

高波浪時における波群および長周期波の伝播変形特性

喜 岡 渉*・武 藤 一 平**・林 直 正***・北 野 利 一****

勾配 1/30 の一様斜面上を伝播する種々のスペクトル形状をもつ波群の変形を, 系統的な水理実験により調べ, 特に個々波の波形勾配が大きく非線形性の強い波群の相対水深 $kh > 1.36$ から $kh < 1.36$ の浅海領域に至る伝播変形特性を明らかにしようとした。高波浪時の波群を想定し, 波群中の最大振幅 a についての波形勾配 ka が 0.2 以上となるような入射波群を用いた。入射波群の波形勾配およびスペクトル形状による変形特性の違いについて検討するとともに, 3 次オーダーの Zakharov 方程式を用いた数値計算を行い, 斜面上を伝播する波群変形に対する非線形波動モデルの適用性についても調べた。

1. はじめに

不規則波の波群特性については, これまでの統計的な観点からの検討に加えて, 3 次の非線形 Schrödinger 方程式 (CSE) (例えば Lo・Mei, 1985; 間瀬ら, 1987; 松立・水口, 1997; Shemer ら, 1998), Zakharov 方程式 (例えば Mase・Iwagaki, 1986; Shemer ら, 2001), Boussinesq 方程式および KdV 方程式 (例えば Kit ら, 2000) による非線形波動理論に基づいた考察が行われるようになってきた。特に深海および中間水深の一定水深領域を伝播する規則波群については, うねりの波群構造や伝播に伴う不規則波の波群特性の変化を検討するための基礎として, Shemer ら (1998) ほかにより調べられており, CSE 中の非線形係数と分散係数が同符号となる相対水深 $kh > 1.36$ (ただし, k : 搬送波の波数, h : 水深) ではエネルギーの集中により波群中の最大波高の増加が起こり, 逆に $kh < 1.36$ では分散により波群の扁平化が起こることが明らかにされている。また, 浅海域では伝播に伴う波群の扁平化とともに搬送波の波群構造に拘束されている拘束長波も扁平化し, こうした波群の伝播変形は波群長以上の距離を伝播するときに有意となることが報告されている (松立・水口, 1997)。Barnes・Peregrine (1995) は, 強非線形ポテンシャルモデルを用いて, 一様斜面上の波群の伝播変形計算を行い, 深い水深においてソリトン型の包絡波を持つ波群の波高は, $kh = 1.36$ を通過した後, 粘性摩擦による減衰がなくとも減少することを示している。

本研究では, 高波浪時の波群特性と長周期波の存在形態について検討するため, 傾斜海浜上を伝播する種々のスペクトル形状をもつ波群の変形を, できるだけ単純化した模型断面を用いた系統的な水理実験により調べ, 特に個々波の波形勾配が大きく非線形性の強い波群の相対

水深 $kh > 1.36$ から $kh < 1.36$ の浅海領域に至る伝播変形特性について明らかにしようとするものである。高波浪時の波群を想定し, 波群中の最大振幅 a についての波形勾配 ka が 0.2 以上となるような入射波群を主として用いた。さらに, 3 次オーダーの Zakharov 方程式を用いた数値計算を行い, 斜面上を伝播する強非線形の波群変形に対する Zakharov モデルの適用性についても調べた。

2. 実験方法

実験に用いた 2 次元造波水路は, 長さ 28.0 m, 幅 0.6 m, 高さ 1.2 m の両面ガラス張りで, 一端に無反射式造波装置が設置してある。また, 床底の材質はステンレス製で, 造波板から 7.5 m にわたって一様水深部を設け, そこから勾配 1/30 の斜面を設置した。一様水深部の水深は 0.45 m および 0.5 m の 2 種類とした。測定には 4 本の容量式波高計を用い, それらを移動させて等間隔に合計 16 地点で波形を測定した。また, 碎波点付近ではビデオによっても波形を記録しておき, 碎波点の判定に用いた。

実験には, 次式で与えられる規則波群 (1)~(4) と不規則波群 (5) の 5 種類の狭帯スペクトルを用いた。

$$\zeta(t) = a_0 \cos(\Omega t) \cos(\omega t) \dots\dots\dots (1)$$

$$\zeta(t) = a_0 |\cos(\Omega t)| \cos(\omega t) \dots\dots\dots (2)$$

$$\left. \begin{aligned} \zeta(t) &= a_0 |\cos(\Omega t)| \cos(\omega t) \\ (0 < t < 5/2n\pi, 11/2n\pi < t < 12/2n\pi) \\ \zeta(t) &= -a_0 |\cos(\Omega t)| \cos(\omega t) \\ (5/2n\pi < t < 11/2n\pi \quad n=1,2,3,\dots) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

$$\left. \begin{aligned} \zeta(t) &= a_0 \{\exp(-(t/5T)^2) \sin(\omega t) \\ (-16T < t < 16T) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

$$\text{三角形スペクトル} \dots\dots\dots (5)$$

ここに, a_0 は振幅, Ω , ω はそれぞれ包絡波と成分波の角周波数を示す。図-1 は, 信号 (1)~(5) により造波した波形とスペクトルの一例で, 造波板からの距離 $X = 0.5$ m における測定値を示す。式 (1) による波群は 2 成分スペクトルから成り, 式 (2) および (3) の波群は一つのピーク成分とその側帯にいくつかの小さい成分を持つ。式 (4) による波群は, ガウス分布のスペクトルを

* 正 会 員 Ph.D. 名古屋工業大学大学院工学研究科社会工学専攻
** 工 修 (株) 日立システムズアンドサービス
*** 学生会員 名古屋工業大学大学院工学研究科社会工学専攻
**** 正 会 員 博(工) 名古屋工業大学助教授大学院工学研究科社会工学専攻

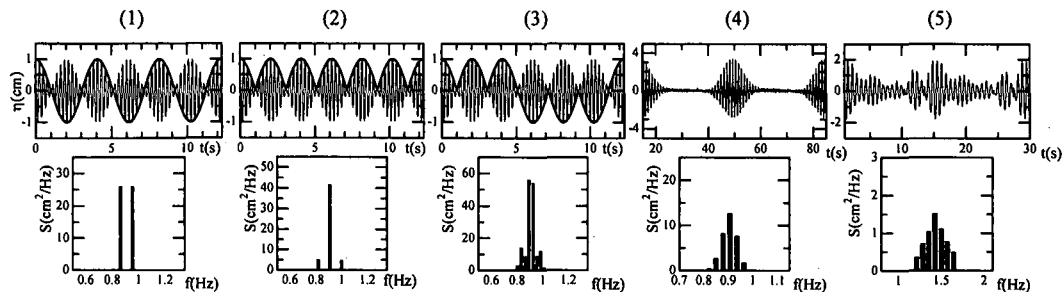


図-1 入射波群

持ち、波群間が広い独立性の強い波形を形成する。信号(5)は、三角形のスペクトルを用いて位相をランダムに変化させて発生させた不規則波群となっている。

表-1に実験に用いた入射波条件を示す。個々波の周期は、0.7s、0.8sおよび1.1sの3種類とし、包絡波の角周波数 Ω は $\Omega=\omega/10$ および $\Omega=\omega/20$ とした。なお、造波装置の性能上、強非線形性の波群に対して拘束長周期波を合成して自由長周期波の発生を抑制する2次オーダーの造波は困難であったため、全てのケースにおいて1次オーダーの制御を行った。

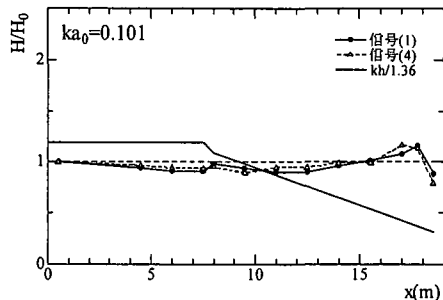
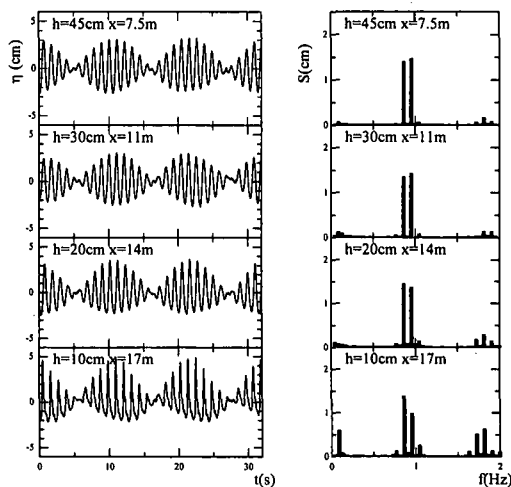
表-1 実験ケース

入射信号	周期 T (s)	波形勾配 ka_0	一様部の水深 h (m)	Ω/ω
(1), (5)	0.7	0.154, 0.208	0.50	1/10, 1/20
(1), (2), (3), (4)	0.8	0.136, 0.315	0.45	1/10, 1/20
(1), (2), (3), (4)	1.1	0.101, 0.279	0.45	1/10, 1/20

3. 実験結果

図-2は、弱非線形の入射波群に対する実験結果の一例で、信号(1)と(4)、 $\Omega=\omega/20$ のケースにおける波群中の最大波高の変化と各点の相対水深 kh を1.36で割った値を示す。波高変化は、摩擦減衰のため幾分小さくなるが、砕波点近傍まで有限振幅波理論の浅水変形にほぼ従う。このときの信号(1)の波群の各地点での波形とスペクトルの変化の様子を図-3に示す。浅海では有限振幅の効果により波形の上下非対称性が著しくなるが、前後非対称性や扁平化は見られない。スペクトルの広帯化はあまり進まず、浅海ではピーク周波数の倍成分と波群周期成分の拘束波成分が有意になる。他の信号による波群のスペクトルも基本的に同様な変形過程をとるが、初期スペクトルの差異は個々波の位相差に影響し、その結果、各地点における波群形状は幾分異なる。

初期波形勾配の大きい波群は、すべての実験ケースにおいて浅海域（個々波が砕波するより前）で弱い扁平化が見られ、それに伴い最大波高の変動は有限振幅波理論

図-2 波群中の最大波高 ($ka_0=0.101$)図-3 波形とスペクトル ($ka_0=0.101$)

の浅水変形にも従わなくなる。図-4に、信号(1)、 $\Omega=\omega/20$ 、 $ka_0=0.208$ のときの波高変化を示す。一様水深部の $kh>1.36$ において波群の前後非対称性ととも尖鋭化が進み、それに伴い波高も増大している。図-5は、信号(1)および(4)に対する $\Omega=\omega/20$ 、 $ka_0=0.315$ のときの波高変化を示す。初期波形勾配が $ka_0>0.3$ である強非線形のこれらのケースでは、一様水深部でいわゆるタイプIIの不安定性による三日月型の3次元的砕波（崩れ波型砕波）が現れ、波群の尖鋭化は進まず、波高もわずかな

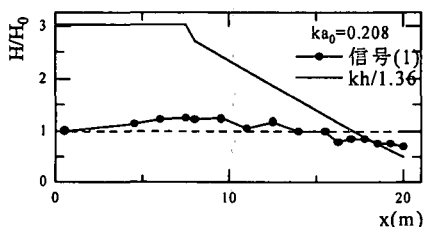
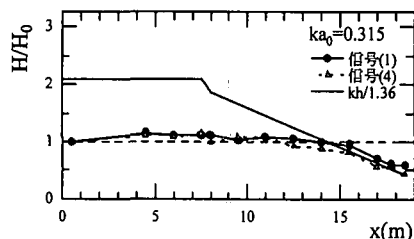
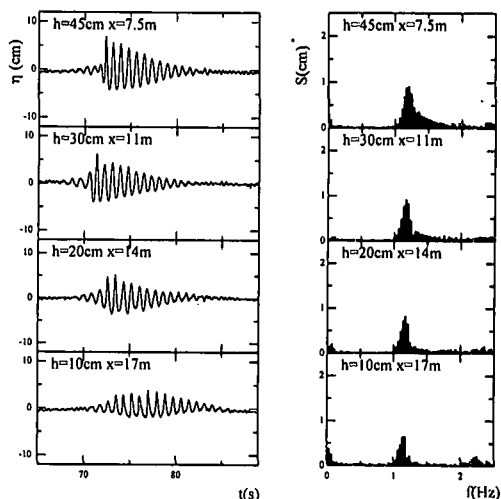
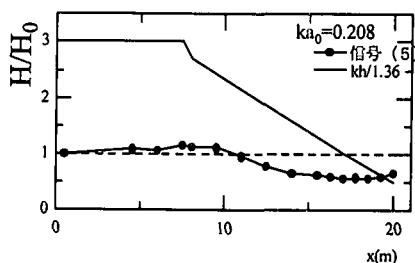
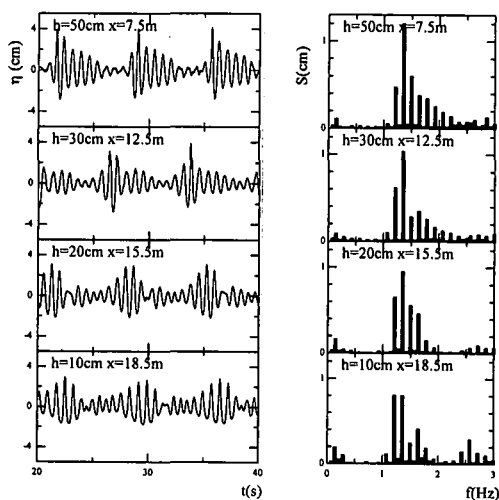
図-4 波群中の最大波高 ($ka_0=0.208$)図-5 波群中の最大波高 ($ka_0=0.315$)図-7 波形とスペクトル ($ka_0=0.315$)

図-8 不規則波群中の最大波高

図-6 波形とスペクトル ($ka_0=0.208$)

増加にとどまっている。

図-6および図-7に、それぞれ図-4と、図-5の信号(4)に対応する各水深の波形とスペクトルを示す。強非線形の図-7においては、波群の前後非対称性とスペクトルの広帯化が顕著である。他の信号(1)~(3)に対してはほぼ同様な変形特性が見られる。

信号(5)による不規則波群の実験結果を $ka_0=0.208$ のケースについて、図-8および図-9に示す。2成分合成波による図-4の結果と比べて、分散による波高の減少の度合いが大きい。

長周期帯のピークスペクトルは初期波形勾配 ka_0 (厳密には ka_0^2) とともに増加するが、ある程度以上の波形勾

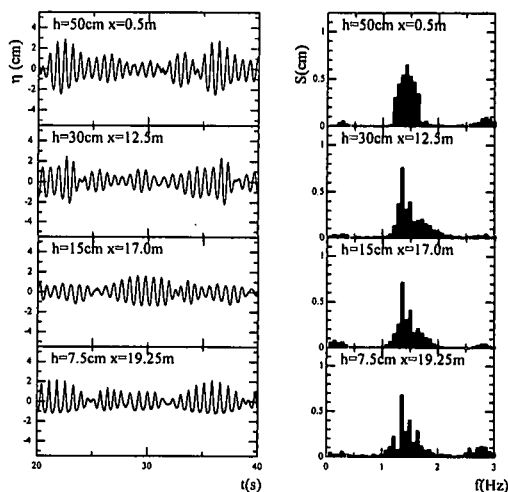


図-9 不規則波群中の波形とスペクトル

配になると逆に減少する。図-10は、各地点の長周期成分のエネルギーを信号(1)のケースについて比較したものである。遡上域でのパワーは測定していない。 $ka_0=0.315$ では一様水深部で3次元的な碎波によるエネル

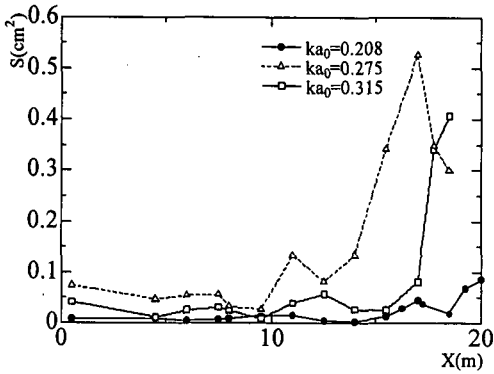


図-10 長周期スペクトル

ギー減衰が生じているものの、それによる波高減少は小さく、後述する Zakharov 方程式により計算した拘束長周期波成分は $ka_0=0.315$ に対して最も大きい値をとっている。砕波後の摩擦減衰の影響も考えられるが、ピークエネルギーの差異は自由長周期波によるものであり、 $ka_0=0.315$ では振幅変調が抑えられるために砕波により励起される自由長周期波は小さくなるためである。このことは、狭帯スペクトルを持つ波浪の場合、長周期波のパワーや最大遡上高は、必ずしもストーム時において最大波高の発生時と一致しないことを示唆している。

4. Zakharov 方程式による計算

各点の時間波形とスペクトル変形に対して、3 次オーダーの Zakharov 積分方程式を用いた再現計算を行った。本来、Zakharov 式は一定水深下でゆっくりとした時間変動を伴う非線形波に対するものであるが、Shemer ら (2001) と同様に一方向のゆっくりとした空間発展の次に書き換えたものを用いた。

$$iC_{g n_0} \frac{dA_{n_0}}{dx} = \sum_{n_1=1}^{\infty} \sum_{n_2=1}^{\infty} \sum_{n_3=1}^{\infty} 2\pi^2 \left(\frac{\omega_{n_0} g^2}{\omega_{n_1} \omega_{n_2} \omega_{n_3}} \right) T_{n_0, n_1, n_2, n_3} \\ \times A_{n_1}^* A_{n_2} A_{n_3} \exp(-i(k_{n_1} + k_{n_2} - k_{n_3})x) \\ \times \delta(\omega_{n_0} + \omega_{n_1} - \omega_{n_2} - \omega_{n_3}) \dots\dots\dots (6)$$

ただし、Zakharov 積分方程式を空間発展の式に書き換える際、 $\omega - \omega_{n_0} = C_{g n_0}(k - k_{n_0}) + h.o.t$ で展開している。 A_n は複素振幅、 $*$ は複素共役数を表し、 $C_{g n_0}$ は角周波数 ω_{n_0} に対する水深 h における群速度である。式中の核関数 T_{n_0, n_1, n_2, n_3} は、Stiassnie・Shemer (1984) によって与えられている。複素振幅の変動が計算されるため、スペクトルの変化のみならず波形の変化の再現性も検討することができる。ただし、極浅海域でもエネルギー輸送計算が安定するように T_{n_0, n_1, n_2, n_3} を修正していないので、計算は砕波点付近で発散する。

計算にあたっては、まず、 N_0 個の初期スペクトル成分を決め、それぞれの角周波数 ω_{n_0} の複素振幅 A_{n_0} を自身

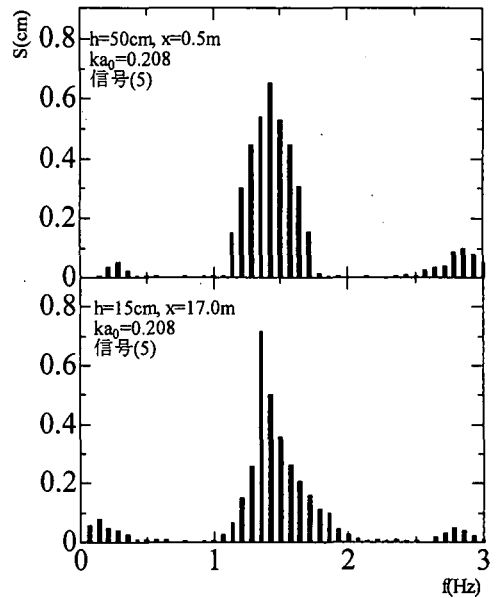


図-11 計算スペクトル

を含む N_0^3 の中から共鳴条件 $\omega_{n_0} + \omega_{n_1} - \omega_{n_2} - \omega_{n_3} = 0$ 満たすときの組み合わせに対して、式 (6) を逐次積分する。数値積分には、4 次オーダーの Runge-Kutta 法を用いる。次に、2 次オーダーの拘束波の複素振幅 $\bar{A}_n$ を、式 (6) により計算された自由波の複素振幅 A_n を用いて、次式のような 3 通り、すなわち $3N_0^3$ 個の成分として求める。

$$\left. \begin{aligned} & - \frac{V_{n,j,k}^{(1)} A_j A_k}{(\omega_n - \omega_j - \omega_k)} \\ & - \frac{V_{n,j,k}^{(2)} A_j^* A_k^*}{(\omega_n + \omega_j - \omega_k)} \\ & - \frac{V_{n,j,k}^{(3)} A_j^* A_k^*}{(\omega_n + \omega_j + \omega_k)} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

ただし、関数 $V_{n,j,k}^{(1)}$ 、 $V_{n,j,k}^{(2)}$ 、 $V_{n,j,k}^{(3)}$ は Stiassnie・Shemer (1984) によって与えられている。3 次のオーダーの拘束波の振幅は極めて小さく、強非線形のケースにおいても無視できる。各地点の波形は、複素振幅 A_n 、 $\bar{A}_n$ をそれぞれの位相で合成することによって求めることができる。

信号 (5) による不規則波群の伝播変形を Zakharov 方程式により計算した結果を図-11 に示す。計算には、成分波数 $N_0=30$ を用いた。対応する図-9 の実験結果と比べて、計算結果は粘性摩擦減衰の影響を考慮していないものの、砕波点付近までのスペクトル変動をよく再現している。計算では、エネルギーの広帯化がわずかに先に進む。波形についても計算結果は実験結果とよく一致した。ただし、相対水深が非常に小さくなると計算は発散して、弱非線形の波に対しても数値解を得ることはできなかった。

た。

5. おわりに

波形勾配が大きい波群は、浅海域において個々波が碎波する前に弱く扁平化し、それに伴い波群中の最大波高の変動は有限振幅波理論の浅水変形にも従わなくなる。扁平化の度合いは、初期波形勾配が大きいケースほど著しいが、初期スペクトル形状による差異は比較的小さい。ただし、波群・長周期波の空間スケールは大きく、室内実験での再現は精度上限界があることから、現地観測データを用いたより詳細な検討が不可欠である。

なお、本研究の一部は、科学研究費補助金（基盤研究(c)(2)）（課題番号 13650567）の補助を受けて行われたものである。

参 考 文 献

- 松立博樹・水口 優 (1997): 浅海域における波群の伝播変形と長周期波, 海岸工学論文集, 第44巻, pp. 211-215.
 間瀬 壺・松元和伸・岩垣雄一 (1987): 波群の伝播変形に及ぼす粘性摩擦の効果, 第34回海岸工学講演会論文集, pp. 147-151.

- Barnes, T. and D. H. Peregrine (1995): Wave groups approaching a beach: Full irrotational flow computations, Proc. Coastal Dynamics 95, pp. 116-127.
 Kit, E., L. Shemer, E. Pelinovsky, T. Talipova, O. Eitan and H. Jiao (2000): Nonlinear wave group evolution in shallow water, J. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Eng., Vol. 126, No. 5, pp. 221-228.
 Lo, E and C. C. Mei (1985): A numerical study of water-wave modulation based on a higher-order nonlinear Schrödinger equation, J. Fluid Mech., Vol. 150, pp. 395-416.
 Mase, H. and Y. Iwagaki (1986): Wave group analysis of natural wind waves based on modulation instability theory, Coastal Eng., Vol. 10, No. 4, pp. 341-354.
 Shemer, L., E. Kit, H. Jiao and O. Eitan (1998): Experiments on nonlinear wave groups in intermediate water depth, J. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Eng., Vol. 124, No. 6, pp. 320-327.
 Shemer, L., H. Jiao, E. Kit and Y. Agnon (2001): Evolution of a nonlinear wave field along a tank: experiments and numerical simulations based on the spatial Zakharov equation, J. Fluid Mech., Vol. 427, pp. 107-129.
 Stiassnie, M. and L. Shemer (1984): On modifications of the Zakharov equation for surface gravity waves, J. Fluid Mech., Vol. 143, pp. 47-67.