

非線形変調波に伴う長周期水位変動について

喜岡 渉*・川合正恭**・田村真一***

1. はじめに

浅海で見られる長周期の水位変動の発生機構については未だ不明な点が多いものの、入射波の波群特性との関連において傾斜海浜での2次元的な発生機構を説明した Longuet-Higgins・Stewart(1962) や Symonds et al. (1982) に代表される理論が比較的広く受け入れられている。彼らの理論については、その後、現地観測結果に基づく検討(例えば、List, 1986)や不規則波実験による検討(例えば、木村ら, 1983; Kostense, 1984)も行われており、理論を支持するデータもいくつか得られている。しかしながら、それらのデータの蓄積はまだ十分とはいえず、碎波帯の流速場を特徴づけていると考えられる定常波発生機構も含めて、長周期水位変動の発生・伝播については不明な点が多く残されている。特に、二成分合成波を含む不規則波実験においては、Kostense (1984) や木村・山田 (1989) も指摘しているように、造波上の問題から入射波に不可避免的に意図しない長周期の自由波が混入するため、従来の実験結果のいくつかのものは長周期波に関しては実際の現象を再現していないことになる。こうした長周期の自由波は、Ottesen Hansen et al. (1980) によって示されているように、非線形理論に基づく不規則波シミュレーションによって抑制することが理論的に可能であるが、その取り扱い方はかなり煩雑となる。

本研究では、上述の長周期の自由波の発生をできるだけ抑制して現地の長周期波特性を再現することと、長周期波の伝播変形と波群特性をより明確にすることを目的として、入射波として非線形変調波を用いた実験を行った。具体的には、比較的長い造波水路を用いて波形勾配の大きい規則波を発生させ、side-band による変調が十分に発達した後、斜面上を伝播させることにより、非線形変調波の波群特性との関連において長周期水位変動の伝播変形特性を調べた。

2. 実験装置および実験方法

実験には中部電力技術研究所の長さ 74 m, 幅 1.0 m, 高さ 1.8 m の無反射性不規則波造波装置付き2次元水路を用い、造波板から 51 m のところから勾配 1/20 のモルタル製の斜面を設けた。測定点は一定水深部の3ヶ所と斜面上の6ヶ所とし、水位変動と平均水面下 3 cm における水平流速変動の測定を行った。水位変動の測定には容量式波高計を用い、波数の変調を調べるため各測定点には2本の波高計を 15 cm 離して設置した。また、流速測定には2成分電磁流速計を用いた。

実験は初期波形勾配 $a_0 k_0 = 0.23, 0.26$ および 0.30 の3種類(周期はそれぞれ 1.0 sec, 0.8 sec および 1.0 sec の2種類)の規則波を発生させて行ない、各測定点での波形と流速はサンプリング間隔 0.02 sec でAD変換した上でディスクに記録した。一点あたりの測定時間は 120 sec である。一様水深部の水深は常に一定で 80 cm とした。

3. データの解析方法

各測定での波形記録 $\eta(t)$ はFFT法を用いてスペクトル解析することによって、 σ_0 を初期発生波の角周波数として、基本周波数帯 ($0.5\sigma_0 \sim 1.5\sigma_0$)、倍周波数帯 ($1.5\sigma_0 \sim 2.5\sigma_0$) および低周波数帯 ($0 \sim 0.5\sigma_0$) の各成分波に分離した。このうち低周波数帯については、入射波と反射波は線形的な重ね合わせが可能であるとして、水位と流速の同時記録から久保田ら (1989) と同様な微小振幅理論による方法を用いて入・反射波の分離を試みるとともに、1.4 m 離れた2点の同時波形記録による入・反射波の分離を行なった。両方法による分離結果は限界周波数を適当に設定することによってほぼ一致したが、流速データに混入したノイズが強く、全測定点についてノイズを除去する限界周波数の設定は困難であったため、以下の解析には全て2点間の位相角を利用した方法による結果を用いた。なお、位相角の計算にあたっては、分散関係式中の水深は2点間の水深の平均値として与えた。

* 正会員 Ph.D. 名古屋工業大学助教授 工学部社会開発工学科

** 正会員 工修 名古屋市役所

*** 学生員 名古屋工業大学大学院 工学研究科

次に、それぞれの周波数帯の $\eta(t)$ について Melville (1983) と同様にヒルベルト変換を用いて次式の $\hat{\eta}(t)$ を算定することによって振幅および周波数の変調を調べた。

$$h(t) = \eta(t) + i\hat{\eta}(t) \quad \dots\dots\dots (1)$$

ただし、フーリエ変換 F について $F(\hat{\eta}) = iF(\eta)$ が成り立つので、実際の計算には FFT による計算結果をそのまま用いた。式 (1) はさらに次式のように表わすことができる。

$$h(t) = A(t)e^{i\phi(t)} \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに、

$$A = [\eta^2 + \hat{\eta}^2]^{1/2} \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\phi = \tan^{-1}(\hat{\eta}/\eta) \quad \dots\dots\dots (4)$$

このとき $A(t)$ は包絡波形として振幅の変調を表し、周波数の変調は式 (4) の位相角から次式で計算される。

$$\sigma = \frac{\partial \phi}{\partial t} \approx [\phi(t + \frac{1}{2}\Delta t) - \phi(t - \frac{1}{2}\Delta t)]/\Delta t \quad \dots\dots (5)$$

ただし、計算には $\Delta t = 0.04$ sec とした。式 (4) で $\tan^{-1}$ をとることによって生じる ϕ の不連続性は 2π を加えることによってあらかじめ除しておく必要がある。波数の変調は $\Delta x = 15$ cm 離れた 2 点での位相角 ϕ から次式によって与えられ、波速 C は $C = \sigma/k$ から求めることができる。

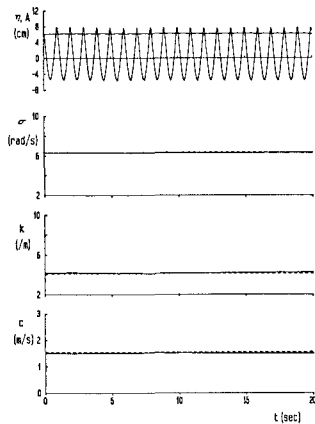
$$k = \frac{\partial \phi}{\partial x} \approx [\phi(x + \frac{1}{2}\Delta x; t) - \phi(x - \frac{1}{2}\Delta x; t)]/\Delta x \quad \dots\dots\dots (6)$$

4. 実験結果とその考察

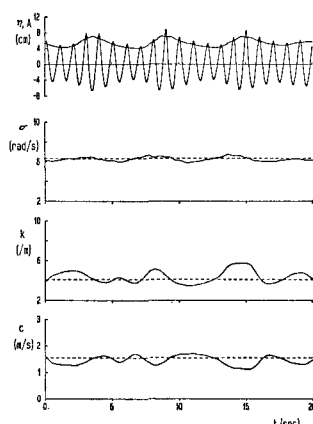
(1) 基本周波数帯における変調

図-1 は、 $a_0k_0 = 0.3$ のケースにおいて造波板からの距離 x の測定点での振幅 A 、角周波数 σ 、波数 k および波速 C の変調の様子を示すもので、比較のために微小振幅波の理論値を点線で示してある。図中の水位変動 η としては高周波数成分を含む生データが示されているので、その包絡波形と A とは完全には一致していない。

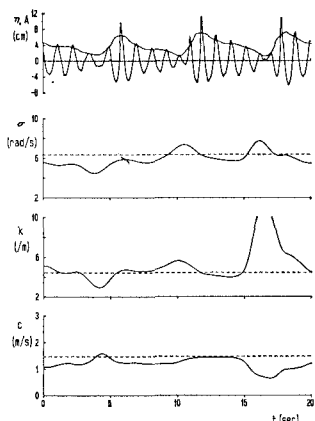
図の (a) はほぼ一様な波列を示しており、この地点では長周期の水位変動は検出されていない。このケースでは、 $x = 38$ m ($xk_0 = 154$) 付近で type I の不安定性によると考えられる正弦波形状の振幅変調を生じ、(b) に示した $x = 47$ m ($xk_0 = 187$) では変調が進むとともにその前傾が起こっている。この直後では type II の不安定性によるものと考えられる 3 次元的破波が目視によって認められた。図の (c) では振幅の変調がさ



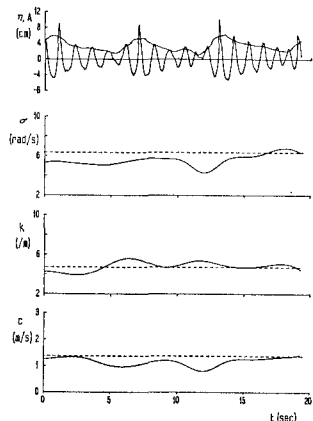
(a) $x = 14$ m ($xk_0 = 56$, $h = 80$ cm)



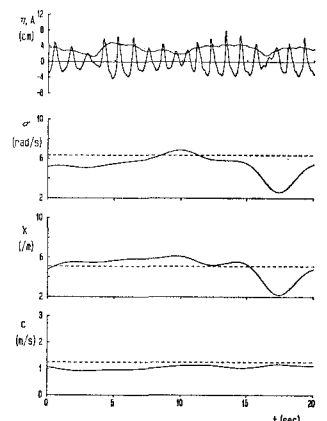
(b) $x = 47$ m ($xk_0 = 187$, $h = 80$ cm)



(c) $x = 59$ m ($xk_0 = 236$, $h = 40$ cm)



(d) $x = 61$ m ($xk_0 = 244$, $h = 30$ cm)



(e) $x = 63$ m ($xk_0 = 252$, $h = 20$ cm)

図-1 伝播に伴う包絡波形、角周波数、波数および波速の変化

らに進んで崩れ波型の2次元の砕波が発生するとともに周波数などの変調も非対称になっている。砕波後の(d)では包絡波形の平坦化と同時に周波数の低下が進んでおり(e)になると波群性は維持されているもののほぼ前後対称な平坦な包括波形となっている。

図-2は, Melville(1983)と同様に, 図-1に示したAおよびkの測定結果を用いてストークス理論から求めた波速を示したものである。非線形性の強い変調波であるにもかかわらず斜面上の2次元の砕波点(c)付近までは計算値は測定値と比較的良好一致している。

以上の結果を初期波形勾配 $a_0k_0=0.23$ として一様水深における一様波列の変調を調べた Melville(1983)の結果と比べると, xk_0 に伴う振幅変調の見かけ上の特性は砕波点付近まではほぼ同様となっているが, 周波数の変調はいくぶん抑制される傾向が見られる。また, ここで示した結果と他の実験ケース ($a_0k_0=0.23$ および

0.26)の結果を比べると, 振幅などの変調の度合いや斜面上の砕波点の位置が異なるものの波群特性については同様なものとなっていることから, 以下では $a_0k_0=0.3$ のケースについて検討を加えることとする。

(2) 倍周波数帯における変調

図-1の(b), (c)に対応する倍周波数帯(1.5~2.5 Hz)の振幅と周波数の変調の様子を図-3に示す。周波数の変調, 特に負の方向への変動は著しく, (b)では位相の逆転現象も見られる。振幅変調の局在化は生じていないが, 砕波付近ではより高周波数の成分波によって波群の非対称化が進むと考えられる。

(3) 長周期水位変動の伝播変形

図-4および図-5はそれぞれ各測定点における低周波数帯の入射波成分と反射波成分の変調の様子を示したものである。斜面上で2次元の砕波が発生した直後の入射波成分を示す図-4(c)の結果を除くと, 長周期波における変調はきわめて小さく, 波速については全てのケースで一定となっている。長周期の入射波は, 図の(a)では図-1に示した搬送波の振幅変調Aとはほぼ180°の位相差があり, Longuet-Higgins・Stewart(1962)の理論とも良く一致している。図の(b)では包絡波形Aの前傾化に伴ってset-downと搬送波の関係は合わなくなり, ここでは結果を示していないが砕波後の $x=63$ m付近では位相関係も完全に崩れる。周波数については入射波および反射波で常にはほぼ一定となっている。

図-6は長周期の入射波成分を図-1に示した包絡波形Aを用いて Longuet-Higgins・Stewart(1962)による次式から計算した結果と比べたものである。

$$\eta = -\frac{g(A^2 - \bar{A}^2)}{gh - C_g^2} \left(\frac{C_g}{C} - \frac{1}{4} \right) \dots\dots\dots (7)$$

図中の点線と破線はそれぞれCと C_g の計算にあたって微小振幅波理論を用いた結果と図-1に示した測定結果による結果を示す。振幅のみならず波速の変調も取り入れてシミュレートした結果では谷付近のところが抑えられて測定結果に近づくが, 全体としては計算結果の方がいくぶん小さくなる傾向が見られた。

図-7に各点での波速の測定結果を比較のために微小振幅波理論による理論値とともに示す。理論値のうち C_g は群速度, Cは図-5に示した周波数の測定値から求めた自由波の波速を示す。図より測定値はどの理論値とも一致していないが, 平均的に見ると入射波は群速度と, 反射波は自由波の波速とその変化特性が一致している。斜面上, 特に砕波点から岸側については両理論値とも過大値を与える傾向がある

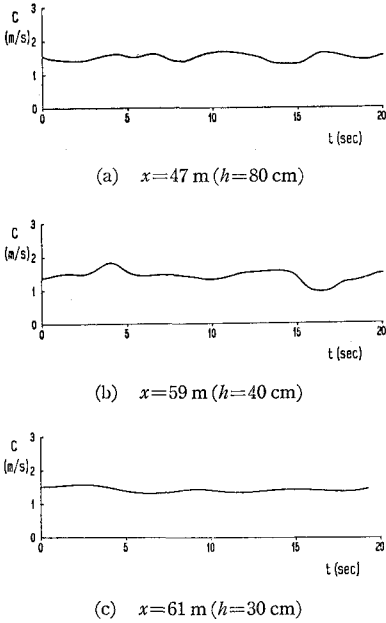


図-2 ストークス理論による波速の計算結果

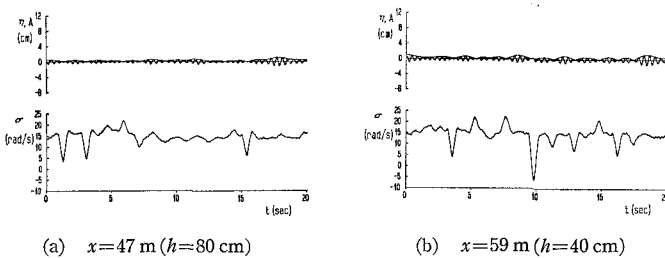


図-3 倍周波数成分波の変調

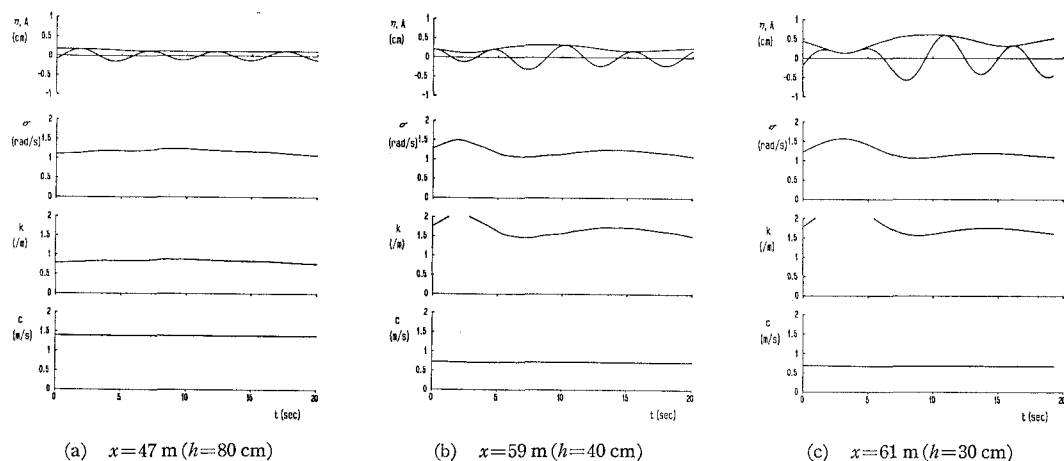


図-4 長周期水位変動の入射波成分の包絡波形, 角周波数, 波数および波速

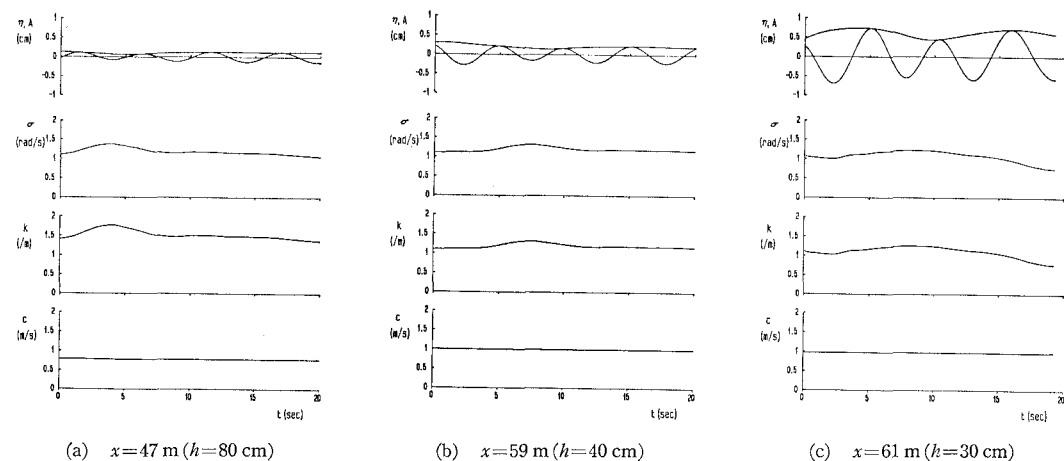


図-5 長周期水位変動の反射波成分の包絡波形, 角周波数, 波数および波速

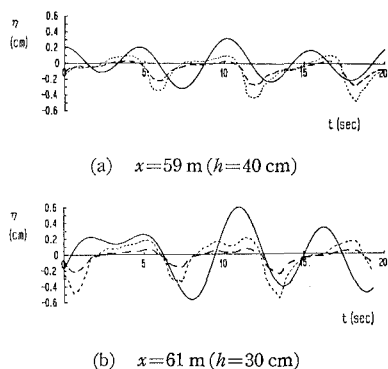


図-6 入射波成分の計算結果との比較

が, 入射波に対する群速度の理論値については搬送波周波数の低下を考慮すると一致度はいくぶん良くなる。

図-8は各点での長周期の入・反射波とその合成波の

振幅をプロットしたもので, 図中の B. P. は波群の2次元の破波開始点すなわち波群中の最大波の破波点を示す。破波点とその沖側の1点を除く全ての点で反射波の振幅の方が大きくなっている。入射波成分は破波後も増加する傾向があるが, その位相速度は包絡波形のそれとほぼ等しい拘束波と見なせることから, 入射波成分の増加は長周期波を励起しうるような振幅の変調が破波後もある程度持続することによって考えられる。反射波の振幅が破波点より岸側で最大となるのは, 反射波が破波点から岸側のある点で拘束を解かれた長周期の反射成分と汀線からの反射成分から成り立っていることを示すものである。また $x=53$ m 付近で見られる反射波の振幅の変動は一樣水深部と斜面の接続部付近で生じる部分反射によるものと考えられる。一樣水深部で反射波の振幅が入射波のものより大きいのは, 水深による振幅変化特性が自由波として沖へ向かう反射波と拘束波の入射波とで

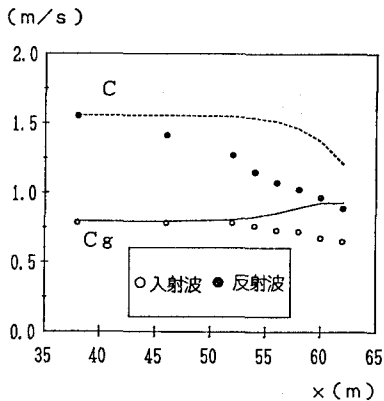


図-7 長周期の入・反射波の位相速度

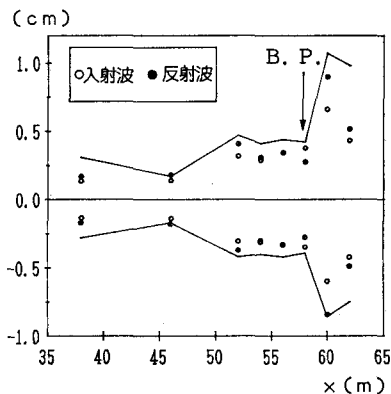


図-8 長周期波の入・反射波と合成波の振幅

は異なるため、自由波の変化率（長波近似とすると水深の変化率の $1/4$ 乗に比例）の方がゆるやかなことによる。

5. おわりに

非線形変調波の波群特性との関連において長周期波の

入・反射成分の伝播変形とその位相速度の変化特性を実験によって調べた。その結果は、定性的には Symonds らの理論モデルの妥当性を示すものであるが、その適用性に関しては、碎波帯においても増幅される拘束波の取り扱いや長周期波を励起する強制力項そのものの評価方法などの問題が残されている。

最後に、本実験を行うに当たり便宜を計っていただいた中部電力技術研究所土木研究室の皆様様に深謝の意を表します。

参考文献

- 木村 晃・朝倉一雅・瀬山 明 (1983): 浅海域における長周期水位変動の伝播特性, 第30回海岸工学講演会論文集, pp. 143~147.
- 木村 晃・山田良作 (1989): 斜面上における不規則波の波高の頻度分布の変化, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 114~118.
- 久保田 進・水口 優・堀田新太郎・竹澤三雄 (1989): 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.
- Kostense, J. K. (1984): Measurements of surf beat and set-down beneath wave groups, Proc. 19th Int. Conf. Coastal Eng., pp. 724~740.
- List, J. H. (1986): Wave groupiness as a source of near shore long waves, Proc. 20th Int. Conf. Coastal Eng., pp. 497~511.
- Longuet-Higgins, M. S. and Stewart, R. W. (1962): Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to surf-beats, J. Fluid Mech., Vol. 13, pp. 481~504.
- Melville, W. K. (1983): Wave modulation and breakdown, J. Fluid Mech., Vol. 128, pp. 489~506.
- Ottesen Hansen, N. E., Sand, S. E., Lundgren, H., Sørensen, T. and Gravesen, H. (1980): Correct reproduction of group-induced long waves, Proc. 17th Int. Conf. Coastal Eng., pp. 784~800.
- Symonds, G., Huntley, D. A. and Bowen, A. J. (1982): Two-dimensional surfbeat: long wave generation by a time-varying break point, J. Geophys. Res., Vol. 87, No. C1, pp. 492~498.