風波とうねり共存場における波浪発達と 高波の出現特性に関する研究

Effects of Swell on the Growth of Wind Waves and Extreme Wave Occurrence

森 信人¹・田中 遼²・中條壮大³・安田誠宏⁴・間瀬 肇⁵

Nobuhito MORI, Ryo TANAKA, Sota, NAKAJO, Tomohiro YASUDA and Hajime MASE

Since ship captured accidents have been frequently occurred around Japan, it is sometimes regarded as freak wave as a cause of these accidents. Generally effects of swell are not well considered for wind wave modeling and their contributions to wave height statistics are unknown. A series of the wind-wave experiments was carried out using a wind-wave tunnel and numerical experiments using spectral wave model were also conducted. The energy growth of pure windsea and swell-windsea fields are analyzed in detail. The swell effects on the wave statistics, such as kurtosis and skewness are investigated. The effects of swell enhance the extreme waves if the windsea energy is close to the swell.

1. 序 論

近年、日本近海において高波に伴う大規模な海難事故が頻発している。日本周辺においても、100tを超える船舶の沈没が報告され、幾つかの海難事故では、単に強風時の風波ではなく、うねりとの共存場（以下共存場と略記）による影響との指摘もある（Tamuraら、2009）。

これまで、風波・うねり間のエネルギー輸送については数多くの研究があり、例えばMasson（1993）は、二山スペクトルにおける非線形相互作用の数値計算を行い、非線形相互作用により数時間スケールで風波のエネルギーがうねり側に輸送されること、風波の角振動数の80%のうねりが40度の方向で重なるときに最も強い相互作用が起こることを示している。しかし、一般に波浪予測では、波浪スペクトルの発達・伝播・減衰が解かれるが、非線形相互作用 S_{nl} でのうねりの影響は無視される事が多い。また、風波については、Mori・Janssen（2011）が方向分散を考慮した高波の出現頻度の推定法を提案しており、その理解が進んでいるが、共存場における最大波等の統計的特性に対する関係は、数値計算が難しいために殆ど検討されていない（Gramstad・Trulsen, 2010）。

本研究では、共存場における水槽実験を行い、スペクトルの発達と最高波の関係について検討を行う。さらにスペクトル型波浪モデルを用いて数値計算を行い、共存場における波浪発達の再現精度についても検証を行う。

図-1 風洞水槽の概要

2. 研究方法

(1) 水槽実験の概要

水槽実験は、図-1に示す電力中央研究所に設置されている風洞装置付造波水槽（L75m×H1.5m×W0.9m）を用いて行った。風洞はオープンタイプ、造波機はピストンタイプを用い、図のように熱線風速計と波高計を用いて詳細な風速の鉛直プロファイル（20点）と水位（水平方向10測点）について計測した。実験は、純粋な風波だけの条件に加えて、うねりとして造波機を用いて波高 $H=2, 4, 6\text{cm}$ の規則波を造波し、うねりと同方向に風速 U を $0, 8, 12, 15\text{m/s}$ （ケース番号A～D）まで変化させて合計13ケース実施した。ここで示す風速 U は、計測された風速分布から U_{10} に換算した診断的代表的風速である。実験結果について、波浪スペクトル、波浪統計量、特に最大波の分布特性について解析した。

(2) 数値計算の概要

水槽実験と同一条件下で、スペクトル型波浪モデル（SWAN 40.81）を用いた数値実験を行い、共存場におけるスペクトルの発達を調べた。 S_{in} および S_{dis} については、一般的なLinear growthと白波碎波モデルを用い、非線形相互作用についてはうねりによる影響を見るためDIA法

1 正会員	博(工)	京都大学准教授	防災研究所
2 正会員	工修	西日本高速道路株式会社	
3 正会員	博(工)	京都大学特任助教	防災研究所
4 正会員	博(工)	京都大学助教	防災研究所
5 正会員	工博	京都大学教授	防災研究所

図-2 風波エネルギーの発達の比較 ($U=12\text{m/s}$)

およびRIAM法を用い、スペクトル変化について実験結果との比較を行った。離散化は、空間解像度0.5m、周波数36分割、方向35分割で行った。うねりは実験同様に規則波として風上側の側方境界条件として与えた。

3. スペクトルおよびエネルギーの発達

まず始めに、水槽実験結果のエネルギー変化について調べた。無次元においてはKitaigorodskiiの風波の相似則により、吹送距離 X 、エネルギー ε および角振動数 ω_p を重力加速度と U_{10} で無次元化した ($\sim$ は無次元量を示す)。実験装置の制約上、吹送距離は $\tilde{X} < 5$ である。

伝播に伴う風波成分の $\tilde{\omega}_p$ の変化は、初期変化を除いて一般的な風波とほとんど違いはなかった。エネルギーについては、今回の実験結果と既往の観測データ (Kahma・Calkoen, 1992) との比較を行った。観測データは、安定、不安定を問わず外洋や湖で得られたものをまとめて比較した。全エネルギーの発達について比較したところ、共存場ではうねりがあると高風速時に全エネルギーの発達が大きくなることがわかった (図は略)。エネルギーの配分を見ると、風速が8m/s以下ではうねりの成長は余り見られないが、12m/s以上になると顕著なうねりの発達が見られた。そこでスペクトルを、うねり成分と風波成分にわけ、それぞれの成分の発達について解析した。図-2は、 $U=12\text{m/s}$ のケースの風波成分の発達を調べたもので

図-3 うねりのエネルギー変化 (B: $U=8\text{m/s}$, C: $U=12\text{m/s}$)

あり、図の左下が今回の実験結果、右上が観測データであり、実線はKahma・Calkoen (1992) の経験式 $\tilde{\varepsilon}=2.1\tilde{X}^{-7}$ である。図より、順風時の共存場における風波成分の発達は風波だけの場合に比べて発達が遅く、風速が大きいほど抑制されることがわかる。これはうねりが存在することによるシェルタリング効果だと考えられ、後で議論するがこの傾向は波高や風速が大きいほど顕著であった。また、観測データと比較すると、今回の実験結果の風波は初期の発達が速い。これは代表風速のとり方により左右されるが、Kahamaら (1992) の経験式は $\tilde{X} > 500$ の条件下で使われており、水槽実験のような $\tilde{X} < 10$ である風波初期の発達の違いによるものと思われる。

図-3は、例として $U=8\text{m/s}$ および 12m/s の2種類の風速におけるうねり成分のエネルギーの発達を比較したものである。うねり成分のエネルギーは初期値で無次元化しており、吹送距離も無次元距離である。図より、 $U=8\text{m/s}$ の場合に比べて、 12m/s の場合のうねりのエネルギーの増加は非常に顕著である。図-2に示したように、このときの風波の増幅は抑えられており、高風速時のうねりへの選択的なエネルギーの輸送が見られる。

図-4は、 $U=12\text{m/s}$ および $H=4\text{cm}$ のケースにおける水槽実験の結果から得たスペクトルの時間発展を波浪モデルの計算結果とあわせて示したものである。共存場では、風波が発達しながらその代表周波数がうねりに近づき、またうねりは殆ど周波数を変化させないままエネルギーが増幅している様子がわかる。このときの風波スペクトルの高周波は $\tilde{f}^4$ に従っており、一般的な風波スペクトルとはほぼ一致する。また、共存場の風波成分のスペクトルは発達に伴って急峻になっていることがわかる。一方、スペクトル型波浪モデルによる数値実験は、 S_{nl} についてDIA法とRIAM法で計算した。DIA法ではエネルギーの大きなうねり側の非線形相互作用のみが計算されるため、風波側のエネルギー輸送が殆ど見られず、実験と大きく異なる結果が得られた。一方、RIAM法の結果は風

(a) 水槽実験結果

(b) 数値実験(DIA法)の結果

(c) 数値実験(RIAM法)の結果

図-4 共存場でのスペクトルの空間変化 ($U=12\text{m/s}$, $U=4\text{cm}$)

波側のエネルギー発達を比較的良く再現しており、2山スペクトルの発達が記述できている。しかし、細かく見ると両者とも $x < 20\text{m}$ ($\bar{x} < 5$) 初期の風波の再現性に悪く、これは S_m の問題だと思われるがここでは議論しない。

以上、順風の共存場におけるエネルギー発達に対する水槽および数値実験結果から、うねりが卓越する場合はうねりに選択的にエネルギーが集中し、風波の発達が抑えられることがわかった。また、数値実験では水槽実験に比べて風波成分の発達が過小評価されることがわかった。

(a) 全成分

(b) 風波成分

図-5 共存場における kurtosis と $H_{\max}/H_{1/3}$ の関係 (*: $U=8\text{m/s}$, $\bullet$: $U=12\text{m/s}$, 線: 非線形理論 (実線: $N=100$, 破線: $N=200$, 点線: $N=300$))

4. 共存場における最高波の特性

本節では、共存場における高波の出現特性の変化について検討する。波形についてはスペクトル法に基づく波浪モデルは適用できないため、水槽実験結果のみについて議論を行う。また、うねりとして造波した規則波の有無は、波浪統計量に大きな影響をあたえるため、以下では全成分および風波成分のみに分けて解析を行う。

高波の出現影響を与える水面変位の4次モーメントの kurtosis μ_4 と最高波高の関係について解析した。図-5は、 $H_{\max}/H_{1/3}$ と μ_4 の関係についてプロットしたものである。図-5(a) は全成分について、(b) はバンドパスフィルタ

図-6 共存場における風波成分のkurtosisとskewnessの関係

を用いて風波成分のみを取り出し、解析した結果である。また、図中の線は、波列の波の数 N を100, 200, 300と変化させた場合の非線形理論 (Mori・Janssen, 2006) の期待値である。

$$p_m(H_{max}) = \frac{N}{4} H_{max} e^{-\frac{H_{max}^2}{8}} [1 + \kappa_{40} A_H(H_{max})] \times \exp \left\{ -N e^{-\frac{H_{max}^2}{8}} [1 + \kappa_{40} B_H(H_{max})] \right\}, \quad (1)$$

ここで A_H , B_H は多項式を意味する。全成分では、一般的な風波同様に、共存場の $H_{max}/H_{1/3}$ と μ_4 においても相関がある。風速が12m/sの結果の方が、8m/sの場合よりも μ_4 は大きくなっており、 μ_4 が2.5を超えた領域では非線形理論にかなり近い分布を持つ。一方で、全成分を考慮した場合、うねり(規則波)が支配的な条件では、中心極限定理に基づく μ_4 は1.5に、 $H_{max}/H_{1/3}$ は1に漸近する。図-5(a)でも、低風速かつ吹送距離が短い条件のデータに着目するとこの傾向が見られ、風波成分が卓越するに従い、非線形不規則波理論に移移することがわかる。一方、図-5(b)に示した風波成分のみについての結果は、 μ_4 の平均値がやや3を下回り、ばらつきが大きいものの、 μ_4 に対して $H_{max}/H_{1/3}$ が単調増加となる傾向がわかる。風波成分のみでは、風速に対する大きな差異は見られなかった。風波成分の μ_4 が線形不規則波に対して全体的に低いのは、風波成分の取り出しによる影響、もしくは波齢が若すぎてスペクトルが非常に狭帯であったためと思われる。

上記のような最高波高の振る舞いが、2もしくは3次の非線形干渉によるものなのかを確認するために、 μ_4 と μ_3 の関係を調べた。図-6に示すのは、共存場における風波成分の μ_3 と μ_4 の関係である。図中の実線は、不規則波をStokes波の集合体であると近似した場合の μ_3 と μ_4 の関係

(a) 風波 ($H=0\text{cm}$) (b) 共存場の風波成分 ($H=4\text{cm}$)図-7 共存場における風波成分の波高の超過確率分布の変化 (条件: $U=12\text{m/s}$, 吹送距離の単位はm)

($\mu_4 = 8/3\mu_3^2 + 3$) であり、これに従えば波動場は2次の非線形干渉が支配的であると見ることができる。図-6からわかるように、共存場の風波成分の μ_3 - μ_4 は無相関に近く、この関係を満たさない。このため、 μ_4 は μ_3 と独立に変化していると思われる、3次の非線形干渉が支配的であると見ることができる。これは、図-4に示したスペクトルの発達の数値実験において S_{nl} に共存場のスペクトルの風波成分が鋭敏に反応することからも裏付けられる。一方、紙面の関係上図は省略するが、全成分を考慮すると μ_3 - μ_4 は弱相関を持つ。うねり成分は比較的安定であり、こちらは2次の非線形干渉が支配的であると思われる。

3次の非線形干渉によるkurtosisの変化は、高波の発生に大きな影響を与えることが知られている。そこで、波高の超過確率分布と風速およびうねりの波高の影響について解析を行った。図-7に示すのは、うねり無しの風波と共存場における風波成分の波高の超過確率分布の比較である。図中の実線は各計測点における値であり、色が濃くなるほど風下の計測点の結果である。図からわかる

図-8 共存場におけるうねり/風波エネルギー比 Er と風波成分のkurtosisの関係: $H=0\sim6\text{cm}$ (○: $U=12\text{m/s}$, *: $U=8\text{m/s}$, ■:うねりなし)

ように、波高分布の大きな波高部分 ($H/\eta_{rms}>4$) は変動が大きい、風波だけの実験ケースでは、 $H/\eta_{rms}>6$ となる高波は出現せず、 $H/\eta_{rms}>5$ となる高波の出現確率も最大で約1%であった。一方、共存場における波高分布は、基本的に風上から風下に向かって高波の出現頻度が増加している。図-7(b) に示すのはうねりの波高 $H=4\text{cm}$ の例であり、最も風下側の $x=46.55\text{m}$ ($\bar{X}=3$) では $H/\eta_{rms}>5$ となる高波の出現確率は約4%であり、 $H/\eta_{rms}>6.5$ を超える最高波も計測されている。但し、図に示すように全体的にRayleigh分布を大きく下回っており、先に述べたように今回の解析では、風波成分の平均的なkurtosisが小さくなったためである。通常の風波の波高分布はRayleigh分布をやや下回る程度であり、図-7の結果は相対的なものとして見るべきである。

上記のように、共存場の風波成分では、純粋な風波よりも高波の出現頻度が増加する。この関係を評価するために、うねりエネルギーと風波エネルギーの比 Er を説明変数として、これと波浪統計量の関係を調べた。skewnessについては、風波と比べて共存場において影響は見られなかった。一方、kurtosisは Er に応じて顕著な変化が見られた。図-8に示すのはその結果であり、 Er と風波成分の μ_4 の関係を示している。図より、うねりエネルギーが支配的になると ($Er \rightarrow$ 大) kurtosisが小さくなるとともに高波の出現頻度が減少し、逆にうねりエネルギーが相対的に小さくなるとkurtosisが大きくなり、高波の出現頻度が増加する。但し、純粋な風波と比較すると、 Er が非常に小さい共存場の風波成分のkurtosisはかなり大きく、風波の発達時にうねりが存在するかどうか大きな影響をあたえることがわかる。これは、図-4(a) に示したように、うねりが存在する場合の風波成分のスペクトルは、

風波成分のピーク周波数がうねりのピーク周波数に近づくに従って急峻になり、3次の非線形相互作用による高波の発生条件 (Mori・Janssen, 2006) を満たすようになるためである。本研究では、うねりとして規則波を用いたが、うねりとして挟帯スペクトルを持つ不規則波を与えた場合、うねり自体も伝播に伴い非線形干渉の影響を受けるため、実際には図-7の Er と μ_4 の関係はかなり複雑になることが予想される。

5. 結 論

うねりと風波の共存場におけるエネルギーの発達特性と高波の出現に関する水槽および数値実験を行った。順風の共存場における風波成分の発達、風波だけの場合に比べて発達が遅く、風速が大きいほど抑制されるという結果が得られた。さらに、共存場では、風波が発達しながら挟帯化する一方で、うねりは殆ど周波数を変化させないままエネルギーを受け取ることがわかった。数値実験により、共存場における風波成分の発達は非線形相互作用項に強く依存し、DIA法では評価が難しいことがわかった。

一方、共存場における風波成分の高波の出現頻度は、純粋な風波における高波の出現頻度よりも大きく増加する。これは、うねりが存在する場合、風波成分のピーク周波数がうねりのピーク周波数に近づくに従ってスペクトルが挟帯化するためであり、少なくとも波齢が若い場合の共存場の高波出現については、3次の非線形干渉が支配的であることがわかった。

謝辞：本研究の一部は、科学研究費補助金のサポートによる成果である。ここに感謝の意を表す。

参 考 文 献

- Gramstad, O. and K. Trulsen (2010): Can swell increase the number of freak waves in a wind sea?, *Journal of Fluid Mechanics*, 650, pp.57-79.
- Kahma, K.K. and Calkoen, C.J. (1992): Reconciling discrepancies in the observed growth of wind-generated waves, *Journal of Physical Oceanography*, Vol.22, No.12, pp.1389-1405.
- Masson, D. (1993): On the nonlinear coupling between swell and wind waves, *Journal of Physical Oceanography*, Vol.23, No.6, pp.1249-1258.
- Mori, N. and P.A.E.M. Janssen (2006): On kurtosis and occurrence probability of freak waves, *Journal of Physical Oceanography*, Vol.36, No.7, pp.1471-1483.
- Mori, N., M. Onorato and P.A.E.M. Janssen (2011): On the estimation of the kurtosis in directional sea states for freak wave forecasting, *Journal of Physical Oceanography*, doi: 10.1175/2011JPO4542.1, 印刷中.
- Tamura, H. and T. Waseda and Y. Miyazawa (2009): Freakish sea state and swell-windsea coupling: Numerical study of the Suwa-Marui incident, *Geophysical Research Letters*, 36