

不規則波の砕波に伴う発生自由長周期波と包絡波の関係について

関 克己¹・長井良樹²・野田祐貴³・水口 優⁴

周期数十秒～数分の長周期波は波形勾配が小さいために、砕波する基本波（風波）と異なり、汀線近傍においても非砕波で有意なエネルギーのまま存在する。長周期波は基本波の変形によりさまざまな要因で発生するが、本研究では砕波帯内で支配的な発生要因と考えられる砕波点の変動に伴い発生する自由長周期波に着目して、断面水槽を用いた物理実験を基に研究を行う。基本波の不規則性を表す包絡波形と発生長周期波との関係を調べることにより、発生長周期波が包絡波の変動と線形関係にあることを示す。また、風波スペクトルから発生長周期波スペクトルを算定するモデルを提案する。最後に現地観測に対してもモデルが適用可能であることを示す。

1. はじめに

浅海域における長周期波の重要性和工学上の問題点に関して、近年の研究により十分に明らかにされている（例えば合田，1995）。

浅海域から砕波帯内にかけて存在する長周期波は、沖から入射してくる成分と、その領域において発生する成分とに分類できる。沖から入射してくる成分は、基本波（風波）の波群構造に拘束され、群速度で伝播する拘束長周期波と、分散関係から定まる波速により伝播する自由長周期波である。

一方、砕波帯内で発生する長周期波には、砕波点の変動に伴い発生する自由長周期波がある。この発生長周期波は、波の不規則性に起因する砕波点の変動を、radiation 応力に基づく長周期波オーダの運動方程式で、強制項の作用範囲が変動することを表現することにより理論的に検討されている（Symonds ら，1982；Mizuguchi，1995 など）。また実験による、発生長周期波の確認例として長瀬・水口（1995）、岡安・松本（1995）がある。両論文共に Mizuguchi（1995）によるモデルと実験結果とを比較しており、振幅としては定量的に評価可能であることを示している。しかしながら、理論的には砕波点の変動に伴い発生する岸向き自由長周期波成分と拘束長周期波成分とは逆位相の関係になることが分かっており、汀線近傍での長周期波を議論するためには位相関係が重要である。

そこで本研究では、不規則波による物理実験から、不規則波の包絡波と砕波点の変動に伴う発生自由長周期波との関係を明らかにし、包絡波形から発生自由長周期波を算定するモデルを作成する。

また、現地観測データの解析により、現地不規則波浪場においても同様の現象が起こっていることを示す。

2. 実験概要

物理実験は、長さ 18.4 m、高さ 0.6 m、幅 0.3 m で片側にピストン型造波機を有する断面水槽において実施した。海底地形は図-1 に示すように、2つの一様水深部を 1/20 勾配の一樣勾配斜面で接続している。岸側境界に消波マットを設置することにより、基本波成分の反射を防いでいる。造波には吸収制御機能を用いており、短周期成分に加えて長周期オーダの波の造波板による再反射を防いでいる。なお、座標原点は造波板原点とし、岸向きを正とする。

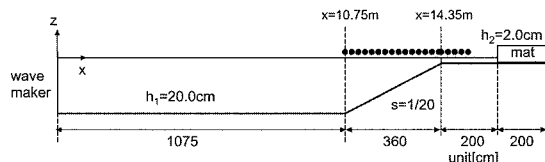


図-1 実験水槽概要

造波信号は、Wallops 型の標準スペクトルを用い、有義波高 3.0 cm、有義周期 1.0 s と固定し、スペクトル形状パラメータ $m=5$ (Bretschneider・光易型, case1), $m=13$ (case2) のスペクトル形状の異なるケースについて実験を行った。なお造波時間に関しては、長周期波の統計処理を行うことを考えて 1,200 s（カットオフ周波数 0.40 Hz の波に対して 400 波程度）の造波を行った。

実験データは、水面変動を分圧式波高計（正豊工学製）、水平流速を電磁流速計（東京計測製）により、AD 変換ボードを実装したパソコンによりサンプリング周波数 50 Hz で収録した。

取得した水面変動データに対して、数値ローパスフィルターを施すことにより長周期成分を抽出する。その際のカットオフ周波数は 0.40 Hz としている。また長周期オーダの水面変動と水平流速データに水口（1991）による非線形長波理論に基づく入反射波分離法（NL 法）を施し、岸向き・

1 正会員 博(工) 中央大学理工学部 助手
2 NEC ネクサソリューションズ (株)
3 中央大学大学院理工学研究科土木工学専攻
4 正会員 工博 中央大学教授 理工学部土木工学科

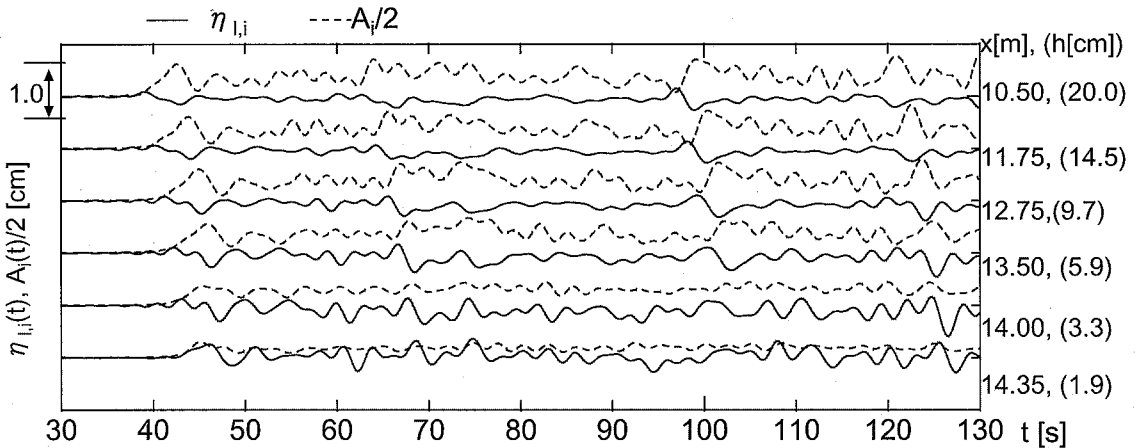


図-2 岸向き長周期波 η_L (実線) と包絡波 A (点線, $1/2$ で図示) の時系列 (case1, $m=5$)

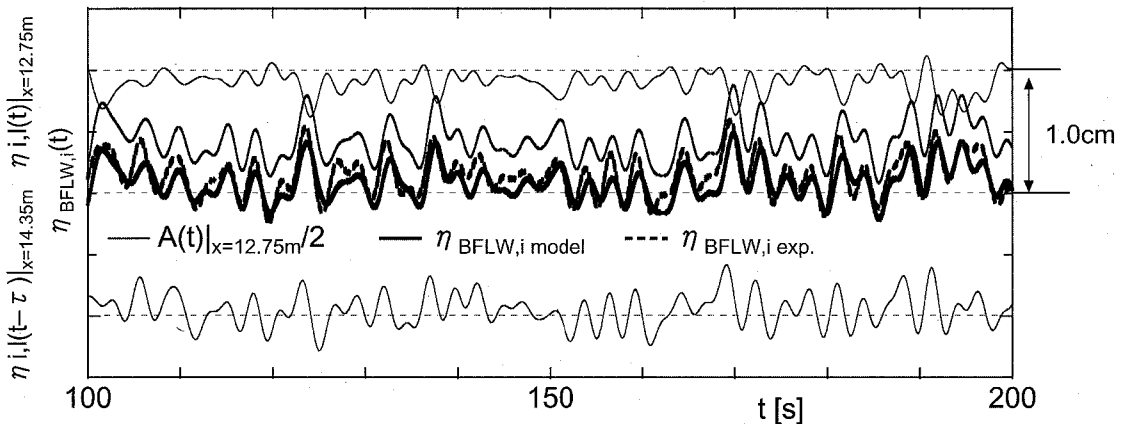


図-3 砕波点の変動に伴う発生自由長周期波岸向き成分 $\eta_{BFLW,i}$ ($x=14.35$ m) と砕波帯直前の包絡波 A ($x=12.75$ m)

沖向き長周期波を算定する。

図-2 に, case1 ($m=5$) での岸向き長周期波成分と List (1991) の方法に基づき算定した包絡波形の時系列を示す。図から分かるように, $x=13.50$ m より岸側において包絡波形の振幅が減少している。これは砕波により個々波の波高が, 大きいものから順に減少していることに対応しており, 以下の議論では, 砕波帯直前の入射成分として $x=12.75$ m 地点のデータを用いる。

また, $x=12.75$ m より沖側と砕波帯内での岸向き長周期波との振幅を比較すると, 明らかに砕波帯内での振幅が増大していることが分かる。

3. 実験データ解析

本研究で着目する砕波点の変動に伴う発生自由長周期波の岸向き成分 $\eta_{BFLW,i}$ は, 算定する地点 (砕波帯内) の岸向き長周期波成分から, 長波の波速による時間差を考慮して砕波帯直前の岸向き長周期波成分 (入射自由長

周期波 + 入射拘束長周期波で, 砕波後は共に自由長周期波になると仮定) を差し引くことにより定義する。

図-3 には上記の方法により算定した, 砕波点の変動に伴い発生した自由長周期波の岸向き成分の時系列を示す。算定地点は岸側一様水深部が始まる $x=14.35$ m である。時間に関しては $x=12.75$ m を基準に統一してある。併せて砕波帯直前の $x=12.75$ m における包絡波形を示すが, 図から明らかなように岸向き発生自由長周期波と砕波帯直前の包絡波形とは強い相関があることが分かる。なお, 図中には後述する, 砕波帯直前の包絡波形から発生長周期波を算定するモデルの計算結果を示しているが, 実験結果をよく再現できていることが分かる。

ついで, 砕波帯直前における包絡波形と岸向き発生自由長周期波とのクロススペクトル解析を行う。スペクトルは波が定常に達した時間から 2^{15} 個 (約 650 s) のデータを用いて FFT 法により算出する。平滑化は片側 16 点の三角形ウィンドーを用いる。

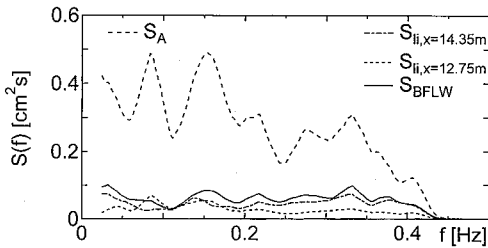


図-4 碎波帯直前の包絡波 S_A 、発生長周期波 S_{BFLW} および岸向き長周期波 S_{li} (碎波帯沖 $x=12.75\text{m}$, 岸 $x=14.35\text{m}$) のパワースペクトル

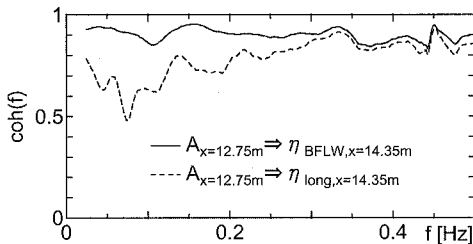


図-5 包絡波と発生長周期波および岸向き長周期波のコヒーレンス

図-4には碎波帯直前での包絡波、碎波帯内代表地点での岸向き長周期波成分および発生自由長周期波成分のパワースペクトルを示す。またクロススペクトル解析による、碎波帯直前の包絡波と碎波帯内代表地点でのそれぞれの長周期波に関するコヒーレンスを図-5に示す。

図-4から分かるように、碎波帯内での碎波点の変動に伴い発生する自由長周期波は、今回の実験においては全周期数帯において、岸向き長周期波そのものと同程度のパワーを持っていることが分かる。これは図-2を見れば分かるように、碎波点の変動による成分を算定する際の引く側の値である碎波帯直前の岸向き長周期波の変動が、引かれる側である碎波帯内の岸向き長周期波に比べて振幅が小さい、つまり碎波帯内での岸向き長周期波のほとんどが碎波点の変動により発生している成分であることを表している。

また、碎波帯内の岸向き長周期波 ($x=14.35\text{m}$) のパワーは、入射成分 ($x=12.75\text{m}$) と発生成分との単純な和にはならず、関ら(2001)にあるように、包絡波とは逆位相となる入射拘束長周期波と、同位相となる碎波点の変動に伴う発生自由長周期波とが打ち消しあっている。

図-5のコヒーレンスを見ると、碎波帯直前の包絡波形状と発生自由長周期波は、長周期波の周期数帯において強い相関を示していることがわかる。一方で碎波帯内での岸向き長周期波では、比較的高い相関を示しているものの、発生自由長周期波ほどの値ではない。このことか

ら、碎波点の変動に伴い発生する自由長周期波は、碎波帯直前の包絡波形状と密接な関係にあり、包絡波の情報を基に推定可能であることが分かる。

4. 発生自由長周期波のモデル

碎波点の変動に伴う発生自由長周期波は、長周期波オーダーの強制項付波動方程式としてモデル化される。本研究では局所的に一樣水深の仮定を持ち込み、解析的扱いを可能にした Mizuguchi (1995) のモデルを用いる。このモデルでは碎波点の変動に伴い発生する岸向き自由長周期波は以下の式で表される。

$$\eta_{BFLW,i} = K \tan \beta \Delta x_b(t) \quad (1)$$

$$K = 1/(1+8/3\gamma^2)$$

ここで $\tan \beta$ は海底勾配、 γ は碎波後の波高水深比であり、 $\Delta x_b(t)$ は初期碎波位置からの碎波点の変動である。式(1)に対して、①一樣勾配斜面、②碎波条件を波高水深比一定、③包絡波は波高の半分、という条件の下で Δx_b を包絡波の振幅 $a(t)$ を用いて表現すると以下の式を得る。

$$\eta_{BFLW,i} = T_f a(t) \quad (2)$$

$$T_f = 2/(\gamma + 8/3\gamma) \quad (3)$$

ここで $a(t)$ は包絡波の平均値からの変動を示している。

図-6には、クロススペクトル解析結果に基づく、包絡波から発生自由長周期波への伝達関数を示している。図中には、 $\gamma=0.7$ とした場合の式(3)による伝達関数を示しているが、実験結果とよく一致していることが分かる。

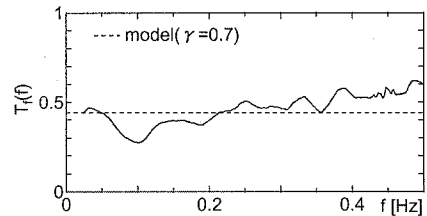


図-6 包絡波と発生長周期波の伝達関数

式(2)により、発生自由長周期波と包絡波の関係は明らかになった。一方で、Tayfun・Lo (1989) では風波スペクトルと包絡波スペクトルが以下に示す式で表されるとしている。

$$S_A(f) = \frac{\pi}{4m_{0w}} \int_0^\infty S_w(\tau) S_w(\tau+f) d\tau \quad (4)$$

ここで下付添字 w は風波成分を表す。式(2)と式(4)を組み合わせることににより、風波成分のパワースペクトルから、碎波点の変動に伴い発生する自由長周期波を算定するモデルを得る。

$$S_{BFLW}(f) = \frac{T_f^2 \pi}{4m_{0w}} \int_0^\infty S_w(\tau) S_w(\tau+f) d\tau \quad (5)$$

図-7には碎波帯直前における風波成分のパワースペクトルを、図-8には式(5)により算定される発生自由長周期波の計算結果と実験データとの比較を示す。ここでも碎波時の波高水深比 $\gamma=0.7$ としている。

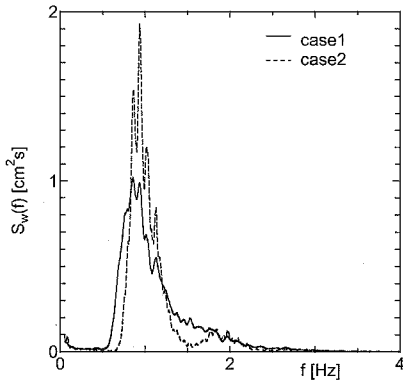


図-7 碎波帯直前のパワースペクトル

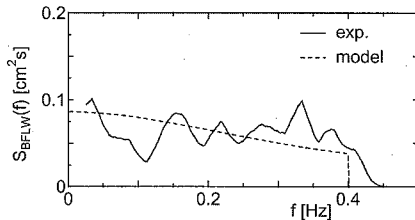


図-8(a) 発生長周期波のスペクトル (case1)

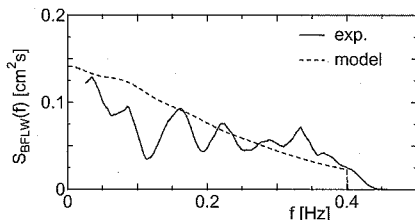


図-8(b) 発生長周期波のスペクトル (case2)

図から分かるように、スペクトル幅が広いケース (case1)、碎波直前において倍周波数成分が有意になる狭帯域スペクトルのケース (case2) のどちらにおいても、実験結果を評価できていることが分かる。

5. 現地データへの適用

現地観測は、茨城県波崎海岸にある(独法)港湾空港技術研究所所有の観測栈橋において行った。観測システムの概要については、関・水口(2004)に詳しい。使用データは、碎波点が観測範囲内に入るように、高潮位かつ波高の小さい時のデータ(2002年7月20日12:15~14:15の2時間)を用いている。NOWPHASの

鹿島沖データによると、有義波高 0.47 m、有義周期 7.1 s であった。図-9には、その時の海底地形および2時間の平均潮位を示す。

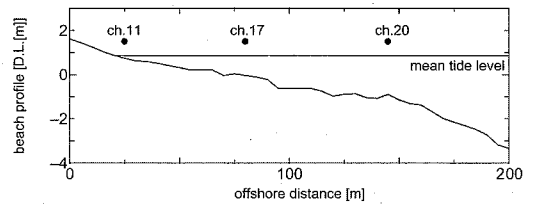


図-9 現地海底地形

現地観測データにおいては、風波成分と長周期波成分とのカットオフ周波数は 0.040 Hz とする。また、入・反射波分離手法は、流速計のある $x=80$ m (ch.17) では長波理論による分離手法、それより岸側では3台の波高計群による入反射分離法(関・水口, 2004)を用いて、岸向き・沖向き長周期波を分離する。なお、実験データの解析と同様に、有義波高の空間分布から碎波帯直前の地点を $x=145$ m (ch.20) と定義して議論を行うが、その地点においては入反射波分離が不可能であったため、入反射波分離が行えた一番沖側の地点である、 $x=80$ m 地点での岸向き長周期波を碎波帯に入射する長周期波として定義して、碎波点の変動に伴う発生自由長周期波を算定する。碎波帯内の算定地点は砂面露出のない最も岸側の $x=25$ m (ch.11) とする。

図-10に、碎波帯直前である ch.20 および、碎波帯内代表地点 (ch.11) におけるパワースペクトルを示す。スペクトルの算定は 2^{14} 個 (約 54 分、サンプリング周波数 5 Hz) のデータを用いて FFT 法により算出する。平滑化は片側 32 点としている。

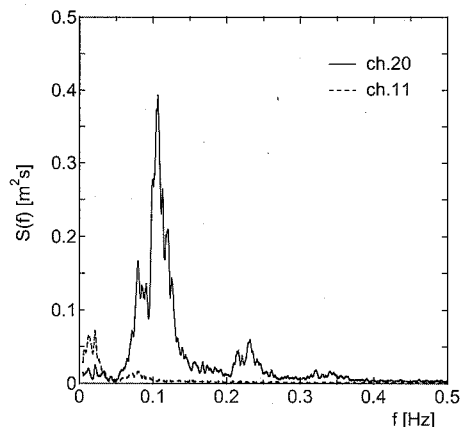


図-10 碎波帯直前 (ch.20) および碎波帯内 (ch.11) のパワースペクトル

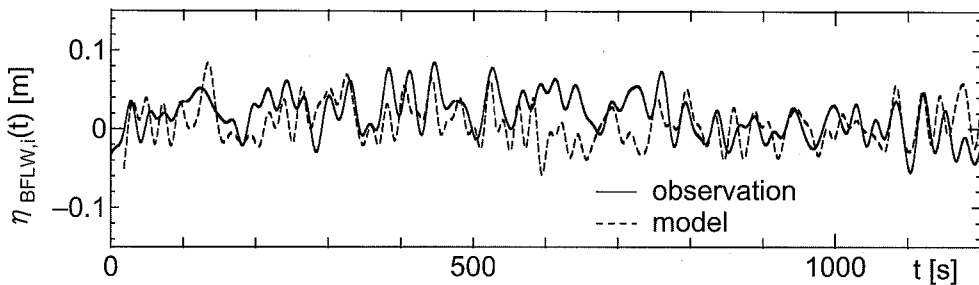
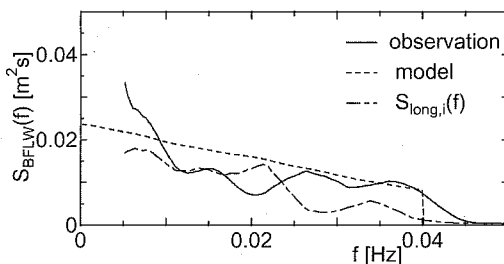


図-11 現地観測による発生長周期波の時系列とモデルの比較

図を見ると分かるように、碎波帯直前で倍周波数が発達しており、実験の case2 に対応する観測条件であったことが分かる。

図-11 には、現地観測データによる発生自由長周期波の実測とモデルの比較を示す。碎波帯への入射長周期波が厳密に定義できていないことにより、実験データほどの相関は得られていないが、時系列としても概ねモデルにより評価できていることが分かる。

図-12 には、スペクトルレベルでのモデルの適用性を示している。実験データ同様に、式 (5) による計算結果は観測データをよく再現できていることが分かる。また実験ケースと同様に、発生長周期波と岸向き長周期波は同程度の大きさを持っていることが分かる。

図-12 発生長周期波に関するモデルと実測の比較および岸向き長周期波のパワースペクトル $S_{long,i}$ (現地観測)

6. 終わりに

本研究では、碎波帯内における長周期波のうち、碎波点の変動に伴い発生する自由長周期波について着目した研究を実験および現地観測データにより行い、以下の結論を得た。

- ① 碎波点の変動に伴い発生する自由長周期波は、碎波帯直前での包絡波と強い相関がある。
- ② その発生長周期波成分は、Mizuguchi (1995) のモデルにより評価可能であり、包絡波の変動とは線形関

係にある。

- ③ Tayfun・Lo (1989) による包絡波算定式を用いることにより、スペクトル空間では風波のパワースペクトルから、発生自由長周期波を定量的に算定できる。
- ④ 現地不規則波浪場においても同様の議論が成立する。今後の課題としては、冲向き発生長周期波の評価と長周期波の反射現象との関係を明らかにすること、実験および現地観測データの追加により、波群性 (スペクトルの幅) と発生自由長周期波の関係、碎波帯内への入射長周期波との定量的関係の解明などが挙げられる。

謝辞：現地観測データの取得には、(独法) 港湾空港技術研究所漂砂研究室の皆様にご多大なるご協力を頂いた。また、NOWPHAS のデータを使用させて頂いた。

参考文献

- 岡安章夫・松本輝紀(1995)：不規則波による碎波帯内長周期波の発生及び伝播，海岸工学論文集，第42巻，pp. 151-155。
- 合田良実(1995)：不規則波浪に伴う長周期波の諸研究について，水工学に関する夏期研究会，pp. B-6-1～B-6-20。
- 関 克己・寛田博章・水口 優(2001)：長周期波を考慮した波群性入射波の遡上の実験とモデル化，海岸工学論文集，第48巻，pp. 276-280。
- 関 克己・水口 優(2004)：自然海浜における長周期波の重複波構造と反射特性，海岸工学論文集，第51巻，pp. 131-135。
- 長瀬 覚・水口 優(1995)：波群性入射波の碎波による長周期波について，海岸工学論文集，第42巻，pp. 146-150。
- 水口 優(1991)：浅海域における入・反射波の分離手法について，海岸工学論文集，第38巻，pp. 31-35。
- List, J. H. (1991)：Wave groupness variations in the nearshore, Coastal Eng., Vol.15, pp. 475-496。
- Mizuguchi, M. (1995)：A simple analysis of long wave generation by time-varying breakpoint, Coastal Eng. in Japan, Vol.38, No.2, pp. 1-4。
- Symonds, G., D. A. Huntly and A. J. Bowen (1982)：Two-dimensional surfbeat: long wave generated by a time-varying breakpoint, J. G. R., Vol.87, No.C1, pp. 492-498。
- Tayfun, M. A. and J. M. Lo (1989)：Wave envelope and related spectra, J.W.P.C.O.E., Vol.115, No.4, pp. 515-533, ASCE。