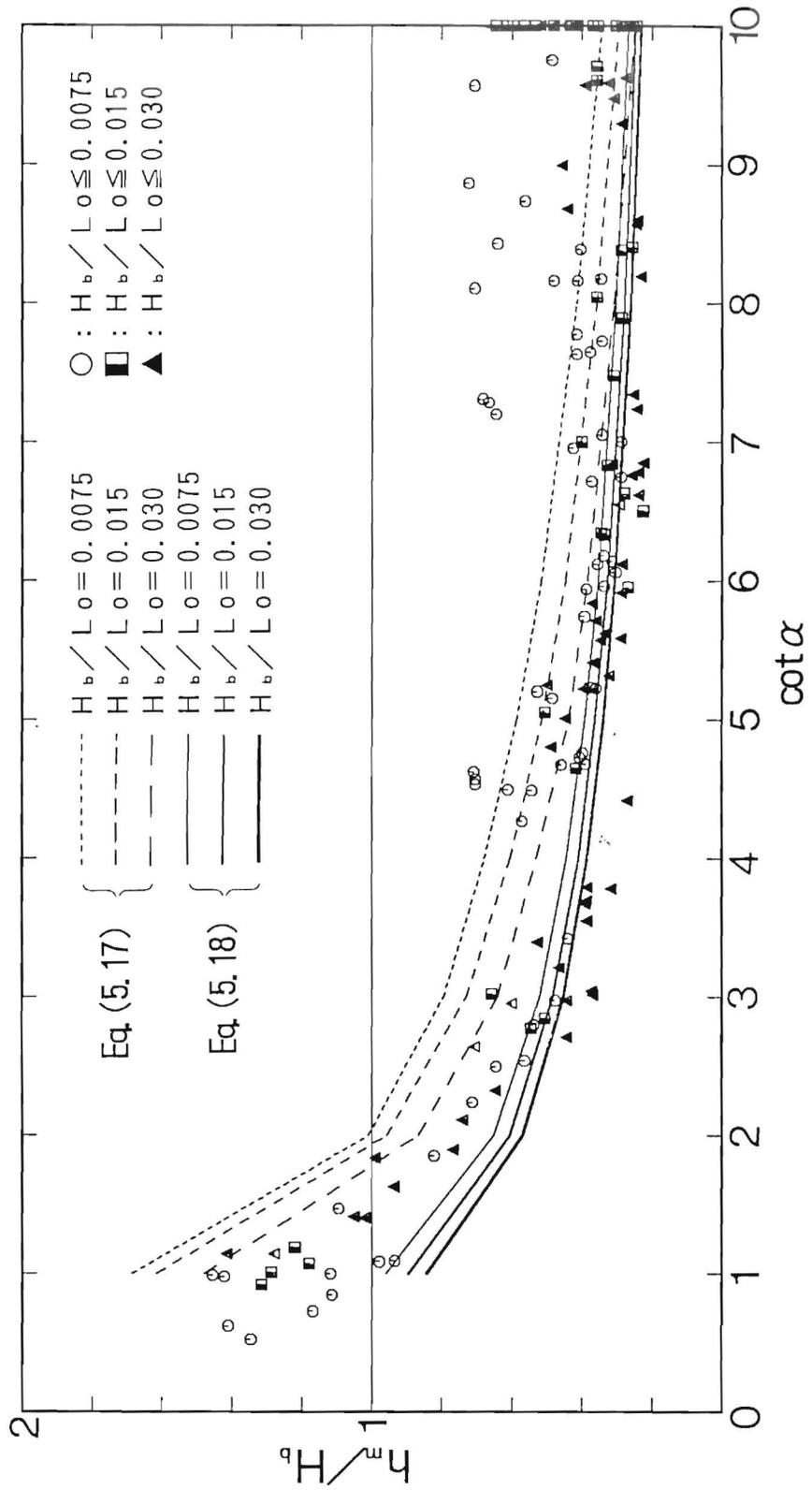


Fig.5.7 Relation between the maximum thickness of the water tongue and the bottom slope.

次に、越波係数 a_0 の定式化を行う。越波係数は堤防天端高より上に来る仮想の遡上波形断面積の内、どの程度の量が実際に堤防を越えて内陸側へ到達するかを表すものであるから、遡上水塊の水平移動成分に関わってくると考えられる。よって、堤防前面の断面勾配が緩いほど、または、波形勾配が緩いほど大きくなると考えられるので、二つのパラメータ $(\cos \theta + \cos \alpha) / 2$ と $(L_0 / H_b)^{1/3}$ を考え、無次元越波量との関係を調べた結果、Fig. 5. 8 のようになった。これより両パラメータで無次元越波量を規定できることが判る。なお、後者のパラメータに H_b を用いた理由は、碎波後の越波を扱うからである。

以上から、規則波の碎波後の越波量の算定法は次式のようにになる。

$$\left. \begin{aligned} q &= a_0 [(X_0 / R) - \cot \alpha] (R - H_c)^2 / 2 \\ a_0 &= 0.1 (L_0 / H_b)^{1/3} (\cos \theta + \cos \alpha) / 2 \\ X_0 / R &= \cot [\alpha - \tan^{-1} (h_m / R / \sin \alpha)] \\ h_m &= 0.7 [0.1589 (\tan \alpha)^{1/2} / (0.8 H_b / L_0)^{1/4} \\ &\quad + 0.8 (\tan \alpha)^{0.6}] H_b \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(5.19)$$

ただし、 H_b には非越波時の式(5.7)を用い、越波による波高低下を考慮した値を用いてはならない。

式(5.19)を用いて越波量を算定し、越波量の実験値との相関を調べたところFig. 5. 9 に示す通りで良好である。ただし、碎波波高の算定に対しては、取扱の簡便のために越波による碎波波高の低下を考慮していない。なお、本研究で行った実験はいずれの場合も、二次元水路は長さ18m、幅40cm、高さ75cmで、海底模型の勾配は1/10であり、波高、周期、水深を適当に変えて行った。

また、堤防の表のり勾配が1 : 0 ~ 1 : 3 と異なる場合として、吉川ら⁹⁾の算定式との相関をFig. 5.10に、海底が複断面の場合として、井上・菊岡¹⁰⁾の実験値との相関をFig. 5.11に示す。概ね良好と判断される。

(2) 非 碎 波 時

碎波しない場合は、碎波する場合に比べて海底の影響は小さいと考えられ、越波量の算定には既往のものを適用でき、本研究では次の高田の実験式を簡便さの点から採用する。

$$q = 0.65 (R - H_c)^2 \dots\dots\dots(5.20)$$

Rの算定には式(5.8)を用いる。

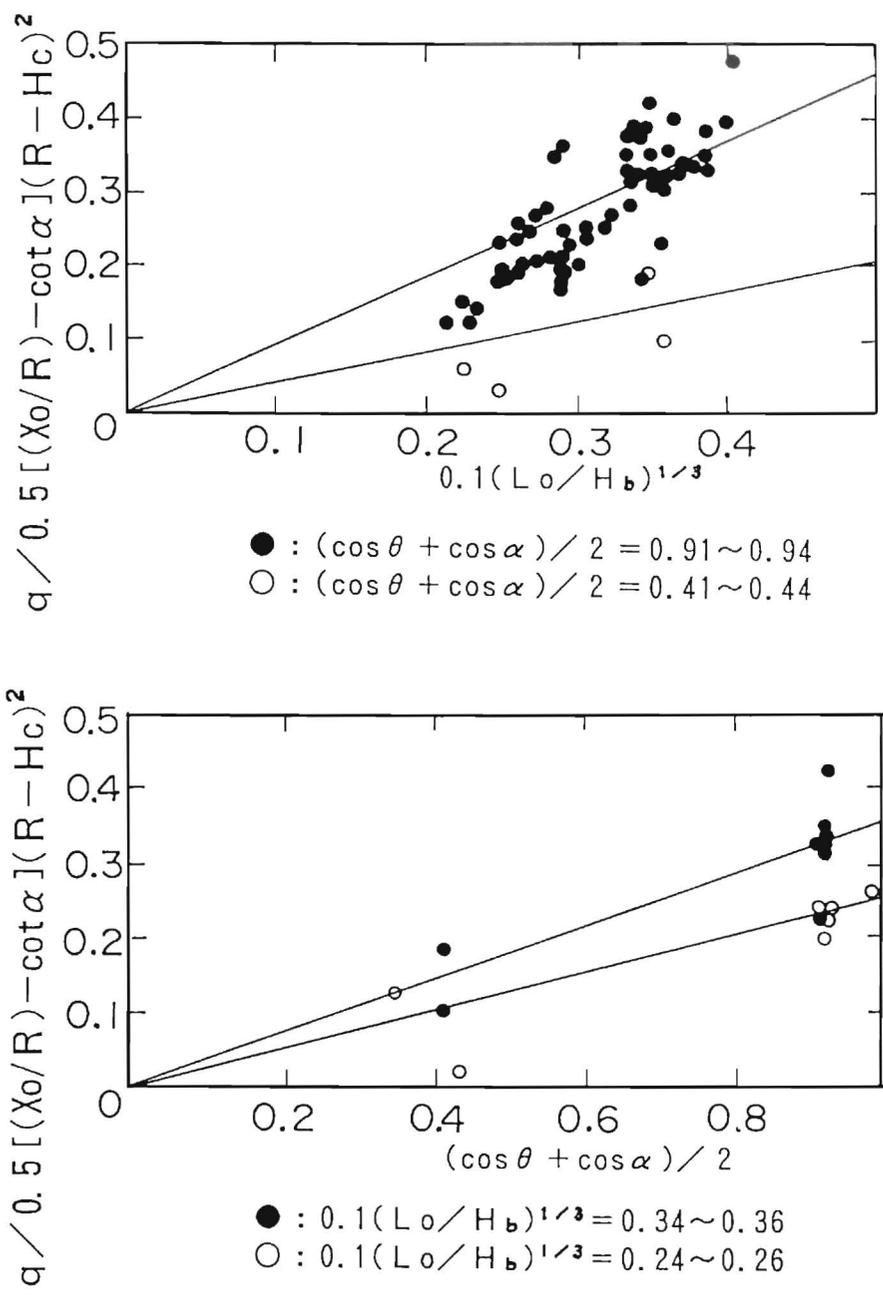


Fig. 5. 8 Relation between the wave overtopping coefficient and nondimension parameter.

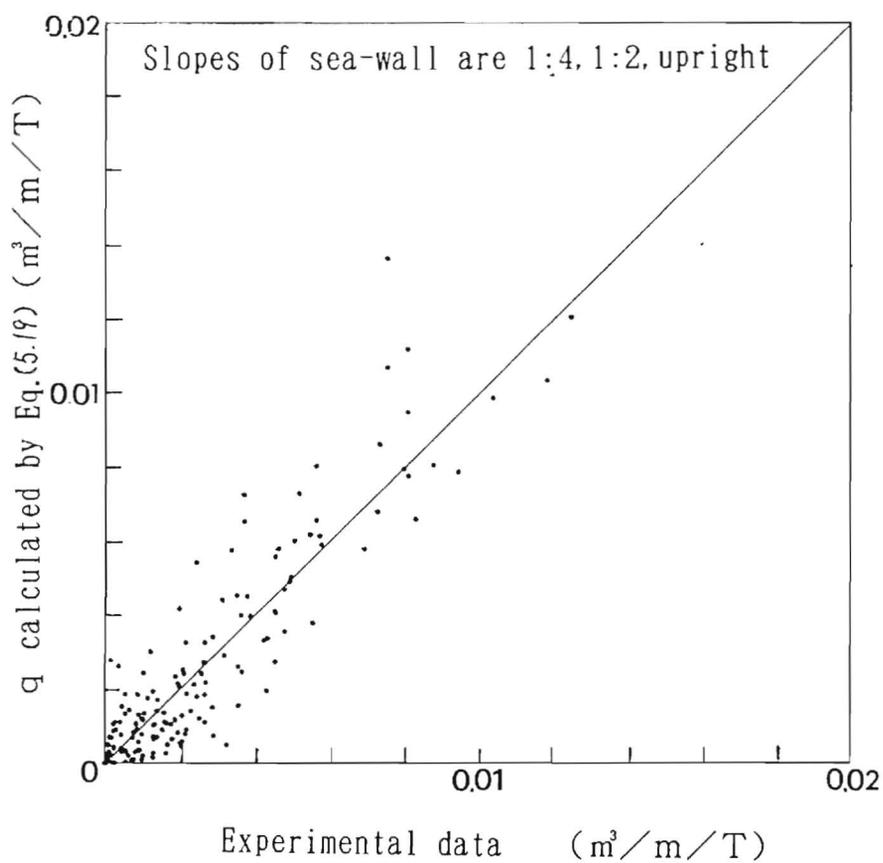


Fig. 5. 9 Comparison of q calculated by Eq.(5.19) with experimental data (regular waves).

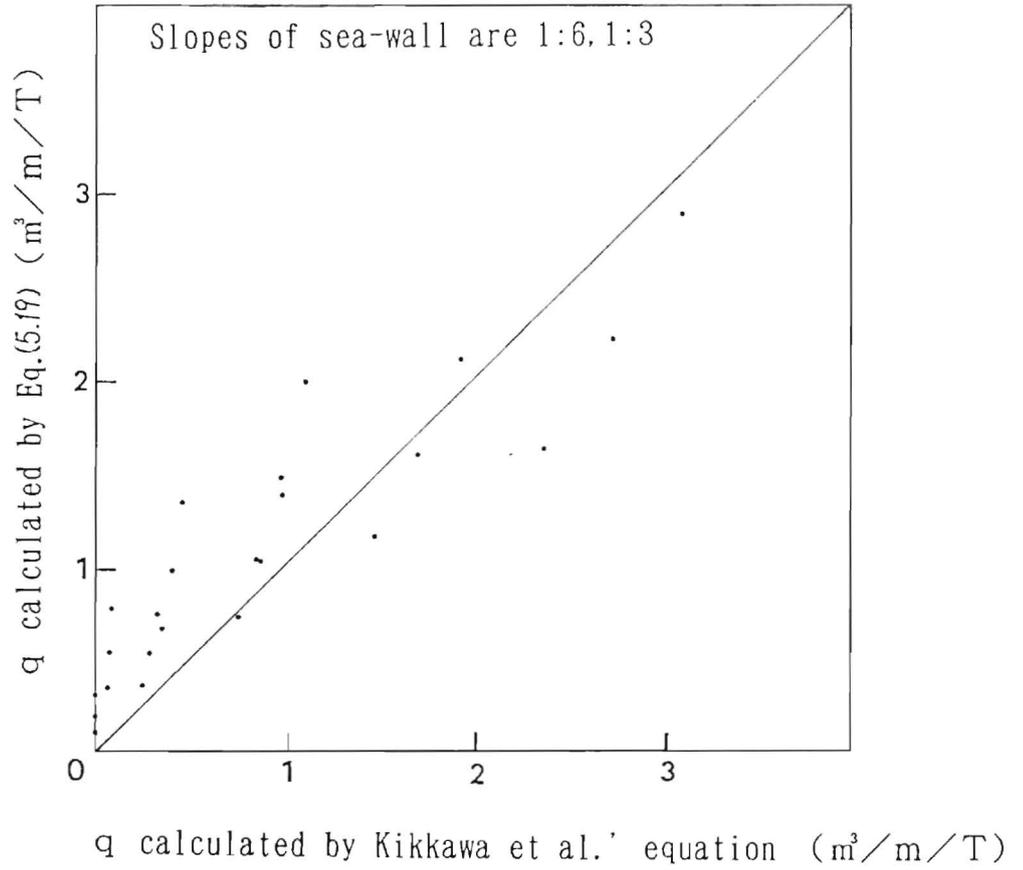


Fig. 5.10 Comparison of q calculated by Eq.(5.19) with q calculated by the Kikkawa et al.' equation (regular waves).

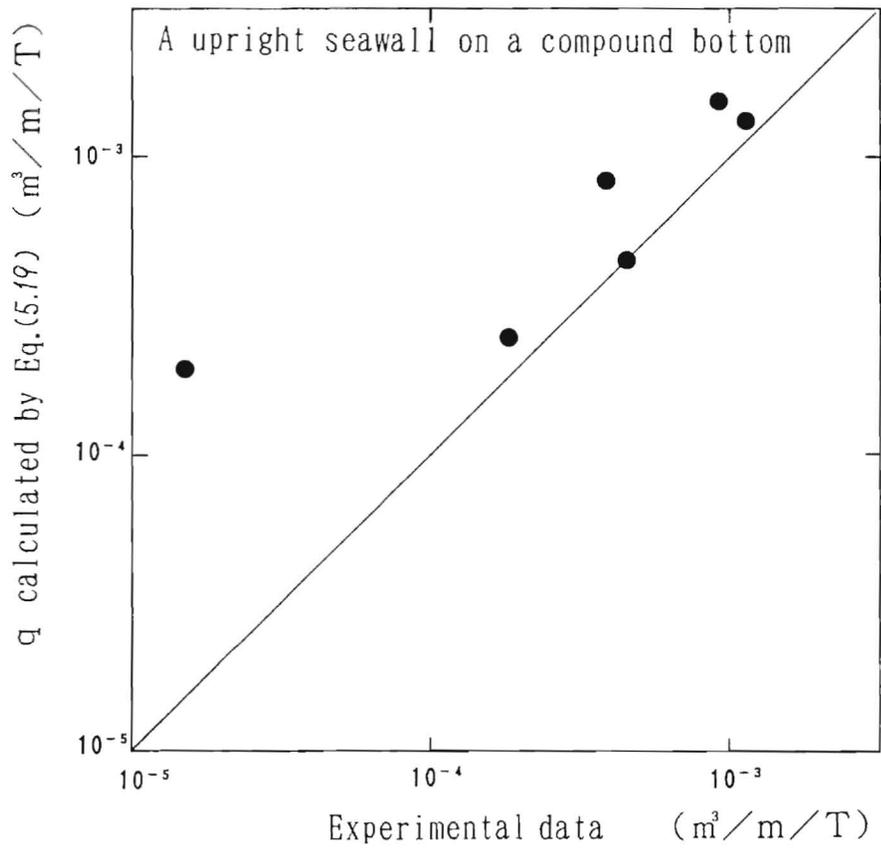


Fig.5.11 Comparison of q calculated by Eq.(5.19) with experimental data (regular waves).

(3) 不規則波の越波流量算定法

実際の波の不規則性を次式で考慮する。

$$Q = \int_0^\infty \int_0^\infty q \cdot p \, dH \, dT \quad \dots\dots\dots(5.21)$$

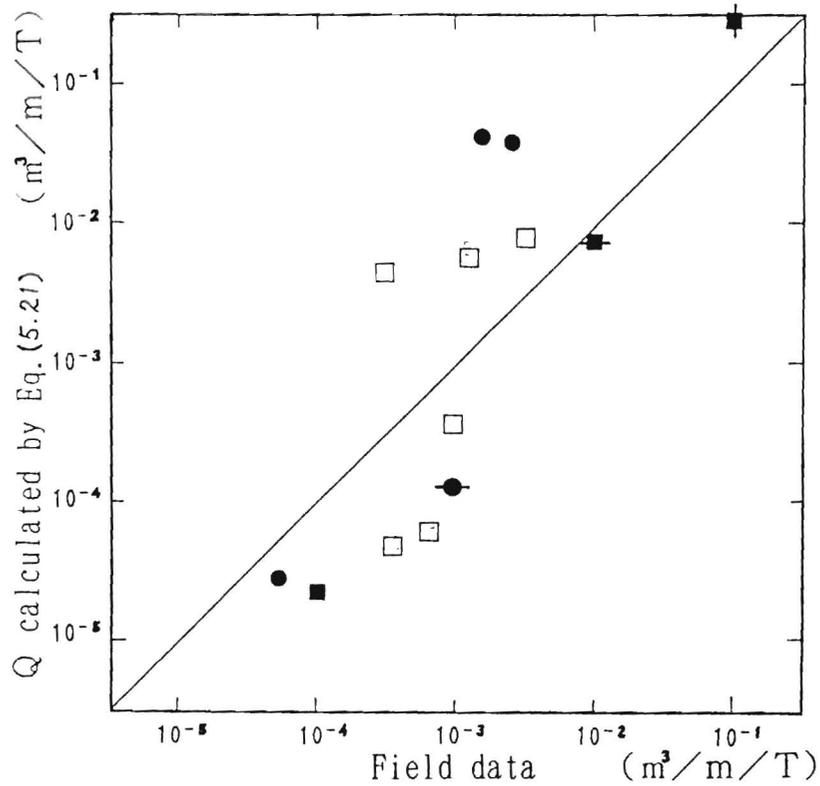
ここに、Qは不規則波の越波量、Hは波高、Tは周期、qは成分波の越波量で、碎波時は式(5.19)、非碎波時は式(5.20)を用いる。また、pは渡辺ら¹¹⁾による波高周期結合分布式であり、 $\chi = H/H_m$ 、 $\tau = T/T_m$ を用いて次のように表わせる。

$$\begin{aligned}
 p &= p(\tau) p(\chi_r | \tau) / \chi_m(\tau) \\
 p(\tau) &= \frac{(1 + \nu^2)^{1/2}}{1 + (1 + \nu^2)^{1/2}} \frac{\nu^2}{[\nu^2 + (\tau - 1)^2]^{3/2}} \\
 \nu &= \{ (m_0 m_2 / m_1^2) - 1 \}^{1/2} \\
 p(\chi_r | \tau) &= (32 / \pi^2) \chi_r^2 \exp[-4 \chi_r^2 / \pi] \\
 \chi_r &= \chi / \chi_m(\tau) \\
 \chi_m(\tau) &= (S(f) f)^{1/2} / \int_0^\infty (S(f) f)^{1/2} p(\tau) \, d\tau
 \end{aligned}
 \quad \dots\dots\dots(5.22)$$

ここに、fは周波数、S(f)はBretschneider・光易型スペクトルであり、 m_k は本スペクトルを用いたk次モーメントである。

本算定法と現地観測データおよび複断面での不規則波実験データとの比較をFig. 5.12に示す。図中の●印は新潟市で観測されたデータ¹²⁾（ただし、本地点には消波工が有るので、打ち上げ高の算定値を三割低減した値を用いて計算した）、□印は高山ら¹³⁾の実験データ、それ以外のデータは高知県および三重県で収集したデータである。

新潟海岸と鶴殿海岸のデータは算定値と実測値がそれほど一致していないが、この理由は海底勾配が緩いため長周期波の影響が強いことと、海岸堤防が直立堤のため改良仮想勾配で評価するのに無理があることが考えられる。一方、高知関係のデータは算定値と実測値が良く一致しているが、この理由は海底勾配が急なため長周期波の影響が弱いことと、海岸堤防が傾斜堤のため改良仮想勾配で無理なく評価できることが考えられる。したがって、他に適当な算定法が見当たらない現時点では、海底勾配の急な海岸の傾斜堤に対しては実用性の高いものと判断される。



- : Niigata, Niigata Prefecture
(Sand bottom + Upright revetment)
- : Udono, Mie Prefecture
(Gravel bottom + Upright revetment)
- : Nangoku, Kouchi Prefecture
(Sand beach + Mild slope seawall)
- : Kouchi, Kouchi Prefecture
(Sand beach + Compound seawall)
- : Aki, Kouchi Prefecture
(Sand beach + Slope seawall)

Fig. 5.12 Comparison of Q calculated by Eq.(5.21) with field data (irregular waves).

5・3 結 語

本章の研究成果をまとめると次の通りである。

- a) 不規則波に対する越波量算定のための本格的な数値手法の開発が望まれるが、適当な方法が無い現時点では、本算定法は複雑な海岸断面に適用できる数少ない不規則波算定法であり、その有用性は低くないと判断される。ただし、越波するようになると碎波波高が小さくなるが、本算定法を用いる場合には、碎波波高の評価に越波の影響を無視した砂村の経験式を用いるものとする。
- b) 海浜勾配が緩い場合は第2章、3章の検討から判るように、長周期遡上波の影響が無視できないが、海岸侵食の激しい海岸では砂浜が消失した結果、水深7 m前後まで急勾配になっている場合が多い。この様な急勾配海岸では、長周期遡上波が考慮されていない本算定式でも十分に有用である。

第 6 章 波の遡上および越波への
海浜地形変化と風の影響

6・1 岸沖漂砂による海浜地形変化の予測

本節では、既往の大規模水理模型実験および現地観測データを用いて、岸沖漂砂量係数の一般化と、これの現地海岸への適用を試みた。

(1) 汀線付近の岸沖漂砂量

砂村¹⁾は、碎波帯の中で、シールズ数に替えて式(6.1)で表せる Hallermeier の指標 Φ と、式(6.2)で表した波の非対称性の程度を示すアーセル数 Ur を用いて、汀線付近の単位時間・単位幅当たりの岸沖漂砂量 Q の算定式(6.3)を提案した。

$$\Phi = H_s^2 / s D_s d \quad \text{.....(6.1)}$$

$$Ur = g H_s T^2 / D_s^2 \quad \text{.....(6.2)}$$

$$Q = K \cdot Ur^{0.2} \Phi (\Phi - 0.13Ur) w d \quad \text{.....(6.3)}$$

ここに、 H_s は静水時汀線での setup 高 D_s に対する波高、 s は底質の水中比重、 d は底質の中央粒径、 g は重力加速度、 T は周期、 K は漂砂量係数、 w は底質の沈降速度である。そして、 D_s は砂村¹⁾が紹介している次式から求める。

$$D_s = (1.63 i + 0.048) H_s \quad \text{.....(6.4)}$$

ここに、 i は海底勾配、 H_s は碎波波高 $[=(\tan \alpha)^{0.2} (H_o / L_o)^{-1/4} H_o : H_o]$ および L_o は各々沖波波高と沖波波長] である。

また、 H_s は山本²⁾の次式から求める。

$$H_s = 2.4 i^{0.3} D_s \quad \text{.....(6.5)}$$

以上の算定式を基に、漂砂量係数 K の一般化を行う。

外力が変わらない限り、時間がたつにつれて、海岸断面は平衡状態に近づき、漂砂量は減少して、最後には零になる。それゆえ、漂砂量係数を次式のように表す。

$$K = A \times e^{-at/T} \quad \text{.....(6.6)}$$

ここに、 A と a は係数、 t は経過時間、そして T は周期である。

係数 A と a に関する諸元には H_o 、 d および $\tan \alpha$ が有り、次式のように考えられる。

$$A = f_1 \{ d / H_o, i \} \quad \text{.....(6.7)}$$

$$a = f_2 \{ d / H_o, i \} \quad \text{.....(6.8)}$$

そこで、電力中央研究所の清水ら³⁾の大規模模型実験のデータを用いて、 K と t/T の関係を片対数グラフで図示したものが Fig. 6.1 である。図中の直線はプロットしたデータに出来るだけ合うように A および a を決定したものである。ただし、海底勾配 i には汀線付近の海岸勾配 $\tan \beta$ を用いている。

Fig. 6.1 において、直線の傾きが $\tan \beta$ の違いによって大きく変わるが、 d/H_o の違いに対してはほとんど変わらないことが判る。すなわち、 t/T に対する係数 a は $\tan \beta$ に強く支配されている。また、 $t/T = 0$ ($K = A$) では、 K が d/H_o の違いによって大きく変わり、 $\tan \beta$ の違いによってあまり変わらないことが判る。すなわち、係数 A は

d/H 。に強く、 $\tan\beta$ に弱く支配されている。

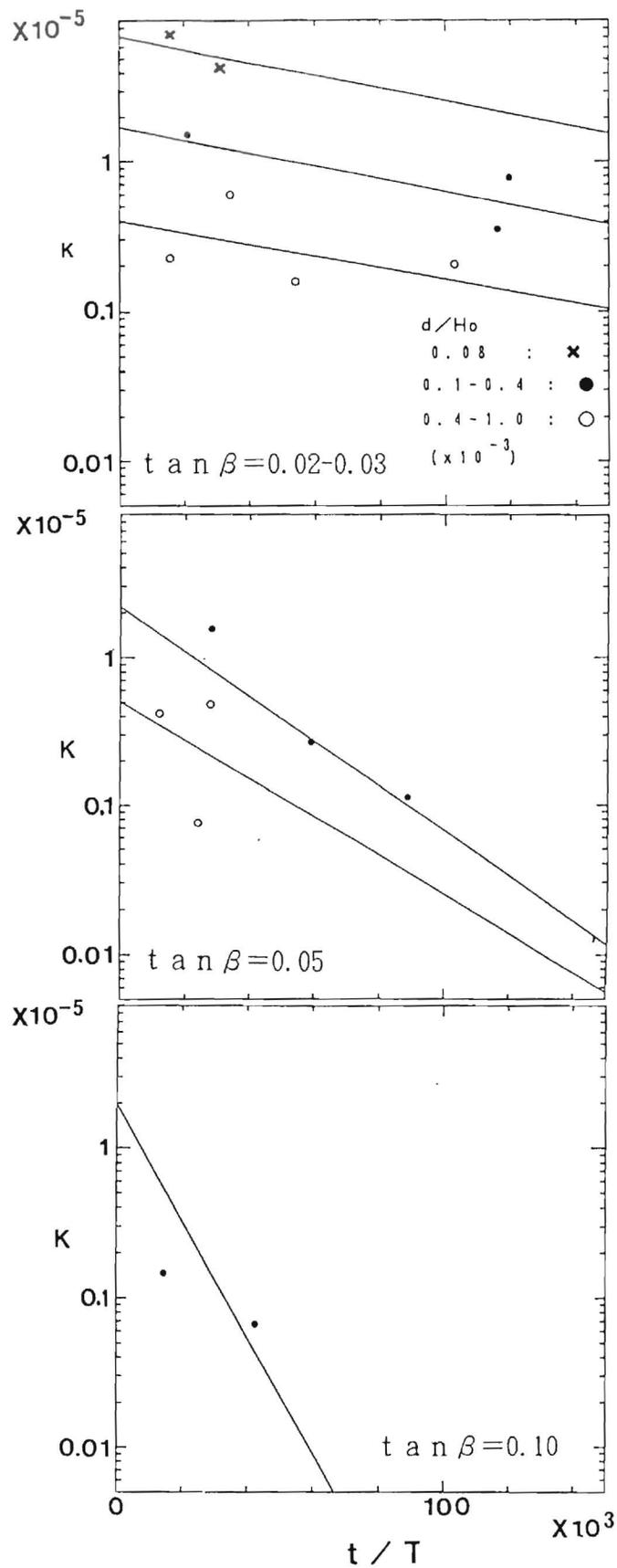


Fig.6.1 Relation between the coefficient of cross-shore sand transport rate K and nondimension time t/T .

次に、 a と $\tan \beta$ および d/H 。との関係を調べたのが Fig. 6. 2 である。この図から、 a は $\tan \beta$ が大きくなるほど大きくなること、また、 d/H 。による違いは、本データの分布内ではほとんど無いことが判る。

Fig. 6. 2 から a と $\tan \beta$ の間の関係式を求めると式(6.9) のようになる。

$$a = 3.63 \times 10^{-3} (\tan \beta)^{1.5} \quad \text{-----}(6.9)$$

さらに、 A と $\tan \beta$ および d/H 。との関係を調べたのが Fig. 6. 3 である。この図から A は d/H 。が小さくなるほど大きくなること、また、 $\tan \beta$ が大きくなるほど若干大きくなることが判る。このことは、底質粒径に比べて波力が大きくなるほど、海底勾配が急になるほど、底質が動き易くなることを示している。

Fig. 6. 3 において、 $\tan \beta = 0$ での A の値を A_0 で表し、 d/H 。との関係を図示すると Fig. 6. 4 を得る。さらに、 A/A_0 と $\tan \beta$ の関係を図示すると Fig. 6. 5 を得る。

Fig. 6. 4 から A_0 と d/H 。の間の関係式を求めると式(6.10)のように、Fig. 6. 5 から A/A_0 と $\tan \beta$ の関係式を求めると式(6.11)のようになり、 A と d/H 。および $\tan \beta$ の関係は式(6.12)で表せる。

$$A_0 = 2.40 \times 10^{-10} (d/H_0)^{-1.34} \quad \text{-----}(6.10)$$

$$A/A_0 = 1.58 (\tan \beta)^{0.11} \quad \text{-----}(6.11)$$

$$A = 3.79 \times 10^{-10} (\tan \beta)^{0.11} (d/H_0)^{-1.34} \quad \text{-----}(6.12)$$

〔ただし、適用範囲は、 $\tan \beta = 1/50 \sim 1/10$, $d/H_0 = 0.08 \times 10^{-3} \sim 1.0 \times 10^{-3}$ 〕

以上から、汀線付近の岸沖漂砂量は、式(6.3), (6.6), (6.9) および (6.12) から求められる。

清水ら³⁾の大型模型実験および加藤⁴⁾の現地観測による漂砂量観測値と計算値との比較を Fig. 6. 6 に示す。両者の一致度はおおむね良好である。

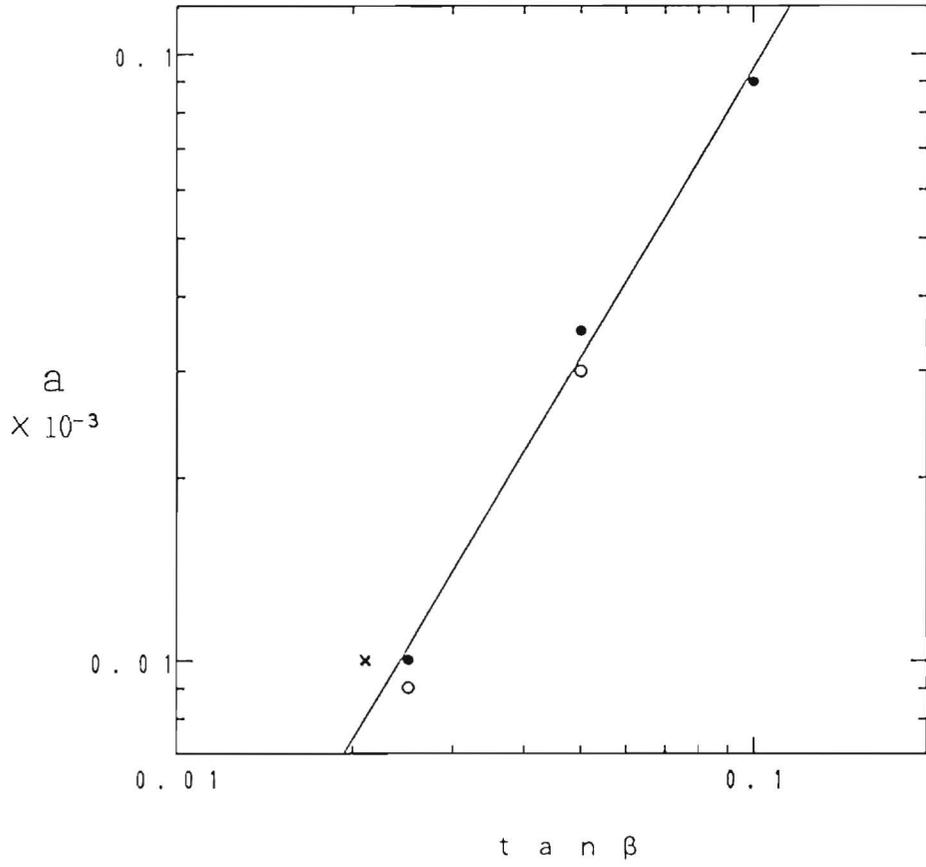


Fig.6.2 Relation among a , $\tan \beta$ and d/H_0 .

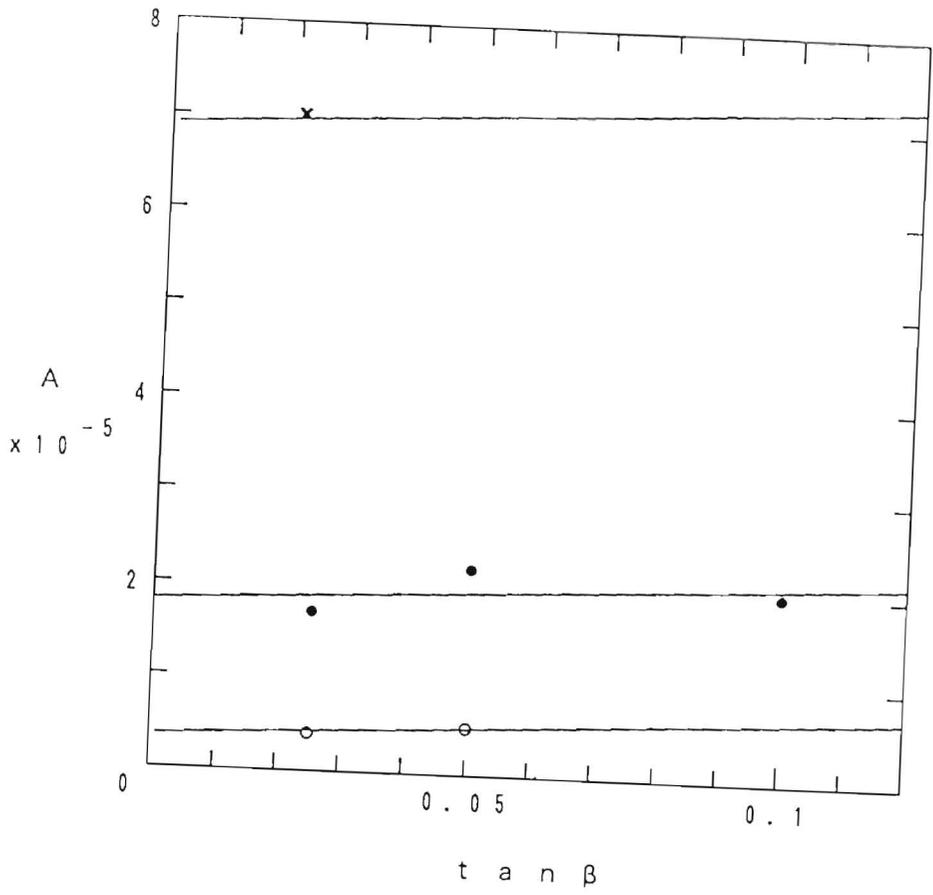


Fig.6.3 Relation among A , $\tan \beta$ and d/H_0 .

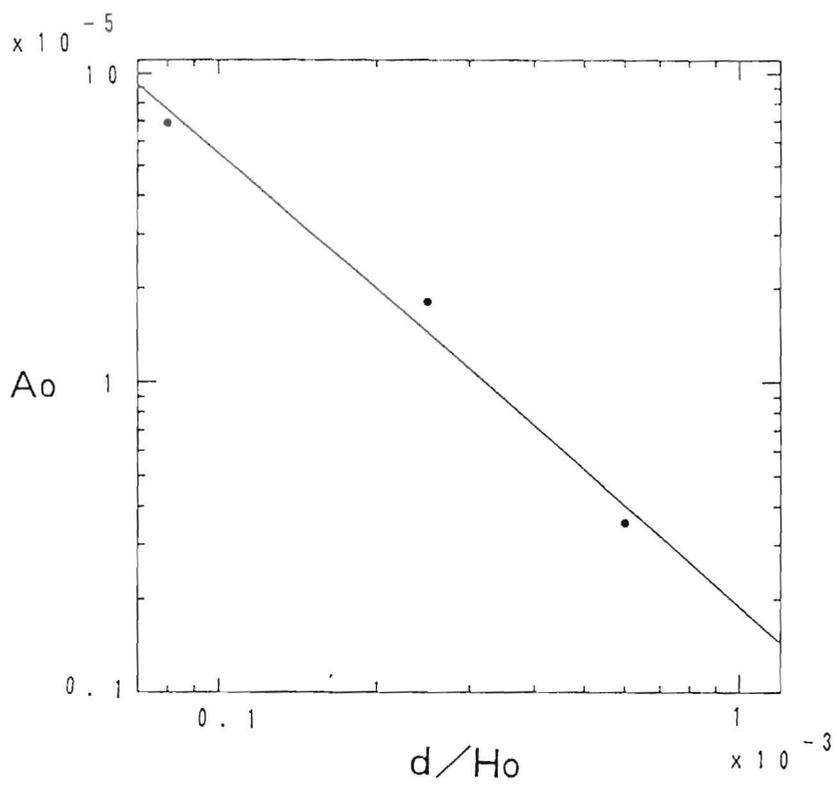


Fig.6.4 Relation between A_0 and d/H_0 .

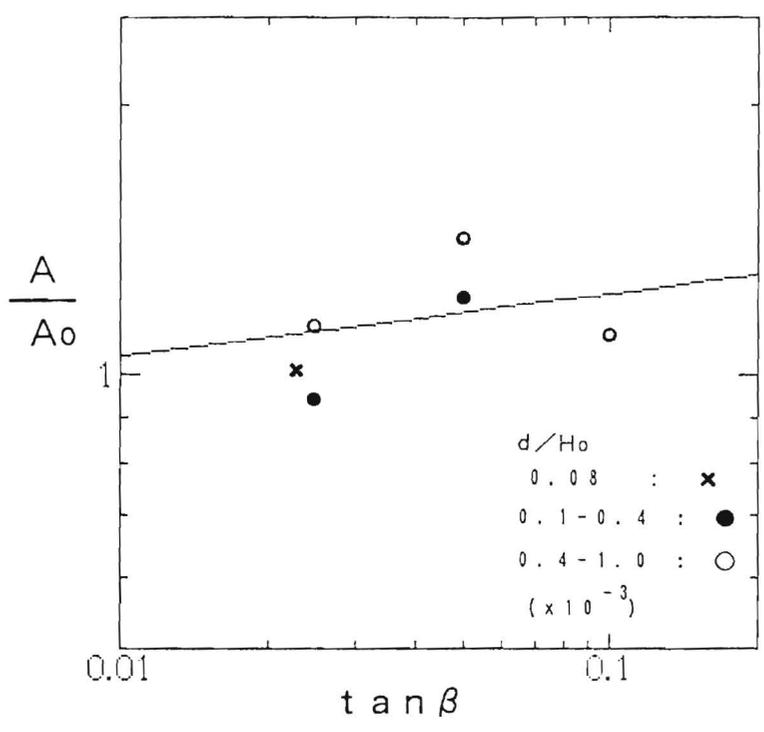


Fig.6.5 Relation between A/A_0 and $\tan \beta$.

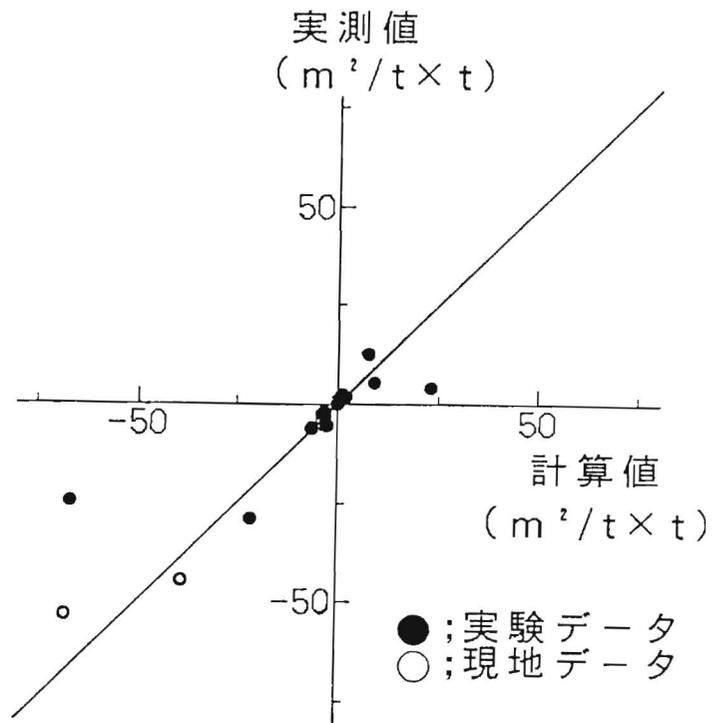


Fig.6.6 Comparison of the observed value with the calculated value of cross-shore sand transport rate.

(2) 岸沖漂砂による汀線変化量

岸沖漂砂による海岸断面の変化パターンをFig. 6.7に示すように単純化して考える。そして、岸沖漂砂の連続式について若干の変形を行うと汀線変化長さ $\Delta y \propto (\int Q dt)^{0.5}$ を得るので、清水らの大型模型実験および加藤の現地観測のデータを用いて Δy と $\int Q dt$ の関係を図示するとFig. 6.8のようになり、次の関係式が求められる。

$$\Delta y = 3.3 (\int_0^t Q dt)^{0.5} \dots\dots\dots(6.13)$$

したがって、まず岸沖漂砂量 Q を式(6.3), (6.6), (6.9) および (6.12) から求めれば、岸沖漂砂による汀線変化の岸沖長さ Δy は式(6.13)より得られる。砂村⁵⁾の現地観測値と本算定式による計算値を比較すればFig. 6.9のようになり、両者の一致度はおおむね良好である。本算定式と既存の安定海底勾配を与える算定式とを結び付ければ、地形変形後の海岸断面形を得ることが出来る。

ただし、式(6.13)は、Fig. 6.7に示すような岸沖漂砂による単純な地形変化を対象としているため、地形変化が複雑な海岸への適用に際しては、十分な事前検討が必要である。

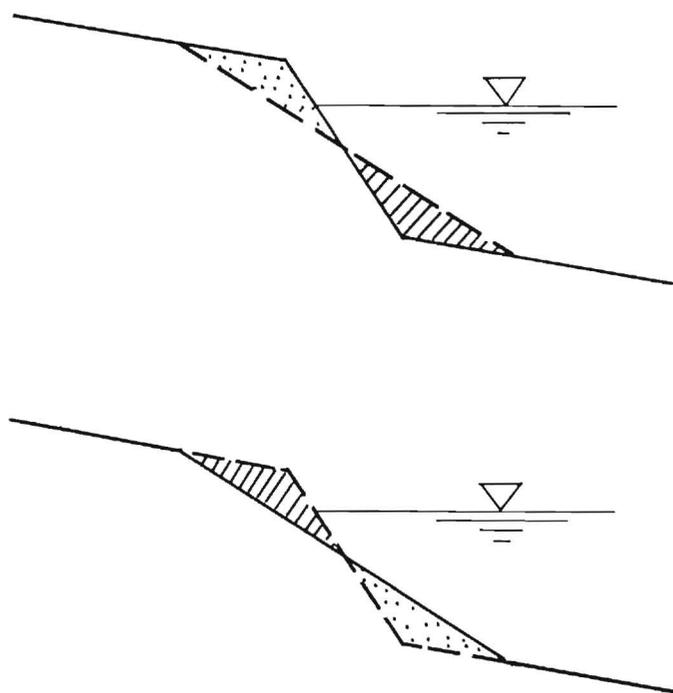


Fig.6.7 Change pattern of beach profile by cross-shore sand transport.

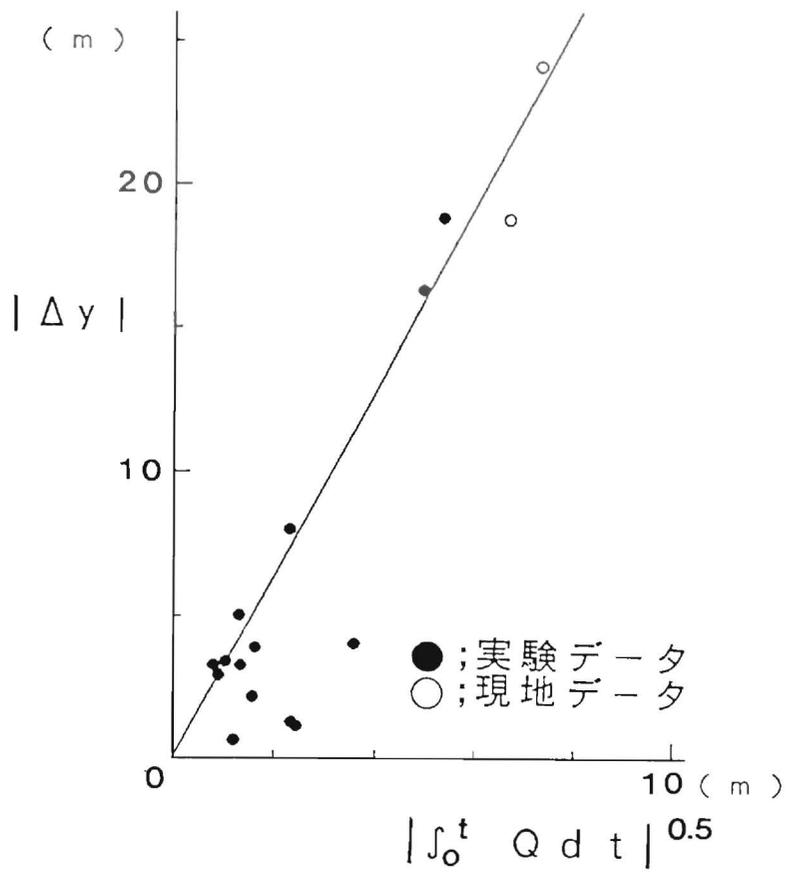
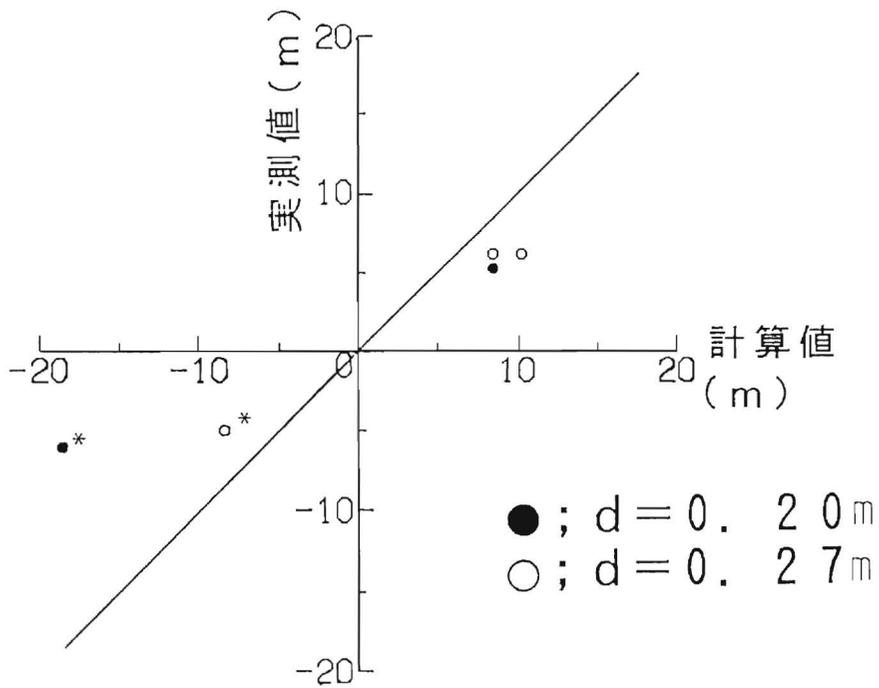


Fig.6.8 Relation between Δy and Q .



*のデータは砂村の予測モデルの計算値との比較である。

Fig.6.9 Comparison of observed value with calculated value.

6・2 地球温暖化による海面上昇等に係わる越波問題への適用

(1) 基本方針

近年日本でも、地球温暖化に関する調査・研究が、政府機関や大学等で精力的に行われるようになってきた。その中で、温暖化が海岸環境に及ぼす影響については、アメリカの National Research Council⁶⁾ のレポート等で、水位上昇による越波及び海岸侵食条件の悪化が指摘されて以来、建設省の地球環境問題検討委員会や運輸省の海面水位の上昇検討会等が、温暖化による多少の水位上昇が日本の海岸保全環境をかなり悪化させることを報告している。また、山本・堀川⁷⁾・⁸⁾ は、台風が巨大化した場合には越波量が大幅に増加し、海底勾配が途中から緩くなる海岸では潮位の増加によって越波量が大幅に増え、急勾配の海岸では波高の増加によって越波量が大幅に増えることを報告している。そして、三村ら⁹⁾や磯部¹⁰⁾ は、台風の巨大化の海岸環境への影響の評価法等について詳しく説明している。

本章では、台風の巨大化の可能性について検討した後、海岸断面形の違いや水位上昇等による海岸侵食も考慮して、水位上昇や台風の巨大化による越波量の増加について具体的に検討する。

(2) 温暖化が台風活動に及ぼす影響

Emanuel¹¹⁾は、熱機関モデルを用いて、海面水温が3°C上昇したならば、台風の中心示度は30%程度増加し、最大風速は15%程度増加する可能性を示した。また、気象庁の温室効果検討部会¹²⁾は、実測記録を基に海面温度が高くなるにつれて、台風の中心気圧が低下して台風が強くなっていることを報告している。

さらに、気象庁の海況旬報と上空天気図から、フィリピンの東沖の台風発生域中心（北緯15°，東経145°）での海面温度と鉛直温度差（地上850mbの気温と海面温度の差）を求め、台風諸量との関係を調べた結果、Fig. 6.10を得た。図中の□印は、海面温度データが旬平均されたものなので、鉛直温度差も旬平均してプロットした全データであり、●印は台風発生時の海面温度データとその台風発生直前の鉛直温度差データをプロットしたものである。鉛直温度差データに台風発生直前のものを用いた理由は、台風発生時には台風中心部に強い上昇流が生じ、鉛直温度差が小さくなるので、不適當と考えたからである。なお、期間は気象庁が上空気温の観測を始めた1958年8月から1990年12月の間である。

Fig. 6.10の□印分布の重心に対して、●印分布の重心は右上がりであり、海面温度の上昇および鉛直温度差の増加に伴って、台風が発生し易くなると考えられる。

すなわち、海面温度の上昇により、対流圏の安定性が弱まる（鉛直方向の温度差が広がる）ならば、巨大化した台風が発生し易くなる可能性は高いと考えられる。

しかし、大気より海水の比熱の方が大きいため、温暖化が進んでも、対流圏下層の温度勾配が今よりも緩くなることも考えられる。気象庁の温室効果検討部会は、気象研究所の大気循環モデルによる予測では、温暖化により台風が小さく弱くなったことを報告している。

したがって、「温暖化によって鉛直方向の温度分布がどのように変化するのか」が重要となる。

この手掛かりとしては、Fig. 6.11に示す Manabe・Bryan・Spelman¹³⁾による大気中の炭素量が現在の二倍になった場合の予測結果がある。この図では、台風発生域である北緯20°付近で、上空8 km程度までの対流圏下層の鉛直温度差の増加は無いが、温度そのものは2°程度上昇している。また、上空16 km程度までの対流圏上層では温度上昇率が下がり、成層圏では温度低下が生じ、安定性が弱まっている。

以上から、Manabeらの予測が正確ならば、温暖化によって、台風が巨大化する可能性と台風が今よりも北側の緯度で発生し易くなる可能性はあると判断される。それゆえ、巨大化台風が越波量に及ぼす影響について検討しておく価値は十分にある。

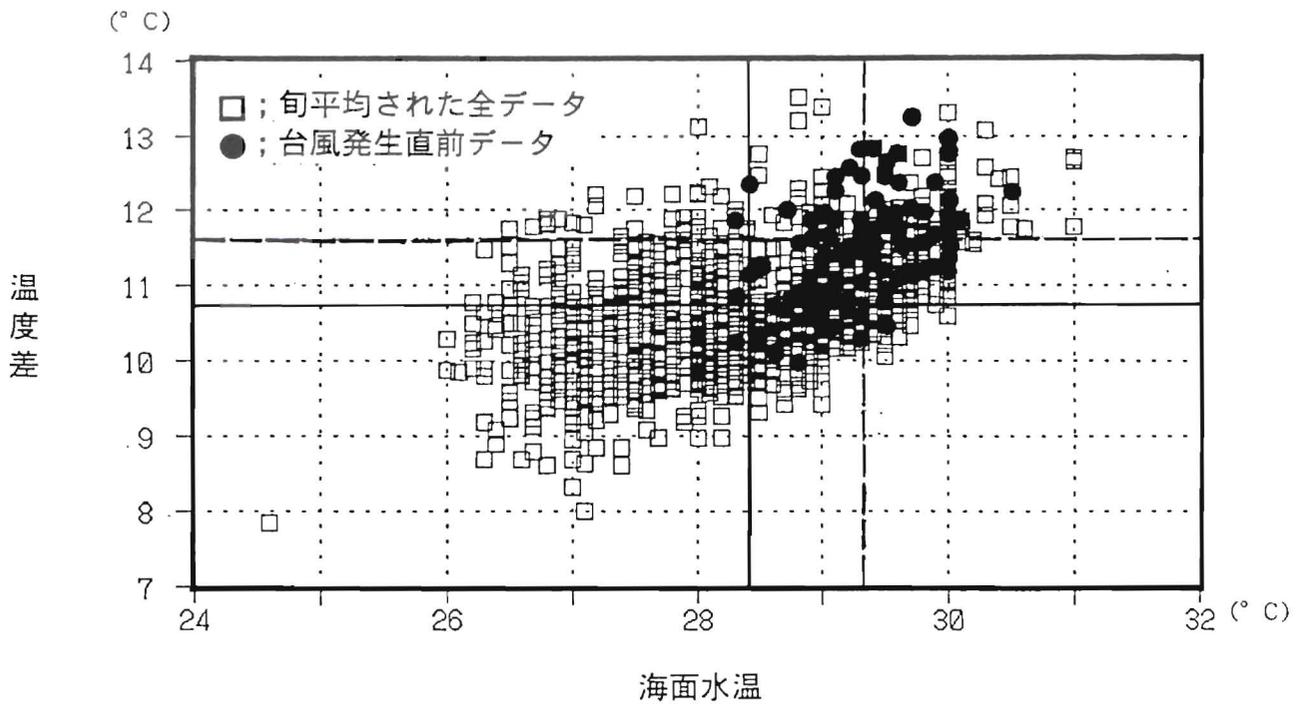


Fig.6.10 Relation among sea-surface temperature, the vertical difference of temperature and the occurrence frequency of typhoons.

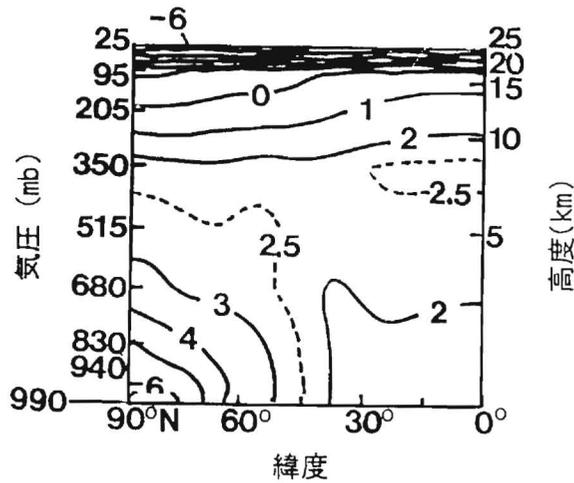


Fig.6.11 Change of the vertical distribution of temperature by greenhouse effect (the amount of CO₂ doubles than the present amount of CO₂ ; Manabe et al.).

(3) 海岸侵食も考慮した越波量増加の検討

温暖化により水位上昇や台風の巨大化が生じた場合の越波量について検討する。

a) 越波量の算定法について

越波量Qの算定には、第5章で提案した次式を用いる。

$$Q = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} q \cdot p \, dHdT \quad \text{-----(6.14)}$$

ここに、Hは波高、Tは周期、pは渡辺・川原¹⁴⁾による波高周期結合分布式、qは成分波の越波量で、碎波時のqは次式で表される。

$$\left. \begin{aligned} q &= a_0 [(X/R) - \cot \alpha] (R - H_c)^2 / 2 \\ a_0 &= 0.1 (L_0 / H_b)^{1/3} (\cos \theta + \cos \alpha) / 2 \\ X &= \cot [\alpha - \tan^{-1} (hm/R / \sin \alpha)] R \\ hm &= 0.7 [0.1589 (\tan \alpha)^{0.5} / (0.8 H_b / L_0)^{1/4} \\ &\quad + 0.8 (\tan \alpha)^{0.6}] H_b \end{aligned} \right\} \text{-----(6.15)}$$

ここに、Rは式(6.16)で表される碎波時の打ち上げ高、 α は中村ら¹⁵⁾の改良仮想勾配角、 H_c は堤防天端高、 H_b は碎波波高〔 $= (\tan \alpha)^{0.2} (H_0 / L_0)^{-1/4} H_0$ 〕、 θ は堤防の表法勾配角である。

$$R = 1.25 (\cos \alpha)^2 (\tan \alpha)^{0.6} (H_0 / L_0)^{-1/4} H_0 \quad \text{-----(6.16)}$$

そして、非碎波時のqには高田¹⁶⁾の実験式(6.17)を用い、この場合の打ち上げ高Rには式(6.18)を用いる。

$$q = 0.65 (R - H_c)^2 \quad \text{-----(6.17)}$$

$$R = [1.0 + \pi (H/L) \coth(2\pi h/L)] H_0 \quad \text{-----(6.18)}$$

ここに、hは堤防前面の水深、Hはhでの進入波高、Lはhでの波長である。

b) 海岸断面諸元の設定法について

外力が変われば、海岸断面は新しい平衡状態へ移ろうとして変化する。この変化を推定するために、以下の海岸断面諸元の設定法を提案する。

- ・ 汀線の岸沖変化長さの算定式：

汀線の岸沖変化長さ Δy は、電力中央研究所の大型実験および運輸省港湾技術研究所の現地観測の汀線付近のデータを用いて前節で求めた次式を用いる。

$$\begin{aligned} \Delta y &= 3.3 \times [A(1 - e^{-0.11/T}) \\ &\quad \times Ur^{0.2} \Phi (\Phi - 0.13Ur) (wdT/a)]^{0.5} \\ A &= 3.79 \times 10^{-10} (\tan \beta)^{0.11} (d/H_0)^{-1.34} \\ a &= 3.63 \times 10^{-3} (\tan \beta)^{1.58} \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} \Delta y \\ A \\ a \end{aligned}} \right\} \dots(6.19)$$

(適用範囲は $d/H_0 < 1.0 \times 10^{-3}$)

ここに、 Ur は式(6.20)で表されるアーセル数、 Φ は式(6.21)で表されるHallermeierの指標、 w は底質の沈降速度、 d は底質の中央粒径、 t は時間、 T は周期、 $\tan \beta$ は汀線付近の海底勾配である。

$$Ur = 2.5 g T^2 \tan \beta / (1.63 \tan \beta + 0.048)^2 H_0 \quad \dots(6.20)$$

$$\Phi = (2.5 \tan \beta)^2 H_0 / (1.63 \tan \beta + 0.048) d s \quad \dots(6.21)$$

ここに、 g は重力加速度、 s は底質水中比重である。

- ・ 海底勾配の算定式：

越波量の算定に用いる海底勾配には、危険側になるように大きな値を設定する方が妥当と考え、改訂海岸保全施設築造基準解説¹⁷⁾で紹介されている算定式の中から、入力諸元に対する最大値を与える次式を用いる。

$$\begin{aligned} d/H_0 > 2.4 \times 10^{-4} \text{ の場合} \\ \tan \beta &= (0.73 d/H_0)^{0.158} \\ d/H_0 < 2.4 \times 10^{-4} \text{ の場合} \\ \tan \beta &= (376.6 d/H_0)^{0.7856} \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} \tan \beta \\ \tan \beta \end{aligned}} \right\} \dots(6.22)$$

また、式(6.22)による斜面の上限の高さ h_u には、同上築造基準解説で紹介されている簡単な経験式 $h_u = 1.1H_0$ を用いる。また、下限の深さ h_d には頻度が一年当たり数回の時化時の碎波水深を用いる。この時化時の碎波水深以深では、波力が急に弱まるため、海底勾配はかなり緩くなる。

以上から、汀線位置を式(6.19)から求まる Δy ほど移動させ、式(6.22)から求まる勾配で、上は h_u から、下は h_d まで引いた斜面が新しい海岸断面とする。そして、 h_d より沖側の断面地形については、底質の安息角よりかなり緩い状態で安定となるが、越波量に強く影響する断面地形は碎波水深までであるから、厳密な取扱を要しない。

c) 越波量の検討ケース

基本海岸断面として、Fig. 6.12に示す太平洋に面した典型的な海岸と駿河湾のような急深海岸の2断面を考え、計算諸条件を以下のように設定する。

・ 現況（基本ケース）：

外洋に面した典型的な海岸の底質の中央粒径は 0.1mm～1.5mm、頻度が年数回の時化時の波高および周期は 5 m～6 m および 10s 程度であるから、設定値は、底質の中央粒径＝0.8mm、波高＝5.5m、周期＝10 s とする。

この場合の海岸勾配は式(6.22)から $\tan\beta = 1/10$ となり、 h_u は 6.4m、 h_d は 7.5m（急深海岸では 6.68m）となる。そして、浜がけ上端に相当する h_u の高さに天端高 9 m の海岸堤防を設けたならば、Fig. 6.12 のようになる。

・ 水位上昇のみ：

現況ケースに IPCC（気候変動に関する政府間パネル）の第一部会の最終報告値¹⁸⁾である 65cm の水位上昇のみを考慮する。

・ 水位上昇＋海岸侵食：

前ケースの水位上昇 65cm に、この水位上昇による海岸侵食を考慮する。汀線後退量は式(10)から 6.55m で、海岸断面は Fig. 6.13 に示すようになる。

・ 現況＋台風のみ：

現況海岸断面に伊勢湾台風または第二室戸台風級の台風（上陸前の中心気圧が 930hPa、影響半径が 600km）による最大波高 9.4m、周期 11.5 s を考慮する。なお、台風時の波浪推算は有義波法の数値シミュレーション（風波は井島の方法、うねりは Bretschneider の方法により、海上風と傾度風の比は 0.66、海上風と等圧線のなす角度は 17.5° とした）によった。

・ 現況＋台風＋海岸侵食：

前ケースの台風による波高、周期、水位上昇量および海岸侵食を考慮する。なお、吹き寄せによる水位上昇量は $\Delta\eta = 0.01 \times (1013 - \text{中心気圧}) + 0.0005 \times (\text{最大風速})^2$ [単位は m および hPa、係数は外洋に面した海岸の平均的な値である] から求める。水位上昇量は 1.46m であり、海岸断面は Fig. 6.14 のようになる。

・ 水位上昇＋巨大化台風：

現況海岸断面に d) の台風が巨大化した場合（IPCC 第一部会の最終報告値である 3°C の温度上昇を想定して、中心示度は 30% 増加し、影響半径は 600km のままとする）の最大波高 10.6m、周期 12.1 s を考慮する。波浪推算は前ケースと同じ方法による。

・ 水位上昇＋巨大化台風＋海岸侵食：

前の巨大化台風の波高、周期、水位上昇量および海岸侵食を考慮する。水位上昇量、汀線後退量、海岸勾配等を前ケースと同様に求めれば、海岸断面は Fig. 6.15 のようになる。

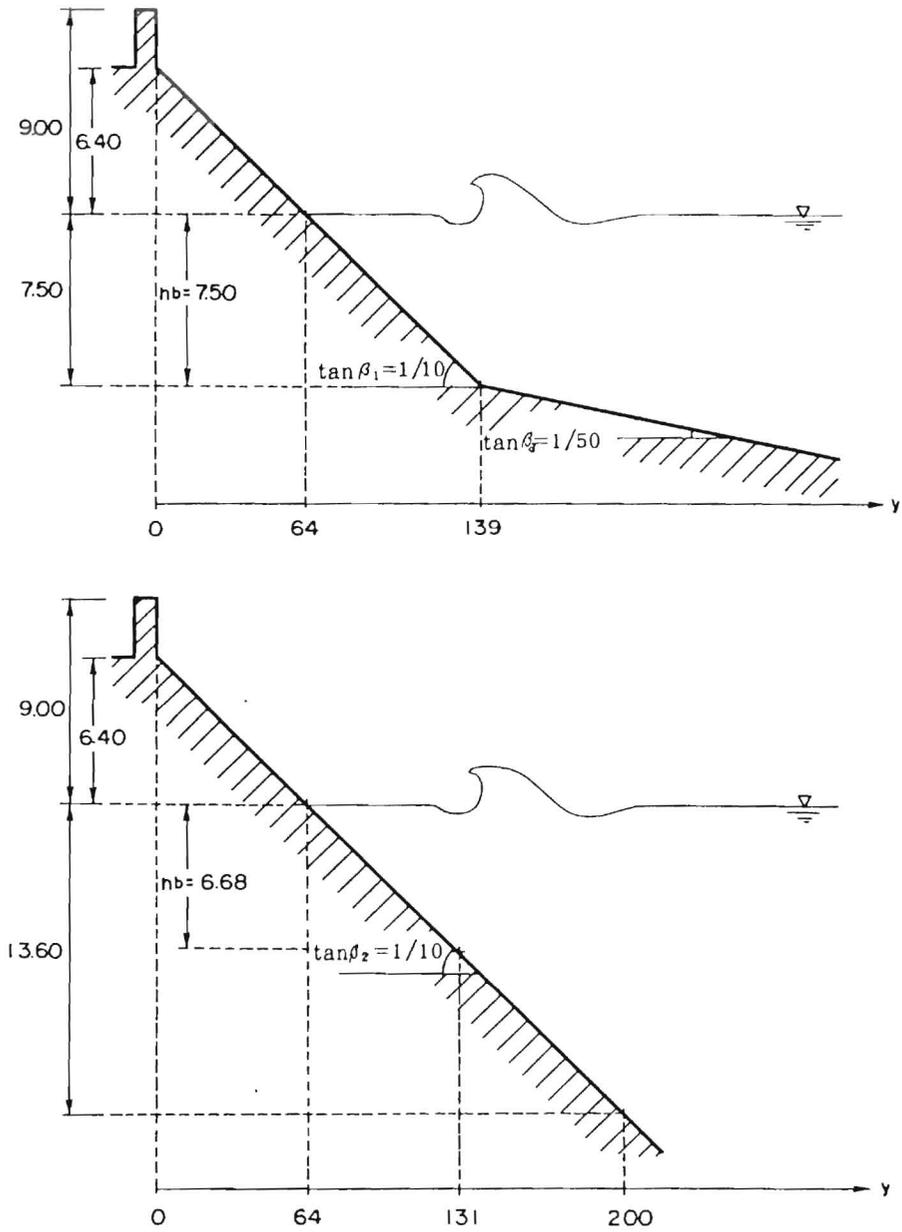


Fig. 6.12 Two basic beach profiles (unit : m).

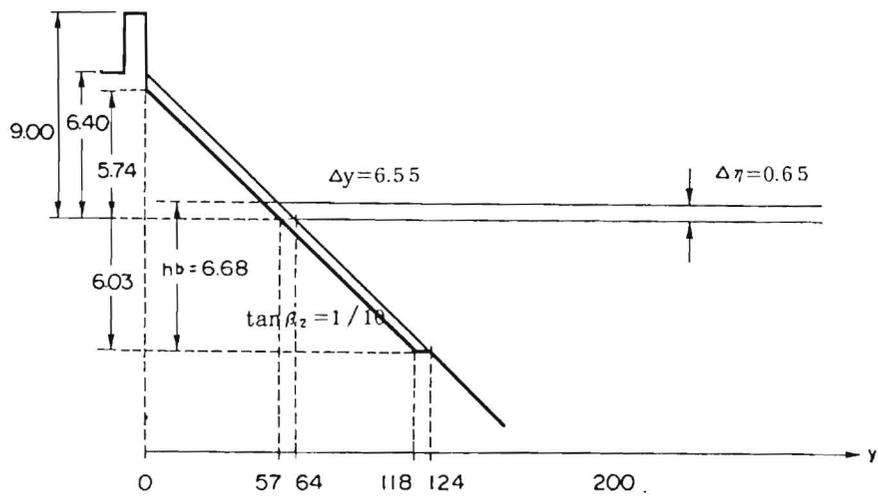
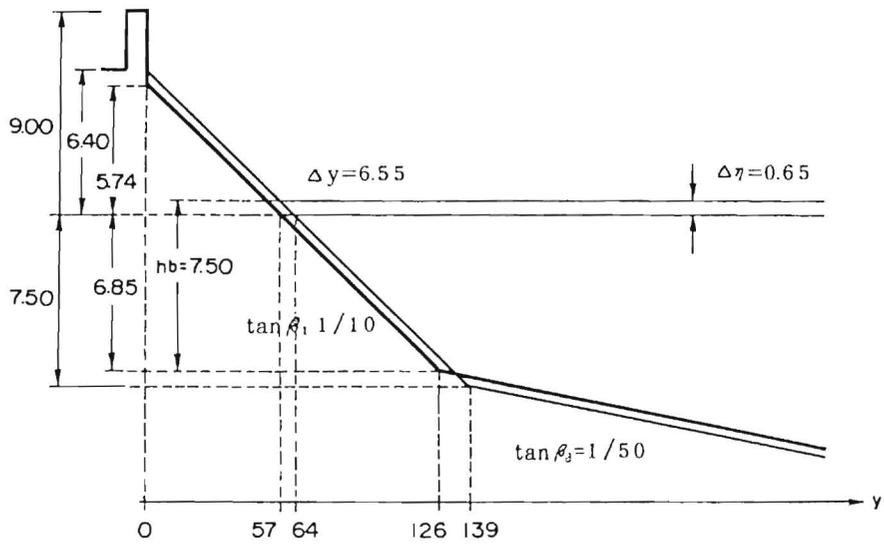


Fig.6.13 beach profile eroded by sea level rise (unit: m).

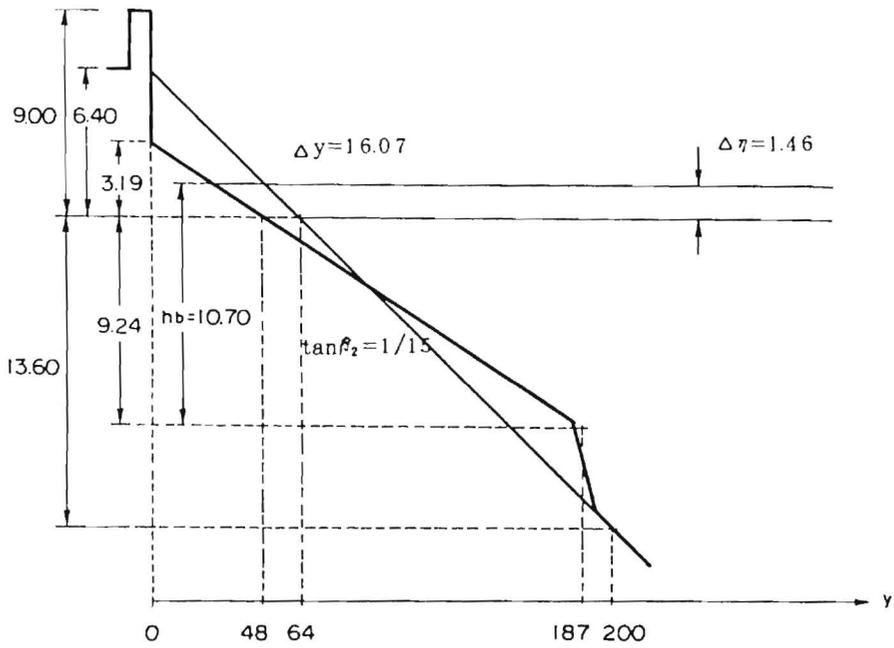
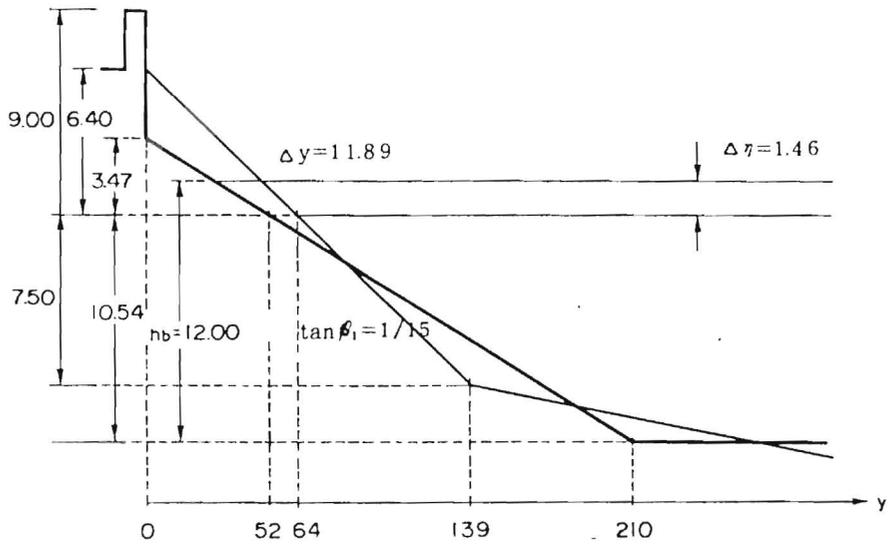


Fig.6.14 beach profile eroded by a typhoon (unit: m).

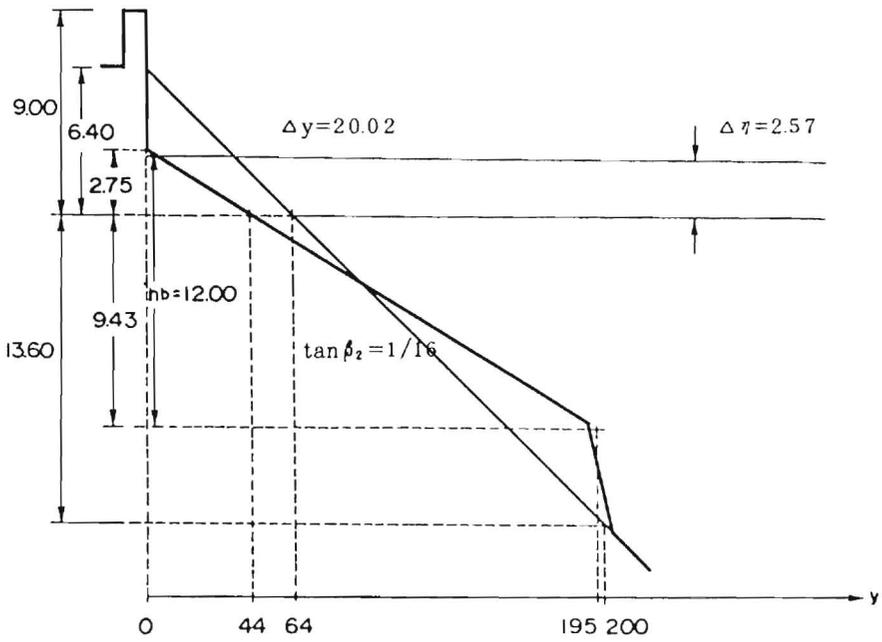
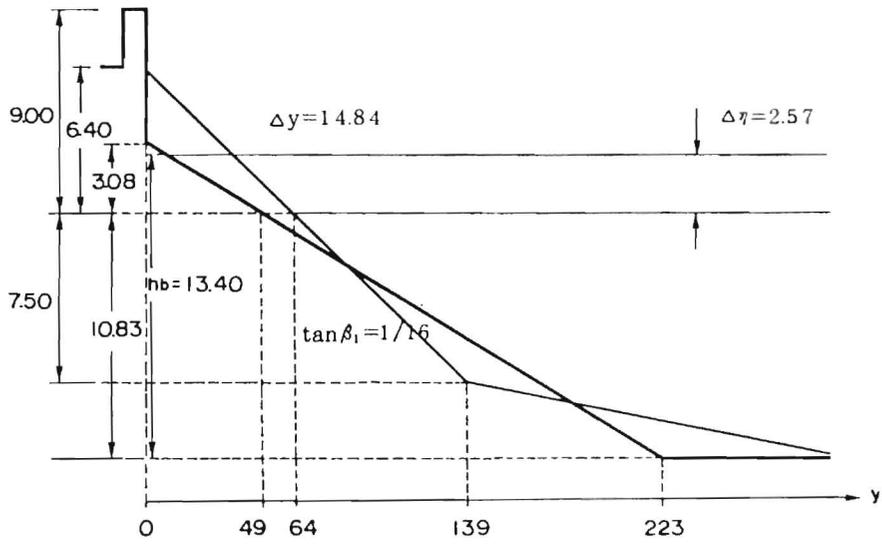


Fig.6.15 beach profile eroded by sea level rise and a typhoon (unit : m).

d) 越波量の算定結果

2つのタイプの海岸に対する各ケースの越波量算定結果をFig. 6.16～Fig. 6.19に示す。
Fig. 6.16とFig. 6.17から次のことが判る。

- ・水位上昇により越波量は極端に増え、この影響は急深海岸より典型的な海岸で強く現れる。
- ・式(6.19)および式(6.22)を用いて、海岸侵食を考慮すると、越波量はさらに増加する。
Fig. 6.18とFig. 6.19から次のことが判る。
- ・水位上昇だけでなく台風の巨大化も考慮すると越波量は10倍程度以上に増加する。
- ・水位上昇および巨大化台風による海岸侵食も考慮すると、越波量はさらに3倍程度以上に増加する。

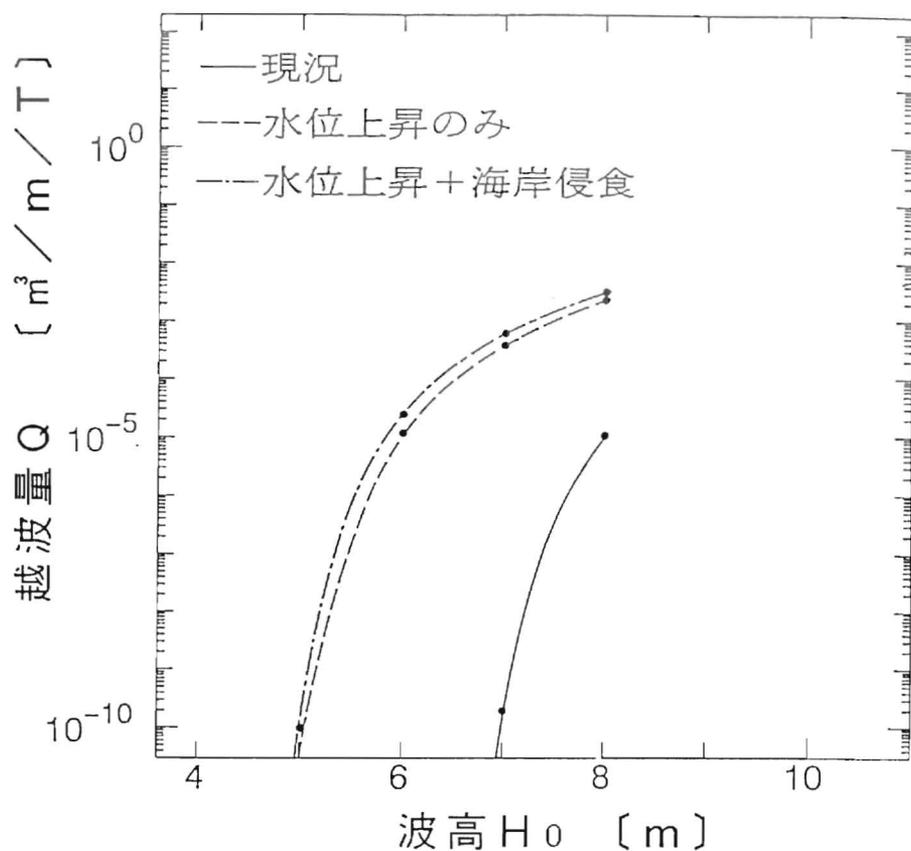


Fig.6.16 Overtopping rate against a typical coast (No.1).

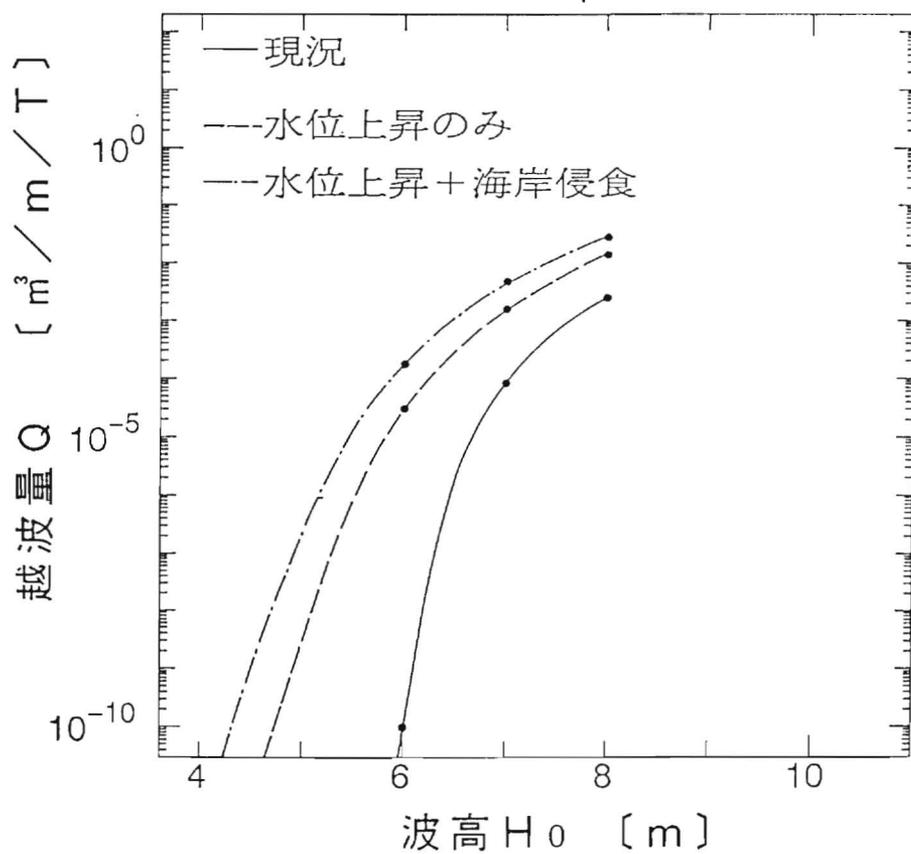


Fig.6.17 Overtopping rate against a steep slope coast (No.1).

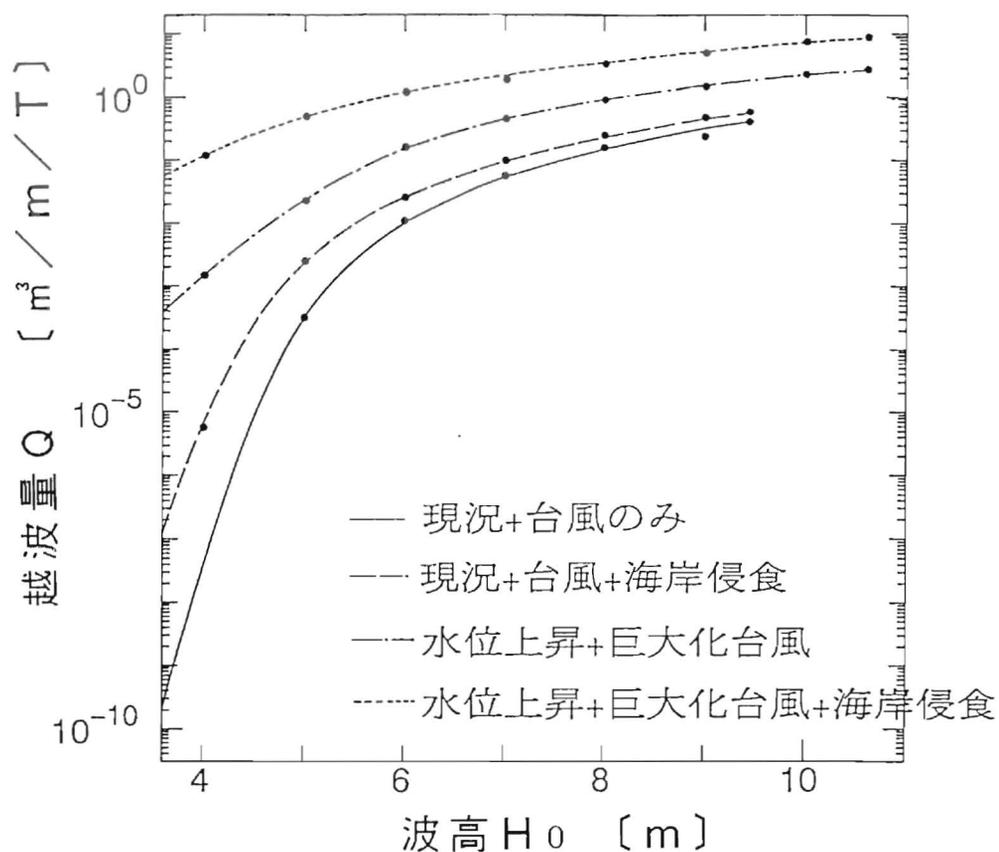


Fig.6.18 Overtopping rate against a typical coast (No.2).

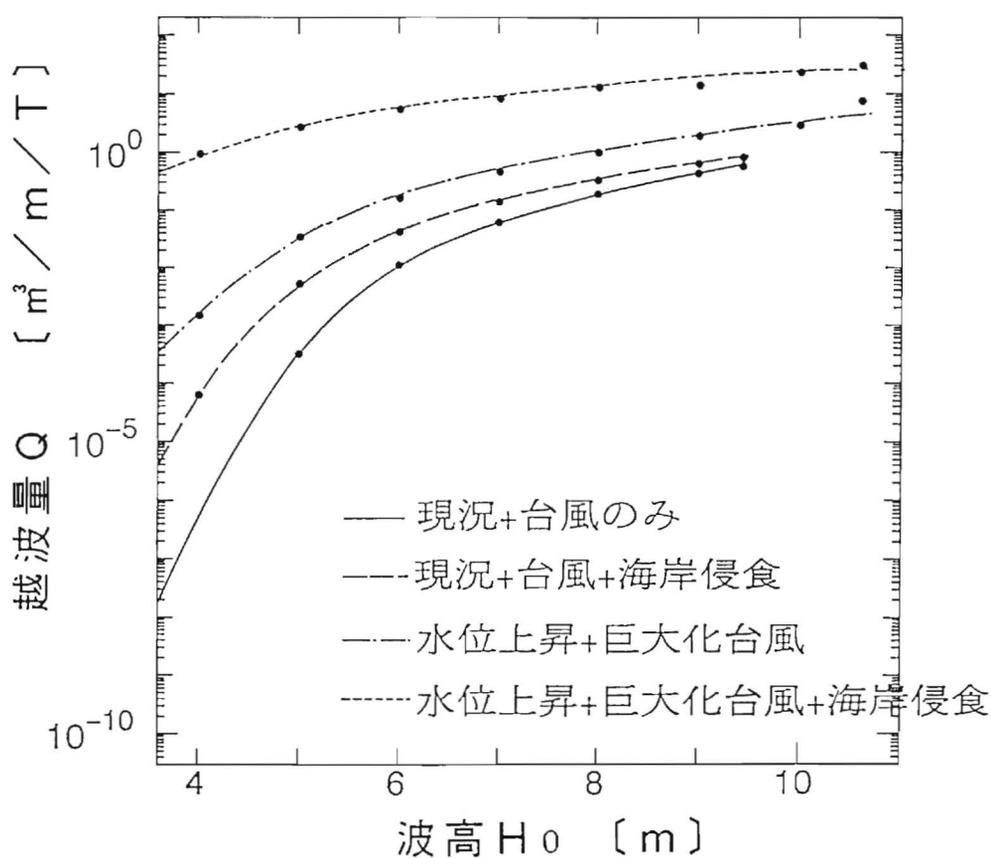


Fig.6.19 Overtopping rate against a steep slope coast (No.2).

6・3 遡上高への風の影響の検討事例

(1) 風によって海面に生じる接線応力の相似則

実際の海岸への波の遡上高を評価するとき、適切な算定式を用いて、沖波，潮位，海底断面条件に妥当なものを選んで、実測値よりかなり低い算定値になる場合がたびたびある。そして、その時の算定条件と現地海岸での条件で明らかに違うものとして、風の有無が挙げられる。

海岸で風が定常的に吹いている場合、風のエネルギーの大部分は流れの発生・発達に消費され、一部が波の発生・発達に消費される。それゆえ、風が陸方向に吹いている場合は来襲波の発達以外に吹き寄せによって岸近くで水位上昇が生じ、岸が傾斜している場合は海水の遡上の増加にも繋がっていくと考えられる。

今、風によって海面に生じる接線応力の基本的な相似則の検討を目的に、次式に示す最も単純な海水の運動方程式を考える。

$$\frac{1}{2} \frac{\partial U^2}{\partial x} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\tau_{sm}}{\rho_w (h + \zeta)} \quad \dots\dots\dots (6.23)$$

ここに、 U は水平流速、 η は水位、 g は重力加速度、 x は水平座標、 ρ_w は海水の密度、 h は静水面からの水深である。そして、 τ_{sm} が風による平均接線応力で次式で表せる。

$$\tau_{sm} = \rho_a C_D V^2 \quad \dots\dots\dots (6.24)$$

ここに、 ρ_a は空気の密度、 C_D は抵抗係数、 V は風速である。

沖合では水位上昇を無視できるので、この場合の相似則は式(6.23)から次式のようになる。

$$U_p / U_m = (C_{Dp} / C_{Dm})^{1/2} V_p / V_m \quad \dots\dots\dots (6.25)$$

ここに、添字 p は現地での値を意味し、添字 m は模型での値を意味する。

岸近くでは、式(6.23)を x から遡上先端位置 x_0 まで積分し、向岸流と離岸流が単純に相殺できるとすれば、斜面上の遡上高(R)に関する相似則は次式のようになる。

$$R_p / R_m = (C_{Dp} / C_{Dm}) (V_p / V_m)^2 \quad \dots\dots\dots (6.26)$$

なお、式(6.26)はエネルギー保存則からも得られる。

式(6.25)と式(6.26)から、抵抗係数 C_D が定数ならば、風速はFroude則に従うことになるが、近年の研究は C_D がReynolds数の関数になることを示している。

抵抗係数に対する指標には、速度に高さ10mでの風速(V_{10})を用い、代表寸法に海水面の粗度高さ(z_{0s})を用いた、式(6.27)で定義されるReynolds数が適切と考え、鶴谷ら¹⁹⁾の風洞実験データ(彼らは摩擦速度を用いたReynolds数で整理している)を整理するとFig. 6.20のようになる。

$$R_{0.1} = V_{10} z_{0s} / \nu_a \quad \dots\dots\dots (6.27)$$

ここに、 ν_a は空気の動粘性係数である。

抵抗係数はFig. 6.20に示されるように式(6.27)によって非常に良く整理できる。

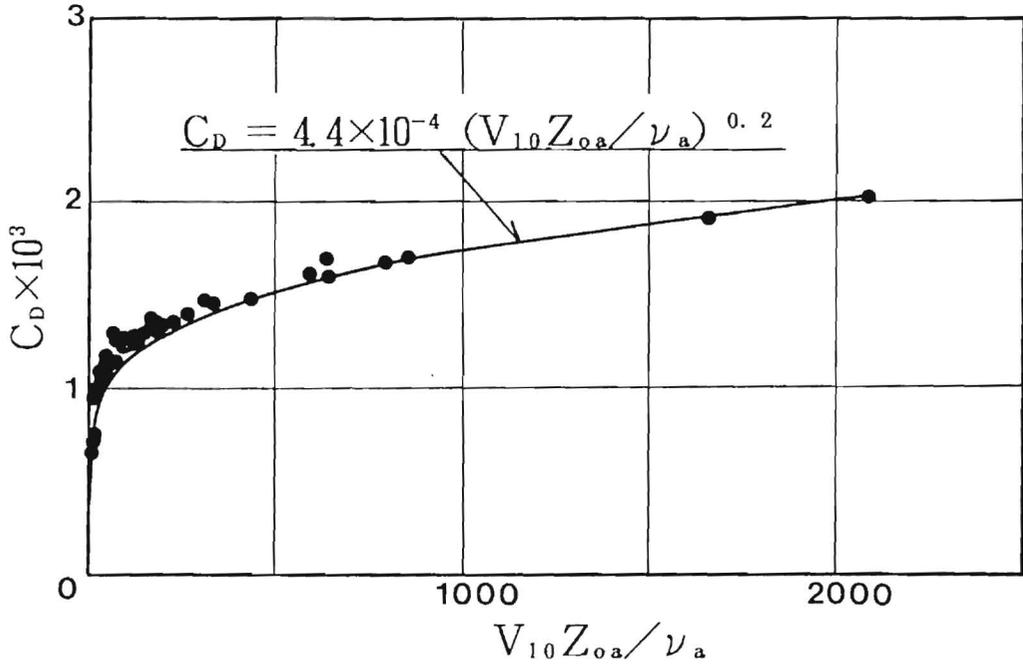


Fig. 6.20 Relation between the coefficient of resistance C_D and Reynolds number R_{e1} .

しかし、海の波高が風速と共に増加することからも判るように、海水面の粗度高さは風速の関数になること、および、海水面の粗度高さは容易に求められるものでなく、利用上不便であることから、 z_0 の代わりに風速観測の基準高 $h_{10}=10\text{m}$ を用い、式(6.28)で定義される Reynolds 数で、鶴谷らの実験データを整理し直すと Fig. 6.21 のようになる。

$$R_{s2} = V_{10} h_{10} / \nu_a \quad \text{.....(6.28)}$$

Fig. 6.21には、本多・光易²⁰⁾、Amorocho・DeVries²¹⁾、Kondo²²⁾、Van Dorn²³⁾ および Wu²⁴⁾ のデータも付記してある。Fig. 6.21から実験データ範囲内では、 C_D はほぼ $V_{10} h_{10} / \nu_a$ に比例すると見なせる。この関係を式(6.26)に代入すれば、次に示す関係式を得る。

$$V_p / V_m \approx 1 \quad \text{.....(6.29)}$$

式(6.29)は、通常のオーダ内にある実験の風速は、現地の風速にほぼ等しくなることを意味する。また、波による遡上は Froude 則に従うが、風による海面接線応力は Froude 則に従わず、風速の遡上への影響は Froude 則による指標で良く整理できないことを意味している。

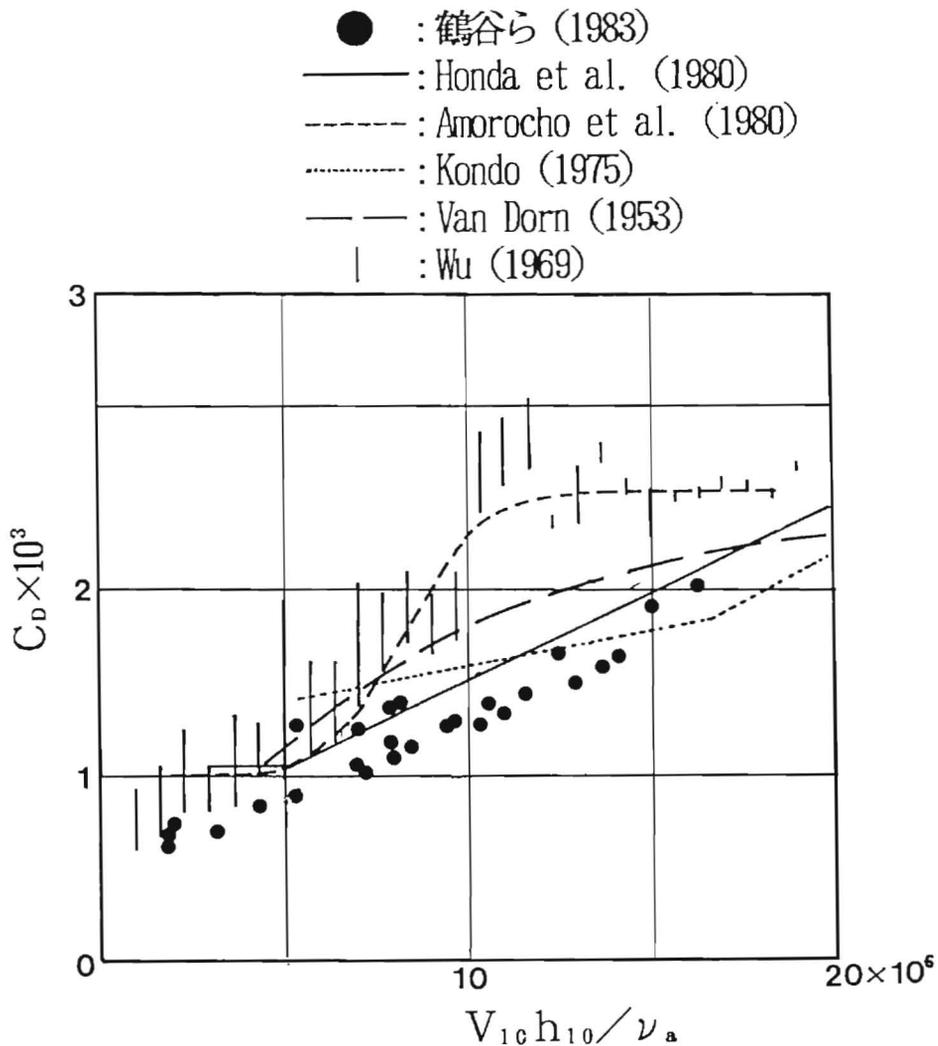


Fig.6.21 Relation between the coefficient of resistance C_D and Reynolds number R_{s2} .

(2) 風速と波の遡上高の関係

風が波の遡上に及ぼす影響は、Froude 則に従わないために、波高、周期および遡上域周辺の断面地形の平均勾配などによって変化し複雑である。したがって、ある実験データを現地に適用する場合は、対象とする海岸の遡上域周辺の断面地形の平均海底勾配と実験のそれが一致していることを確認し、その海岸で対象とする波高、周期に対する実験のそれらのスケールを求め、このスケールで寸法の換算は行えるが、風速と風が遡上高に及ぼす影響の換算は式(6.29)による。

Sibulら²⁵⁾ は、表法勾配が 1 : 3 と 1 : 6 の傾斜堤への有風時の波の遡上実験（有義波高は 3 cm 前後、周期は 0.6s 前後）を行っている。この実験の風速を現地の基準高での風速 (V) として用いれば、有風時と無風時の遡上高の比 (R_w/R) として、Fig. 6.22 に示す実線のグラフを得る。

そして、Fig. 6.22 の実線から、表法勾配が 1 : 3 ~ 1 : 6 の傾斜堤に対する、現地での有風時と無風時の遡上高の比 (R_w/R) と風速との関係を図中の一点鎖線で代表すことにする。この曲線は次式で表せる。

$$R_w/R = (1 + V^2/100) \dots\dots\dots(6.30)$$

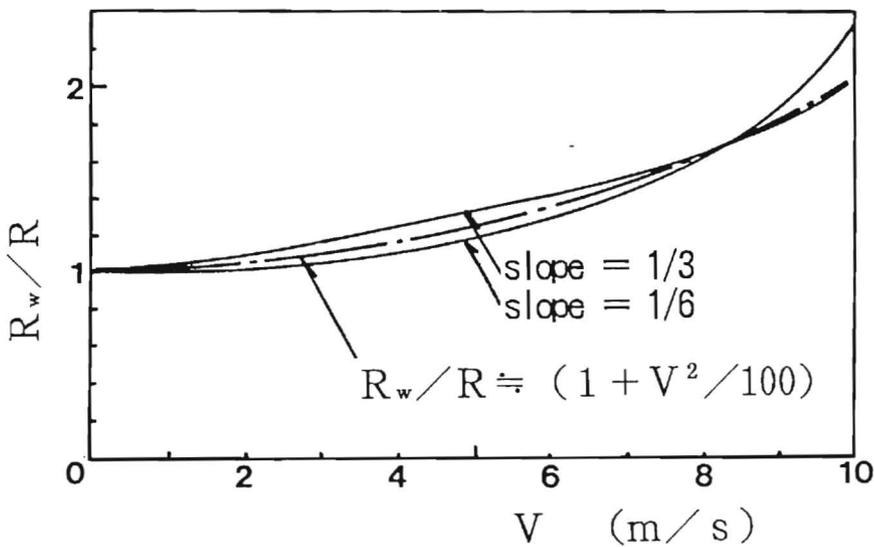


Fig.6.22 Relation between runup height with wind / runup height without wind (R_w/R) and wind velocity (V).

(3) 有風時の現地海岸への遡上高の算定

a) 対象海岸と諸データ

対象とする海岸と諸データは次の通りである。

・対象海岸：

日本海に面した富山県下新川海岸赤川地先と春日地先である。

・波浪，海岸断面および遡上高データ：

赤川地先のデータは豊島²⁶⁾の現地観測データ。沖波と遡上高データは1/10最大波で、 $H_{0.1/10}=1.16\sim 3.70\text{m}$ 、 $T_{1/10}=7.6\sim 12.9\text{s}$ である。

春日地先のデータは建設省²⁷⁾の現地観測データ。沖波と遡上高データは1/3最大波で $H_{0.1/3}=1.17\sim 2.46\text{m}$ 、 $T_{1/3}=8.0\sim 10.9\text{s}$ である。

両観測の沖波データには、観測地点に比較的近く、屈折係数に大差が無いことから、田中波浪観測所の記録が用いられている。なお、調査期間中の波向は海岸線に対してほぼ法線方向である。

両観測地点の海岸断面は、共にT.P. - 3 m近くまで勾配5割の傾斜堤があり、それ以深の海底勾配は1/20~1/25程度である。波高が4 m近い波に対しては、以下に述べる検討から、傾斜堤が無ければ短期的に侵食している可能性が有るが、傾斜堤が大破したと聞いていないので、顕著な侵食はなかったとする。

現地海岸の碎波帯内への適応性が高い岸沖漂砂量公式(6.3)から底質の岸沖移動の判別をしている部分を取り出すと次に示す関係式を得る。

$$\left. \begin{array}{l} \Phi > 0.13Ur : \text{沖方向移動} \\ \Phi = 0.13Ur : \text{中立} \\ \Phi < 0.13Ur : \text{岸方向移動} \end{array} \right\} \dots\dots\dots(6.31)$$

ここに、 Φ はHallermeierの指標(= $H^2/s D d$: Dはset-up量を考慮した水深、HはDに対する波高、sは底質の水中比重、dは底質の中央粒径)、Urはアーセル数(= $g H T^2/D^2$: gは重力加速度、Tは周期)である。

本海岸の代表値(D \approx 3m, H \approx 4m, T \approx 13s, s \approx 1.6, d \approx 0.5mm)を本式に当てはめると、 $\Phi \approx 6667 > 0.13Ur \approx 96$ となり、短期的に海底侵食を生じる可能性有りとなる。また、波の遡上高は共にビデオ撮影によっているが、豊島はビデオの読み取りによる遡上波数が入射波数より少ないことを報告している。これは主に波の吸収・追い付き現象により、小さな遡上波を識別出来なかったためと考えられるので、少なくとも赤川地先の遡上高の読み取り値は、zero-up-cross 遡上高に近くなっていると考えられる。

・風データ：

赤川地先に対しては気象庁泊測候所、春日地先に対しては建設省田中観測所の記録を収集し、この記録から海岸線に対する法線方向成分を取り出し、海風になる場合のみ法線方向の風速の影響を考慮する。

考慮する際には、合田・佐藤²⁸⁾に従い、泊測候所は海岸線より1 km程度内陸側に在る

ので、海上風速は本測候所観測値の法線方向の値より2割大きいとして補正し、田中観測所は海岸線に在るので、海上風速は本観測所観測値の法線方向の値より1割大きいとして補正する。

b) 有風時と無風時の波の遡上高の算定

最初に、海風の影響を無視できる場合の観測値に対する計算から、次の傾斜堤を対象とした算定法の適用性を確認する。

- ・規則波に対する豊島²⁸⁾の算定図：
- ・不規則波に対する Pilarczyk²⁹⁾による算定式：

$$R_{1/3} / H_o \approx 1.79 C_n i / (H_o / L_o)^{1/2} \dots\dots\dots(6.32)$$

ここに、 $R_{1/3}$, H_o および L_o は各々遡上高、波高および波長の1/3最大値、

C_n は narrow spectrum に対して 0.5~0.6、wide spectrum に対して 0.7となる係数であり、本論文では 0.6 を用いる。

式(6.32)は1/3最大波の諸元を用いているために、赤川地先に対しては1/3最大波と1/10最大波の間の換算が必要であり、次の関係式を用いる。

$$\left. \begin{aligned} H_o &\approx H_{o,1/10} / 1.27 \\ L_o &\approx L_{o,1/10} \\ R_{1/10} &\approx R_{1/3} \times 1.27 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(6.33)$$

海風が無視できる場合の遡上高の観測値と算定値の比較をFig. 6.23に示す。両算定法ともに、十分妥当な算定値を与えている。

次に、これらの適用性の有ることが確認された算定法を用いて、海風を伴っている場合の遡上高を求めたところ、Fig. 6.24のようになった。算定値が観測値より相当低いことが判る。

最後に、本海岸の断面および波高・周期が、Sibulの実験ケースに適合していることから、海風の影響を式(6.30)を用いて考慮するとFig. 6.25のようになった。Fig. 6.25から、海風の影響を考慮することにより、改善できることが判る。

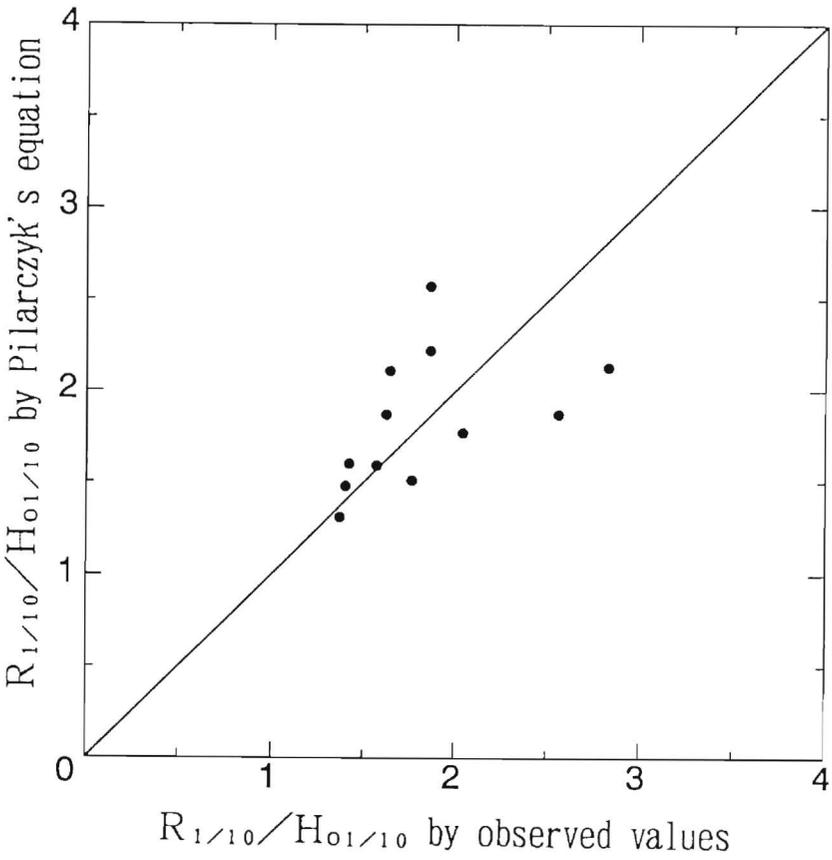
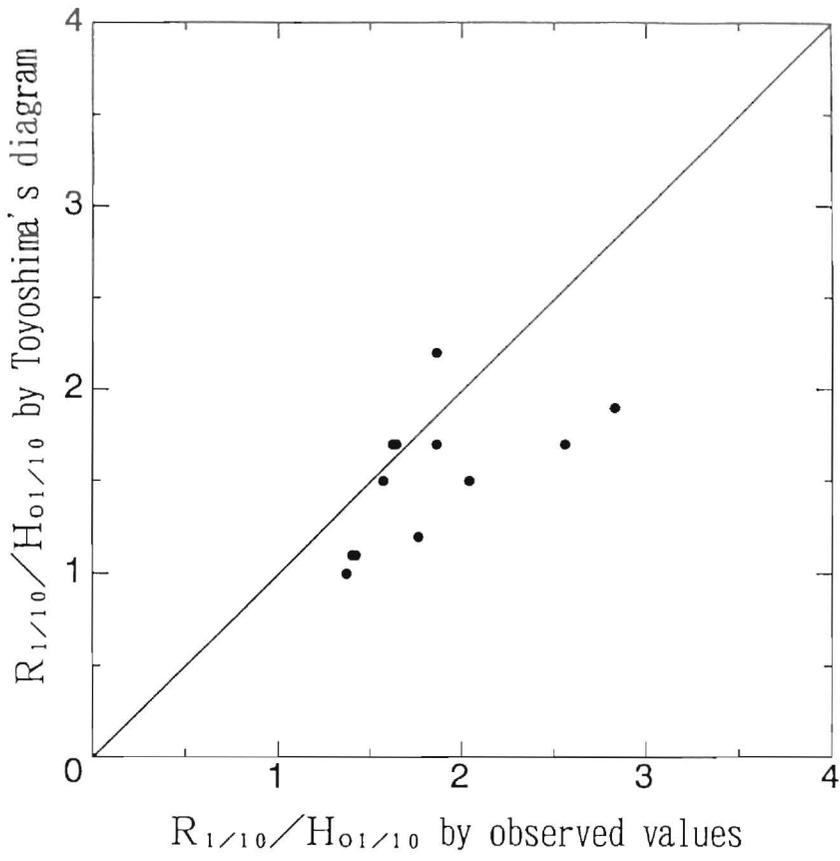


Fig. 6.23 Comparison between calculated value and observed value without wind.

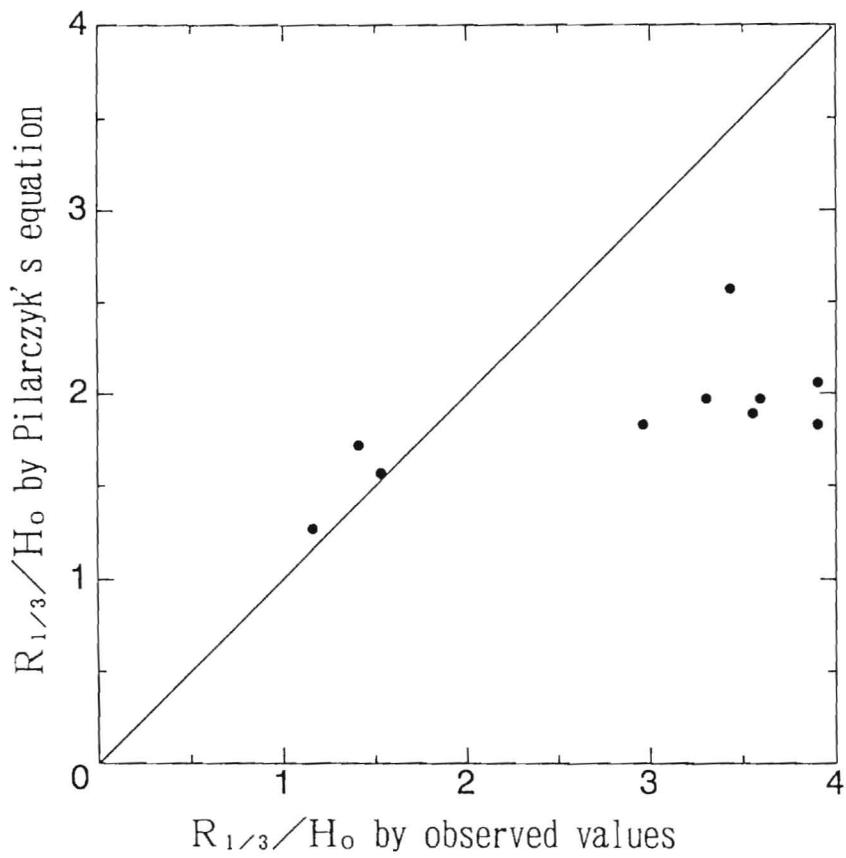
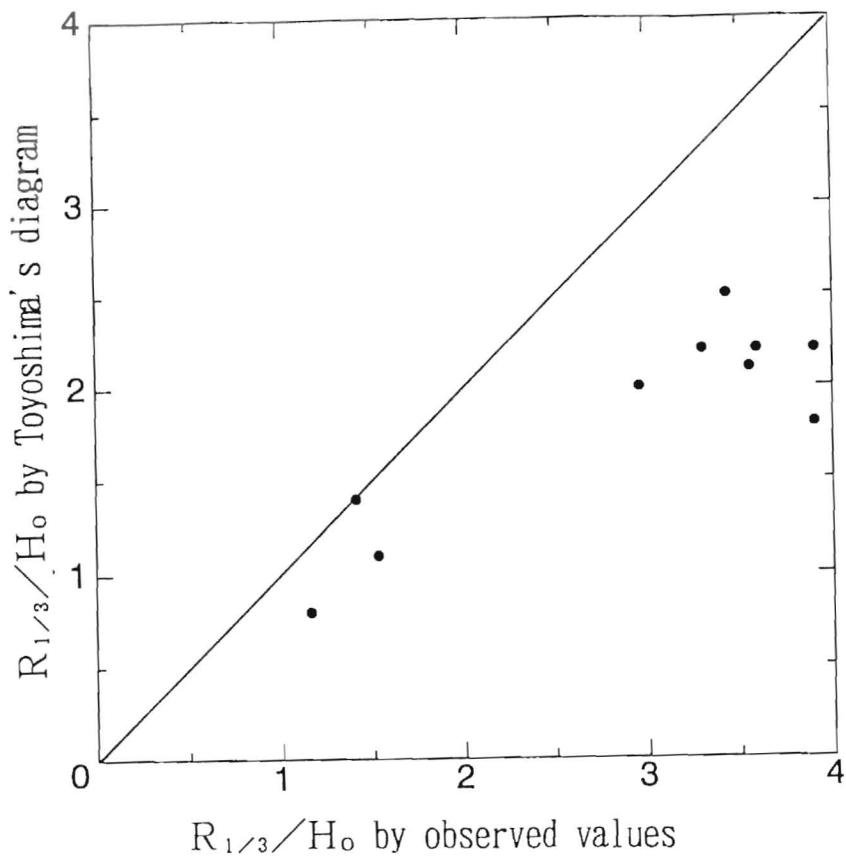


Fig. 6.24 Comparison between calculated value and observed value with wind.

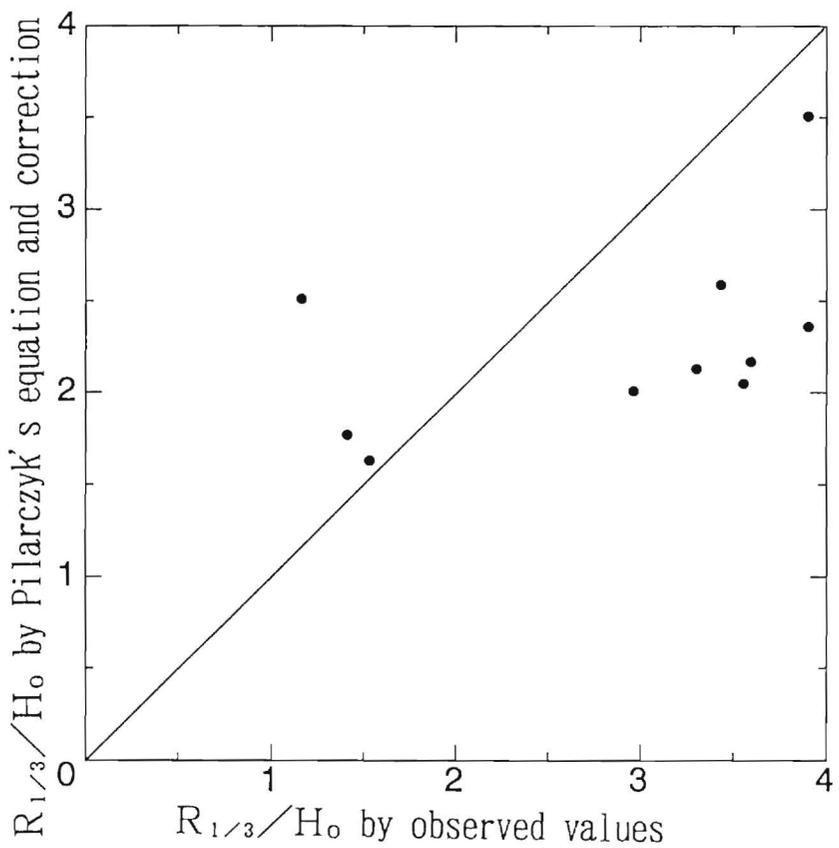
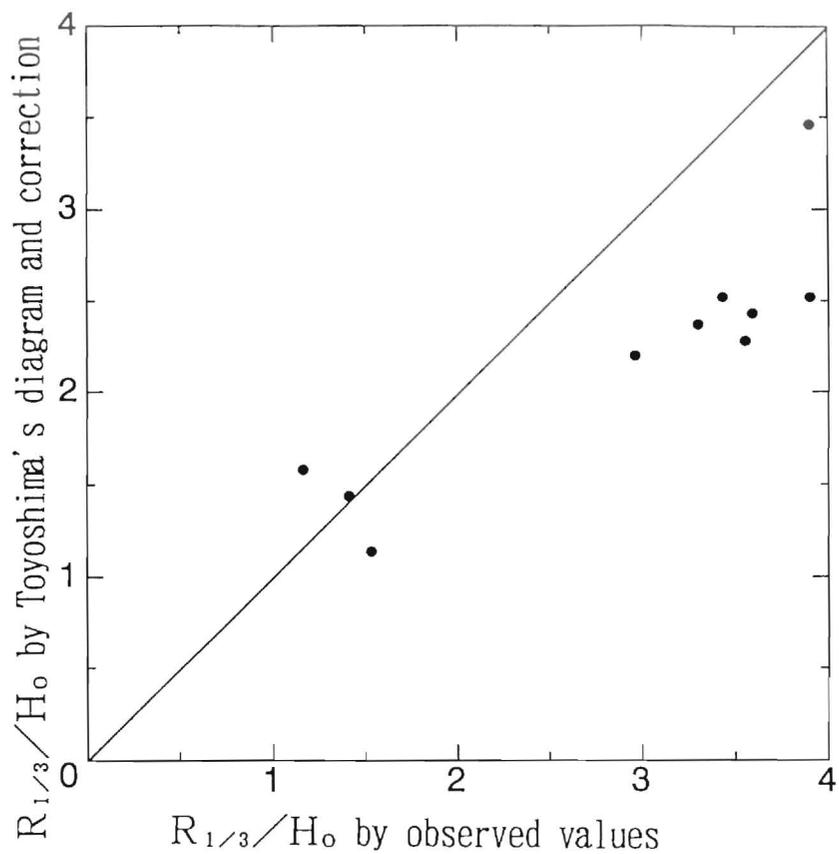


Fig.6.25 Comparison between calculated value added the influence of wind velocity and observed value with wind.

6・4 結 語

本章の研究成果をまとめると以下の通りである。

- a) 砂村の岸沖漂砂量算定式をベースに、大型実験および現地観測のデータを用いて、岸沖漂砂量係数が式(6.6),式(6.9) および式(6.12)で示される底質粒径および海岸勾配の関数になることを明らかにした。
- b) Manabeらの鉛直温度分布の予測が正確ならば、温暖化により台風が巨大化する可能性および台風が今よりも北側の緯度で発生し易くなる可能性があるかと判断される。それゆえ、台風の巨大化も考慮して、温暖化が越波量の増加に及ぼす影響について検討する価値は十分に有ると考えられる。
- c) 式(6.19)～式(6.22)で示される、海面水位が上昇した場合の海浜の新しい平衡断面を求める方法を提案し、事例検討を行った。その結果は次の通りである。
 - ・海面上昇による汀線後退量は数mとなり、そこへ台風が来襲した場合の汀線後退量は20m前後と予測された。
 - ・越波量は水位上昇により極端に増えること、その影響は急深海岸より典型的な海岸で強く現れる。さらに、海岸侵食を考慮すると、越波量はより増加することが予測された。
 - ・越波量は水位上昇に加えて台風の巨大化も考慮すると10倍程度以上に増加すること、水位上昇および巨大化台風による海岸侵食も考慮すると、さらに3倍程度以上に増加することが予測された。
- d) 波の遡上高への風の影響は Froude 則には従わないために、模型実験結果を現地へ換算する時には、波浪、地形断面諸元は Froude 則に従って換算して良いが、風速は海面接線応力に対する相似則に従って換算しなければならない。これによって、現地海岸の有風時の遡上高をより精度良く求められる。

第 7 章 結 論

本研究の主要な成果をまとめると次のとおりである。

(1) 第2章 遡上波の形態の分類

- a) 遡上波は、入射波成分が卓越する入射波卓越型、長周期波成分が卓越する長周期波卓越型、および、その中間にある入射波・長周期波混合型に分類できる。
- b) これらのタイプ分類に係わる指標には、砕波相似パラメータと total run length が考えられるが、砕波帯内の平均海底勾配で粗い区分ができ、平均海底勾配が1/10程度以上の場合は入射波卓越型、1/20程度以下の場合は長周期波卓越型、および、平均海底勾配がその中間にある場合は入射波・長周期波混合型になり易い。
- c) これら三つの形態の違いは、波の戻り流れ、吸収・追い付き現象および長周期波と密接な関係にある。すなわち、入射波が波群性を有する限り、遡上波は長周期波成分を有しているが、平均海底勾配が1/20程度より急な場合は、入射波（短周期波）成分がそれほど減衰することなく遡上するために、入射波成分の卓越した遡上波形となる。そして、平均海底勾配が1/10程度より緩くなると、surf zone の岸沖長さが長くなるために、波の戻り流れ、吸収・追い付き現象の影響が顕著に現れ易くなり、これにより遡上波の波数が減少して、中間タイプの遡上波形となる。さらに、平均海底勾配が1/20程度より緩い場合は、surf zone の岸沖長さがかなり長くなるために、入射波成分は砕波後十分に消失してしまい、長周期波成分の卓越した遡上波形となる。
- d) それゆえ、遡上波の諸量の評価については、入射波卓越型の場合は波の不規則性を無視した従来の方法が適用できるが、入射波・長周期波混合型の場合は波の戻り流れと吸収・追い付き現象の影響を、長周期波卓越型の場合は波群性に起因する長周期波の影響を考慮しなければならない。

(2) 第3章 海の波の波群性に起因する長周期波の理論的検討

- a) 汀線付近でも妥当な B F W を求められるように、基本式の水深に平均水位上昇量を考慮することにより、Symonds らの理論を改良した。この改良算定式による検討から、B F W の波高は近似的に砕波相似パラメータの関数になることが明らかになった。
- b) Longuet-Higgins らの拘束長波の理論式は、水深が入射波高の8倍程度より浅くなると、仮定が合わなくなり過大な算定値を出すようになるので、砕波帯内の L B W の算定には使えないことが明らかになった。
- c) 精度良く長周期波を計算でき、かつ遡上計算もできる数値モデルを開発した。この新しい数値モデルによる数値実験から、砕波帯外に波群の群速度が長波の位相速度に等しくなる浅海域が広がっている場合は、L B W が発達し卓越するようになる。一方、

その逆に碎波帯内に浅海域が広がっていれば、BFWが卓越することが明らかになった。また、一様勾配海岸の場合は、海底勾配 $1/20$ から $1/100$ の範囲の全てで、LBWが卓越することが明らかになった。これらの知見より、碎波帯内が急深で、それより沖合で緩い勾配となる侵食性海岸や、だらだらとした遠浅海岸では、LBWが卓越し易く、碎波帯内に十分な浅海域の有るリーフ海岸などではBFWが卓越し易いと言える。

また、周期が長くなるほど、碎波帯外に波群に対する長波近似領域が広がるようになるために、LBWが発達し卓越することも明らかとなった。さらに、波群の波高の包絡線の変動値が大きくなるほど、長周期波は大きくなるが、特に、BFWに比べてLBWの方が大きくなる。

- d) 新しい数値モデルに対して、微小振幅波理論による radiation stress を用いても、長周期波の非遡上計算値は実測値に比べてあまり過大になっていないが、長周期波の遡上計算値は過大になる。移流項と海底摩擦項を含んだ数値モデルで、微小振幅波理論による radiation stress の60%値を用いて求めた遡上高は、現地データ等を用いて提案した経験式による算定値にほぼ等しい結果を得る。この数値モデルは海底勾配が $1/40$ 程度より緩くなった場合に、経験式と良く一致するようになる。

(3) 第4章 長周期波卓越型遡上高の算定式

- a) 海底勾配 $1/10$ の場合は、 j_{2m} が短いほど戻り流れや波の吸収・追い付き現象による長周期化が顕著になる。海底勾配 $1/30$ の場合は、 j_{2m} の値に関係なく、波群に対応した長周期波成分が顕著になる。これらの事実は、第2章で調査した既往文献の内容と整合しており、海底勾配が $1/10$ 程度以下になれば、戻り流れや波の吸収・追い付き現象の影響が無視できなくなり、海底勾配が $1/20$ 程度以下になれば、長周期遡上波が卓越すると考えて良い。
- b) 海底勾配 $1/10$ の場合は、 j_{2m} が7程度までは短いほど、 R_{2m}/R_{pm} および R_{2m}/H_{0m} が大きくなる。これは、戻り流れや波の吸収・追い付き現象による小さな波の消滅化が、 j_{2m} が短い場合ほど、 R_{2m} を大きくすることを示している。一方、海底勾配 $1/30$ の場合は、同様な関係は明瞭でなく、波形勾配が $0.013\sim 0.017$ のケースでは、 j_{2m} が長いほど、 R_{cm}/H_{0m} が大きくなる。このことは、海底勾配が緩い場合には、surf zone の岸沖長さが長いために、短周期波が碎波後に十分消波して、波群に対応した長周期波成分が卓越するので、その結果、 j_{2m} が長いほど遡上波の周期も長くなり、より高く遡上することを示している。
- c) 海底勾配 $1/30$ の R_{1m}/H_{0m} は Hunt 式による規則波の R/H_{0m} より大きくなるので、海岸保全上注意を要する。一方、海底勾配 $1/10$ では、 R_{pm}/H_{0m} は規則波の R/H_{0m} と比較的良く一致するが、 R_{2m}/H_{0m} は規則波の R/H_{0m} より大きくなる。これらの結果は、各々の遡上高の定義から当然の結果と言えるが、波群性に起因した

長周期波成分が卓越するにつれて、規則波による評価法を用いた場合はもちろんのこと、不規則遡上波に対して R_c 定義による評価法を用いた場合でも、海岸保全に対して遡上高を過少評価する危険性がある。その場合には、 R_c 定義による評価法を用いるべきである。

- d) 本実験データおよび既往の現地観測データを用いて、エネルギー保存則と運動方程式に基づいて、長周期波の波高、周期および遡上高を求める算定式を提案した。長周期波に関する予備検討の際や、数値モデルによる計算の入力条件である長周期波の周期を知る際に有用となる。

(4) 第5章 入射波卓越型遡上高および越波量算定式

- a) 複雑な海岸断面に対する不規則波の越波量の算定は、水理模型実験や数値モデルによることになるが、その実行は容易でなく、改良仮想勾配法による比較的簡便な実験式を提案した。他に簡便な算定法が無い現時点では、本算定式の有用性は低くないと判断される。
- b) 海浜勾配が緩い場合は第2章、3章の検討から判るように、長周期遡上波の影響が無視できないが、海岸侵食の激しい海岸では砂浜が消失した結果、急勾配になっている場合が多い。この様な急勾配海岸に対しては、長周期遡上波が考慮されていない本算定式でも十分に有用である。

(5) 第6章 波の遡上および越波への海浜地形変化と風の影響

- a) 岸沖漂砂による汀線変化を予測できる算定式を大型水理模型実験と現地観測のデータ解析から求めた。
- b) Manabeらの鉛直温度分布の予測が正確ならば、温暖化により台風が巨大化する可能性および台風が今よりも北側の緯度で発生し易くなる可能性があると判断される。それゆえ、台風の巨大化も考慮して、温暖化が越波量の増加に及ぼす影響について検討する価値は十分に有ると考えられる。
- c) 岸沖漂砂による海浜断面変化の経験的予測手法を提案し、地球温暖化による海面上昇等を対象とした越波問題に適用した結果、海面上昇による汀線後退量は数m、そこへ台風が来襲した場合の汀線後退量は20m前後となり、越波量は当然増加する。また、越波量は台風の強度の多少の増加により大幅に増加すること、海底勾配が途中から緩くなる海岸では、波高の増大より海面上昇による越波量の増加の方が大きいこと、急勾配の海岸では、海面上昇より波高の増大による越波量の増加の方が大きいことが明らかになった。
- d) 波の遡上高への風の影響は Froude 則には従わないために、模型実験結果を現地へ換算する時には、波浪、地形断面諸元は Froude 則に従って換算して良いが、風速は海

面接線応力に対する相似則に従って換算しなければならない。これによって、現地海岸の有風時遡上高の算定精度を高められることを明らかにした。

7・2 今後の課題

二次元的な不規則波の遡上と越波については、かなりのことが判った。しかし、実際の海岸は三次元的であり、海の波にはエッジ波のように二次元的なメカニズムでは説明できない現象もしばしば起きている。今後は遡上と越波のメカニズムについて、三次元的に発展させていかねばならない。

また、二次元的な研究に限ってもまだ未解決の問題がある。

一つは反射波の沖側での処理の問題である。長周期波を対象とする場合、岸での反射波は比較的大きい。したがって、実験を造波水路で行う場合、この反射波の造波板による再反射の影響が無視できなくなる。ゆえに、この反射波の分離法について、研究を進める必要がある。さらに、反射波の問題を複雑にしている原因に、二次元的な長周期波にはBFWとBLWの二種類が存在していることを挙げられる。このために、水理模型実験だけでなく、数値モデルにおいても完全な反射波の除去は容易でない。

二つ目は、各遡上波タイプを含めて総合的に評価できるモデルの構築である。海底勾配が十分に緩くて、典型的な長周期遡上波が発生している場合は、現在のモデルでもかなり説明でき、予測にも適用できる。しかし、海底勾配が比較的急で入射波・長周期波混合型になる場合に対しては、短周期波に対するモデルと組み合わせて、総合的に評価できるようにする必要がある。

三つ目は、長周期卓越型に対しても、遡上高の確率分布が求められるモデルの構築が必要と考えられる。

さらに、遡上波の底質移動への影響についても、不明なことが多く、より詳しい研究が必要である。

今後は、これらの課題をすこしでもクリアするために努力を続けたいと思っている。

謝 辞

博士号取得を本気になって考えるようになったきっかけは、現埼玉大学長堀川清司先生との平成元年の出会いにあります。そして、平成2年から本学において、堀川先生のご指導のもと本格的な研究活動を始めました。それから、今日にかけて、先生には研究を進めるために、並々ならぬご助力とご指導を賜りました。一生感謝し続けていくことになるでしょう。

また、堀川先生の学長就任に伴い、平成4年から私の主指導教官となって頂きました建設工学科教授谷本勝利先生には、「長周期遡上波」と言う新しいテーマをまさに適切な時期に頂き、本論文の大黒柱にすることができました。そして、この二年間、適切なアドバイスを適時に頂きました。まだまだ人間として未熟な私を根気強くご指導下さいました先生に深く感謝致します。

さらに、水理模型実験や現地観測を進めるに際して惜しみない援助を賜った建設工学科助教授浅枝隆先生と助手中村廣昭先生に対しても深く感謝しております。平成1年度卒業研究生本宮雅弘氏（現川田工業）、平成2年度卒業研究生杉山佳弘氏（現通産省）、平成3年度卒業研究生長沼良子氏（現パシフィックコンサルタンツ）、堀之内毅氏（現建設技術研究所）、只森健一氏（現東亜建設工業）、平成4年度卒業研究生山口武士氏（現熊谷組）、平成5年度卒業研究生高田郁子氏（埼玉県庁予定）をはじめとした水理研究室のメンバーだった方々に対しても、数々のご協力を頂いており、ここに心からの感謝を表すものであります。

そして、本研究に深いご理解を示され、完成させるために心温かいご支援をして頂いた(株)アイ・エヌ・エーの高居富一社長、宮崎洋三元取締役、佐々木民雄博士、さらには、海岸環境部の桜本弘部長、大谷靖郎次長をはじめとした部員の方々、および、筑波研究所の所員の方々に対しても、深く感謝する次第であります。

参 考 文 献

第 1 章

- 1) Battjes, J. A.: Run-up distributions of waves breaking on slopes, Proc., ASCE, WW1, pp.91~113, 1971.
- 2) 榎木 亨・岩田好一郎・森野彰夫: 緩斜面上への波の遡上特性について, 第23回海講論文集, pp.164~169, 1976.
- 3) Burcharth, H. F.: The effect of wave grouping on on-shore structures, Coastal Engineering, 2, pp.189~199, 1979.
- 4) 木村 昇・瀬山 明・若狭 聡: 波の打ちあげ高におよぼすもどり流れの効果, 第29回海講論文集, pp.380~384, 1982.
- 5) 間瀬 肇: 不規則波による遡上波のスペクトル, 土木学会論文集第357号, II-3, pp.197~205, 1985年5月.
- 6) 間瀬 肇・小林信久: Swash oscillation の長周期変動, 土木学会論文集第461号, II-22, pp.49~57, 1993年2月.
- 7) 久保田 進: 現地遡上波の機構解明とその予測に関する研究, 中央大学博士学位論文 1991年3月.
- 8) 久保田 進・水口 優・竹澤三雄: 遡上・反射波分布の予測モデル, 海岸工学論文集第39巻, pp.21~25, 1992.
- 9) 水口 優: 不規則波の遡上・越波とサーフビート, 土木学会水工学シリーズ92-B-7, 1992年.
- 10) 佐藤道郎: 碎波帯波浪場の構造, 土木学会水工学シリーズ83-B-3, 1983年.
- 11) Longuet-higgins, M. S. and Stewart, R. W.: Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to "Surf Beat", Jour. Fluid Mech., Vol.13, pp.481~504. 1962.
- 12) Symonds, G., Huntley, D. A. and Bowen, A. J.: Two-dimensional surf beat : long wave generation by a time-varying breakpoint, Jour. Geophys. Res., Vol.87, No.C1, pp.492~498, 1982.
- 13) 間瀬 肇・土居宏行・岩垣雄一: 不規則波の遡上特性に及ぼすWave Groupingの影響に関する実験的研究, 第30回海講論文集, pp.114~118, 1983.
- 14) Barthel, V., Mansard, E. P. D. and Funke, E. R.: Effect of group-induced long waves on wave runup, Proceeding of coastal structures '83, pp.911~924, 1983.
- 15) 岩田好一郎・榎木 亨・信田 亘: 緩斜面における不規則波の遡上高さとおよぼす遡上周期, 第28回海講論文集, pp.330~334, 1981.
- 16) Sawaragi, T. and Iwata, K.: A nonlinear model of irregular wave run-up height and period distributions on gentle slopes,

- 19th ICCE, ASCE, pp.415~434, 1984.
- 17) 加藤一正：漂砂と海浜地形変化に及ぼす長周期波の影響に関する研究，東京工業大学博士学位論文，1990年9月。
 - 18) 間瀬 肇・岩垣雄一：波の変調不安定理論に基づく現地波浪の Wave Group 特性の解析，第32回海講論文集，pp.184~188，1985。
 - 19) 喜岡 涉・川合正恭・田村真一：非線形変調波に伴う長周期水位変動について，海岸工学論文集，第37巻，pp.91~95，1990。
 - 20) 加藤一正・中村聡志・池田直太：波の連なりを考慮した長周期波の波高の推定，港湾技術研究所報告第30-1号，pp.137~163，1991年3月。
 - 21) 合田良実：浅海域における波浪の碎波変形，港湾技術研究所報告第14-3号，pp.59~106，1975年9月。
 - 22) List, J. H.: A model for two-dimensional surf beat, Jour. Geophys. Res., Vol.97, No.C4 pp.5623~5635, 1991.
 - 23) List, J. H.: Breakpoint-forced and bound long waves in the nearshore: A model comparison, 23rd ICCE, ASCE, pp.860~873, 1992.
 - 24) Kobayashi, N., Wurjanto, A.: Wave overtopping on coastal structures, W.P.C.O.Engrg., ASCE, Vol.115, No.2, 1989.
 - 25) 水口 優・大久保義人：複雑な断面をもつ海浜での波高，平均水位の変化と遡上，第35回海講論文集，pp.133~137，1988。
 - 26) 宇多高明・山本幸次・河野茂樹：沿岸漂砂による3次元海浜地形変化の予測法，海岸工学論文集，第38巻，pp.386~390，1991。
 - 27) 堀川清司：海浜変形シミュレーションの適用性，土木学会論文集，第345号，pp.21~29，1984。
 - 28) Shibayama, T.・K.Horikawa: A numerical model for two-dimensional beach transformation, Proc. of JSCE, No.357/II-3, pp.167~176, 1985.
 - 29) 西村仁嗣・砂村継夫：二次元海浜変形の数値シミュレーション，第32回海講論文集，pp.340~343，1985。
 - 30) 加藤一正・村上裕幸・栗山善昭・藤田誠：短期汀線変動のモデル化の試み，第34回海講論文集，pp.297~301，1987。
 - 31) Sibul, O.J. and Tickner, E.G.: A model study of the run-up of wind generated waves on levees with slopes of 1:3 and 1:6, B.E.B., Corps of Eng. Technical Memorandum No.67, 1955.
 - 32) Juang, J.: Effect on wind speed to wave run-up, 23rd ICCE, ASCE, pp.1245~1257, 1992.

第2章

- 1) Goda, Y.: Random Seas and Design of Maritime Structures, Univ. of Tokyo

Press, 1985.

- 2) Funke, E. R. and Mansard, E. P. D.: On the synthesis of realistic sea states in a laboratory flume, National Research Council Technical Report LTR-HY-66, Ottawa, Canada, 1979.
- 3) 間瀬 肇: 不規則波による遡上波のスペクトル, 土木学会論文集 357, II-3, pp.197~205, 1985年5月.
- 4) 久保田 進: 現地遡上波の機構解明とその予測に関する研究, 中央大学博士学位論文 1991年3月.
- 5) 間瀬 肇・小林信久: Swash oscillation の長周期変動, 土木学会論文集 461, II-22, pp.49~57, 1993年2月.
- 6) Sawaragi, T. and Iwata, K.: A nonlinear model of irregular wave run-up height and period distributions on gentle slopes, 19th ICCE, ASCE, pp.415~434, 1984.
- 7) Yamamoto, Y., Horikawa, K.: New methods to evaluate run-up height and wave overtopping rate, 23rd ICCE, ASCE, pp.1734~1747, 1992.
- 8) 加藤一正: 漂砂と海浜地形変化に及ぼす長周期波の影響に関する研究, 東京工業大学博士学位論文, 1990年9月.
- 9) 岩田好一郎・榎木 亨・信田 亘: 緩斜面における不規則波の遡上高さとの遡上周期, 第28回海講論文集, pp.330~334, 1981.
- 10) 山本吉道・谷本勝利: 波群性に起因する長周期波の海岸への遡上に関する研究, 土木学会論文集, 1993年8月投稿.
- 11) 佐々木民雄: 海浜流系の構造に関する野外的研究, 東京大学博士学位論文, 1974年12月.

第3章

- 1) 加藤一正・中村聡志・池田直太: 波の連なりを考慮した長周期波の波高の推定, 港湾技術研究所報告第30-1号, pp.137~163, 1991年3月.
- 2) Symonds, G., Huntley, D. A. and Bowen, A. J.: Two-dimensional surf beat : long wave generation by a time-varying breakpoint, Jour. Geophys. Res., Vol.87, No.C1, pp.492~498, 1982.
- 3) Longuet-higgins, M. S. and Stewart, R. W.: Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to "Surf Beat", Jour. Fluid Mech., Vol.13, pp.481~504, 1962.
- 4) 加藤一正: 緩勾配海岸と急勾配海岸の前浜に作用する外力の違い, 海岸工学論文集 第40巻, pp.421~425, 1993年.
- 5) 後藤智明: 津波による被害の予測に関する水理学的研究, 東北大学博士学位論文, 1983年12月.

- 6) 日野幹雄・仲座栄三：数値波動解析における新しい無反射境界スキームの平面二次元問題への適用，第35回海講論文集，pp.262～266，1988.
- 7) Guza, R. T., Thornton, E. B. and Holman, R. A.: Swash on steep and shallow beaches, 19th ICCE, pp.708～723, 1984.
- 8) 間瀬 肇・松本明男・岩垣雄一：不規則波の浅水・砕波変形計算モデルに関する研究 土木学会論文集375, II -6, pp.221～230, 1986年11月.
- 9) 合田良実：浅海域における波浪の砕波変形，港湾技術研究所報告第14-3号，pp.59～106，1975年9月.
- 10) List, J. H.: A model for two-dimensional surf beat, Jour. Geophys. Res., Vol.97, No.C4 pp.5623～5635, 1991.
- 11) 山本吉道・只森健一・堀川清司：砕波帯内の底面摩擦力に関する研究，第47回年講概要集，第2部，pp.1014～1015，1992.
- 12) Kajiura, K.: A model of the bottom boundary layer in water waves, Bull. Earthquake Res. Inst., Univ. of Tokyo, Vol.46, pp.75～123, 1968.
- 13) 浅野敏之・栗林賢一・酒井哲郎：前傾した波の下での底面境界層の解析，海岸工学論文集第36巻，pp.6～10，1989.
- 14) Jonsson, I. G.: Wave boundary layers and friction factors, 10th ICCE, pp.127～148, 1967.
- 15) Kamphuis, J. W.: Determination of sand roughness for fixed beds, J. Hydraulic Research, Vol.12, No.2, pp.193～203. 1974.
- 16) 柿沼忠男・伊福 誠：現地海岸における海底摩擦係数，第32回海講論文集，pp.234～237，1985.
- 17) Freeman, J. C. and Le-Mehaute, B.: Wave breakers on a beach and surges on a dry bed, Proc. ASCE, Vol.90, No.HY2, pp.187～216, 1964.
- 18) 山本吉道：複雑な海浜断面に対する砕波後の波の打ち上げ高について，海洋開発論文集第4巻，pp.295～299，1988.
- 19) List, J. H.: Breakpoint-forced and bound long waves in the nearshore: A model comparison, 23rd ICCE, ASCE, pp.860～873, 1992.

第4章

- 1) 山口正隆・畑田佳男：波浪に伴う長周期波の統計的特性について，第30回海講論文集，pp.148～152，1983.
- 2) 広瀬宗一・橋本典明：田子の浦港における長周期波の特性，第30回海講論文集，pp.163～167，1983.
- 3) Goda, Y.: Random Seas and Design of Maritime Structures, Univ. of Tokyo Press, 1985.
- 4) 久保田 進・水口 優・堀田新太郎・竹澤三雄：現地遡上域における反射波の特性，

- 海岸工学論文集第36巻, pp.119~123, 1989.
- 5) 榎木 亨: 漂砂と海岸侵食, 森北出版(株), pp.55~56, 1982.
 - 6) Freeman, J. C. and Le-Mehaute, B.: Wave breakers on a beach and surges on a dry bed, Proc. ASCE, Vol.90, No.HY2, pp.187~216, 1964.
 - 7) 久保田 進: 現地遡上波の機構解明とその予測に関する研究, 中央大学博士学位論文, 1991年3月.
 - 8) 間瀬 肇: 不規則波による遡上波のスペクトル, 土木学会論文集357, II-3, pp.197~205, 1985年5月.
 - 9) 久保田 進・水口 優・竹澤三雄: 遡上・反射波分布の予測モデル, 海岸工学論文集第39巻, pp.21~25, 1992.
 - 10) 合田良実: 浅海域における波浪の碎波変形, 港湾技術研究所報告第14-3号, pp.59~106, 1975年9月.
 - 11) 加藤一正: 長周期波と多段砂州の成因について, 第31回海講論文集, pp.441~445, 1984.
 - 12) 加藤一正: 漂砂と海浜地形変化に及ぼす長周期波の影響に関する研究, 東京工業大学博士学位論文, 1990年9月.
 - 13) 間瀬 肇・土居宏行・岩垣雄一: 不規則波の遡上特性に及ぼす Wave Grouping の影響に関する実験的研究, 第30回海講論文集, pp.114~118, 1983.
 - 14) 加藤一正・中村聡志・池田直太: 波の連なりと長周期波の関連に関する現地観測, 海岸工学論文集第37巻, pp.101~105, 1990.
 - 15) 加藤一正・中村聡志・池田直太: 波の連なりを考慮した長周期波の波高の推定, 港湾技術研究所報告第30-1号, pp.137~163, 1991年3月.
 - 16) 榎木 亨・岩田好一郎・森野彰夫: 緩斜面上への波の遡上特性について, 第23回海講論文集, pp.164~169, 1976.
 - 17) 岩田好一郎・榎木 亨・信田 亘: 緩斜面における不規則波の遡上高さと遡上周期, 第28回海講論文集, pp.330~334, 1981.
 - 18) 間瀬 肇・小林信久: Swash oscillation の長周期変動, 土木学会論文集461, II-22, pp.49~57, 1993年2月.
 - 19) 田中則男・加藤一正・灘岡和夫・小山内英雄・近藤隆道: 大洗海岸における碎波帯内の総合観測, 港湾技術研究所報告第18-2号, pp.27~54, 1979年6月.

第5章

- 1) 中村 充・佐々木泰雄・山田譲二: 複合断面における波の打上げに関する研究, 第19回海講論文集, pp.309~312, 1972.
- 2) 合田良実: 浅海域における波浪の碎波変形, 港湾技術研究所報告第14-3号, pp.59~106, 1975年9月.
- 3) 岩垣雄一・井上雅夫・大掘晃一: のり面上の波の遡上機構に関する実験的研究,

- 第13回海講論文集, pp.198~205, 1966.
- 4) 山本吉道: 複雑な海浜断面に対する砕波後の波の打ち上げ高について, 海洋開発論文集第4巻, pp.295~299, 1988.
 - 5) 砂村継夫: 海岸環境工学, 本間 仁監修, 堀川清司編, 東京大学出版会, pp.75~76, 1985.
 - 6) 高田 彰: うちあげおよび越波, 第13回水工学夏期研修講演集, B-2, 1977.
 - 7) 山本吉道・竹田良邦: ウォータフロントにおける越波対策について, 海洋開発論文集第7巻, pp.31~36, 1991.
 - 8) 泉宮尊司・堀川清司: 砕波帯における波のエネルギー方程式のモデリング, 第30回海講論文集, pp.15~19, 1983.
 - 9) 吉川秀夫・椎貝博美・河野二夫: 海岸堤防の越波に関する基礎的研究(1), 第14回海岸工学講演会, pp.118~122, 1967.
 - 10) 井上雅夫・菊岡 敏: 越波量におよぼす堤防前面地形の影響, 第19回海岸工学講演会, pp.283~288, 1972.
 - 11) 渡辺 晃・川原俊郎: 不規則波のスペクトルと波高周期分布の関係, 第31回海講論文集, pp.153~157, 1984.
 - 12) 福田伸男・宇野俊泰・入江 功: 防波護岸の越波に関する現地観測(第2報), 第20回海岸工学講演会, pp.113~118, 1973.
 - 13) 高山知司・古川正美・立石義博: 複断面海岸における護岸越波流量に関する模型実験 運輸省港湾技研資料, No.592, 1987.

第6章

- 1) 砂村継夫: Swash zoneを含む砕波帯の岸沖漂砂量に関する研究, 第31回海講論文集, pp.316~320, 1984.
- 2) 山本吉道: 複雑な海浜断面に対する砕波後の波の打ち上げ高について, 海洋開発論文集第4巻, pp.295~299, 1988.
- 3) 清水隆夫・斉藤昭三・丸山康樹・長谷川寛・鹿島遼一: 大型造波水路実験による岸沖漂砂量分布形のモデル化, 電力中央研究所報告, 384028, 1985.
- 4) 加藤一正: 漂砂と海浜地形変化に及ぼす長周期波の影響に関する研究, 東京工業大学博士学位論文, 1990年9月.
- 5) 砂村継夫: 海岸環境工学, 本間仁監修, 堀川清司編, 東京大学出版会, pp.361~363, 1985.
- 6) National Research Council: Responding to Change in Sea-level, Engineering Implications, National Academy Press, Washington, D.C., 148p., 1987.
- 7) Yamamoto, Y., Horikawa, K.: New methods to evaluate run-up height and wave overtopping rate, 23rd ICCE, ASCE, pp.1734~1747, 1992.
- 8) 山本吉道・堀川清司: 新しい越波量算定式の提案, 海洋開発論文集第7巻.

- pp.25~30, 1991.
- 9) 三村信男・磯部雅彦・細川恭史・灘岡和夫：地球温暖化による海面上昇・海象変化の影響評価，海岸工学論文集第38巻，pp.936~940, 1991.
 - 10) 磯部雅彦：地球温暖化による海面上昇と沿岸域におけるその影響予測，沿岸海洋研究ノート，日本海洋学会，沿岸海洋研究部会，pp.169~178, 1992.
 - 11) Emanuel, K.A.: The dependence of hurricane intensity on climate, NATURE Vol.326, No.2, pp.483~485, 1987.
 - 12) 気象庁：温室効果気体の増加に伴う気候変化（Ⅱ），大蔵省印刷局，231p., 1990.
 - 13) Manabe, S.・Bryan, K. and Spelman M. J.: Transient response of a global oceanatmosphere model to a doubling of atmospheric carbon dioxide, J. Physical Oceanography Vol.20, pp.722~749, 1990.
 - 14) 渡辺 晃・川原俊郎：不規則波のスペクトルと波高周期分布の関係，第31回海岸工学講演会，pp.153~157, 1984.
 - 15) 中村 充・佐々木泰雄・山田譲二：複合断面における波の打上げに関する研究，第19回海講論文集，pp.309~312, 1972.
 - 16) 高田 彰：うちあげおよび越波，第13回水工学夏期研修講演集，B-2, 1977.
 - 17) 海岸保全施設築造基準連絡協議会：改訂海岸保全施設築造基準解説，pp.239~240, 1987.
 - 18) IPCC WG1: Policymakers Summary of the Scientific Assessment of Climate Change, 27p., 1990.
 - 19) 鶴谷広一・中野 晋・加藤 始・一戸秀久：吹送流に関する風洞実験，港湾技術研究所報告第22-2号，pp.127~174, 1983年6月.
 - 20) 本多忠夫・光易 恒：水面に及ぼす風の作用に関する実験的研究，第27回海講論文集，pp.90~93, 1980.
 - 21) Amorochio, J. and DeVries, J. J.: A new evaluation of the wind stress coefficient over water surfaces, Jour. Geophys. Res., Vol.85, No.C1, pp.433~442, 1980.
 - 22) Kondo, J.: Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions, Boundary-Layer Meteorol., 9, pp.91~112, 1975.
 - 23) Van Dorn, W. G.: Wind stress on an artificial pond, Jour. Marine Res., 12, pp.249~276, 1953.
 - 24) Wu, J.: Wind stress and surface roughness at air-sea interface, Jour. Geophys. Res., Vol.74, pp.444~455, 1969.
 - 25) Sibul, O.J. and Tickner, E.G.: A model study of the run-up of wind generated waves on levees with slopes of 1:3 and 1:6, B.E.B., Corps of Eng. Technical Memorandum No.67, 1955.
 - 26) 豊島 修：緩傾斜護岸工法，第34回海講論文集，pp.447~451, 1987.

- 27) 建設省河川局海岸課・土木研究所：海岸保全計画の立案に関する研究，
第44回建設省技術研究会概要，pp.879～924，1990.
- 28) 合田良実・佐藤昭二：海岸・港湾，彰国社，pp.98～100，1982.
- 29) Pilarczyk, K.W.: Coastal Protection, A.A. Balkema, Rotterdam, pp.223～226,
1990.

付 録 Symonds らの理論の改良式の誘導

(1) 基本方程式の改良 (汀線近傍での精度向上)

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial U'}{\partial t'} + g \frac{\partial \zeta'}{\partial x'} &= - \frac{1}{\rho h'} \frac{\partial S_{xx}}{\partial x'} \\ \frac{\partial \zeta'}{\partial t'} + \frac{\partial (h' U')}{\partial x'} &= 0 \end{aligned} \right\} \text{-----} \quad (1)$$

ここで、

$$S_{xx} = \frac{3}{4} \rho g a'^2, \text{ 振幅 } a'(x') = \gamma [x' \tan \beta + \zeta'_0(x')] \quad \zeta'_0(x') : \text{ セットアップ量}$$

$$h' = x' \tan \beta + \zeta', \text{ 水位 } \zeta'(x', t') = \zeta'_0(x') + \sum_{n=1}^{\infty} \zeta'_n(x', t')$$

$$= \zeta'_0(x') + \sum_{n=1}^{\infty} \eta'_n(x') \cos nt + \sum_{n=1}^{\infty} \eta'_n(x') \sin nt$$

ここでは、 $h' = x' \tan \beta + \zeta'_0(x')$ の場合を考える。

$$x' = Xx, \quad t' = \frac{t}{\sigma} \quad (\sigma = 2\pi/T_{\text{波}}), \quad U' = \frac{3}{2} \gamma^2 \sigma XU \quad \zeta' = \frac{3}{2} \gamma^2 X \tan \beta \cdot \zeta,$$

$$h' = x' \tan \beta + \zeta'_0 = (x + \frac{3}{2} \gamma^2 \zeta_0) X \tan \beta,$$

$$S_{xx} = \frac{3}{4} \rho g \gamma^2 (x' \tan \beta + \zeta'_0)^2 = \frac{3}{4} \rho g \gamma^2 X^2 (\tan \beta)^2 (x + \frac{3}{2} \gamma^2 \zeta_0)^2$$

∴

$$\frac{\frac{3}{2} \gamma^2 \sigma^2 XU}{\partial t} + g \frac{\frac{3}{2} \gamma^2 X \tan \beta \partial \zeta}{X \partial x} = - \frac{\frac{3}{4} \rho g \gamma^2 X^2 (\tan \beta)^2}{\rho (x + \frac{3}{2} \gamma^2 \zeta_0) X \tan \beta} \frac{d(x + \frac{3}{2} \gamma^2 \zeta_0)^2}{X dx}$$

$$\frac{\sigma^2 X}{g \tan \beta} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial \zeta}{\partial x} = - \frac{1}{2 (x + \frac{3}{2} \gamma^2 \zeta_0)} \frac{d(x + \frac{3}{2} \gamma^2 \zeta_0)^2}{dx} \text{-----} \quad (2)$$

$$\frac{\sigma \frac{3}{2} \gamma^2 X \tan \beta \partial \zeta}{\partial t} + \frac{X \tan \beta \frac{3}{2} \gamma^2 \sigma X \partial (x + \frac{3}{2} \gamma^2 \zeta_0) U}{X \partial x} = 0$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial (x + \frac{3}{2} \gamma^2 \zeta_0) U}{\partial x} = 0 \text{-----} \quad (3)$$

$$\text{ここで、 } x = \frac{d}{g \tan \beta} \frac{\sigma^2 X}{\gamma^2}, \quad x_{\gamma}(x) = x + \frac{3}{2} \gamma^2 \zeta_0(x) \text{-----} \quad (4)$$

とすれば、

$$\begin{cases} x \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial \zeta}{\partial x} = -\frac{1}{2x\gamma} \frac{dx\gamma^2}{dx} & \text{②}' \\ \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial x\gamma U}{\partial x} = 0 & \text{③}' \end{cases}$$

$\partial \text{②}' / \partial x, \partial \text{③}' / \partial t$ は

$$\begin{cases} x \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial t} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} = \frac{dx\gamma/dx}{2x\gamma^2} \frac{dx\gamma^2}{dx} - \frac{1}{2x\gamma} \frac{d^2 x\gamma^2}{dx^2} & \text{⑤} \\ \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} + \frac{dx\gamma}{dx} \frac{\partial U}{\partial t} + x\gamma \frac{\partial^2 U}{\partial t \partial x} = 0 & \text{⑥} \end{cases}$$

⑤ ← ⑥

$$-\frac{x}{x\gamma} \left(\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} + \frac{dx\gamma}{dx} \frac{\partial U}{\partial t} \right) + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} = \frac{dx\gamma/dx}{2x\gamma^2} \frac{dx\gamma^2}{dx} - \frac{1}{2x\gamma} \frac{d^2 x\gamma^2}{dx^2} \quad \text{⑦}$$

⑦ ← ②'

$$-\frac{x}{x\gamma} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} + \frac{dx\gamma/dx}{x\gamma} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{1}{2x\gamma} \frac{dx\gamma^2}{dx} \right) + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} = \frac{dx\gamma/dx}{2x\gamma^2} \frac{dx\gamma^2}{dx} - \frac{1}{2x\gamma} \frac{d^2 x\gamma^2}{dx^2} \quad \text{⑦}'$$

⑦' $\times (-x\gamma)$

$$\begin{aligned} x \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} - \frac{dx\gamma}{dx} \frac{\partial \zeta}{\partial x} - x\gamma \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} &= \frac{1}{2} \frac{d^2 x\gamma^2}{dx^2} = \frac{d}{dx} \left(x\gamma \frac{dx\gamma}{dx} \right) \\ &= \frac{d}{dx} \left[x\gamma \frac{dx\gamma}{dx} \left(a_0(x) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} a_n(x) \cos nt + 2 \sum_{n=1}^{\infty} b_n(x) \sin nt \right) \right] \quad \text{⑦}'' \end{aligned}$$

ここで、 $a_0(x), a_n(x), b_n(x)$ はフーリエ係数であり、 $x_1 \leq x \leq x_2$ の間で、

$$\left. \begin{aligned} a_0(x) &= \frac{1}{2\pi} \int_{t_1}^{t_2} \cos 0 dt = \frac{1}{2\pi} [t]_{t_b - \tau}^{t_b + \tau} = \tau / \pi \\ a_n(x) &= \frac{1}{2\pi} \int_{t_1}^{t_2} \cos nt dt = \frac{1}{2\pi n} [\sin nt]_{t_b - \tau}^{t_b + \tau} = \frac{\sin nt}{n\pi} \cos nt_b \\ b_n(x) &= \frac{1}{2\pi} \int_{t_1}^{t_2} \sin nt dt = \frac{-1}{2\pi n} [\cos nt]_{t_b - \tau}^{t_b + \tau} = \frac{\sin nt}{n\pi} \sin nt_b \end{aligned} \right\} \quad \text{⑧}$$

$$\text{なお、} \tau = \cos^{-1} \left(\frac{x_b - 1}{\Delta a} \right), \quad t_b = 2\sqrt{x} \left(\sqrt{x_2} - \sqrt{x_b} \right)$$

又、解を次式で表わす。

$$\zeta(x, t) = \zeta_0(x) + \sum_{n=1}^{\infty} \zeta_n(x, t) = \zeta_0(x) + \sum_{n=1}^{\infty} \eta_{na}(x) \cos nt + \sum_{n=1}^{\infty} \eta_{nb}(x) \sin nt \quad \text{⑨}$$

o $n=0$ の解 ζ_0 : 基本式は次式で表わされるが、

$$-\frac{dx\gamma}{dx} \frac{\partial \zeta_0}{\partial x} - x\gamma \frac{\partial^2 \zeta_0}{\partial x^2} = \frac{d}{dx} \left[x\gamma \frac{dx\gamma}{dx} a_0(x) \right] \quad \text{⑩}$$

②' から求まる次式を解く方が楽である。

$$\frac{d\zeta_0}{dx} = -\frac{1}{2x\gamma} \frac{dx\gamma^2}{dx} = -\frac{dx\gamma}{dx} = -\frac{d}{dx} \left(x + \frac{3}{2} \gamma^2 \zeta_0 \right) \quad (11)$$

$$\therefore \zeta_0 = -\left(x + \frac{3}{2} \gamma^2 \zeta_0 \right) + \text{const}$$

$$x_1 = 1 - \Delta a \text{ で } \zeta_0 = \Delta a \text{ から, } \text{const} = \Delta a + 1 - \Delta a + \frac{3}{2} \gamma^2 \Delta a = 1 + \frac{3}{2} \gamma^2 \Delta a$$

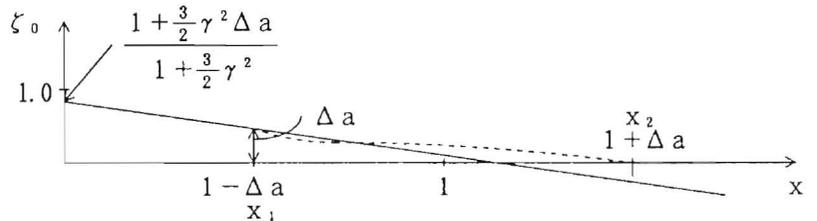
$$\therefore \zeta_0 = -\left(x + \frac{3}{2} \gamma^2 \zeta_0 \right) + 1 + \frac{3}{2} \gamma^2 \Delta a$$

$$\zeta_0 = \frac{1}{1 + \frac{3}{2} \gamma^2} \left(1 - x + \frac{3}{2} \gamma^2 \Delta a \right) \quad (12)$$

⑫ は右図の実線のようになる。

$x \geq x_2$ の領域では大きなセット
ダウンが生ずることになる。

⑫ の適用範囲は $0 \leq x \leq x_1$ とし、
 $x_1 \leq x \leq x_2$ 間は、 $\zeta_0 = \Delta a$ から
 $\zeta_0 = 0$ へ滑らかに結び、 $x \geq x_2$ で
は $\zeta_0 = 0$ とする。



$x_1 \leq x \leq x_2$ 間について：

砕波位置が \cos 関数に乗って移動するとの仮定の元に、 $\zeta_0 |_{x=x_1} = \Delta a$ から $\zeta_0 |_{x=x_2} = 0$ へ滑らかに接続するだ

けではなく、微分値 $\frac{d\zeta_0}{dx}$ も滑らかに接続するためには、

$$\frac{d\zeta_0}{dx} = -a_0(x) \frac{dx\gamma}{dx} = -\frac{\tau}{\pi} \frac{d}{dx} \left(x + \frac{3}{2} \gamma^2 \zeta_0 \right) = -\frac{1}{\pi} \cos^{-1} \left(\frac{x-1}{\Delta a} \right) \left(1 + \frac{3}{2} \gamma^2 \frac{d\zeta_0}{dx} \right) \quad (13)$$

$$\therefore \frac{d\zeta_0}{dx} = \frac{-\frac{1}{\pi} \cos^{-1} \left(\frac{x-1}{\Delta a} \right)}{1 + \frac{1}{\pi} \cos^{-1} \left(\frac{x-1}{\Delta a} \right) \frac{3}{2} \gamma^2}$$

$$\zeta_0 = \int \frac{-\frac{1}{\pi} \cos^{-1} \left(\frac{x-1}{\Delta a} \right)}{1 + \frac{1}{\pi} \cos^{-1} \left(\frac{x-1}{\Delta a} \right) \frac{3}{2} \gamma^2} dx + \text{const} \quad (13)'$$

しかし、⑬' の積分は容易でない。微分値 $\frac{d\zeta_0}{dx}$ の連続性を満足させなくても良いならば、Sxmondsの式が使える。

$$\frac{d\zeta_0}{dx} = -a_0(x) = -\frac{\tau}{\pi} = -\frac{1}{\pi} \cos^{-1}\left(\frac{x-1}{\Delta a}\right) \quad (14)$$

$$\zeta_0 = -\frac{1}{\pi} \left[(x-1) \cos^{-1}\left(\frac{x-1}{\Delta a}\right) - \sqrt{\Delta a^2 - (x-1)^2} \right] \quad (14)'$$

(14)' は前図の破線のようになる。ただし、微分値 $\frac{d\zeta_0}{dx}$ は $x=x_1$ で不連続となる。

$x \geq x_2$ について:

$$\zeta_0 = 0$$

o $n \geq 1$ での解 ζ_n : (9) から

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \zeta_n}{\partial t} &= -n \eta_{a_n}(x) \sin nt + n \eta_{b_n}(x) \cos nt \\ \frac{\partial^2 \zeta_n}{\partial t^2} &= -n^2 [\eta_{a_n}(x) \cos nt + \eta_{b_n}(x) \sin nt] \\ \frac{\partial \zeta_n}{\partial x} &= \frac{d\eta_{a_n}}{dx} \cos nt + \frac{d\eta_{b_n}}{dx} \sin nt \\ \frac{\partial^2 \zeta_n}{\partial x^2} &= \frac{d^2 \eta_{a_n}}{dx^2} \cos nt + \frac{d^2 \eta_{b_n}}{dx^2} \sin nt \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

(7)*, (15) から、基本式は

$$-n^2 x \eta_{a_n, b_n} - \frac{dx_\gamma}{dx} \frac{d\eta_{a_n, b_n}}{dx} - x_\gamma \frac{d^2 \eta_{a_n, b_n}}{dx^2} = 2 \frac{d}{dx} \left(x_\gamma \frac{dx_\gamma}{dx} a_n, b_n \right) \quad (16)$$

$$\frac{d^2 \eta_{a_n, b_n}}{dx^2} + \frac{dx_\gamma / dx}{x_\gamma} \frac{d\eta_{a_n, b_n}}{dx} + \frac{n^2 x}{x_\gamma} \eta_{a_n, b_n} = \begin{cases} 0 & (x \leq x_1, x \geq x_2) \\ -\frac{2}{x_\gamma} \frac{d}{dx} \left(x_\gamma \frac{dx_\gamma}{dx} a_n, b_n \right) & (x_1 \leq x \leq x_2) \end{cases}$$

$x_1 < x < x_2$ 以外で 0 である。

$$(16)'$$

以下に、(16)' の同次方程式の解 ($x \leq x_1, x \geq x_2$) を求める。

$$\frac{d^2 \eta_{a_n, b_n}}{dx^2} + \frac{dx_\gamma / dx}{x_\gamma} \frac{d\eta_{a_n, b_n}}{dx} + \frac{n^2 x}{x_\gamma} \eta_{a_n, b_n} = 0 \quad (16)''$$

$$Z = 2n\sqrt{x} \left(\frac{dx_\gamma}{dx} \right)^{-1} x_\gamma^{1/2} = D \left(\frac{dx_\gamma}{dx} \right)^{-1} x_\gamma^{1/2} \quad (17)$$

ここに、 $x_\gamma = x + \frac{3}{2} \gamma^2 \zeta_0$ 、

また、 $dx_\gamma/dx = 1 + \frac{3}{2}\gamma^2 \frac{d\zeta_0}{dx} = 1 - \frac{\frac{3}{2}\gamma^2}{1 + \frac{3}{2}\gamma^2}$ or $1 - 0 = \frac{1}{1 + \frac{3}{2}\gamma^2}$ or 1 で定数。

(17) から、

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dx} &= \frac{1}{2} D \left(\frac{dx_\gamma}{dx} \right)^{-1} x_\gamma^{-1/2} \frac{dx_\gamma}{dx} \frac{d}{dz} = \frac{1}{2} D x_\gamma^{-1/2} \frac{d}{dz} \\ x_\gamma^{-1/2} &= \frac{D}{z} \left(\frac{dx_\gamma}{dx} \right)^{-1} \end{aligned} \right\} \text{----- (17)'}$$

(17)' を (16)'' へ代入すれば、

$$\begin{aligned} &\frac{1}{2} D x_\gamma^{-1/2} \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{2} D x_\gamma^{-1/2} \frac{d\eta_{a_n, b_n}}{dz} \right) + \frac{1}{2} D x_\gamma^{-3/2} \frac{dx_\gamma}{dx} \frac{d\eta_{a_n, b_n}}{dx} + \frac{n^2 \chi}{x_\gamma} \eta_{a_n, b_n} \\ &= \frac{1}{2} \frac{D^2}{z} \left(\frac{dx_\gamma}{dx} \right)^{-1} \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{2} \frac{D^2}{z} \left(\frac{dx_\gamma}{dx} \right)^{-1} \frac{d\eta_{a_n, b_n}}{dz} \right) + \frac{1}{2} \frac{D^4}{z^3} \left(\frac{dx_\gamma}{dx} \right)^{-2} \frac{d\eta_{a_n, b_n}}{dz} + \frac{n^2 \chi D^2}{z^2} \left(\frac{dx_\gamma}{dx} \right)^{-2} \eta_{a_n, b_n} \\ &= \frac{1}{4} \frac{D^4}{z} \left(\frac{dx_\gamma}{dx} \right)^{-2} \left(-\frac{1}{z^2} \frac{d\eta_{a_n, b_n}}{dz} + \frac{1}{z} \frac{d^2 \eta_{a_n, b_n}}{dz^2} \right) + \frac{1}{2} \frac{D^4}{z^3} \left(\frac{dx_\gamma}{dx} \right)^{-2} \frac{d\eta_{a_n, b_n}}{dz} + \frac{n^2 \chi D^2}{z^2} \left(\frac{dx_\gamma}{dx} \right)^{-2} \eta_{a_n, b_n} \\ &= \frac{1}{4} \frac{D^4}{z^2} \left(\frac{dx_\gamma}{dx} \right)^{-2} \frac{d^2 \eta_{a_n, b_n}}{dz^2} + \frac{1}{4} \frac{D^4}{z^3} \left(\frac{dx_\gamma}{dx} \right)^{-2} \frac{d\eta_{a_n, b_n}}{dz} + \frac{n^2 \chi D^2}{z^2} \left(\frac{dx_\gamma}{dx} \right)^{-2} \eta_{a_n, b_n} = 0 \text{----- (18)'} \end{aligned}$$

$$(18) \div \left(\frac{1}{4} \frac{D^4}{z^2} \right)$$

$$\frac{d^2 \eta_{a_n, b_n}}{dz^2} + \frac{1}{z} \frac{d\eta_{a_n, b_n}}{dz} + \frac{4n^2 \chi}{D^2} \eta_{a_n, b_n}$$

$$\frac{d^2 \eta_{a_n, b_n}}{dz^2} + \frac{1}{z} \frac{d\eta_{a_n, b_n}}{dz} + \frac{4n^2 \chi}{4n^2 \chi} \eta_{a_n, b_n}$$

$$\frac{d^2 \eta_{a_n, b_n}}{dz^2} + \frac{1}{z} \frac{d\eta_{a_n, b_n}}{dz} + (1-0) \eta_{a_n, b_n} = 0 \text{----- (18)'}$$

(18)' は Bessel D.E. である。

∴ 解は、

$$\eta_{a_n, b_n} = A_n J_0(z) + B_n N_0(z), C_n J_0(z) + D_n N_0(z) \text{----- (19)}$$

$$\zeta_n = \{A_n J_0(z) + B_n N_0(z)\} \cos nt + \{C_n J_0(z) + D_n N_0(z)\} \sin nt \text{----- (20)}$$

ただし、

$$z = D \left(1 + \frac{3}{2}\gamma^2 \right) x_\gamma^{1/2} = D \left(1 + \frac{3}{2}\gamma^2 \right) \left(x + \frac{3}{2}\gamma \zeta_0 \right)^{1/2}$$

$$= 2n\sqrt{\chi} \left(1 + \frac{3}{2}\gamma^2\right) \left[x + \frac{\frac{3}{2}\gamma^2}{1 + \frac{3}{2}\gamma^2} \left(1 - x + \frac{3}{2}\gamma^2 \Delta a\right)\right]^{1/2} \quad (21)$$

$x < x_1$ での解

$$\begin{aligned} \zeta_n |_{z=0} &= \{A_n J_0(0) + B_n N_0(0)\} \cos nt + \{C_n J_0(0) + D_n N_0(0)\} \sin nt \\ &= \{A_n \cdot 1 + B_n \cdot -\infty\} \cos nt + \{C_n \cdot 1 + D_n \cdot -\infty\} \sin nt \\ &= \text{有限値より} \end{aligned}$$

$$B_n = D_n = 0$$

\therefore

$$\zeta_n = A_n J_0(z) \cos nt + C_n J_0(z) \sin nt \quad (22)$$

$x > x_2$ での解

$$\zeta_n = \{A_n J_0(z) + B_n N_0(z)\} \cos nt + \{C_n J_0(z) + D_n N_0(z)\} \sin nt$$

$$\begin{aligned} &\Rightarrow \{A_n \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \cos(z - \frac{\pi}{4}) + B_n \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \sin(z - \frac{\pi}{4})\} \cos nt \\ &+ \{C_n \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \cos(z - \frac{\pi}{4}) + D_n \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \sin(z - \frac{\pi}{4})\} \sin nt \end{aligned}$$

後退波を導くために、定数係数を全て同じとする。

$$\begin{aligned} \zeta_n &\simeq D_n \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \left\{ \underbrace{\cos(z - \frac{\pi}{4}) \cos nt}_{\text{I}} + \underbrace{\sin(z - \frac{\pi}{4}) \cos nt}_{\text{II}} + \underbrace{\cos(z - \frac{\pi}{4}) \sin nt}_{\text{III}} + \underbrace{\sin(z - \frac{\pi}{4}) \sin nt}_{\text{IV}} \right\} \\ &= D_n \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \left\{ \frac{1}{2} \underbrace{\left\{ \cos(z - \frac{\pi}{4} + nt) + \cos(z - \frac{\pi}{4} - nt) \right\}}_{\text{I}} + \frac{1}{2} \underbrace{\left\{ \sin(z - \frac{\pi}{4} + nt) + \sin(z - \frac{\pi}{4} - nt) \right\}}_{\text{II}} \right\} \\ &\quad + \frac{1}{2} \underbrace{\left\{ \sin(z - \frac{\pi}{4} + nt) - \sin(z - \frac{\pi}{4} - nt) \right\}}_{\text{III}} + \frac{1}{2} \underbrace{\left\{ -\cos(z - \frac{\pi}{4} + nt) + \cos(z - \frac{\pi}{4} - nt) \right\}}_{\text{IV}} \end{aligned}$$

右辺の I と IV の組合せより、後退波を得る。

$$\therefore \zeta_n = D_n \{J_0(z) \cos nt + N_0(z) \sin nt\} \quad (23)$$

次に、(16)' の非同次方程式の解 ($x_1 \leq x \leq x_2$) を誘導する。

$$z = D \left(\frac{dx_\gamma}{dx} \right)^{-1} x_\gamma^{1/2} \text{ に対して、 } x_1 \leq x \leq x_2 \text{ 間では、 } \frac{dx_\gamma}{dx} = 1 + \frac{3}{2}\gamma^2 \frac{d\zeta_0}{dx} \neq \cos nt \text{ であるが、本区間}$$

では、 $x \simeq 0.5 \sim 1.5$ 、 $\gamma \simeq 0.4$ 、 $\zeta_0 = 0.5 \sim 0.0$ から

$$x : \frac{3}{2}\gamma^2 \zeta_0 = (0.5 \sim 1.5) : (0.12 \sim 0.0) \text{ で、 } x_\gamma = x + \frac{3}{2}\gamma^2 \zeta_0 \simeq x \text{ と見なせるので、}$$

$\frac{dx_\gamma}{dx} \approx 1 \approx \cos nt$ とする。その結果、

$x_1 \leq x \leq x_2$ での解

$$\zeta_n = \{E_n J_0(z) + F_n N_0(z) + \eta_{p,n}(x)\} \cos nt + \{G_n J_0(z) + H_n N_0(z) + \eta_{p,bn}(x)\} \sin nt \quad (24)$$

特解 $\eta_{p,n}(x)$, $\eta_{p,bn}(x)$ は、

$$\begin{aligned} \eta_{p,n} = & -J_0(z) \int_{x_1}^x \frac{-\frac{2}{x_\gamma} \frac{d}{dx} \left(x_\gamma \frac{dx_\gamma}{dx} a_n(x) \right) N_0(z)}{J_0(z) \frac{dN_0(z)}{dx} - N_0(z) \frac{dJ_0(z)}{dx}} dx + N_0(z) \int_{x_1}^x \frac{-\frac{2}{x_\gamma} \frac{d}{dx} \left(x_\gamma \frac{dx_\gamma}{dx} a_n(x) \right) J_0(z)}{J_0(z) \frac{dN_0(z)}{dx} - N_0(z) \frac{dJ_0(z)}{dx}} dx \\ \approx & 2\pi J_0(z) \int_{x_1}^x \frac{d(x_\gamma a_n(x))}{dx} N_0(z) dx - 2\pi N_0(z) \int_{x_1}^x \frac{d(x_\gamma a_n(x))}{dx} J_0(z) dx \quad (25) \end{aligned}$$

$$\eta_{p,bn} \approx 2\pi J_0(z) \int_{x_1}^x \frac{d(x_\gamma b_n(x))}{dx} N_0(z) dx - 2\pi N_0(z) \int_{x_1}^x \frac{d(x_\gamma b_n(x))}{dx} J_0(z) dx \quad (26)$$

$$\left(\begin{aligned} \because J_0(z) \frac{dN_0(z)}{dx} - N_0(z) \frac{dJ_0(z)}{dx} &= \frac{1}{2} D \left(\frac{dx_\gamma}{dx} \right)^{-1} x_\gamma^{-1/2} \frac{dx_\gamma}{dx} \left\{ J_0(z) \frac{dN_0(z)}{dx} - N_0(z) \frac{dJ_0(z)}{dx} \right\} \\ &= \frac{1}{2} D x_\gamma^{-1/2} \times \frac{2}{\pi z} = D x_\gamma^{-1/2} \frac{dx_\gamma}{\pi dx x_\gamma^{1/2}} = \frac{dx_\gamma/dx}{\pi x_\gamma} \end{aligned} \right)$$

次に、マッチングにより、係数 $A_n, C_n, D_n, E_n, F_n, G_n, H_n$ を決定する。

条件は、 $x=x_1, x=x_2$ で $\zeta_n, \frac{\partial \zeta_n}{\partial x}$ が連続。 (22), (23), (24) から、

$$A_n J_0(z_1) \cos nt + C_n J_0(z_1) \sin nt = \{E_n J_0(z_1) + F_n N_0(z_1) + \eta_{p,n1}\} \cos nt + \{G_n J_0(z_1) + H_n N_0(z_1) + \eta_{p,bn1}\} \sin nt \quad (27)$$

$$D_n J_0(z_2) \cos nt + D_n J_0(z_2) \sin nt = \{E_n J_0(z_2) + F_n N_0(z_2) + \eta_{p,n2}\} \cos nt + \{G_n J_0(z_2) + H_n N_0(z_2) + \eta_{p,bn2}\} \sin nt \quad (28)$$

$$-A_n J_1(z_1) \frac{dz_1}{dx} \cos nt - C_n J_1(z_1) \frac{dz_1}{dx} \sin nt = \left\{ -E_n J_1(z_1) \frac{dz_1}{dx} - F_n N_1(z_1) \frac{dz_1}{dx} + \frac{d\eta_{p,n1}}{dx} \right\} \cos nt$$

$$+ \left\{ -G_n J_1(z_1) \frac{dz_1}{dx} - H_n N_1(z_1) \frac{dz_1}{dx} + \frac{d\eta_{p,bn1}}{dx} \right\} \sin nt \quad (29)$$

$$-D_n J_1(z_2) \frac{dz_2}{dx} \cos nt - D_n N_1(z_2) \frac{dz_2}{dx} \sin nt = \left\{ -E_n J_1(z_2) \frac{dz_2}{dx} - F_n N_1(z_2) \frac{dz_2}{dx} + \frac{d\eta_{p,n2}}{dx} \right\} \cos nt$$

$$+ \left\{ -G_n J_1(z_2) \frac{dz_2}{dx} - H_n N_1(z_2) \frac{dz_2}{dx} + \frac{d\eta_{p,bn2}}{dx} \right\} \sin nt \quad (30)$$

ここで、サァフィックスの1, 2は $x=x_1$, $x=x_2$ を意味する。また、

$$\eta_{p_{aa1}} \rightleftharpoons 2\pi J_0(z_1) \int_{x_1}^{x_1} \frac{d(x_7 a_n(x))}{dx} N_0(z) dx - 2\pi N_0(z_1) \int_{x_1}^{x_1} \frac{d(x_7 a_n(x))}{dx} J_0(z) dx$$

$$= 2\pi J_0(z_1) \cdot 0 - 2\pi N_0(z_1) \cdot 0 = 0$$

$$\frac{d\eta_{p_{aa1}}}{dx} \rightleftharpoons 2\pi \frac{dJ_0(z_1)}{dx} \int_{x_1}^{x_1} () dx + 2\pi J_0(z_1) \left[\frac{d}{dx} \int_{x_1}^x \frac{d(x_7 a_n(x))}{dx} N_0(z) dx \right]_{x=x_1}$$

$$- 2\pi \frac{dN_0(z_1)}{dx} \int_{x_1}^{x_1} () dx - 2\pi N_0(z_1) \left[\frac{d}{dx} \int_{x_1}^x \frac{d(x_7 a_n(x))}{dx} J_0(z) dx \right]_{x=x_1}$$

$$= 2\pi \frac{dJ_0(z_1)}{dx} \cdot 0 + 2\pi J_0(z_1) \frac{d(x_7 a_n(x_1))}{dx} N_0(z_1)$$

$$- 2\pi \frac{dN_0(z_1)}{dx} \cdot 0 - 2\pi N_0(z_1) \frac{d(x_7 a_n(x_1))}{dx} J_0(z_1) = 0$$

$$\eta_{p_{bb1}} \rightleftharpoons 2\pi J_0(z_1) \cdot 0 - 2\pi N_0(z_1) \cdot 0 = 0$$

$$\frac{d\eta_{p_{bb1}}}{dx} \rightleftharpoons 2\pi J_0(z_1) \frac{d(x_7 b_n(x_1))}{dx} N_0(z_1) - 2\pi N_0(z_1) \frac{d(x_7 b_n(x_1))}{dx} J_0(z_1) = 0$$

$$\eta_{p_{aa2}} \rightleftharpoons 2\pi J_0(z_2) \int_{x_1}^{x_2} \frac{d(x_7 a_n(x))}{dx} N_0(z) dx - 2\pi N_0(z_2) \int_{x_1}^{x_2} \frac{d(x_7 a_n(x))}{dx} J_0(z) dx$$

$$\frac{d\eta_{p_{aa2}}}{dx} \rightleftharpoons 2\pi \frac{dJ_0(z_2)}{dx} \int_{x_1}^{x_2} \frac{d(x_7 a_n(x))}{dx} N_0(z) dx - 2\pi \frac{dN_0(z_2)}{dx} \int_{x_1}^{x_2} \frac{d(x_7 a_n(x))}{dx} J_0(z) dx$$

$$+ 2\pi J_0(z_2) \frac{d(x_7 a_n(x_2))}{dx} N_0(z_2) - 2\pi N_0(z_2) \frac{d(x_7 a_n(x_2))}{dx} J_0(z_2)$$

$$= -2\pi J_1(z_2) \frac{dz_2}{dx} \int_{x_1}^{x_2} \frac{d(x_7 a_n(x))}{dx} N_0(z) dx + 2\pi N_1(z_2) \frac{dz_2}{dx} \int_{x_1}^{x_2} \frac{d(x_7 a_n(x))}{dx} J_0(z) dx$$

$$\eta_{p_{bb2}} \rightleftharpoons 2\pi J_0(z_2) \int_{x_1}^{x_2} \frac{d(x_7 b_n(x))}{dx} N_0(z) dx - 2\pi N_0(z_2) \int_{x_1}^{x_2} \frac{d(x_7 b_n(x))}{dx} J_0(z) dx$$

$$\frac{d\eta_{p_{bb2}}}{dx} \rightleftharpoons -2\pi J_1(z_2) \frac{dz_2}{dx} \int_{x_1}^{x_2} \frac{d(x_7 b_n(x))}{dx} N_0(z) dx + 2\pi N_1(z_2) \frac{dz_2}{dx} \int_{x_1}^{x_2} \frac{d(x_7 b_n(x))}{dx} J_0(z) dx$$

③1

②7, ②8, ②9, ③0 に ③1 を代入して、左右の対応する項を比較すれば、

$$A_n J_0(z_1) = E_n J_0(z_1) + F_n N_0(z_1) \text{ ----- } \textcircled{32}$$

$$C_n J_0(z_1) = G_n J_0(z_1) + H_n N_0(z_1) \text{ ----- } \textcircled{33}$$

$$D_n J_0(z_2) = E_n J_0(z_2) + F_n N_0(z_2) + I_{,an} J_0(z_2) - I_{,an} N_0(z_2) \text{ ----- } \textcircled{34}$$

$$D_n N_0(z_2) = G_n J_0(z_2) + H_n N_0(z_2) + I_{,bn} J_0(z_2) - I_{,bn} N_0(z_2) \text{ ----- } \textcircled{35}$$

$$A_n J_1(z_1) = E_n J_1(z_1) + F_n N_1(z_1) \text{ ----- } \textcircled{36}$$

$$C_n J_1(z_1) = G_n J_1(z_1) + H_n N_1(z_1) \text{ ----- } \textcircled{37}$$

$$D_n J_1(z_2) = E_n J_1(z_2) + F_n N_1(z_2) + I_{,an} J_1(z_2) - I_{,an} N_1(z_2) \text{ ----- } \textcircled{38}$$

$$D_n N_1(z_2) = G_n J_1(z_2) + H_n N_1(z_2) + I_{,bn} J_1(z_2) - I_{,bn} N_1(z_2) \text{ ----- } \textcircled{39}$$

ここで、

$$\begin{aligned}
 I_{a_n N} &= 2\pi \int_{x_1}^{x_2} \frac{d(x_\gamma a_n(x))}{dx} N_0(z) dx \\
 I_{a_n J} &= 2\pi \int_{x_1}^{x_2} \frac{d(x_\gamma a_n(x))}{dx} J_0(z) dx \\
 I_{b_n N} &= 2\pi \int_{x_1}^{x_2} \frac{d(x_\gamma b_n(x))}{dx} N_0(z) dx \\
 I_{b_n J} &= 2\pi \int_{x_1}^{x_2} \frac{d(x_\gamma b_n(x))}{dx} J_0(z) dx
 \end{aligned}
 \tag{40}$$

③② ~ ③⑨ を変形すると

$$A_n = E_n + F_n \frac{N_0(z_1)}{J_0(z_1)} = E_n + F_n \frac{N_1(z_1)}{J_1(z_1)} \tag{41}$$

$$C_n = G_n + H_n \frac{N_0(z_1)}{J_0(z_1)} = G_n + H_n \frac{N_1(z_1)}{J_1(z_1)} \tag{42}$$

$$D_n = E_n + F_n \frac{N_0(z_2)}{J_0(z_2)} + I_{a_n N} - I_{a_n J} \frac{N_0(z_2)}{J_0(z_2)} = G_n \frac{J_0(z_2)}{N_0(z_2)} + H_n + I_{b_n N} \frac{J_0(z_2)}{N_0(z_2)} - I_{b_n J} \tag{43}$$

$$= E_n + F_n \frac{N_1(z_2)}{J_1(z_2)} + I_{a_n N} - I_{a_n J} \frac{N_1(z_2)}{J_1(z_2)} = G_n \frac{J_1(z_2)}{N_1(z_2)} + H_n + I_{b_n N} \frac{J_1(z_2)}{N_1(z_2)} - I_{b_n J} \tag{44}$$

④① から

$$\frac{N_0(z_1)}{J_0(z_1)} = \frac{N_1(z_1)}{J_1(z_1)}$$

しかし、Bessel関数の公式 $N_0(z) J_1(z) - N_1(z) J_0(z) = \frac{2}{\pi z}$ から、 $\frac{N_0(z_1)}{J_0(z_1)} \neq \frac{N_1(z_1)}{J_1(z_1)}$ である。

$$F_n = 0 \quad (x = x_1) \tag{45}$$

さらに、

$$A_n = E_n \quad (x = x_1) \tag{46}$$

同様にして、④② から

$$H_n = 0 \quad (x = x_1) \tag{47}$$

$$C_n = G_n \quad (x = x_1) \tag{48}$$

④③ , ④④ から

$$F_n = I_{a_n J} \left(\frac{N_0(z_2)}{J_0(z_2)} - \frac{N_1(z_2)}{J_1(z_2)} \right) / \left(\frac{N_0(z_2)}{J_0(z_2)} - \frac{N_1(z_2)}{J_1(z_2)} \right) = I_{a_n J} \quad (x = x_2) \tag{49}$$

$$G_n = I_{b_n N} \left(\frac{J_1(z_2)}{N_1(z_2)} - \frac{J_0(z_2)}{N_0(z_2)} \right) / \left(\frac{J_0(z_2)}{N_0(z_2)} - \frac{J_1(z_2)}{N_1(z_2)} \right) = -I_{b_n J} \quad (x = x_2) \tag{50}$$

$$D_n = E_n + I_{a_n N} = H_n - I_{b_n N} \quad (x = x_2) \tag{51}$$

④⑦ と ⑤① から

$$D_n = -I_{bnJ} \quad \text{-----} \quad \text{⑤②}$$

$$E_n = D_n - I_{anJ} = -I_{bnJ} - I_{anN} \quad \text{-----} \quad \text{⑤③}$$

④⑥ と ⑤③ から、 ④⑧ と ⑤④ から

$$A_n = -I_{bnJ} - I_{anN} \quad \text{-----} \quad \text{⑤④}$$

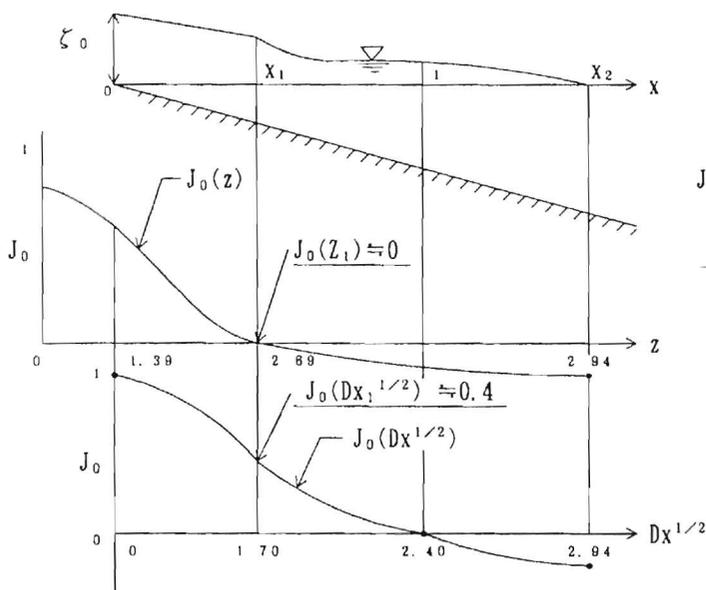
$$C_n = -I_{bnN} \quad \text{-----} \quad \text{⑤⑤}$$

マッチングの方法には、 $x \geq x_1$ では、加藤-Symonds の式でも良く合っているので、②② の改良式と加藤-Symonds の $x_1 \leq x \leq x_2$, $x \geq x_2$ の式を用いて行なう方法も考えられる。すなわち、 E_n , F_n , G_n , H_n は既知係数として、

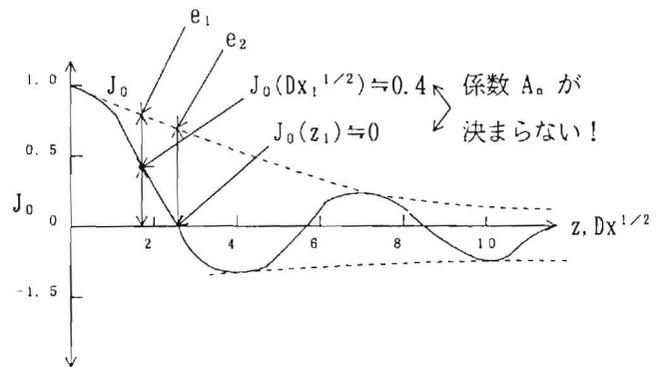
$$A_n J_0(z_1) \cos nt + C_n J_0(z_1) \sin nt = \{E_n J_0(Dx_1^{1/2}) + F_n N_0(Dx_1^{1/2})\} \cos nt + \{G_n J_0(Dx_1^{1/2}) + H_n N_0(Dx_1^{1/2})\} \sin nt$$

しかし、図Aに示すように、 x_1 では z_1 と $Dx_1^{1/2}$ の間にかなりの差があり、 $J_0(z_1)$ と $J_0(Dx_1^{1/2})$ の間にも相当な違いが出てくるため、好ましくない。この場合は、図Bに示すように、 J_0 関数または N_0 関数の包括線を J_0 関数または N_0 関数の替わりに用いた方 ($A_n e_2 \cos nt + C_n e_2 \sin nt = [E_n e_1 + \dots]$) が、妥当な結果を得る。

図A



図B



$$D = 2n \frac{\sigma \sqrt{X}}{\sqrt{g \tan \beta}} = 2.4 \text{ の場合 } \begin{pmatrix} T_{beat} = 13.6 \text{ sec} \\ z = 210 \text{ cm} \\ \tan \beta = 1/30 \end{pmatrix}$$

○ 以上から長周期波の改良式は次のようになる。

$0 \leq x \leq x_1$:

$$\zeta_0^i = \frac{1}{1 + \frac{3}{2}\gamma^2} \left(1 - x + \frac{3}{2}\gamma^2 \Delta a \right) \quad (56)$$

$$\zeta_n^i = A_n J_0 \left[D \left(\frac{dx\gamma}{dx} \right)^{-1} \left(x + \frac{3}{2}\gamma^2 \zeta_0^i \right)^{1/2} \right] \cos nt + C_n J_0 \left[D \left(\frac{dx\gamma}{dx} \right)^{-1} \left(x + \frac{3}{2}\gamma^2 \zeta_0^i \right)^{1/2} \right] \sin nt \quad (57)$$

$$A_n = -I_{bnj} - I_{anN}, \quad C_n = -I_{bnN}, \quad \left(\frac{dx\gamma}{dx} \right)^{-1} = 1 + \frac{3}{2}\gamma^2 \quad (58)$$

$x_1 \leq x \leq x_2$:

$$\zeta_0^{ii} = -\frac{1}{\pi} \left[(x-1) \cos^{-1} \left(\frac{x-1}{\Delta a} \right) - \sqrt{\Delta a^2 - (x-1)^2} \right] \quad (59)$$

$$\zeta_n^{ii} = \left\{ E_n J_0 \left[D \left(\frac{dx\gamma}{dx} \right)^{-1} \left(x + \frac{3}{2}\gamma^2 \zeta_0^{ii} \right)^{1/2} \right] + F_n N_0 \left[D \left(\frac{dx\gamma}{dx} \right)^{-1} \left(x + \frac{3}{2}\gamma^2 \zeta_0^{ii} \right)^{1/2} \right] + \eta_{pan}(x) \right\} \cos nt \\ + \left\{ G_n J_0 \left[D \left(\frac{dx\gamma}{dx} \right)^{-1} \left(x + \frac{3}{2}\gamma^2 \zeta_0^{ii} \right)^{1/2} \right] + \eta_{pbn}(x) \right\} \sin nt \quad (60)$$

$$E_n = -I_{bnj} - I_{anN}, \quad F_n = \begin{cases} 0 & (x=x_1) \\ I_{anj} & (x=x_2) \end{cases}, \quad G_n = -I_{bnN} \\ \left(\frac{dx\gamma}{dx} \right)^{-1} = 1 + \frac{3}{2}\gamma^2 \left[\frac{1}{\pi} \cos^{-1} \left(\frac{x-1}{\Delta a} \right) \right] \quad (\text{⑭ からでなく、⑬ から導びいた}) \quad (61)$$

$$\eta_{pan} = 2\pi \int_{x_1}^x \frac{d[(x + \frac{3}{2}\gamma^2 \zeta_0^{ii})a_n(x)]}{dx} N_0 \left[D \left(\frac{dx\gamma}{dx} \right)^{-1} \left(x + \frac{3}{2}\gamma^2 \zeta_0^{ii} \right)^{1/2} \right] dx \cdot J_0 \left[D \left(\frac{dx\gamma}{dx} \right)^{-1} \left(x + \frac{3}{2}\gamma^2 \zeta_0^{ii} \right)^{1/2} \right]$$

$$- 2\pi \int_{x_1}^x \frac{d[(x + \frac{3}{2}\gamma^2 \zeta_0^{ii})a_n(x)]}{dx} J_0 \left[D \left(\frac{dx\gamma}{dx} \right)^{-1} \left(x + \frac{3}{2}\gamma^2 \zeta_0^{ii} \right)^{1/2} \right] dx \cdot N_0 \left[D \left(\frac{dx\gamma}{dx} \right)^{-1} \left(x + \frac{3}{2}\gamma^2 \zeta_0^{ii} \right)^{1/2} \right]$$

$$\eta_{pbn} = 2\pi \int_{x_1}^x \frac{d[(x + \frac{3}{2}\gamma^2 \zeta_0^{ii})b_n(x)]}{dx} N_0 \left[D \left(\frac{dx\gamma}{dx} \right)^{-1} \left(x + \frac{3}{2}\gamma^2 \zeta_0^{ii} \right)^{1/2} \right] dx \cdot J_0 \left[D \left(\frac{dx\gamma}{dx} \right)^{-1} \left(x + \frac{3}{2}\gamma^2 \zeta_0^{ii} \right)^{1/2} \right]$$

$$- 2\pi \int_{x_1}^x \frac{d[(x + \frac{3}{2}\gamma^2 \zeta_0^{ii})b_n(x)]}{dx} J_0 \left[D \left(\frac{dx\gamma}{dx} \right)^{-1} \left(x + \frac{3}{2}\gamma^2 \zeta_0^{ii} \right)^{1/2} \right] dx \cdot N_0 \left[D \left(\frac{dx\gamma}{dx} \right)^{-1} \left(x + \frac{3}{2}\gamma^2 \zeta_0^{ii} \right)^{1/2} \right]$$

$x_2 \leq x$:

$$\zeta_0^{iii} = 0, \quad \left(\frac{dx\gamma}{dx} \right)^{-1} = 1 + \frac{3}{2}\gamma^2 \frac{d\zeta_0^{iii}}{dx} = 1$$

$$\zeta_n^{iii} = D_n \left\{ J_0 \left[D \left(\frac{dx\gamma}{dx} \right)^{-1} \left(x + \frac{3}{2}\gamma^2 \zeta_0^{iii} \right)^{1/2} \right] \right\} \cos nt + N_0 \left[D \left(\frac{dx\gamma}{dx} \right)^{-1} \left(x + \frac{3}{2}\gamma^2 \zeta_0^{iii} \right)^{1/2} \right] \sin nt \\ = D_n \left\{ J_0(Dx^{1/2}) \cos nt + N_0(Dx^{1/2}) \sin nt \right\} \quad (62)$$

$$D_n = -I_{b_n J} \quad \text{-----} \quad (63)$$

以上で、

$$I_{a_n J} = 2\pi \int_{x_1}^{x_2} \frac{d[(x + \frac{3}{2}\gamma^2 \zeta_0^{\ddot{\eta}})a_n(x)]}{dx} J_0[D(1 + \frac{3}{2}\frac{\gamma^2}{\pi} \cos^{-1}(\frac{x-1}{\Delta a})) (x + \frac{3}{2}\gamma^2 \zeta_0^{\ddot{\eta}})^{1/2}] dx$$

$$I_{a_n N} = 2\pi \int_{x_1}^{x_2} \frac{d[\quad]}{dx} N_0[\quad] dx$$

$$I_{b_n J} = 2\pi \int_{x_1}^{x_2} \frac{d[(x + \frac{3}{2}\gamma^2 \zeta_0^{\ddot{\eta}})b_n(x)]}{dx} J_0[\quad] dx$$

$$I_{b_n N} = 2\pi \int_{x_1}^{x_2} \frac{d[\quad]}{dx} N_0[\quad] dx$$

ただし、 $I_{a_n J} \sim I_{b_n N}$ の積分をこのままの形で直接行なうと、 $x = x_1$ 、 $x = x_2$ が特異点となり積分不能となる。

∴以下のように変形して行なう。

$$I_{a_n J} = 2\pi \int_{x_1}^{x_2} \frac{d(\quad)}{dx} J_0(\quad) dx$$

$$\left[\begin{aligned} \because \int f' g dx &= f g - \int f g' dx, \quad f' = \frac{d(\quad)}{dx}, \quad g = J_0(\quad), \quad f = (x + \frac{3}{2}\gamma^2 \zeta_0^{\ddot{\eta}})a_n(x), \\ g' &= -J_1(\quad) \frac{D}{2} \left(\frac{dx}{dx}\right)^{-1} \left(x + \frac{3}{2}\gamma^2 \zeta_0^{\ddot{\eta}}\right)^{1/2} \left(\frac{dx}{dx}\right) \\ &= 2\pi \left\{ \left[(x + \frac{3}{2}\gamma^2 \zeta_0^{\ddot{\eta}})a_n(x) J_0 \left[D \left(1 + \frac{3}{2}\frac{\gamma^2}{\pi} \cos^{-1} \left(\frac{x-1}{\Delta a}\right)\right) \left(x + \frac{3}{2}\gamma^2 \zeta_0^{\ddot{\eta}}\right)^{1/2} \right] \right]_{x_1}^{x_2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{D}{2} \int_{x_1}^{x_2} \left(x + \frac{3}{2}\gamma^2 \zeta_0^{\ddot{\eta}}\right)^{1/2} a_n(x) J_1 \left[D \left(1 + \frac{3}{2}\frac{\gamma^2}{\pi} \cos^{-1} \left(\frac{x-1}{\Delta a}\right)\right) \left(x + \frac{3}{2}\gamma^2 \zeta_0^{\ddot{\eta}}\right)^{1/2} \right] dx \right\} \text{-----} \quad (64) \end{aligned} \right.$$

$$I_{a_n N} = 2\pi \left\{ \left[(\quad) a_n(x) N_0[\quad] \right]_{x_1}^{x_2} + \frac{D}{2} \int_{x_1}^{x_2} (\quad)^{1/2} a_n(x) N_1[\quad] dx \right\} \text{-----} \quad (65)$$

$$I_{b_n J} = 2\pi \left\{ \left[(\quad) b_n(x) J_0[\quad] \right]_{x_1}^{x_2} + \frac{D}{2} \int_{x_1}^{x_2} (\quad)^{1/2} b_n(x) J_1[\quad] dx \right\} \text{-----} \quad (66)$$

$$I_{b_n N} = 2\pi \left\{ \left[(\quad) b_n(x) N_0[\quad] \right]_{x_1}^{x_2} + \frac{D}{2} \int_{x_1}^{x_2} (\quad)^{1/2} b_n(x) N_1[\quad] dx \right\} \text{-----} \quad (66)$$

⑤⑥ ~ ⑥⑦ を用いて計算した場合、

$0 \leq x \leq x_1$ では、水深が $h' = x' \tan \beta$ より深くなるほど、 ζ' が小さくなる。そして、
 $x_1 \leq x \leq x_2$ では、水深が $h' = x' \tan \beta$ と大差なくなるので、 ζ' も大差ない。さらに、
 $x_2 \leq x$ では、水深が $h' = x' \tan \beta$ と等しくなるので、 ζ' もほとんど差がなくなる。