

沖浜における長周期波の挙動

Akter Hossain*・北野利一**・喜岡 渉***

1. はじめに

台風通過時に来襲する高波浪に伴い、沿岸域では周期数分の長周期波が顕在化し、海岸堤防への打ち上げ高の増幅や小規模港湾においては副振動が生じることがある。これら長周期波の沖波における挙動については、現地データの蓄積も進み、数値モデルによるその解釈も行われ、徐々に明らかになってきている。しかしながら、入射長周期波の評価にあたっては、周辺地形の影響や碎波により発生するサーフビートが港外長周期波や港内長周期波の増幅にどの程度影響を与えているのか等、長周期波の存在形態について依然不明な点が残されている。

本研究は、Hilbert 変換を活用した新たな入反射分離法を用いて、現地観測データの解析を行い、沖浜における長周期波の入反射特性を明らかにするとともに、長周期波の計算モデルによる数値シミュレーションを実施し、その再現性について検討するものである。

2. 現地データ

台風襲来時に赤羽根漁港内での長周期波が著しく増幅することが報告されている。高波高時に漁港開口部前面での碎波が観測されていることから、赤羽根港湾内の長周期波は、碎波によるサーフビートが卓越していると考えられてる。1995-98 年にかけて、赤羽根海岸付近を通過する幾つかの来襲台風を対象に現地観測が行われた。観測地点は、海岸から約 1 km 離れた水深 12 m の海域を対象に、図-1 に示すような汀線にほぼ垂直線上にあり、間隔を 200 m とする 2 地点に波高計 Wave-Hunter および Wave-Hunter-Sigma を設置して行われた (山村ら, 1999)。

3. 入反射分離法

現地観測により得られるデータには、風波による波群、長周期波およびサーフビート等が含まれ、入・反射波が混在する。従来から用いられる周波数分解に基づく入反

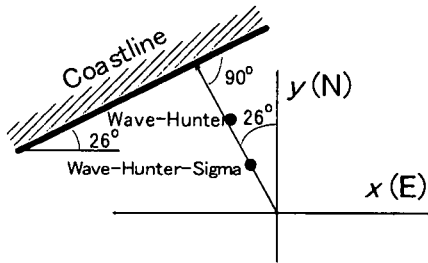


図-1 赤羽根海岸における波浪観測点の位置

射分離法は、線形分散関係式を利用するため、自由長周期波と拘束長周期波が共存する波浪場に適用することは困難である。そこで、本研究では、北野ら (2001) の手法に基づき、Hilbert 変換を利用することにより、時間領域での入反射分離を考える。なお、底面圧力変動および流速変動を 2 地点で観測している赤羽根海岸での長周期波の観測結果を解析するため、解析理論の拡張を行う。

3.1 定式化

時間変動に対し、その Hilbert 変換による変動量 $\xi(t)$ は以下のように表わされる (例えば, Huang et al., 1998)。

$$\xi(t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\eta(\tau)}{t - \tau} d\tau \dots\dots\dots (1)$$

$\eta(t)$ と $\xi(t)$ は互いに共役複素であり、

$$R(t) = \eta(t) + i\xi(t) \dots\dots\dots (2)$$

とすれば、解析信号 R が得られる。観測点 A, B の距離を Δl が、対象とする波長に比べ十分小さく、圧力変動および流速変動の空間波形は、三角関数の一部とみなせば、ある時刻における入・反射波の圧力変動および流速変動についての解析信号 $Z_{I,R}$ および $X_{I,R}$ は、

$$\left. \begin{aligned} Z_I^A &= Z_I^B e^{ik_I \Delta l} \\ Z_R^A &= Z_R^B e^{-ik_R \Delta l} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

$$\left. \begin{aligned} X_I^A &= X_I^B e^{ik_I \Delta l} \\ X_R^A &= X_R^B e^{-k_R \Delta l} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

と表わすことができる。ここで、 k_I と k_R は時刻に依存する入・反射波の波数を表わし、解析信号 $Z_{I,R}$ および $X_{I,R}$ の添字 A, B は観測点を表わす。また、入・反射波のそれぞれに対し、圧力変動と流速変動の位相が等しくなる、つまり、実数定数 α, β を用いて、

* 学生会員 工修 名古屋工業大学大学院 工学研究科
** 正 会 員 工博 名古屋工業大学講師 工学部社会開発工学科
*** 正 会 員 Ph.D. 名古屋工業大学教授 工学部社会開発工学科

$$X_I^A = \alpha Z_I^A, \quad X_R^A = \beta Z_R^A \quad \dots\dots\dots (5)$$

と表わされるとすれば、点 A, B で観測される圧力変動および流速変動の解析信号 R_I^A, R_R^A および R_I^B, R_R^B は、入・反射波の波数 k_I, k_R および A 点での入・反射波の圧力変動 Z_I^A, Z_R^A を用いて、以下のように書き表わすことができる。

$$\left. \begin{aligned} R_I^A &= Z_I^A + Z_R^A \\ R_R^A &= Z_I^A e^{ik_I \Delta l} + Z_R^A e^{-ik_R \Delta l} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$\left. \begin{aligned} R_I^B &= \alpha Z_I^A + \beta Z_R^A \\ R_R^B &= \alpha Z_I^A e^{ik_I \Delta l} + \beta Z_R^A e^{-ik_R \Delta l} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (7)$$

式 (6) と式 (7) は実数についての 8 つの等式であり、複素数 Z_I^A, Z_R^A と実数 k_I, k_R, α および β の合計 8 つの実数の未知数を含んでいる。等式の数と未知数の数が同数であるので、未知数は解くことができ、観測点 A の圧力変動 Z_I^A, Z_R^A および波数 k_I, k_R は以下のように得られる。

$$Z_I^A = \frac{-R_I^A e^{-ik_R \Delta l} + R_R^A}{e^{ik_I \Delta l} - e^{-ik_R \Delta l}} \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$Z_R^A = \frac{R_I^A e^{ik_I \Delta l} - R_R^A}{e^{ik_I \Delta l} - e^{-ik_R \Delta l}} \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$\left. \begin{aligned} k_I &= \frac{1}{\Delta l} \left\{ \cos^{-1} \left(\frac{R}{\sqrt{P^2 + Q^2}} \right) + \phi \right\} \\ k_R &= \frac{1}{\Delta l} \left\{ \cos^{-1} \left(\frac{R}{\sqrt{P^2 + Q^2}} \right) - \phi \right\} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここで、

$$\left. \begin{aligned} P &= \text{Im}(R_I^A) \text{Im}(R_R^A) - \text{Re}(R_I^A) \text{Re}(R_R^A) \\ &\quad + \text{Re}(R_I^A) \text{Re}(R_R^A) - \text{Im}(R_I^A) \text{Im}(R_R^A) \\ Q &= -\text{Re}(R_I^A) \text{Im}(R_R^A) - \text{Re}(R_I^A) \text{Im}(R_R^A) \\ &\quad + \text{Im}(R_I^A) \text{Re}(R_R^A) + \text{Im}(R_I^A) \text{Re}(R_R^A) \\ R &= -\text{Re}(R_I^A) \text{Im}(R_I^A) - \text{Re}(R_I^A) \text{Im}(R_R^A) \\ &\quad + \text{Im}(R_I^A) \text{Re}(R_I^A) + \text{Im}(R_I^A) \text{Re}(R_R^A) \\ \phi &= \tan^{-1}(P/Q) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (11)$$

である。

3.2 数値シミュレーションによる検討

現地観測データへの適用の前に、数値シミュレーションによる検討を行った。一例として、入射波を周期を 10, 8 s, 振幅を 50, 30 cm とする 2 成分波とし、反射波を周期を 9, 7 s, 振幅を 40, 20 cm とする 2 成分波を合成したものを用いた。図-2 はその分離結果である。入・反射波ともに、分離波形は与えた波形と良好に一致していることがわかる。

分離精度は観測点の距離 Δl に強く依存する。多数のシミュレーションを行った結果、観測点距離 Δl は、対象とする波の代表波長 L に対し、

$$\frac{L}{10} \leq \Delta l \leq \frac{L}{4} \quad \dots\dots\dots (12)$$

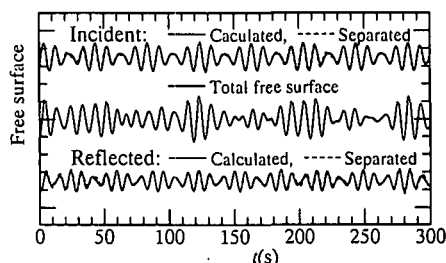


図-2 数値的シミュレーションによる分離結果

となるのが望ましい。したがって、多様な波長成分が含まれる波浪場に対し観測点の距離が固定されているので、観測された時系列データについて、式 (12) を満たすように周波数の帯域を制限する必要がある。本研究で対象とする観測データは、自由長周期波と拘束長周期波の共存する波浪場であり、2 つの代表波長が含まれる。すなわち、周期 T に対し、自由波の代表波長を TC (波速 $C = \sqrt{gh}$)、拘束波の代表波長を TC_0 (C_0 : 群速度) と見積もれば、式 (12) を満たすためには、

$$\frac{4\Delta l}{C} \leq T \leq \frac{10\Delta l}{C} \quad \dots\dots\dots (13)$$

および

$$\frac{4\Delta l}{C_0} \leq T \leq \frac{10\Delta l}{C_0} \quad \dots\dots\dots (14)$$

を同時に満たすように帯域制限を行う必要がある。

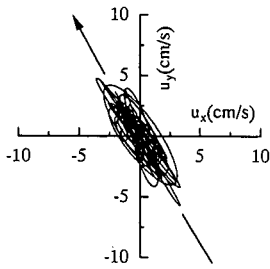
4. 現地観測データの解析

1995-98 年に赤羽根海岸で観測された現地データを対象に、式 (8)~(11) で示した入反射分離を適用した。流速変動は、 x 軸方向のものと y 軸方向の 2 つが観測されているので、入反射分離の適用にあたっては、各方向の流速変動と圧力変動とを組み合わせで分離した。そうすることにより、入・反射波それぞれについての流速の 2 軸成分が得られ、入・反射波の方向性についての検討も可能になる。

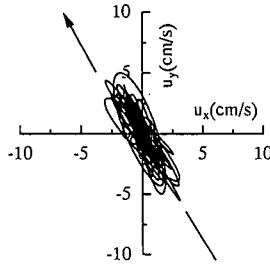
4.1 台風通過時における長周期波

台風襲来時の観測データとして、1996 年 10 月のものを一例として示す。有義波高 $H_{1/3}$ は 2.8 m, 有義波周期 $T_{1/3}$ は 11.7 s である。観測点の水深が 12 m であるので、自由波および拘束波の代表波速を 10.8 m/s, 8.96 m/s と見積もれば、式 (13) および (14) で与えられる有効帯域幅は、周期として 90-180 s の間である。

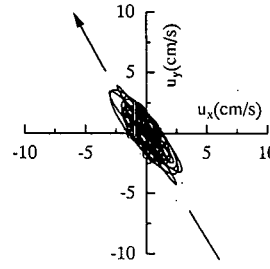
図-3 は、観測された合成波および分離後の入・反射波の流速ベクトルの時間によるスカッタープロットである。図中の矢印は、汀線に垂直な方向を表わす。観測された合成波の流速は、汀線にほぼ垂直な方向に振動しており、主方向は垂線に対してやや西向きである。その合



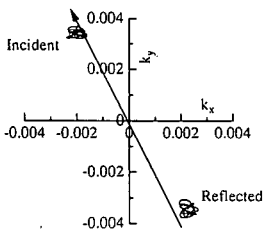
(a) 観測波 (分離前の波)



(b) 入射波



(c) 反射波



(d) 波数ベクトル (単位は 1/m)

図-3 流速軌道と波数スペクトル

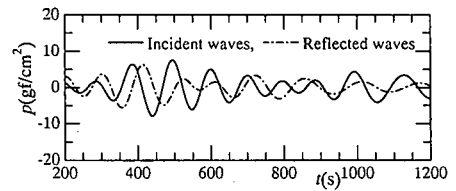


図-4 入・反射長周期波の時間波形

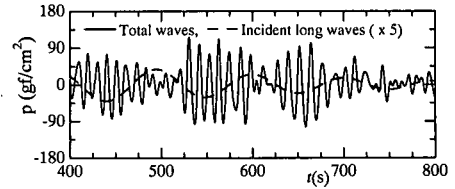


図-5 入射長周期波と波群

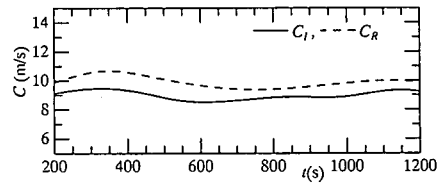


図-6 波速の時間変化

周期波を描いたものである。入射長周期波の谷の時刻周辺では、波群の包絡振幅は大きく、入射長周期波の峰の時刻周辺では、波群の包絡振幅は小さくなっており、入射波に拘束長周期波の性質が現れていることを示している。このことは、時間的に変化する波数 k_l と k_R から得られる波速からも説明できる。図-6 に示すように、反射長周期波の波速は自由波の波速 $C (=10.8 \text{ m/s})$ の前後の値をとるのに対し、入射長周期波の波速は波群速度 $C_g (=8.96 \text{ m/s})$ にかなり近い値をとっている。したがって、台風来襲時のような包絡振幅の大きな波群が入射する場合には、波群に伴う拘束長周期波が卓越することを示している。

4.2 台風通過前後における長周期波

台風来襲前後での観測データに対しても入反射分離を行った。例に示すケースにおける有義波高 $H_{1/3}$ は 1.5 m および 1.2 m で、有義波周期 $T_{1/3}$ は 10.0 s であった。したがって、波群に伴う拘束長周期波の波速 C_g は 8.47 m/s であり、有効帯域幅については前節と同様に 90-180 s の間とした。図-7 は、台風来襲前の観測データに対しての分離後の長周期波と波群の時系列グラフである。長周期波の谷・峰の時刻と波群の包絡線振幅の大・小の時刻は対応しておらず、自由波と同程度に拘束長周期波が共存していると考えられる。図-8 に示すとおり、分離に

成波を分解して得られる入・反射波の流速の振動方向も、その主方向は汀線直角方向よりやや西向きになっている。入・反射波の伝播方向については、時刻毎に定義される波数ベクトル k_l , k_R を図示することでさらに明確になる(図-3d)。図-4 は底面圧力波形について入反射分離を行った結果である。浅海域では、比較的大きい入射長周期波が混在していることが図-4 よりわかる。図-5 は長周期成分の入射波とそれに対応する時刻の短

よる入射波の波速は、自由波の波速より小さく、拘束波の波速より大きくなっている。これからも、拘束長周期波と自由長周期波が同程度に共存した波浪場となっていることが推定される。台風来襲後の観測データに関しても同様の結果が得られた。以上の結果から、台風来襲時とは異なり低気圧から十分離れている場合には、入射長周期波は自由波成分にも支配されることが確認できた。

4.3 通常波浪場における長周期波

台風来襲時の特性とを比較するために、通常の静穏な波浪場の場合も検討した。観測期間における赤羽根海岸での通常波浪は、有義波高 $H_{1/3}$ は 0.8 m、有義波周期 $T_{1/3}$ は 7.5 s であり、波群の群速度 C_g が 7.12 m/s であるので、有効帯域幅については 115-180 s の間とした。分離による入射長周期波と波群個々波を図-9 に示す。拘束波の特徴は明確に現れていない。入・反射波の波速につい

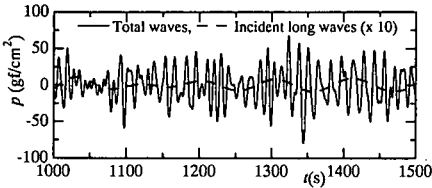


図-7 入射長周期波と波群 (台風通過前)

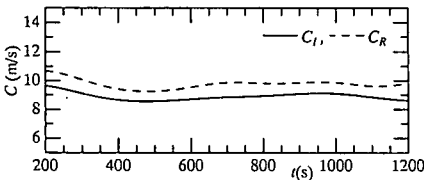


図-8 波速の時間変化 (台風通過前)

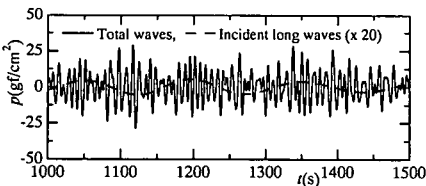


図-9 入射長周期波と波群 (静穏時)

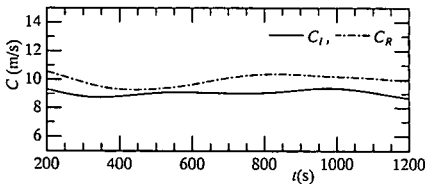


図-10 波速の時間変化 (静穏時)

ては、図-10 に示す結果になった。この場合も、台風来襲時前後の観測データによる結果と同様に、入射波の波速は波群速度より大きく、自由長周期波の波速より小さい。したがって、通常波浪場においても、入射長周期波には自由波と拘束波が共存すると推定される。

5. 計算モデル

計算方法は、ラディエーションストレスによる計算モデル (喜岡ら, 1999) と同様なものである。短周期波の方向分散性には光易型方向分布関数を仮定し、方向集中度パラメーター S_{max} は観測された波峰長パラメーター γ から推定した。計算領域は赤羽根港を中央に海岸境界方向 2 km、沖合方向 2 km のほぼ正方形領域とし、1 次波の入射角は主波向きを基準に $\pm 45^\circ$ の範囲とした。砕波点は 1 次成分の合成波高が $0.78h$ (h : 水深) に達した地点とし、砕波後の合成波高は $H=0.78h$ 、海岸境界および港湾境界における長周期波の反射率は 1 とした。

6. 観測データと数値計算の比較

数値シュミレーションは台風が赤羽根海岸付近を通過するときの条件に合わせたものを用い、4. で提案した分離方法によって入射波と反射波の分離を行った。図-11 および 12 にそれぞれ入射波と反射波の振幅スペクトルの比較を示す。図-11 から入射波振幅はほぼ一致しているが、現地のデータの方が若干大きくなっている。その原因としては、計算時に沖側入射境界で拘束長周期波のみを入射させ、自由長周期波を考慮しなかったことが考えられる。また、1 次波 (短周期波) の方向分散より必然的に分布角が広がる拘束長周期波に対して開境界からの入射を考慮していないことにもよる。なお、計算に用いる方向集中度パラメーター S_{max} および成分波数を

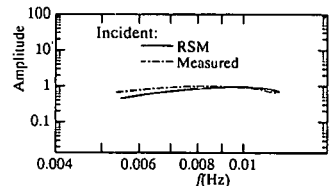


図-11 入射波の振幅スペクトル

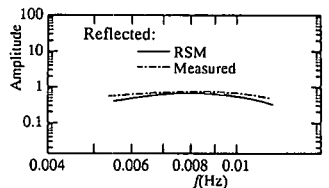
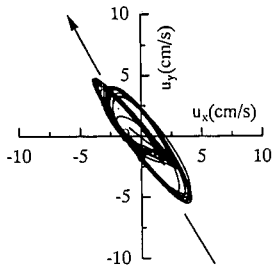
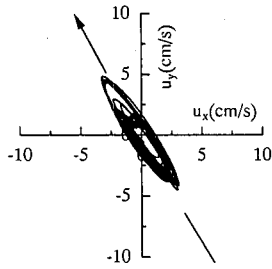


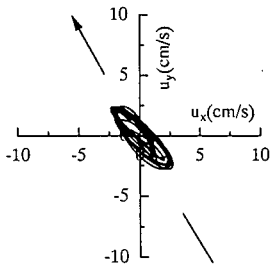
図-12 反射波の振幅スペクトル



(a) 計算波 (分離前の波)



(b) 入射波



(c) 反射波

図一13 計算波およびその入・反射波の流速軌道

変化させることによる計算結果の差異は小さく、それら計算条件による影響は小さいことが確認されている。

図一12についても、数値計算結果は観測データより小さくなっている。入射長周期波自体が上述の理由で小さく計算されていること、また計算時の砕波条件および砕

波後の波高計算における近似精度が十分なく、それにより生じる自由長周期波が小さくなっている可能性があること、また本計算では汀線境界は壁境界として扱っており遡上域の計算を行っていないことによるものがその原因として考えられる。

図一13に数値計算による合成波および分離後の入・反射波の流速ベクトルの時間によるスカッタープロットを示す。この図より合成波と入・反射波の主波向きはほぼ同じであり、また図一3の観測データと比べても流速軌道はほぼ一致している。

7. 結 論

本研究では、まず、現地観測による底面波圧変動と流速変動の同時記録に対し、時間領域における入反射分離法を適用し、台風通過時、その前後、および比較的静穏時における長周期波の入反射特性について調べた。また、ラジェーションストレスモデルを用いた数値計算による検討も行った。台風通過時の高波浪時には、入射長周期波において拘束波が卓越しており、台風の通過前後も含め、波浪が比較的静穏な時には、入射長周期波に占める自由波の寄与も十分大きいことがわかった。さらに、全てのケースで、沖合いにおいても反射長周期波は入射長周期波と比べて無視し得ない程大きいことがわかった。

参 考 文 献

- 喜岡 渉・柏原謙爾・Mohammad Dibajnia・平石哲也 (1999): ラジェーションストレスによる港内長周期波の計算モデル, 海岸工学論文集, 第46巻, pp. 296-300.
- 北野利一・山本陽平・喜岡 渉・間瀬 肇 (2001): 時間領域における入反射波分離法の試み, 海岸工学論文集, 第48巻, pp. 166-170.
- 山村易見・青木伸一・船橋 香 (1999): 入射波の方向分散を考慮した拘束長周期波の推定と自由長周期波の伝播特性, 海岸工学論文集, 第46巻, pp. 286-290.
- Huang, N. E., Z. Shen and S. R. Long (1999): A new view of nonlinear water waves: The Hilbert spectrum, Annual Rev. Fluid Mechanics, Vol. 31, pp. 417-457.