

波群性入射波の碎波による長周期波について

長 瀬 覚*・水 口 優**

1. はじめに

浅海域における長周期波（周期にして1～3分）の問題は工学的にも重要であることが認識されるようになり、最近関心の高いテーマである。この長周期波の浅海域における発生は基本波が規則波の場合には起こり得ない現象であり、その意味で長周期波の第一の発生因は基本波の波群性、または不規則性にある。基本波が波群構造をなすとそれに伴う拘束波（いわゆる set-down 波）が必然的に存在することが知られている。自由波の有力な成因の一つは波群構造をなす基本波の碎波である。Longuet-Higgins・Stewart (1962) は波群に伴う拘束波が基本波の碎波によって拘束を解かれ自由波として伝播する（拘束波の解放）と説明したが、そのメカニズムは明らかにされていない。一方、Symonds et al. (1982) は基本波の波群性により碎波点が岸沖方向へ変動することによって、碎波点の岸沖方向へ長周期波が発生することを理論的に示した。この岸沖両方向への長周期波は互いに逆位相で発生する（付録参照）。水口 (1994) は問題をできるだけ解析的に扱うことを試みたが、碎波点の変動を点で近似した形をとっているため、結果としては岸沖方向へ発生する長周期波の大きさ、位相関係がともに Symonds et al. (1982) のモデルとは異なっている。

これまでの実験的研究の多くは定性的には碎波点の変動による自由波の発生を支持している。しかしながら、そのいずれもが碎波点の変動を媒介とする理論の検証であるにもかかわらず、碎波帯外での長周期波を議論しており、碎波帯内における長周期波の発生メカニズムそのものについて詳細に検討していない。長瀬・水口 (1994) は実験方法の工夫により碎波帯付近での長周期波の挙動を実験的に調べ、主として岸方向へ沖側の set-down 波と逆符号の自由波が発生することを確認した。

本研究では波群性入射波の碎波による長周期波の特に岸方向への発生メカニズムを議論し、その簡便な定量的評価を可能にすることを目的としている。

2. 実験

実験装置（図-1）と実験方法については長瀬・水口 (1994) と同様である。すなわち、波高を徐々に上げて定常状態を作り上げたところに単一波群を入射させ（造波開始から 90 s 後）、勾配 1/20 の斜面上で碎波し岸側一様水深部で再生した基本波を完全に消波させるという工夫とともに新容量式水位計、レーザー・ドップラー式流速計を用いて詳細な測定を行った。単一波群性入射波を与えることで発生する長周期波の伝播の追跡が容易となる。実験条件は基本波の周期 $T=1.0$ s、波群の周期 $T_0=8.0$ s、沖側一様水深部（A 地点）で平均波の波高 $H_M=5.5$ cm、4.5 cm、4.2 cm、3.7 cm、2.8 cm の 5 種類であり、波高変動率 β としては碎波点の変動を微小にするために比較的小さな値、0.2、0.1、-0.2、-0.1 の 4 種類とした。実験ケースは 14 ケースである。

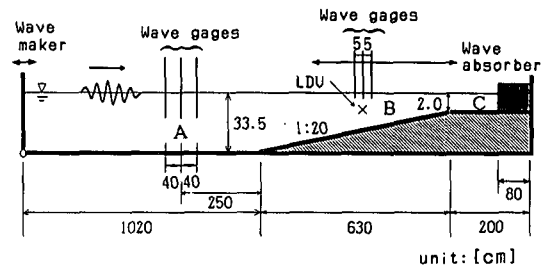


図-1 実験装置

A, B, C（岸側一様水深部の始まりから 80 cm）地点における水深はそれぞれ 33.5 cm、10.0 cm、2.0 cm である。（水深 13.5 cm の地点を基準とし $x=0$ とする）

3. 長周期波の発生

図-2, 3 は波群中の個々の波の浅水碎波変形を示す。波群が碎波帯に入射すると波高の増大（減少）に伴い碎波点は沖側（岸側）へ移動する。その結果、碎波帯内では波群構造は消滅する方向へ向かうが、碎波点直後の領域では波群構造の逆転が生じており、特に平均波の波高

* 正会員 工修 大成建設(株) (前 中央大学大学院)

** 正会員 工博 中央大学教授 理工学部土木工学科

が大きいケースでは顕著である。砕波点直後の領域における波群構造の逆転は基本波と波群に伴う拘束波の干渉の結果と考えられる。つまり、波高が大きいと set-down 波が大きくなるため、基本波にとっては水深が浅くなり、早く砕けるということである。

図-4, 5 は基本波の波群構造の変化と発生する長周期波を示す。長周期波はカット周波数 0.2 Hz の数値ローパスフィルターを用いて得た。波群に伴う拘束波は基本波の群速度で伝播している。拘束波が波群よりも位相が遅れるように見えるが、これは先行する自由波が影響し

ているためである。この自由波は造波板での境界条件による自由波、もしくは拘束波に見合って発生する自由波である可能性も考えられるが現時点でそれは明らかでない。基本波の砕波変形を経て、主として岸側へ拘束波と位相が逆の自由波が発生し伝播するのがわかる。List

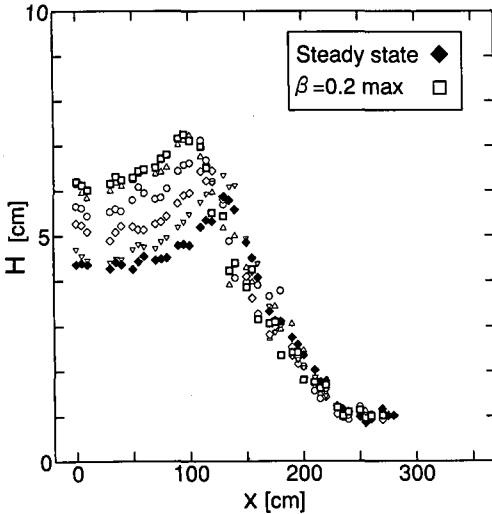


図-2 個々の波の浅水砕波変形
($H_M = 4.5$ cm, $\beta = 0.2$ のケース)

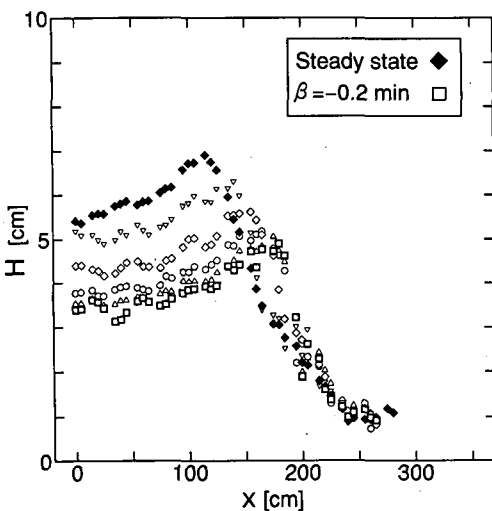


図-3 個々の波の浅水砕波変形
($H_M = 5.5$ cm, $\beta = -0.2$ のケース)

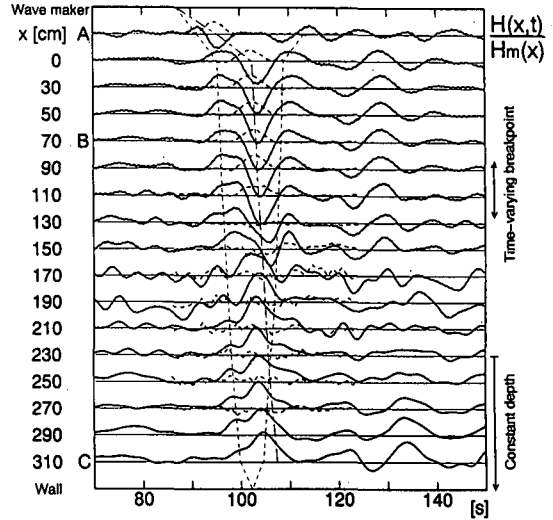


図-4 基本波の波群構造の変化と発生する長周期波
($H_M = 4.5$ cm, $\beta = 0.2$ のケース)

点線の波形は基本波の波高の時間変化を表す。波高は各地点の平均波高で無次元化している。長周期波については定常状態における平均水位の位置を基準としている。縦軸の一目盛は 0.2 cm である。

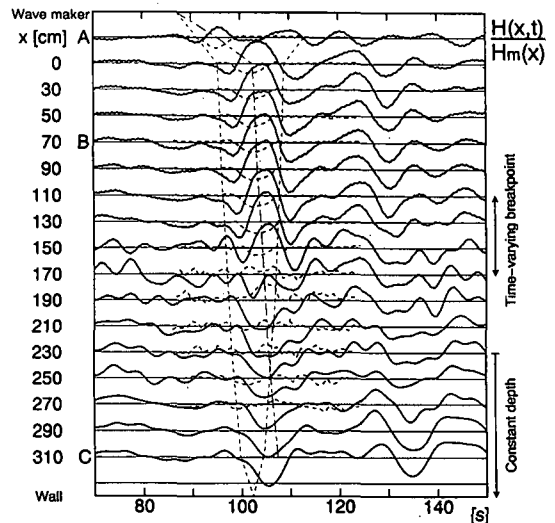


図-5 基本波の波群構造の変化と発生する長周期波
($H_M = 5.5$ cm, $\beta = -0.2$ のケース)

図の説明については図-4 を参照。

(1992)の数値計算結果によると、基本波の波群構造が消滅した後も拘束波と同位相の自由波が伝播し長周期波の支配的な成分となっており、本実験結果と大きく異なる。実験結果からは砕波点の変動により基本波の波群構造が消滅するとともに拘束波は自由波に変わり、さらに強制外力の作用範囲が変動した結果として拘束波と逆位相の自由波が岸側へ発生すると考察される。なお、厳密には岸側へ伝播する自由波の質量の保存を満たすように沖側への自由波が発生する可能性もあるが、その確認は難しい。

4. 長周期波の定量的評価

図-6は $H_M=4.5$ cm, $\beta=0.2$ のケースにおける波群中の個々の波の平均水位の変化を示す。砕波点が沖側へ変動した結果として平均水位の上昇開始点が沖側へ変動して、砕波帯の岸側では水位上昇が生じている。図中の計算値は個々の波による規則波的な平均水位の変化が生じるという準定常的な扱いを試みたものである。ただし、砕波点から突っ込み点までの遷移領域 (例えば, Svendsen, 1984) は第一近似として砕波点での radiation 応力の値で接続できるとした。岸側へ発生する自由波は準定常的な扱いで定量的にもほぼ評価できる。しかし、沖側では実測された個々の波による平均水位はほぼ一定の低下が続いており、この扱いには問題がある。

図-7, 8 は砕波点の変動幅, 突っ込み点の変動幅の実測値と計算値を示す。長波近似が成立するような浅い地点で波群構造が $H=H_1(1+\beta(1-\cos(pt)))$ と表すことが

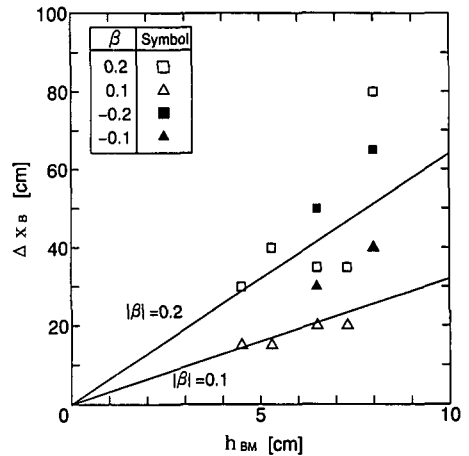


図-7 砕波点 (Breaking point) の変動幅

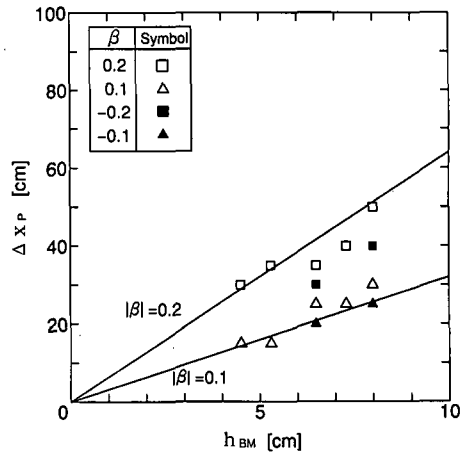


図-8 突っ込み点 (Plunging point) の変動幅

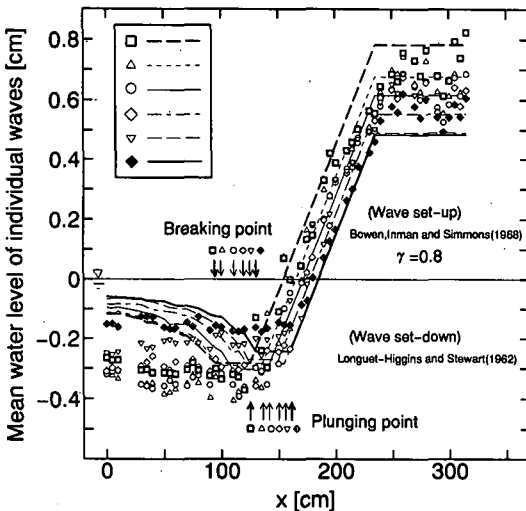


図-6 個々の波の平均水位の変化とその計算値
($H_M=4.5$ cm, $\beta=0.2$ のケース)
Breaking point-個々の波の最大波高の地点
Plunging point-個々の波の平均水位の set-up 開始点

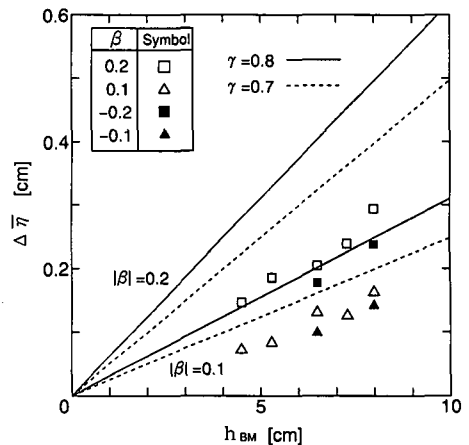


図-9 岸側へ発生する長周期波の大きさとその計算値

でき、砕波に至るまでの浅水変形はグリーン則に従うとすると、砕波点の変動幅は

$$\Delta x_B = 1.6\beta h_{BM}/s \quad (1)$$

ここで、 h_{BM} は平均波の砕波水深、 s は斜面勾配である。平均波の波高が大きいほど砕波点の変動幅は計算値より大きくなる傾向があるが、突っ込み点の変動幅はそれほど変化していない。砕波点の変動と突っ込み点の変動の関係は明らかでないが、実験結果は(1)式が突っ込み点の変動幅も適当に評価していることを示している。

図-9 は岸側へ発生する自由波の大きさの実測値と準定常と見た場合の計算値をプロットしたものである。実測値は平均水位の上昇開始点直後の波群構造が消滅している地点での平均値とした。計算値は wave set-up を表す式より砕波帯の岸側における平均水位の変動幅は砕波時の set-down 量を無視すると、

$$\Delta \bar{\eta} = K \Delta x_B s \quad (2)$$

ここで、 K は波高水深比 γ によって決まる定数である。よって、平均水位の変動幅である長周期波の大きさは、

$$\Delta \bar{\eta} = 1.6K\beta h_{BM} \quad (3)$$

実測値は自由波の大きさと平均波の砕波水深 h_{BM} ($\approx$ 沖波波高)、波高変動率 β の関係が線形であることを示しており、これは計算結果とも一致する。計算値が実測値より大きいのは砕波時の set-down 量を考慮していないことが大きな原因であるが、その定量的評価については浅海域における拘束波の挙動の解明を待たなければならない。

5. おわりに

基本波の波群構造のために砕波点が変動し、その結果として平均水位の上昇開始点が変動して、砕波帯の岸側へ沖側での拘束波と逆位相の長周期波が発生し自由波として伝播する。この長周期波は個々の波の radiation 応力による平均水位の変化と見ることができ、準定常的な扱いでは定量的に評価できる。 T_0/T の比が大きい場合は radiation 応力の概念が適用でき、波高変動率 β が小さい場合は砕波点の変動幅が波群の波長のスケールに比べてかなり小さくなるので、準定常的な扱いが可能になると考えられる。今後の課題としては T_0/T の比が小さいケース、または波高変動率 β が大きいケースについての検討が残されている。

付録. Symonds et al. (1982) のモデルの計算例

Symonds et al. (1982) は時間に関して周期性を導入し radiation 応力 (勾配) による強制項をフーリエ級数展開

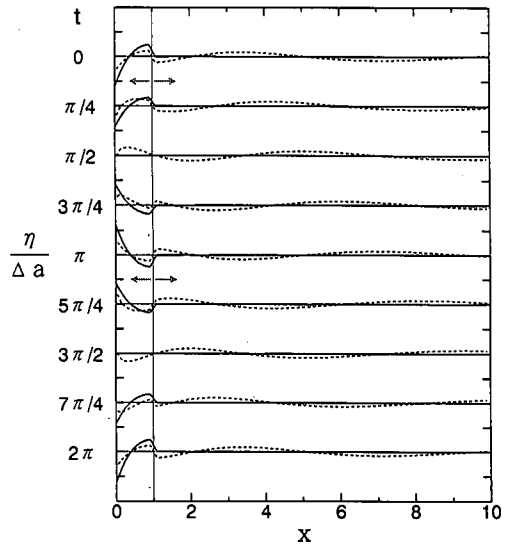


図-10 Symonds et al. (1982) のモデルの計算例

(計算条件: $n=1$, $\Delta a=0.1$, $\chi=3.665$)

砕波点は $t=0$ のとき最も沖側、 $t=\pi$ のとき最も岸側に位置する。縦軸の一目盛は 0.2 である。

して準解析的に方程式を解いた。長周期波の波動モードは砕波点より岸側では汀線での完全反射により完全重複波、砕波点より沖側では沖向きの進行波である。図-10 はその計算例で実線は沖向きへの進行波が存在しない特殊なケース (Symonds et al. (1982) の Fig. 9(b) のケース) を示す。点線は同じ条件で岸側を透過条件にした場合を示す。このモデルでは岸沖両方向への長周期波は互いに逆位相で発生しているのがわかる。

参考文献

- 長瀬 寛・水口 優 (1994): 砕波帯における長周期波の発生に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp. 91-95.
- 水口 優 (1994): 波群性入射波の砕波帯付近に発生する長周期波について, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp. 96-100.
- Bowen, A. J., D. L. Inman and V. P. Simmons (1968): Wave set-down and set-up, JGR, Vol. 73, 8, pp. 2569-2577.
- List, J. H. (1992): A model for the generation of two-dimensional surf beat, JGR, Vol. 97, C4, pp. 5623-5635.
- Longuet-Higgins, M. S and R. W. Stewart (1962): Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to "surf beat", JFM, Vol. 13, pp. 481-504.
- Svendsen, I. A. (1984): Wave heights and set-up in a surf zone, Coastal Eng., Vol. 8, pp. 303-329.
- Symonds, G., D. A. Huntley and A. J. Bowen (1982): Two-dimensional surf beat: Long wave generation by a time-varying breakpoint, JGR, Vol. 87, C1, pp. 492-498.