

リーフ上に発生する長周期自由波について

木 村 晃*・中 本 克 己**

1. はじめに

リーフ上の長周期波については日野・仲座ら (1988, 1989) の系統的な研究があり, Bore 状のサーフビート現象に対する数値モデルの提案や現地観測による検証などの優れた成果が示されている。本研究はリーフ上で水位上昇をもたらすものとして彼らが指摘したサーフビートがリーフ内でさらに増幅される場合のあること, すなわちリーフが共振系であることを示すとともに入射波のスペクトルから長周期波 (サーフビート) のスペクトルを計算するモデルを示したものである。すなわち, 入射不規則波の 1 次成分波相互の干渉により発生する 2 次波 (周波数差の波) が強制外力となってリーフ内に新たに長周期自由波 (radiation wave) を発生させること, この波のうちで, 波長がリーフ幅のほぼ $(2n-1)/4$ 倍, $(n=1, 2, 3, \dots)$ となるものはリーフ内で大きく増幅されること, 増幅率はリーフ内外の水深の比により変化すること等を示し, このモデルが仲座ら (1998) の観測結果をよく説明することを明らかにした。

2. 規則波が入射した場合にリーフ上に発生する波

図-1 に示すような段上がり地形でリーフ地形をモデル化する。座標は段上がりの部分から沖に向けて x 軸をとり, z 軸は静水面から上向きにとる。沖側を領域 1, リーフ内を領域 2 とする。

領域 1 の水深を h , 領域 2 の水深を $qh (0 < q < 1)$ とす

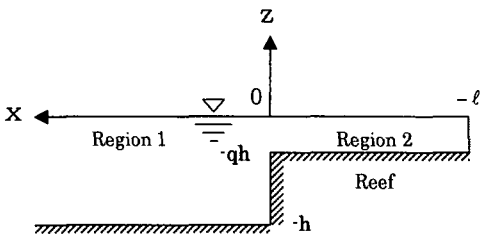


図-1 リーフのモデルと座標系

る。 y 軸方向には地形変化がないものとして問題を 2 次元で取り扱う。この地形に x 軸の負の方向に速度ポテンシャルが

$$\phi = A \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} e^{i(kx+\sigma t)} \dots\dots\dots (1)$$

の波が入射した場合について考える。この波の波形は

$$\eta = \frac{1}{g} \frac{\partial \phi}{\partial t} \Big|_{z=0} \dots\dots\dots (2)$$

より

$$\eta = i \frac{\sigma}{g} A e^{i(kx+\sigma t)} \dots\dots\dots (3)$$

$i = \sqrt{-1}$ である。この入射波により領域 1 および 2 に発生する波の速度ポテンシャルを次式のように与える。

領域 1

$$\begin{aligned} \phi_1(x, z) = & \left\{ (A e^{ikx} + B e^{-ikx}) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \right. \\ & \left. + \sum_{m=1}^{\infty} C_m e^{-k_m x} \frac{\cos k_m(z+h)}{\cos k_m h} \right\} e^{i\sigma t} \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

領域 2

$$\begin{aligned} \phi_2(x, z) = & \left\{ H e^{ik'x} \frac{\cosh k'(z+qh)}{\cosh k'qh} \right. \\ & \left. + \sum_{n=1}^{\infty} I_n e^{k_n x} \frac{\cos k_n(z+qh)}{\cos k_n qh} \right\} e^{i\sigma t} \dots\dots (5) \end{aligned}$$

両式において, 係数 B の項はリーフ先端から沖に向かう反射波, H の項はリーフ上を進む透過波, C_m, I_n の各項は各領域での scattering wave である。(4), (5) 式において $k, k_m (m=1, 2, 3, \dots)$ および $k', k'_n (n=1, 2, 3, \dots)$ はそれぞれ次式で決まる固有値である。

$$\sigma^2 h / g = kh \tanh kh = -k_m h \tan k_m h \quad (m=1, 2, 3, \dots) \dots\dots (6)$$

$$\sigma^2 qh / g = k'qh \tanh k'qh = -k'_n qh \tan k'_n qh \quad (n=1, 2, 3, \dots) \dots\dots (7)$$

以後ダッシュ (') がついている変数は領域 2 のものであることを意味する。(4), (5) 式は $x=0$ で接続しており, この境界で両式の間には力学的条件として水平方向の [I] mass flux と [II] energy flux の連続性が成立しなければならない。すなわち, $x=0$ で

* 正会員 鳥取大学教授 工学部社会開発システム工学科
** 正会員 日本建設コンサルタンツ

$$\begin{aligned}
 \text{[I]} \quad \phi_1 &= \phi_2, & (0 > z > -qh), \\
 \text{[II]} \quad \frac{\partial \phi_1}{\partial x} &= \frac{\partial \phi_2}{\partial x} & (0 > z > -qh), \\
 \frac{\partial \phi_1}{\partial x} &= 0 & (-qh > z > h) \dots\dots\dots (8)
 \end{aligned}$$

となることが必要である。(4), (5) 式を (8) の3つの式に代入すれば連立方程式が得られるのでこれを解けば(4), (5) 式の各項の係数を計算することができる。この研究では井島 (1971) の方法に従って解を求めた。特別な場合として、領域1で波が長波と仮定できる場合、scattering waveが発生しないので解は簡単に次式で与えられる。

$$\frac{B}{A} \approx \frac{1-q^{3/2}}{1+q^{3/2}} \dots\dots\dots (9)$$

3. 合成波が入射した場合のリーフ上の波シテム

振幅、周波数の異なる2つの規則波が2. と同様に入射した場合について考える。領域1, 2に発生する波システムの速度ポテンシャルを次式で与える。

領域1

$$\begin{aligned}
 \phi_1(x, z) = & \left\{ (A_1 e^{ik_1 x} + B_1 e^{-ik_1 x}) \frac{\cosh k_1(z+h)}{\cosh k_1 h} \right. \\
 & + \sum_{m=1}^{\infty} C_{1m} e^{-k_{1m} x} \frac{\cos k_{1m}(z+h)}{\cos k_{1m} h} \Big\} e^{i(\sigma_1 t + \epsilon_1)} \\
 & + \left\{ (A_2 e^{ik_2 x} + B_2 e^{-ik_2 x}) \frac{\cosh k_2(z+h)}{\cosh k_2 h} \right. \\
 & + \sum_{m=1}^{\infty} C_{2m} e^{-k_{2m} x} \frac{\cos k_{2m}(z+h)}{\cos k_{2m} h} \Big\} e^{i(\sigma_2 t + \epsilon_2)} \\
 & \dots\dots\dots (10)
 \end{aligned}$$

領域2

$$\begin{aligned}
 \phi_2(x, z) = & \left\{ H_1 e^{ik_{12} x} \frac{\cosh k_{12}(z+qh)}{\cosh k_{12} qh} \right. \\
 & + \sum_{n=1}^{\infty} I_{1n} e^{k_{1n} x} \frac{\cos k_{1n}(z+qh)}{\cos k_{1n} qh} \Big\} e^{i(\sigma_1 t + \epsilon_1)} \\
 & + \left\{ H_2 e^{ik_{12} x} \frac{\cosh k_{12}(z+qh)}{\cosh k_{12} qh} \right. \\
 & + \sum_{n=1}^{\infty} I_{2n} e^{k_{1n} x} \frac{\cos k_{1n}(z+qh)}{\cos k_{1n} qh} \Big\} e^{i(\sigma_2 t + \epsilon_2)} \\
 & \dots\dots\dots (11)
 \end{aligned}$$

(10), (11) 式において右辺の添え字の1および2はそれぞれ1および2の成分波のものであることを意味する。(4), (5) 式ではA, B, H, C_m, I_nは位相の項を含む複素数であるが, (10), (11) 式では位相の項を外に出したので, これ以後はすべて虚数となる。ただし, 上のようにおくためにはx=0で入射波に対して反射, 透過自由波の位相が変化しないことが必要となるが, khおよびqが小さい範囲ではこの条件はほぼ満たされる。

複数の波が存在する場では2つの波の成分が相互に干

渉して2次波が発生する。すなわち①自由波と自由波, ②自由波とscattering wave, ③scattering wave相互の干渉である。図-1の様な場合では②, ③で発生する波は境界(x=0)付近に限られること, 振幅が小さいこと等の理由で無視し, ①のみを考慮する。(10), (11) 式に含まれる自由波相互の干渉により角周波数がσ₁-σ₂, σ₁+σ₂, 2σ₁, 2σ₂, 波数がk₁-k₂, k₁+k₂, 2k₁, 2k₂の2次波が発生する。ここでは長周期で, 波長の長い波を対象としているので, 角周波数がσ₁-σ₂, 波数がk₁-k₂の波に限って検討する。すなわち, (10), (11) 式に含まれる自由波相互の干渉により領域1には次の2次長周期波が発生する。

$$\begin{aligned}
 \phi_{b1} = & i \frac{A_1 A_2}{2} \frac{\cosh k_{12}(h+z)}{\cosh k_{12} h} \frac{D_{12}}{\sigma_{12}} e^{i(k_{12} x + \sigma_{12} t + \epsilon_{12})} \\
 & + i \frac{B_1 B_2}{2} \frac{\cosh k_{12}(h+z)}{\cosh k_{12} h} \frac{D_{12}}{\sigma_{12}} e^{-i(k_{12} x - \sigma_{12} t - \epsilon_{12})} \\
 & \dots\dots\dots (12)
 \end{aligned}$$

ここに

$$k_{12} = k_1 - k_2, \sigma_{12} = \sigma_1 - \sigma_2, \epsilon_{12} = \epsilon_1 - \epsilon_2 \dots\dots\dots (13)$$

$$\begin{aligned}
 D_{12} = & [(\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2})(\sqrt{R_2}(k_1^2 - R_1^2) - \sqrt{R_1}(k_2^2 - R_2^2)) \\
 & + 2(\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2})^2(k_1 k_2 - R_1 R_2)] \\
 & / [(\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2})^2 - k_{12}^2 \tanh k_{12} h] \\
 R_i = & k_i \tanh k_i h \quad (i=1, 2) \dots\dots\dots (14)
 \end{aligned}$$

である。また同様に領域2には

$$\phi_{b2} = i \frac{H_1 H_2}{2} \frac{\cosh k_{12}(z+qh)}{\cosh k_{12} qh} \frac{D_{12}}{\sigma_{12}} e^{i(k_{12} x + \sigma_{12} t + \epsilon_{12})} \dots\dots\dots (15)$$

なる2次長周期波が発生する。ここに

$$k_{12} = k_1 - k_2 \dots\dots\dots (16)$$

$$\begin{aligned}
 D_{12} = & [(\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2})(\sqrt{R_2}(k_1^2 - R_1^2) - \sqrt{R_1}(k_2^2 - R_2^2)) \\
 & + 2(\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2})^2(k_1 k_2 - R_1 R_2)] \\
 & / [(\sqrt{R_1} - \sqrt{R_2})^2 - k_{12}^2 \tanh k_{12} qh] \\
 R_i = & k_i \tanh k_i qh \quad (i=1, 2) \dots\dots\dots (17)
 \end{aligned}$$

である。しかし1次波はリーフ先端で砕波するので(15)式の波は拘束を解かれ, 周波数と振幅が等しい自由波に転換する(関本ら, 2000)。この波の速度ポテンシャルは

$$\phi_{r2} = i \frac{H_1 H_2}{2} \frac{\cosh k'_{12}(z+qh)}{\cosh k'_{12} qh} \frac{D_{12}}{\sigma_{12}} e^{i(k'_{12} x + \sigma_{12} t + \epsilon_{12})} \dots\dots\dots (18)$$

とおくことができる。ここにk'₁₂は領域2で角周波数がσ₁₂の自由波の波数である。この波は岸(x=-ℓ)まで伝播し, 反射する。周期が非常に長いので反射率は1とする。反射波の速度ポテンシャルと併せて結局リーフ上の速度ポテンシャルは

$$\begin{aligned} \phi_{r2} = & iH_1H_2 \frac{\cosh k'_{f12}(z+qh)}{\cosh k'_{f12}qh} \frac{D'_{12}}{\sigma'_{12}} \\ & \times e^{-ik'_{f12}\ell} \cos k'_{f12}(x+\ell) e^{i(\sigma'_{12}+\epsilon'_{12})} \dots\dots\dots (19) \end{aligned}$$

となる。(12), (18) 式の波は $x=0$ の境界で (8) 式の連続条件を満たさないで、この点から次のような周波数の等しい長周期自由波 (radiation wave) が新たに発生する。

領域 1 :

$$\phi_{f1}^* = E e^{-i(k_{f12}x - \sigma_{12}t - \epsilon_{12})} \dots\dots\dots (20)$$

領域 2 :

$$\phi_{f2}^* = F e^{-i(k_{f12}x - \sigma_{12}t - \epsilon_{12})} + G e^{i(k_{f12}x + \sigma_{12}t + \epsilon_{12})} \dots\dots\dots (21)$$

領域 1 では沖に向かう波のみ、領域 2 では岸に向かう波と岸から反射して来る波が存在する。これらは長波と考えるとよいので、境界で発生する scattering wave は無視できる。1 次波の場合、波はリーフを通過した直後に碎波するため岸から反射される波はない。しかし、ここで取り扱う長周期波は周期が非常に長いので岸では完全に反射されるものとする。岸の位置を $x=-\ell$ とすると (21) 式は $x=-\ell$ で腹となる完全重複波でなければならない。すなわち、

$$\left. \frac{\partial \phi_{f2}^*}{\partial x} \right|_{x=-\ell} = 0 \dots\dots\dots (22)$$

である。(21), (22) 式より

$$\phi_{f2}^* = P \cos k'_{f12}(x+\ell) e^{i(\sigma_{12}+\epsilon_{12})} \dots\dots\dots (23)$$

となる。以上より、領域 1 には (12), (20) 式、領域 2 には (19), (23) 式の波がそれぞれ存在する。(8) 式より、

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} (\phi_{b1} + \phi_{f1}^*)_{x=0} &= \frac{\partial}{\partial x} (\phi_{r2} + \phi_{f2}^*)_{x=0} \\ &= 0 \quad (0 > z > -qh) \\ &= 0 \quad (-qh > z > -h) \dots\dots\dots (24) \\ (\phi_{b1} + \phi_{f1}^*)_{x=0} &= (\phi_{r2} + \phi_{f2}^*)_{x=0} \\ &= 0 \quad (0 > z > -qh) \dots\dots\dots (25) \end{aligned}$$

(20), (23) 式の波も長波と考えるとよい。(24), (25) の両式に (12), (19), (20), (23) の各式を代入し計算を行うと

$$\begin{aligned} & -k'_{12} \frac{(A_1A_2 - B_1B_2)}{2} \frac{D'_{12}}{\sigma'_{12}} - ik'_{f12}E \\ &= -ik'_{f12}H_1H_2 \frac{D'_{12}}{\sigma'_{12}} e^{-ik'_{f12}\ell} \sin k'_{f12}\ell \\ & \quad - k'_{f12}P \sin k'_{f12}\ell \quad (0 > z > -qh) \\ &= 0 \quad (-qh > z > -h) \dots\dots\dots (26) \end{aligned}$$

および

$$\begin{aligned} & iH_1H_2 \frac{D'_{12}}{\sigma'_{12}} e^{-ik'_{f12}\ell} \cos k'_{f12}\ell + P \cos k'_{f12}\ell \\ &= i \frac{D'_{12}}{\sigma'_{12}} \frac{(A_1A_2 + B_1B_2)}{2} + E \quad (0 > z > -qh) \\ & \dots\dots\dots (27) \end{aligned}$$

を得る。(27) 式の両辺を $0 \sim h$ の間で積分すると、

$$\begin{aligned} & -k'_{12}h \frac{(A_1A_2 - B_1B_2)}{2} \frac{D'_{12}}{\sigma'_{12}} - ik'_{f12}hE \\ &= -ik'_{f12}qhH_1H_2 \frac{D'_{12}}{\sigma'_{12}} e^{-ik'_{f12}\ell} \sin k'_{f12}\ell \\ & \quad - k'_{f12}qhP \sin k'_{f12}\ell \dots\dots\dots (28) \end{aligned}$$

となる。(27), (28) 式より未知数 P は

$$\begin{aligned} P &= \frac{1}{2} \frac{1}{ik'_{f12}h \cos k'_{f12}\ell - k'_{f12}qh \sin k'_{f12}\ell} \\ & \times \frac{D'_{12}}{\sigma'_{12}} \{ -k'_{12}h(A_1A_2 - B_1B_2) \\ & \quad - k'_{f12}h(A_1A_2 + B_1B_2) \} - iH_1H_2 \frac{D'_{12}}{\sigma'_{12}} e^{-ik'_{f12}\ell} \\ & \dots\dots\dots (29) \end{aligned}$$

となる。

4. 不規則波が入射した場合

入射波の速度ポテンシャルを

$$\phi_1 = \sum_{m=1}^{\infty} A_m \frac{\cosh k_m(z+h)}{\cosh k_mh} e^{i(k_mx + \sigma_mt + \epsilon)} \dots\dots\dots (30)$$

とすると領域 1 には

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \sum_{m=1}^{\infty} (A_m e^{ik_mx} + B_m e^{-ik_mx}) \frac{\cosh k_m(z+h)}{\cosh k_mh} \\ & \times e^{i(\sigma_mt + \epsilon_m)} \dots\dots\dots (31) \end{aligned}$$

領域 2 には

$$\phi_2 = \sum_{m=1}^{\infty} H_m e^{ik_mx} \frac{\cosh k'_m(z+qh)}{\cosh k'_mqh} e^{i(\sigma_mt + \epsilon_m)} \dots\dots\dots (32)$$

なるポテンシャルをもつ 1 次波が存在する。ただし scattering wave は無視した。これらの波に含まれる成分波の干渉により、

領域 1

$$\begin{aligned} \phi_1 &= \frac{1}{4} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} i \frac{\cosh k_{mn}(z+h)}{\cosh k_{mn}h} \frac{D_{mn}}{\sigma_{mn}} \\ & \times (A_m A_n e^{ik_{mn}x} + B_m B_n e^{-ik_{mn}x}) e^{i(\sigma_{mn}t + \epsilon_{mn})} \\ & \dots\dots\dots (33) \end{aligned}$$

領域 2

$$\begin{aligned} \phi_2 &= \frac{1}{2} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} i H_m H_n \frac{\cosh k'_{fmn}(z+qh)}{\cosh k'_{fmn}qh} \frac{D'_{mn}}{\sigma_{mn}} \\ & \times e^{-ik'_{fmn}\ell} \cos k'_{fmn}(x+\ell) e^{i(\sigma_{mn}t + \epsilon_{mn})} \dots\dots\dots (34) \end{aligned}$$

なるポテンシャルを持つ 2 次拘束波が発生する。(33) 式以後、上付添え字の - (マイナス) はすべて省略する。(34) 式では碎波による拘束波から自由波への転換およびその波が岸で反射 (完全反射) した波は考慮してある。また十分小さな $\Delta\sigma$ を用いて成分波の角周波数を $\sigma_m = m\Delta\sigma$ と表わし、(33), (34) 式で $\sigma_{mn} = \sigma_r$ となる波を選び出すと、

$$\phi_{1r} = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} i \frac{\cosh k_{mn}(z+h)}{\cosh k_{mn}h} \frac{D_{mn}}{\sigma_r} \times (A_m A_n e^{ik_{mn}x} + B_m B_n e^{-ik_{mn}x}) e^{i(\sigma_r t + \epsilon_{mn})} \dots (35)$$

$$\phi_{2r} = \sum_{n=1}^{\infty} i H_m H_n \frac{\cosh k'_r(z+qh)}{\cosh k'_r qh} \times \frac{D'_{mn}}{\sigma_r} e^{-ik'_n \ell} \cos k'_r(x+\ell) e^{i(\sigma_r t + \epsilon_{mn})} \dots (36)$$

となる。ここに $m=n+r$, k_r , k'_r はそれぞれ水深 h および qh における角周波数 σ_r の自由波の波数である。 $x=0$ における (33), (34) 式のギャップが原因となって新たに発生する自由波 (radiation wave) の速度ポテンシャルで角周波数が σ_r のものをそれぞれ ϕ_{1r} (領域 1), ϕ_{2r} (領域 2) とし,

$$\phi_{1r}^* = E_r e^{-i(k_r x - \sigma_r t)} \dots (37)$$

$$\phi_{2r}^* = P_r \cos k'_r(x+\ell) e^{i\sigma_r t} \dots (38)$$

のようにおく。自由波は岸では完全反射するものと考え、この条件は (36) 式で考慮してある。これらの速度ポテンシャルを (24), (25) 式とおなじ境界条件に代入して計算する。すべての波を長波と考えて取り扱うと結局 (38) 式は,

$$\phi_{2r}^* = \frac{1}{-k'_r qh \sin k'_r \ell + ik'_r h \cos k'_r \ell} \times \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{D_{mn}}{\sigma_r} \{ (-A_m A_n + B_m B_n) k_{mn} h - (A_m A_n + B_m B_n) k_r h \} \cos k'_r(x+\ell) e^{i(\sigma_r t + \epsilon_{mn})} - \sum_{n=1}^{\infty} i \frac{D'_{mn}}{\sigma_r} H_m H_n e^{-ik'_n \ell} \cos k'_r(x+\ell) e^{i(\sigma_r t + \epsilon_{mn})} \dots (39)$$

となる。領域 2 では ϕ_{2r} も自由波であるのでこれと (39) 式をあわせると,

$$\phi_{2r} + \phi_{2r}^* = \frac{\cos k'_r(x+\ell)}{-k'_r qh \sin k'_r \ell + ik'_r h \cos k'_r \ell} \times \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{D_{mn}}{\sigma_r} \{ (-A_m A_n + B_m B_n) k_{mn} h - (A_m A_n + B_m B_n) k_r h \} e^{i(\sigma_r t + \epsilon_{mn})} \dots (40)$$

のようになる。さらに (2) 式よりこの波の波形は

$$\eta_r = i \frac{\cos k'_r(x+\ell)}{-k'_r qh \sin k'_r \ell + ik'_r h \cos k'_r \ell} \times \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{D_{mn}}{g} \{ (-A_m A_n + B_m B_n) k_{mn} h - (A_m A_n + B_m B_n) k_r h \} e^{i(\sigma_r t + \epsilon_{mn})} \dots (41)$$

となる。(3), (30) 式から、成分波の振幅は

$$a_m = i \frac{\sigma_m}{g} A_m, \quad (m=1, 2, 3, \dots) \dots (42)$$

であり、これは入射波のスペクトル $S^*(\sigma)$ から

$$a_m = \sqrt{S^*(\sigma_m) \Delta \sigma}, \quad (m=1, 2, 3, \dots) \dots (43)$$

のように与えられる。 b_m は a_m に成分波ごとの反射率を掛けて求める (井島, 1971)。これらを用いると (41) 式の振幅 (絶対値) の 2 乗は

$$|a_r|^2 = a_r a_r^* = \frac{1}{4} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{D_{mn}}{\sqrt{R_m R_n}} \frac{D_{si}}{\sqrt{R_s R_i}} \times \left\{ (a_m a_n - b_m b_n) \frac{k_{mn}}{k_r} + (a_m a_n + b_m b_n) \right\} \times \left\{ (a_s a_i - b_s b_i) \frac{k_{si}}{k_r} + (a_s a_i + b_s b_i) \right\} \times \frac{\cos^2 k'_r(x+\ell)}{\cos^2 k'_r \ell + q^2 (k'_r/k_r)^2 \sin^2 k'_r \ell} \times \{ \cos(\epsilon_{mn} - \epsilon_{si}) \} \dots (44)$$

となる。ここに a^* は a_r の共役複素数, $m=n+r$, $s=t+r$ である。位相に関して上式を平均 (木村, 1985) すると, (44) 式の期待値は

$$|a_r|^2 = \overline{a_r a_r^*} = \frac{1}{4} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{D_{mn}}{\sqrt{R_m R_n}} \right)^2 \times \left\{ (a_m a_n - b_m b_n) \frac{k_{mn}}{k_r} + (a_m a_n + b_m b_n) \right\}^2 \times \frac{\cos^2 k'_r(x+\ell)}{\cos^2 k'_r \ell + q^2 (k'_r/k_r)^2 \sin^2 k'_r \ell} \dots (45)$$

となる。最後に (45) のスペクトルは

$$S^*(\sigma_M)_{\text{surf}} = \sum_{r=M}^{M+N} \frac{1}{2} \overline{|a_r|^2} / (N \Delta \sigma) \dots (46)$$

で定義される。周波数 f を用いる場合には

$$S^*(\sigma) d\sigma = S(f) df, \quad (\sigma = 2\pi f) \dots (47)$$

の関係を用いて次式で定義する。

$$S(f_M)_{\text{surf}} = \sum_{r=M}^{M+N} \frac{1}{2} \overline{|a_r|^2} / (N \Delta f) \dots (48)$$

図-2 は (45) 式の最期の項の $\sqrt{\quad}$ の値を示したものである。図からわかるように $k'_r \ell = 1.6, 4.7$ ($\ell/L = 1/4, 3/4$) 付近にピークが現れる。これらの点では汀線で腹, リーフ先端で節となる重複波が現れている。

図-3 は仲座ら (1998) が比川海岸で実施した観測値 (○) と理論を比較したもので、現地の条件を元に $h=25$ m, $q=0.1$, $\ell=650$ m として計算した $x=-\ell$ での $S(f)_{\text{surf}}$ (点線) を示したものである。入射波のスペクトル

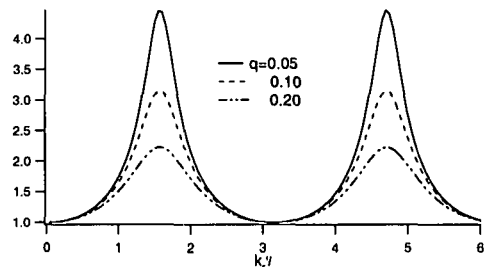


図-2 人工リーフ上の増幅特性

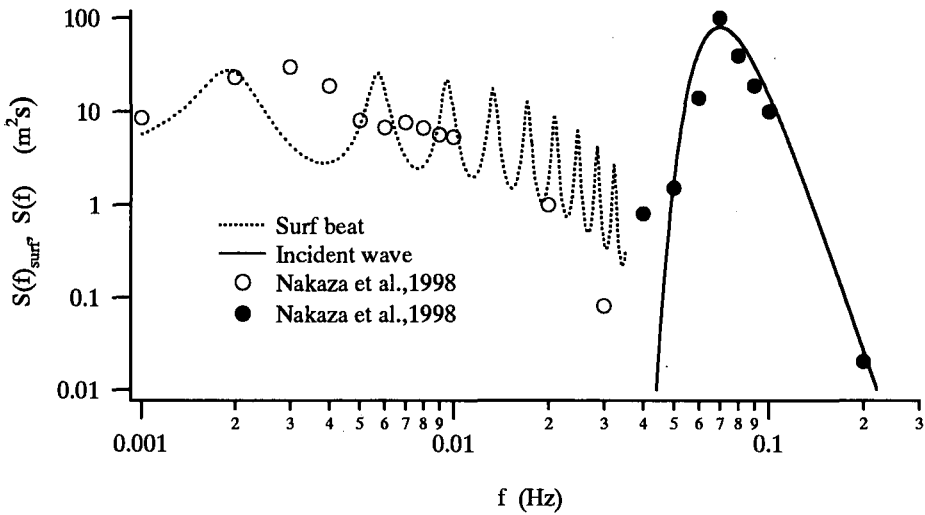


図-3 観測結果との比較

ル(実線)は仲座らによる入射波の観測値(●)とあうように設定した次式を用いた。

$$S(f) = S(f_p)(f/f_p)^{-m} \exp\left\{\frac{m}{n}[1 - (f/f_p)^{-n}]\right\} \quad \dots\dots\dots (49)$$

ただし、 $m=10$, $n=4$, $f_p=0.07$ Hz, $S(f_p)=80$ m²/s とした。

参 考 文 献

- 井島武士 (1971): 最近の波浪理論における境界値問題の解法とその応用, 第7回夏期水工研学会講義集, B-1-1-B-1-30.
 木村 晃 (1985): 非線形長周期波の2次元スペクトル, 第32回海岸工学講演会論文集, pp. 154-158.

- 関本恒浩・森屋陽一・水口 優 (2000): 自由長周期波の発生とその定量的評価に関する理論的考察, 海岸工学論文集, 第47巻, pp. 236-240.
 仲座栄三・津嘉山正光・玉城重則・川満康智・吉田 繁・田中 聡 (1998): 湾状リーフ海岸における波・サーフビート, 海岸工学論文集, 第45巻, pp. 281-285.
 日野幹雄・仲座栄三・與那覇健次 (1988): 波群によって引き起こされるBore状サーフビートに関する研究, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 197-201.
 日野幹雄・仲座栄三・与儀実和 (1989): リーフ地形海岸におけるBore状サーフビートに関する研究, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 75-79.