

ステップ地形における波群砕波に伴う長周期波の発生

奥津雄治*・関 克己**・水口 優***

荒天時のリーフ地形海岸において工学的諸問題となる異常な水位の上昇に対して、その主要因となるであろう波群に伴う長周期波に着目し、長周期波の挙動の定性的かつ定量的な予測の実現を目指して実験的な検討を行った。その結果、①砕波の有無を問わずステップで発生した自由長周期波を確認し、その大きさは沖側では拘束長周期波に比べて圧倒的に大きい。②砕波により発生した自由長周期波を確認し、その冲向き成分がステップ端部で透過・反射現象を示すことがわかった。次いで、③砕波に伴い発生する自由長周期波を定量的に評価できるモデルを考案し、実験結果との比較から良好な結果を得た。

1. はじめに

我が国では沖縄県を中心としてリーフ地形を有する海岸が見られる。このリーフ海岸では、水深が急変するリーフ沖側端での砕波によって波高が減少するため、沿岸域に構造物を建設する際に設計波力を小さくできるという潜在的な利点を持つ。一方、台風等の荒天時には、リーフ上で異常な水位の上昇や津波に酷似した形で来襲する bore 状 surf-beat が生じ、海岸構造物や係留船舶に甚大な被害をもたらしている(仲座ら, 1988)。この原因としては低気圧による海面の吸い上げや強風による吹き寄せ等も予想されるが、主に波群の砕波によって生じる非定常な wave setup、つまり長周期波に起因する現象と考えられる。また、このリーフ地形特有の短周期波に対する消波効果を期待する構造物として人工リーフや幅広潜堤があるが、これらの構造物と長周期波の相互関係について詳細な検討が行われていないのが現状であり、この点に関する水理的検討も必要だと思われる。

本研究では、リーフ型地形における長周期波の挙動の定性的かつ定量的な予測の実現を目指して実験的に検討することを目的とする。リーフ海岸として典型的なモデル断面である矩形ステップを採用し、これに準不規則波である単一波群を入射させステップ沖側端で強制的に砕波させた場合に、波群及び長周期波がステップ沖側及びステップ上でどのような挙動を示すか、非砕波の場合と比較しつつその検討を行う。実験結果の解析から砕波に伴い発生する長周期波を確認し、それを定量的に評価できるモデルを提案する。最終的にはトータルとして観測されるであろう長周期波を時系列的に予測することを目標とする。

2. 実験概要

実験は位置制御式のピストン型造波装置を有する長さ 40 m、幅 0.3 m、高さ 0.5 m の断面 2 次元水槽で行った。

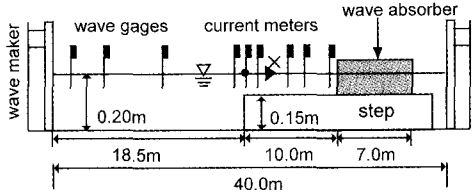


図-1 実験装置概略図

表-1 実験条件緒元表

水深 h (cm)	20.0
基本波の最大波高 H_{max} (cm)	1.0, 2.0, 2.5, 3.0, 4.0, 5.0, 6.0, 7.0, 7.5, 8.0
基本波周期 T (s)	1.4
基本波の波数 (波)	8.0
水位計設置位置 (cm)	-1750.0, -1350.0, -850.0, -100.0, 0.0, 100.0, 400.0, 600.0, 900.0
流速計設置位置 (設置水深)(cm)	-100(6.0), 400(4.0)

実験装置の概要を図-1 に示す。水位変動は分圧式波高計(正豊工学製、計 9 地点)、流速変動は小型電磁流速計(東京計測製、計 2 地点)を用い、サンプリング周波数を 100 Hz としてこれらを同時計測した。図中のステップは塩化ビニル板をアルミ製の角材で補強して作成した。

入射させる単一波群は基本波に 1 次オーダーのクノイド波を用いて高周波側の自由波の発生を抑えた。なお、基本波の周期 1.4 s は長波理論の適用範囲に入るように選んだものである。また、造波に伴い発生する自由長周期波に関しては、その発生を抑えて拘束長周期波のみ造波する 2 次オーダーの造波理論によるもの(以下、制御)と拘束長周期波、自由長周期波ともに造波する 1 次の造波理論(以下、非制御)によるもの 2 種類を用いて造波を行った(造波方法の詳細は寛田・水口(1998)を参照)。入射波諸元は表-1 に示す通りであり、単一波群中の最大波 H_{max} のみを変化させ、造波方法の違いとあわせて

* 工修 (株)東京建設コンサルタント
** 学生会員 工修 中央大学大学院理工学研究科土木工学専攻
*** 正会員 工博 中央大学教授 理工学部土木工学科

計 20 ケースの実験を行った。

3. 実験結果と考察

解析は基本波が碎波しない場合を基本として捉え、碎波する場合と比較しながら検討するものとする。非碎波のケースには $H_{\max}=2.0$ cm (造波信号), 碎波するケースとしては $H_{\max}=6.0$ cm (同じく造波信号) の実験データを代表として取り上げ、基本波成分と長周期成分に分けて実験結果の整理を行い、現象の把握と時系列作成に向けた考察を行う。

(1) 基本波成分に関する考察

図-2(a), (b) はそれぞれ自由長周期波を制御して造波した場合の非碎波及び碎波両ケースの水位変動 η の時系列であり、それぞれ造波信号の最大波 $H_{\max}$ で無次元化してある。図-2(a) を見ると、領域 1 ($X < 0$) の反射波群の波形は入射波群の波形に準じているが、領域 2 ($X > 0$) では非線形効果により基本波の波形は鋭く尖り、ソリトン分裂して伝播している事が分かる。

一方、図-2(b) を見ると、領域 1 での反射波群は非碎

波のケースと同様の挙動を示すが、領域 2 では透過波群が顕著に碎波し、減衰することがわかる。ステップ沖側端である $X=0$ m から $X=1$ m 付近にかけてのステップ上で基本波が碎波していることになる。さらに、碎波後の波は波高が一定の値に落ち着く領域、つまり波の再成域が存在する事が分かる。この再成域について詳細に調べるため、入射波高 ($H_{\max}$) の違う 3 ケースについて波高水深比の変化を検討した。結果を図-3 に示す。少なくとも $X=4$ m 地点より岸側では再成域と判断することになるが、 $X=1$ m 地点においてもほぼ碎波は終了しているともいえる。

次に、反射波群及び透過波群の radiation stress 算定に必要な基本波の反射率 K_R と透過率 K_T について検討する。単一波群中の最大波となる一波を対象として、入射波及び反射波は $X=-8.5$ m 地点、透過波は再成域である $X=4$ m 地点のデータを用いて K_R 及び K_T を算定した。結果を図-4 に示す。 K_R は碎波、非碎波にかかわらずほぼ線形理論 (Mei. C. C, 1983) 通りの結果を得たが、 K_T については、非碎波のケースにおいても線形長波理論よりかなり小さくなった。上記の非線形性の影響やステップ上での摩擦によるエネルギーロスが主要因だと考えられる。

(2) 長周期成分に関する考察

取得した水位変動データに数値ローパスフィルターを施し、周波数にして 0.2 Hz 以下の成分は完全に取り込

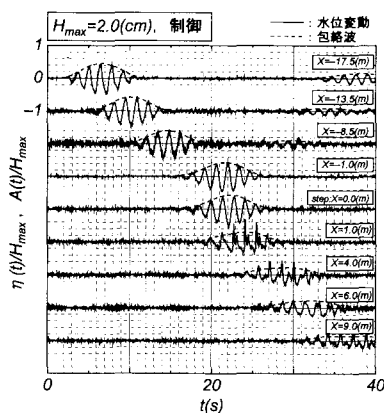


図-2(a) 水位変動の時系列 (非碎波時)

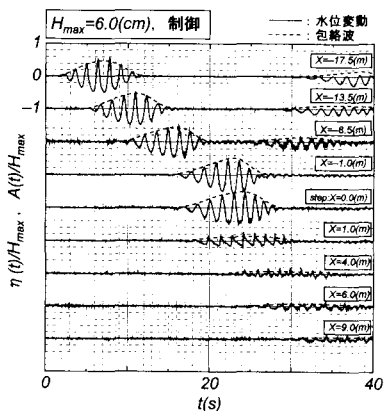


図-2(b) 水位変動の時系列 (碎波時)

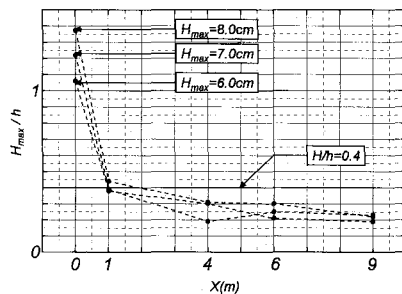


図-3 波高水深比の変化

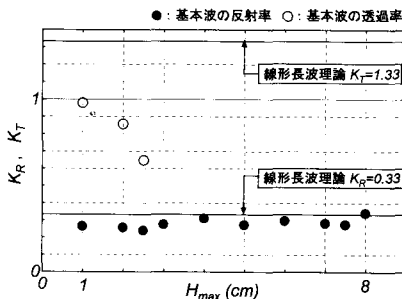


図-4 基本波 (最大波) の反射率 K_R と透過率 K_T

み 0.3 Hz 以上の成分は完全にカットして長周期成分を抽出した。また、ステップで発生する長周期波についての詳細な検討を行うため拘束長周期波と自由長周期波に分離した。拘束長周期波は基本波の絶対値に上記のフィルターを施して求めた包絡波を用いて (1) 式で表される拘束長周期波の理論解より算定した (Longuet-Higgins・Stewart, 1962)。

$$\eta_*(t) = -\frac{(n-0.25)g|A(t)|^2}{gh - C_g^2} \dots\dots\dots (1)$$

ここで $\eta_*(t)$, g , $A(t)$, h , C_g , n はそれぞれ拘束長周期波の水位変動, 重力加速度, 包絡波関数, 水深, 群速度, 群速度と基本波の位相速度の比である。自由長周期波は抽出したトータル長周期波と拘束長周期波の差とした。

図-5(a), (b) はそれぞれ $X = -8.5$ m 地点と $X = 4$ m 地点における長周期成分の時系列の例である。図中の

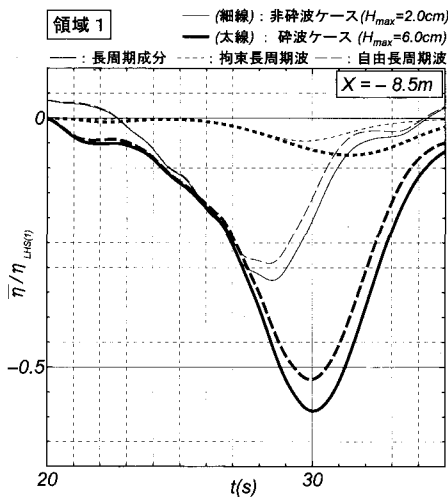


図-5(a) 領域 1 (反射領域) における長周期波 ($\eta_{LHS(1)} = 0.091$ cm, 自由長周期波制御)

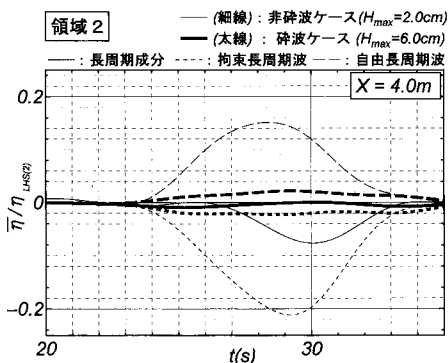


図-5(b) 領域 2 (透過領域) における長周期波 ($\eta_{LHS(2)} = 0.817$ cm, 自由長周期波制御)

η_{LHS} は造波信号における包絡波を用いて算出した拘束長周期波の理論解の最大値である。また、添字 1, 2 を用いて各領域の水深での値を示している。まず、図-5(a)を見ると領域 1 では砕波, 非砕波ケースを問わずステップで発生した沖向きの自由長周期波が確認でき, その振幅が拘束長周期波の振幅に比べて圧倒的に大きいという特徴をもつことが分かる。また, 非砕波ケースと砕波ケースの比較より, 砕波に伴い発生した負の水位をもつ沖向きの自由長周期波が確認でき, さらに位相関係から自由長周期波がステップ上で発生している事が分かる。これは, 基本波の砕波がステップ進入後に生じていることから確認できる。

次に領域 2 について検討する。図-5(b)に示した結果みると, まずこの領域 2 では水深が浅い為に (1) 式の分母が極めて小さくなり, 非砕波ケースでは拘束長周期波の解が非常に大きくなる。しかし, 実際はトータルの長周期波がステップ入射前の形状を維持しながら進入, 伝播するため, この拘束長周期波の過剰分を補うように自由長周期波が発生していることになる。一方, 砕波するケースでは波群の消滅に伴い拘束長周期波もほぼ消滅し, さらに沖から進入するものを打ち消す程度の正の水位をもつ自由長周期波が発生している。これは非砕波ケースとの比較からも確認できる。いずれの領域においても, 砕波により発生する長周期波は図中の太実線から細実線を差し引いたものとなる。

4. 発生長周期波のモデル化

以上の結果をふまえ, ステップに単一波群が入射する場合の長周期波の挙動について検討する。入射波群が砕波しない場合は解析解, 砕波する場合には近似的なアプローチを行い, 時系列的な取り扱いを試みる。

(1) 時系列モデル (非砕波時)

長周期波の時間スケールが基本波の時間スケールに比べて十分長く, その非線形性が無視出来るならば, 基礎方程式は強制項付きの線形長波方程式である。

$$\frac{\partial \bar{\eta}}{\partial t} + h \frac{\partial \bar{u}}{\partial X} = 0 \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + g \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial X} = -\frac{1}{h} \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{S_{xx}}{\rho} \right) \dots\dots\dots (3)$$

$\bar{\eta}$, $\bar{u}$ は長周期成分の水位変動, 水平流速, S_{xx} は基本波の radiation stress を表す。領域 1 から領域 2 に向かい拘束長周期波が入射する場合, 各領域における長周期成分の水位変動の一般解は次式のように表すことが出来る。

$$\begin{aligned} \bar{\eta}_1(X, t) = & \eta_{*i}(X - C_{g1}t) + \eta_{*r}(X + C_{g1}t) \\ & + \eta_{r1}(X + C_{u1}t) \dots\dots\dots (4) \end{aligned}$$

$$\bar{\eta}_2(X, t) = \eta_{*i}(X - C_{g2}t) + \eta_{r2}(X - C_{g2}t) \dots\dots (5)$$

$$C_i = \sqrt{gh} \dots \dots \dots (6)$$

ここで、添え字 1, 2 は領域 1, 2 を表す。また、 η_{*i} , η_{*r} , η_{*t} は入射波群、反射波群、及び透過波群に伴う拘束長周期波を表し、 η_{r1} と η_{r2} はそれぞれステップで発生する冲向きと岸向きの自由長周期波を表す。また、(4), (5) 式に対する水平流速は次式で表される。

$$\begin{aligned} \overline{u_1} = & \frac{C_{g1}}{h_1} [\eta_{*i}(X - C_{g1}t) - \eta_{*r}(X + C_{g1}t)] \\ & - \frac{C_{n1}}{h_1} \eta_{r1}(X + C_{n1}t) \dots \dots \dots (7) \end{aligned}$$

$$\overline{u_2} = \frac{C_{g2}}{h_2} \eta_{*t}(X - C_{g2}t) + \frac{C_{r2}}{h_2} \eta_{r2}(X - C_{r2}t) \dots (8)$$

各領域における長周期成分の水位変動 (4), (5) 式と水平流速 (7), (8) 式にステップ沖側端での接続条件を適用すれば発生自由長周期波 η_{r1} , η_{r2} が求まる。ここで、接続条件には流量と水位の連続を用いる。

$$h_1 \overline{u_1} = h_2 \overline{u_2} |_{X=0} \dots \dots \dots (9)$$

$$\overline{\eta_1} = \overline{\eta_2} |_{X=0} \dots \dots \dots (10)$$

導出される η_{r1} , η_{r2} は以下のようになる。

$$\begin{aligned} \eta_{r1}(X + C_{n1}t) \\ = \frac{(C_{g1} - C_{r2})\eta_{*i} - (C_{g1} + C_{r2})\eta_{*r} - (C_{g2} - C_{r2})\eta_{*t}}{(C_{n1} + C_{r2})} \dots \dots \dots (11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \eta_{r2}(X - C_{r2}t) \\ = \frac{(C_{g1} + C_{n1})\eta_{*i} - (C_{g1} - C_{n1})\eta_{*r} - (C_{g2} + C_{n1})\eta_{*t}}{(C_{n1} + C_{r2})} \dots \dots \dots (12) \end{aligned}$$

(2) 時系列モデル (碎波時)

碎波するケースでは、長周期波の時系列モデルを作成するにあたり、実験結果をふまえて以下の仮定をする。

- ① 図-4 より基本波の反射率が 0.3 程度で、かつ長周期波は 2 次のオーダーの現象である為、領域 1 における反射波群に伴う反射拘束長周期波は無視できる。
- ② 基本波の碎波に伴い、少なくとも再成域においては透過波群が消滅する。

上記仮定より、各領域における長周期成分の水位変動は次式のように表す事が出来る。

$$\begin{aligned} \overline{\eta_1}(X, t) = & \eta_{*i}(X - C_{g1}t) + \eta_{r1}(X + C_{n1}t) \\ & + \eta_{b1}(X + C_{n1}t) \dots \dots \dots (13) \end{aligned}$$

$$\overline{\eta_2}(X, t) = \eta_{r2}(X - C_{r2}t) + \eta_{b2}(X - C_{r2}t) \dots (14)$$

η_{b1} , η_{b2} はそれぞれ基本波の碎波に伴い発生した冲向きと岸向きの自由長周期波を表す。 η_{b1} , η_{b2} については以下のようにモデル化する。(平均)運動量方程式を碎波点と再成域で適用すると次式を得る。

$$\frac{S_{XXB}}{\rho g h_2} - \overline{\eta_B} \Big|_{X=X_B} = \frac{S_{XXR}}{\rho g h_2} + \overline{\eta_R} \Big|_{X=X_R} \dots \dots \dots (15)$$

添字 B , R はそれぞれ碎波点と再成域を示す。上記の仮定②と碎波点での定在波としての set-down 波 η_B は微小と考え、さらに微小振幅近似等を行うと次式となる。

$$\overline{\eta_R} = \frac{S_{XXB}}{\rho g h_2} \approx \frac{3}{4} \frac{1}{h_2} K_T^2 a_1^2 \dots \dots \dots (16)$$

a_1 はステップ入射前の基本波の振幅を表す。質量保存則より、(16)式で表される量の 1/2 が岸向きに正の値として、冲向きには負の値として水位変化を与える事になる。

ここで、碎波に伴い発生した岸沖両方向へ発生する自由長周期波の量的関係はデータ解析の結果、 H_{max} によって多少異なるが約 2 対 1 の関係にあった。この比率は、ステップ上で発生した自由長周期波の内、その冲向き成分がステップ沖側端において反射、透過することを意味している。したがって、冲向きの発生自由長周期波がステップ沖側端において反射、透過するものと仮定し、流量の連続を考慮すれば発生自由長周期波の振幅は以下のようになる。

$$\overline{\eta_{b1}} = -\frac{1}{2} T_R \overline{\eta_R} = -\frac{3}{8} T_R K_T^2 \frac{a_1^2}{h_2} \dots \dots \dots (17)$$

$$\overline{\eta_{b2}} = \frac{1}{2} (\overline{\eta_R} - T_R \overline{\eta_R}) = \frac{3}{8} (1 - T_R) K_T^2 \frac{a_1^2}{h_2} \dots \dots (18)$$

ここに、(15), (16) 式中の T_R , T_T は領域 2 から領域 1 に伝播する微小振幅長波 (長周期波) の反射率、透過率を表す。本研究の実験条件下では $T_R = -1/3$, $T_T = 2/3$ である。最終的に η_{b1} , η_{b2} は次式となる。

$$\eta_{b1}(X + C_{n1}t) = -\frac{3}{8 h_2} T_R K_T^2 A^2 (X + C_{n1}t) \dots \dots \dots (19)$$

$$\eta_{b2}(X - C_{r2}t) = +\frac{3}{8 h_2} (1 - T_R) K_T^2 A^2 (X - C_{r2}t) \dots (20)$$

(3) 実験結果との比較

これまでの結果をふまえて実験結果との比較を行う。まず、(17), (18) 式に示した碎波により発生した自由長周期波の大きさについて比較した結果を図-6 に示す。基本波の実際の透過率 K_T が線形理論よりも小さい状況

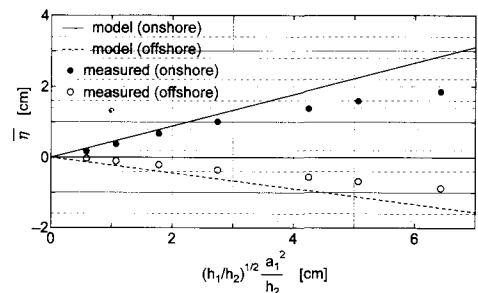


図-6 発生自由長周期波の比較

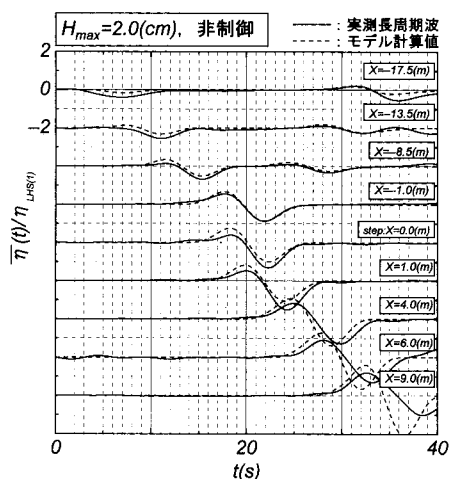


図-7(a) 実測値とモデル計算値の比較 (非砕波時)

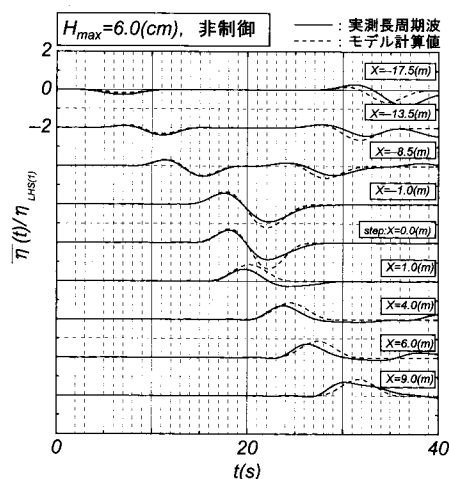


図-7(b) 実測値とモデル計算値の比較 (砕波時)

であったことを勘案すれば両者の一致は満足すべきものと思われる。

次に、(4)、(5)式及び(13)、(14)式の時系列解と実験値(非制御)の比較を行った。非砕波のケースは図-7(a)、砕波するケースは図-7(b)に結果を示す。図-7(a)より、非砕波のケースの時系列解は実験結果を良く表現できている。領域2において伝播に伴い大きさ及び位相に差が生じているが、これは基本波の波高および周

期がソリトン分裂の影響でそれぞれ小さくかつ短くなっている為である。また、図-7(b)より、砕波するケースの結果も良好である。位相の違いや若干の過大評価な点はあるものの、モデルの簡易さを考えれば十分表現できている。なお、自由長周期波を制御した実験結果と時系列解の比較も行ったが妥当な結果であった。

5. おわりに

本研究で得られた結論をまとめると以下のようになる。

- ① 単一波群が矩形ステップに入射した場合、波高が大きいケースでは基本波はステップ上で砕波し、さらに波高が一定となる波の再成領域が存在する。
- ② 基本波が長波と見なせる場合は、その反射率は砕波の有無に関係なくほぼ線形長波理論に従うが、透過率は線形長波理論に比べて小さな値をとる。
- ③ 砕波の有無を問わず、ステップで発生した自由長周期波が確認された。また、その大きさは沖側では拘束長周期波に比べて圧倒的に大きい。
- ④ 砕波、非砕波のケースの実験結果を比較することにより、砕波により発生した自由長周期波を確認した。また、その冲向き成分がステップ端部で透過・反射現象を示した。
- ⑤ 砕波に伴い発生する自由長周期波を定量的に評価できるモデルを提案し、妥当な結果を得た。

残された検討課題としては、波高水深比を変化させた実験を行い、砕波に伴う発生長周期波の本モデルのさらなる検証を行う事、及びリーフ上で基本波がソリトン分裂する場合の条件と取り扱い方等が上げられる。

参考文献

- 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.
- 寛田博章・水口 優 (1998): 波群に伴う長周期波の流速場について, 海岸工学論文集, 第 45 巻, pp. 271-275.
- Longuet-Higgins, M. S. and R. W. Stewart (1962): Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to surf beat, J. F. M., Vol. 13, pp. 481-504.
- Mei, C. C (1983): The Applied Dynamics of Ocean Surface Wave, John Wiley & Sons, pp. 109-163.