

異常波浪の出現と非線形干渉の関係について

森 信人*・Peter A. E. M. Janssen**

アンサンブル平均した Zakharov 方程式と弱非線形 Gauss 過程を組み合わせることにより, Freak Wave の発生頻度を定式化した。予測式は水面変位から求められる Kurtosis と波の数の関数で表わされ, Kurtosis の変化は Freak Wave の発生を大きく増加させる。波の数を固定化した場合, Kurtosis が 0~0.5 増加すると, Freak Wave の発生頻度は Gauss 理論と比べて 10~50% 以上増加する。Freak Wave の発生と方向スペクトルの関係は明確であり 3 次の非線形干渉が重用であることが示された。

1. 緒 言

90 年前半に議論が盛んに行われた Freak wave についての研究 (例えば Dean, 1990) は, 一般的な外洋における発生原因として, 3 次以上の高次の非線形干渉の影響が大きいと報告 (Yasuda *et al.*, 1992) された以降, 数値シミュレーションおよび理論, 共に大きな進展は見られなかった。しかし, 北海における FPSO の建設など大規模な海洋開発が進む中で, Freak wave に代表される異常波浪の出現頻度やその力学的特性を定量的に評価する必要性が高まり, 2000 年以降, 2 度の国際会議が開かれている (Olagnon and Athanassoulis, 2000; Olagnon, 2004)。

Benjamin-Feir 不安定に代表される高次の非線形干渉による波動場の不安定性は, 波形の類似性から Freak wave との関係が疑われてきた。しかし, 大水深域を伝播する不規則波の不安定性は Alber and Saffman (1978) により一旦否定されている。ところが, Janssen (2003) は Zakharov 方程式を用いたモンテカルロシミュレーションを行い, 3 次の非線形干渉と Freak wave の関係について調べ, 不規則波についても 3 次の非線形干渉が Freak wave の発生に深く関わっていることを明らかにしている。2005 年度の現時点では, 海流や地形の影響が無視できる外洋では, 3 次の非線形干渉の影響により Freak wave が発生するとの見方が主流となり, Rayleigh 分布に代表される線形短期統計理論との違いを定量的に評価することが必要とされている (例えば Mori and Janssen, 2004)。

本研究では, Freak wave を有義波高の 2 倍を超える最大波として定義し, Gauss 過程・Rayleigh 分布からの乖離を異常波浪と考え, 3 次の非線形干渉と異常波浪の出現特性の関係について明らかにする。まず始めに, 非線形干渉によって発達する Freak wave の出現特性を把握

するため, 方向スペクトルと水面変位の高次モーメントの関係について定式化を行う。ついで, 水面変位の高次モーメントを軸に最大波高分布を求め, Freak wave の出現とスペクトル形状の関係について明らかにする。

2. 非線形干渉による水面変位の高次モーメントの変化と Freak wave の関係

(1) 高次モーメントと非線形干渉の関係

エルゴード仮定を満たし, 大水深域を伝播する均一場における不規則波動を対象とする。この場合, 水面変位 $\eta(\vec{x}, t)$ は次式のようにフーリエ表現される。

$$\eta = \int_{-\infty}^{\infty} d\vec{k} [a(\vec{k}) + a^*(-\vec{k})] e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}} \dots \dots \dots (1)$$

ここで $a(\vec{k}) = \sqrt{(\omega/2g)} B(\vec{k}, t)$ は複素フーリエ振幅, $B(\vec{k}, t)$ はアクション密度, $\vec{k}$ は波数ベクトル, k は波数ベクトル長, ω は $\omega = \sqrt{gk}$ となる分散関係式である。議論の出発点として 4 波共鳴干渉まで考慮した Hamiltonian を考える。

$$\begin{aligned} H = & \int \omega_0 a_0 a_0^* dk_0 \\ & + \int U_{012}^{(1)} (a_0 a_1^* a_2^* + a_0^* a_1 a_2) \delta_{0-1-2} dk_{012} \\ & + \frac{1}{3} \int U_{012}^{(2)} (a_0^* a_1^* a_2^* + a_0 a_1 a_2) \delta_{0+1+2} dk_{012} \\ & + \frac{1}{2} \int V_{0123}^{(2)} a_0^* a_1^* a_2 a_3 \delta_{0+1-2-3} dk_{0123} \dots \dots \dots (2) \end{aligned}$$

ここで係数 U および V は Krasitskii (1994) によるものであり, 例えば $U_{012}^{(1)} = U^{(1)}(\vec{k}_0, \vec{k}_1, \vec{k}_2)$ となる。正準変数 $B = B(b, b^*)$ を導入し, 正準変換を行うことによりアクション $b(\vec{k})$ に関する発展方程式である Zakharov 方程式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{\partial b_1}{\partial t} + i\omega_1 a_1 = & -i \int d\vec{k}_{2,3,4} T_{1,2,3,4} b_2^* b_3 b_4 \delta_{1+2-3-4} \\ & \dots \dots \dots (3) \end{aligned}$$

ここで $b_1 = b(\vec{k}_1)$, $T_{1,2,3,4}$ は 4 波干渉についての非線形核関数である (Krasitskii, 1994)。式 (3) により不規則

* 正会員 博(工) 大阪市立大学講師大学院工学研究科
** Ph.D The European Centre for Medium-Range Weather Forecasts

波は Gauss 過程から変化することになる。\$T_{1,2,3,4}\$ の効果、つまり 3 次の非線形干渉により kurtosis が変化することが報告されている (Mori and Yasuda, 2001)。

定常かつ均一場ではアンサンブル平均を考慮ことができ、一般的なアクション密度 \$N(\vec{k})\$ を導入する。

$$\langle a_1 a_2^* \rangle \frac{\omega}{2g} N_1 \delta(\vec{k}_1 - \vec{k}_2), \text{ and } \langle a_1 a_2 \rangle = 0 \dots \dots (4)$$

ついで、水面変位 \$\eta\$ の包絡振幅 \$A\$ と位相 \$\phi\$ を考え、\$\eta\$ の補助変数として、\$\eta\$ を Hilbert 変換した \$\zeta\$ を考える。線形波では両者は無相関であり、\$\langle \eta \zeta \rangle = 0\$ となる。\$\eta\$ の平均値を 0、2 次モーメントを \$\mu_2 = \langle \eta^2 \rangle = m_0\$ とおくと、\$\eta\$ についての 4 次モーメント \$\mu_4\$ は次式で与えられる (Janssen, 2003; Onorato, 2005)。

$$\begin{aligned} \kappa_{40} = & \kappa_{30} + \frac{12}{g^2 m_0^2} \int d\vec{k}_{1,2,3,4} T_{1,2,3,4} \sqrt{\omega_1 \omega_2 \omega_3 \omega_4} \\ & \times \delta_{1+2-3-4} R_r(\Delta\omega, t) N_1 N_2 N_3 \\ & + \frac{A}{g^2 m_0^2} \int d\vec{k}_{1,2,3} K_{1,2,3,1,2,3} N_1 N_2 N_3 \dots \dots (5) \end{aligned}$$

ここで \$\kappa_{30}\$ および \$\kappa_{40}\$ は \$\eta_{rms}\$ で無次元化した水面変位の 3 および 4 次のキュムラント (\$\kappa_{40} = \mu_4 - 3\$), \$\Delta\omega = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4\$, \$A\$ は定数, \$K_{1,2,3,1,2,3}\$ は 2 次の非線形核関数から導かれる項, \$R_r = (1 - \cos(\Delta\omega t)) / \Delta\omega\$ は非線形エネルギー輸送関数で \$r \rightarrow \infty\$ の場合に \$R_r \rightarrow P / \Delta\omega\$ となる (\$P\$ は式 (5) の積分の特異値を除いた主値)。式 (5) の第 1 項はガウス過程、第 2 項は自由波、第 3 項は拘束波による 4 次キュムラントの変化を示している。拘束波を無視し、自由波のみを考えると式 (5) は次式のようになる。

$$\begin{aligned} \kappa_{40} = & \frac{12}{g^2 m_0^2} \int d\vec{k}_{1,2,3,4} T_{1,2,3,4} \sqrt{\omega_1 \omega_2 \omega_3 \omega_4} \delta_{1+2-3-4} \\ & \times R_r(\Delta\omega, t) N_1 N_2 N_3 \dots \dots (6) \end{aligned}$$

これより、アクション密度 \$N(\vec{k})\$ が与えられると、非線形核関数 \$T_{1,2,3,4}\$ により 4 波相互作用による kurtosis の変化が求められる。

さらに、\$\eta\$ と \$\zeta\$ の相関を考えると、式 (4) の 2 番目の式より

$$\begin{aligned} \langle \eta \zeta \rangle = & -i \int_{-\infty}^{\infty} d\vec{k}_{1,2} \left[-\langle a_1 a_2^* \rangle e^{i(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \vec{x}} \right. \\ & \left. + \langle a_2 a_1^* \rangle e^{i(\vec{k}_2 - \vec{k}_1) \cdot \vec{x}} \right] \dots \dots (7) \end{aligned}$$

となる。それゆえ、2 次の結合キュムラント \$\kappa_{22}\$ は \$\kappa_{40}\$ と次の関係を持つ。

$$\kappa_{22} = \frac{\langle \eta^2 \zeta^2 \rangle}{m_0^2} - 1 = \frac{1}{3} \kappa_{40} \dots \dots (8)$$

(2) 挟帯スペクトル近似

上記ではアクション密度 \$N(\vec{k})\$ を用いていたが、工学的には周波数スペクトルが広く用いられる。そこで波

数スペクトル \$F(\vec{k})\$ と周波数スペクトル \$E(\omega, \theta)\$ を用いると、式 (6) は次式のように書き換えられる。

$$\begin{aligned} \kappa_{40} = & \frac{12g}{m_0^2} P \int d\theta_{1,2,3} d\omega_{1,2,3} T_{1,2,3,4} \sqrt{\frac{\omega_4}{\omega_1 \omega_2 \omega_3}} \frac{E_1 E_2 E_3}{\Delta\omega} \\ & \dots \dots (9) \end{aligned}$$

ここで \$\omega_4 = \sqrt{g |\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_3|}\$ である。スペクトルが \$\omega = \omega_0\$ および \$\theta = \theta_0\$ 周りで局在する仮定し、式 (9) を近似する。この場合、\$\omega_4\$ は、

$$\omega_4 = \{ |\omega_1^2 + \omega_2^2 - \omega_3^2| \}^{1/2} \dots \dots (10)$$

となり、式 (9) は \$\theta\$ に独立と見なせる。そこで、\$E(\omega, \theta) \rightarrow E(\omega)\$ と置き換えると、

$$\begin{aligned} \kappa_{40} = & \frac{12gk_0^3}{m_0^2} P \int d\omega_1 d\omega_2 d\omega_3 \\ & \sqrt{\frac{\omega_4}{\omega_1 \omega_2 \omega_3}} \frac{E(\omega_1) E(\omega_2) E(\omega_3)}{\Delta\omega} \dots (11) \end{aligned}$$

と近似される。

ついで、挟帯スペクトルを持つ 1 方向不規則波の周波数スペクトル \$E(\omega)\$ を正規分布で次式のように近似した場合を考える。

$$E(\omega) = \frac{m_0}{\sigma_\omega \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2} \nu^2} \dots \dots (12)$$

ここで \$\nu = (\omega - \omega_0) / \sigma_\omega\$ は、スペクトル幅で正規化した周波数であり、スペクトル幅について微小量 \$\Delta = \sigma_\omega / \omega_0\$ を導入する。式 (11) は \$\nu\$ および \$\Delta\$ を用いて次式のように書き換えられる。

$$\begin{aligned} \kappa_{40} = & \frac{24\varepsilon^2}{\Delta^2} P \int d\nu_1 d\nu_2 d\nu_3 \frac{e^{-\frac{1}{2}(\nu_1^2 + \nu_2^2 + \nu_3^2)}}{(2\pi)^{3/2} (\nu_1 + \nu_2 - \nu_3)^2 - \nu_1^2 - \nu_2^2 + \nu_3^2} \\ & \dots \dots (13) \end{aligned}$$

ここで \$\varepsilon = k_0 \sqrt{m_0}\$ は代表波形勾配である。式 (13) より、挟帯スペクトルを持つ一方向に伝播する不規則波では、\$\kappa_{40}\$ は波形勾配 \$\varepsilon\$ とスペクトル幅 \$\Delta\$ の両者に依存する。このため、4 次モーメントの値は、非線形性が強くなると増加し、スペクトル幅が広がると減少する。Alber and Saffman (1978) が示したように、重力波の伝播には非線形干渉によるエネルギー集中 (\$\varepsilon\$) と線形分散 (\$\Delta\$) が重要な役割を果たす。そこで、Janssen (2003) が導入した Benjamin Feir Index (BFI) を用いて式 (13) を書き換えると次式のようになる。

$$\kappa_{40} = \frac{\pi}{\sqrt{3}} BFI^2 \dots \dots (14)$$

$$BFI = \frac{\varepsilon}{\Delta} \sqrt{2} \dots \dots (15)$$

深海不規則波の不安は \$BFI > 1\$ で生じることになる。挟帯スペクトルを持つ弱非線形波では、\$BFI = O(1)\$ であり、4 次モーメントに及ぼす自由波による非線形干渉の影響は、拘束波より大きくなる (Mori and Janssen,

2005). 式 (14) は, 合田のスペクトル幅パラメータ Q_p を用いると次式のように書き換えられる.

$$\kappa_{40} = \frac{2\pi^2}{\sqrt{3}} k_p^2 m_0 Q_p^2 \dots\dots\dots (16)$$

$$\propto \frac{H_{1/3}^2 Q_p^2}{T_{1/3}^4} \dots\dots\dots (17)$$

さらに鳥羽の3/2乗則を適用すると $\kappa_{40} \propto Q_p^2/H_{1/3}^2$ となる. これらの関係より, 発達した風波における κ_{40} は, u_* で無次元化した波高 H_* が大きくなると減少し, スペクトル幅が先鋭化すると逆に増大することがわかる.

(3) 挟帯スペクトルを持つ弱非線形不規則波の最大波高分布と Freak wave

前節では, Zakharov 方程式の非線形核関数を用いて, 均一場における不規則波のスペクトルと4次モーメントの関係について検討を行った. 本節では, 挟帯スペクトルを持つ弱非線形不規則波を対象に, 4次モーメントの変化を考慮した波高分布と最大波高分布を導出し, Freak wave の出現頻度との関係を調べる.

まず始めに, 前節(2)で対象とした1方向を伝播する挟帯スペクトルを持つ不規則波を対象に, 水面変位 $\eta(t)$ とその補助変数 $\zeta(t)$ を考え, その分散を σ とおく.

$$Z(t) = \eta(t) + i\zeta(t) = A(t)e^{i\phi(t)} \dots\dots\dots (18)$$

ここで A および ϕ は包絡波形の振幅と位相を示す. 水面変位の確率密度関数 (PDF) が中心極限定理よりややずれ, Edgeworth 分布を持つと仮定する. η と ζ が無相関である場合, 次式の結合確率密度分布が導かれる.

$$p(\eta, \zeta) = \frac{1}{2\pi} \exp\left[-\frac{1}{2}(\eta^2 + \zeta^2)\right] \times \left[1 + \frac{1}{3!} \sum_{n=0}^3 \frac{3!}{(3-n)!n!} \kappa_{(3-n)n} H_{3-n}(\eta) H_n(\zeta) + \frac{1}{4!} \sum_{n=0}^4 \frac{4!}{(4-n)!n!} \kappa_{(4-n)n} H_{4-n}(\eta) H_n(\zeta)\right] \dots\dots\dots (19)$$

ここで H_n は n 次の Hermite 多項式であり, 全ての変数は水面変位の分散 $\sigma = m_0^{1/2}$ で無次元化される. η と ζ を A と ϕ に変数変換し, 位相 ϕ について $[0, 2\pi]$ で積分すると, 包絡線振幅 A についての PDF が得られる. 式 (19) の第1次近似では Rayleigh 分布 $A \exp(-A^2/2)$ が得られ, 2次の項まで考慮すると skewness (κ_{30}) の効果が入り, $\kappa_{30} \approx 0$ と近似して3次の項まで展開すると次式を得る.

$$p(A) = A e^{-\frac{1}{2}A^2} \left[1 + \frac{1}{3} \kappa_{40} \left(1 - A^2 + \frac{1}{8} A^4\right)\right] \dots\dots\dots (20)$$

ここで η と ζ の2次相関 κ_{22} には式(8)で得られた関係を用いた. skewness が $O(\epsilon)$ の大きさを持つのに対し, kurtosis は $O(\epsilon^2)$ であるから, 振幅 A の PDF では skewness 無視の仮定は問題が大きい. しかし, 波高 H を振幅の2乗 ($H = 2A$) と定義した場合, skewness の

影響は波峰と波谷で相殺されるため, 影響は少ないと考えられる. 式 (20) より, 波高についての PDF と超過確率分布は次式で得られる.

$$p(H) = \frac{1}{4} H e^{-\frac{1}{8}H^2} [1 + \kappa_{40} A_H(H)] \dots\dots\dots (21)$$

$$P_H(H) = e^{-\frac{1}{8}H^2} [1 + \kappa_{40} B_H(H)] \dots\dots\dots (22)$$

$$A_H(H) = \frac{1}{384} (H^4 - 32H^2 + 128) \dots\dots\dots (23)$$

$$B_H(H) = \frac{1}{384} H^2 (H^2 - 16) \dots\dots\dots (24)$$

ついで, 弱非線形場における最大波高の分布を求める. 波列中の波の数 N が十分大きい場合, 式 (21) より最大波高の PDF: $p_m(H_{max})$ およびその超過確率分布 $P_m(H_{max})$ は次式のように求められる.

$$p_m(H_{max}) dH_{max} = \frac{N}{4} H_{max} \xi \exp(-N\xi) dH_{max} \dots\dots\dots (25)$$

$$\xi = e^{-\frac{H_{max}^2}{8}} \left[1 + \kappa_{40} B_H(H_{max})\right] \dots\dots\dots (26)$$

$$P_m(H_{max}) = 1 - \exp\{-N e^{-\frac{H_{max}^2}{8}} [1 + \kappa_{40} B_H(H_{max})]\} \dots\dots\dots (27)$$

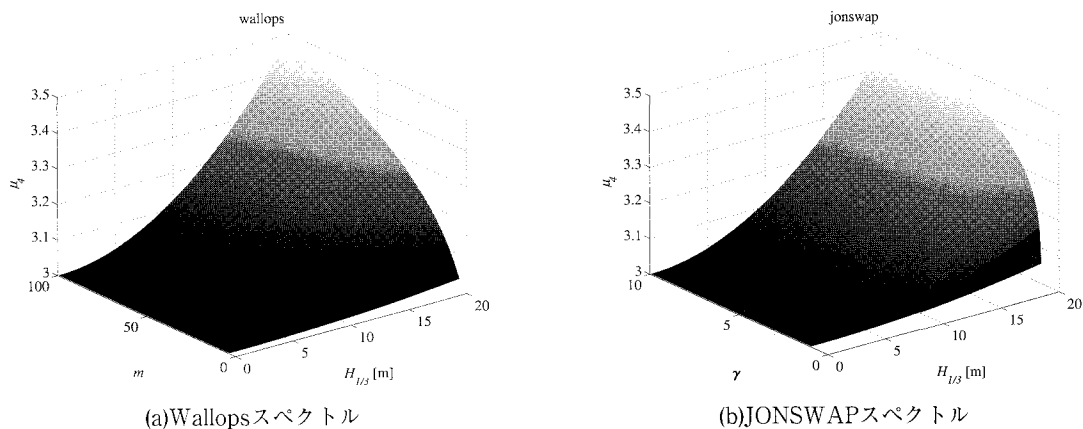
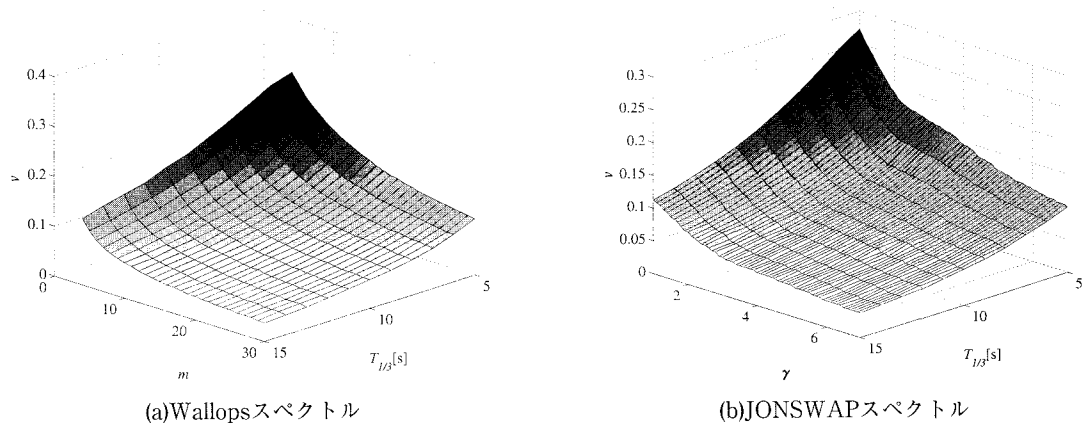
式 (25) および式 (27) より, 最大波高の分布は, 波の数 N と4次のキユムラント κ_{40} (もしくは kurtosis) の関数となる. 線形不規則波は $\kappa_{40} = 0$ であり, この場合, 両式は Rayleigh 分布に基づく理論に一致する. さらに, Freak wave の条件を1つの波列中の最大波 H_{max} が有義波高の2倍を超えると設定し, $H_{max}/m_0^{1/2} > 8$ と与えることにより Freak wave の発生頻度 P_{freak} が求められる.

$$P_{freak} = 1 - \exp[-\alpha N (1 + 8\kappa_{40})] \dots\dots\dots (28)$$

ここで $\alpha = e^{-8}$ である. 式 (28) より非線形性の Freak wave の出現頻度への影響は, 線形理論と比較しても十分大きく, 例えば $\kappa_{40} = 1/8$ ($\mu_4 = 3.125$) の場合, 非線形効果は線形理論と同じオーダーとなる. $\mu_4 = 3.125$ は実際に現地観測される程度の大きさであり, Freak wave を1つの波列中の最大波として考える限り, 波の数 N だけでなく kurtosis も考慮すべき重要なパラメータとなる.

3. 結果と考察

前章で行った理論展開により, 式(9)や式(14)よりスペクトル形状から kurtosis の値を推定することが可能であり, 推定された kurtosis を式 (28) に代入することにより, $H_{max} \geq 2 \times H_{1/3}$ となる Freak wave の出現頻度を予測することが可能であることがわかった. 以下では, 具体的なスペクトル形状を与えて kurtosis の変化を調べ, スペクトル形状と Freak wave の関係につ

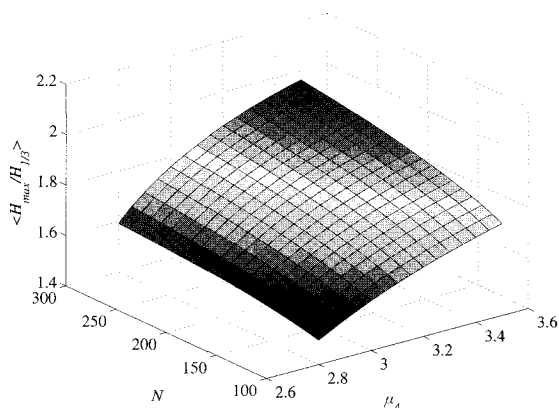
図-1 スペクトル形状パラメータと kurtosis μ_4 の関係 ($T_{1/3}=10$ s)図-2 スペクトル形状パラメータと ν の関係

いて明らかにする。

まず始めに、スペクトル形状と非線形干渉による kurtosis の変化をについて、Wallops スペクトルのスペクトル幅パラメータ m と JONSWAP スペクトルのスペクトル幅パラメータ γ を変化させた場合の kurtosis への影響を調べる。図-1 に示すのは、 μ_4 および $H_{1/3}$ と Wallops および JONSWAP スペクトル形状パラメータとの関係である。 μ_4 は、一方向波列、 $T_{1/3}=10$ s と仮定し、式(6)を数値積分することにより計算した。周期を固定した場合、 μ_4 は $H_{1/3}$ および γ が増加すると曲線的に増加する。これは、 $T_{1/3}$ を固定した場合には、式(17)の関係より $\mu_4 \propto H_{1/3}^2 Q_p^2$ となるためである。Wallops スペクトルの場合は、 m の増加に伴い μ_4 も線形に近い関係で増加する。図-1(a)に示すように、 $T_{1/3}=10$ s の場合、 μ_4 は $H_{1/3} \geq 10$ m で有意な値を取るようになる。一方、JONSWAP スペクトルの場合、 $\gamma \leq 6$ の範囲では、 γ が増加すると μ_4 が急激に増加する。 γ に対して μ_4 が鋭敏に反応するのは、JONSWAP スペクトルが比較的小さい γ の値に対してピーク周波数周りの形状変化が大きいため

である。図より、例えば $H_{1/3}=10$ m、 $T_{1/3}=10$ s の波列では、 $\gamma=1$ の場合 μ_4 は 3.04 となり、 γ が 7 まで増加すると μ_4 は 3.11 となる。式(17)で行った議論より、 $\mu_4 \propto T_{1/3}^3$ であるから、短周期の波列の方が非線形干渉による kurtosis 増加の影響は大きく現れる。

ついで、狭帯スペクトル理論と比較するため、Wallops スペクトルのスペクトル幅パラメータ m および JONSWAP スペクトルのスペクトル幅パラメータ γ と両スペクトルを Gauss 分布で近似した場合の形状母数 ν の関係を調べた。Gauss 分布の形状母数 ν の値は最小 2 乗法により数値的に求めた。図-2 に示すのはその結果である。Wallops スペクトルと比較して、JONSWAP スペクトルの方がスペクトル幅パラメータの変化させたときの ν の変化量大きい。狭帯スペクトル近似した場合の kurtosis についての近似である式(14)より、 ν が大きくなるほど kurtosis の値も大きくなる。図-1 で示したように、kurtosis は JONSWAP スペクトルのスペクトル幅パラメータ γ の変化に鋭敏であり、この傾向は ν でも明瞭に見ることができる。

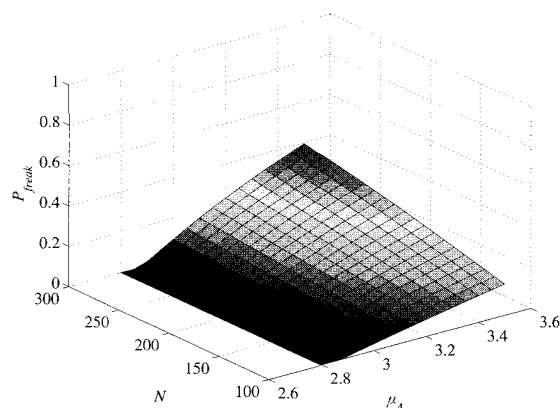
図-3 $\langle H_{max}/H_{1/3} \rangle$ と μ_4 および N の関係

kurtosis の変化を通してあらわれる最大波高の分布の一般的な振る舞いを見るため、 $H_{max}/H_{1/3}$ の期待値 $\langle H_{max}/H_{1/3} \rangle$ と μ_4 および波の数 N の関係を調べた。図-3 に示すのはその結果であり、 $\langle H_{max}/H_{1/3} \rangle$ については式 (25) より数値的に求めた。図より、 $\langle H_{max}/H_{1/3} \rangle$ は μ_4 および N に対して単調増加の傾向があることがわかる。また、先に理論的に考察したように、図に示す値の範囲では N と μ_4 は、最大波高の出現にほぼ同じオーダーの影響を持つことがわかる。 $\mu_4 = 3.5$ 、 $N = 300$ のケースでは、 $\langle H_{max}/H_{1/3} \rangle$ は 2 に漸近し、Freak wave の条件がほぼ期待値となる。

最後に、図-4 に示すのは Freak wave の発生頻度 P_{freak} と μ_4 および N の関係である。 N については一般的な 20 分の観測で得られる波の数を想定し、 μ_4 についても弱非線形と思われる範囲について考える。この範囲の μ_4 および N では、 P_{freak} の値は両者についてほぼ線形的に増加する傾向があり、 μ_4 が 3.2 を超えてくると P_{freak} の大きさも有意な値となる。また、波の数についても同様な傾向があり、定時間の観測結果より Freak wave の出現頻度について見ると、波の数が多し、一定時間の観測記録から見ると、周期の短い波列ほど Freak wave の出現頻度が増加することになる。

4. 結 語

挟帯スペクトルを持つ不規則波では、kurtosis などの水面変位の高次モーメントは自由波共鳴および非共鳴の非線形相互作用によって決定される。本研究では、kurtosis やこれに関連した高次モーメントが非線形核関数とどのような関係にあるのかについて検討を行った。ついで、非線形挟帯波を対象に kurtosis の影響を考慮した最大波高の分布を導出し、 H_{max} が $H_{1/3}$ の 2 倍を超えると定義した場合の Freak wave の発生と kurtosis と波の数の関係について調べた。その結果、以下の結論が得ら

図-4 Freak wave の発生頻度にあはす μ_4 および N の影響

れた。

- 水面変位に関する 2 次の結合キュムラント κ_{22} は 4 次のキュムラントと κ_{40} の 1/3 の値を持つ。
- 弱非線形を考慮した最大波高の分布では波の数と kurtosis は同じオーダーの寄与を持つ。
- Freak wave の発生頻度と kurtosis の関係は明瞭であり、Freak wave の発生は 3 次の非線形干渉と密接に関連している。

本研究で導かれた理論についての検証は不十分であり、現地観測データによる検証を行う必要がある。また、ここで得られた結果は Freak wave だけでなく、最大波高の予測にも適用可能であり、順次研究を展開して行きたい。

参 考 文 献

- Alber, I. and P. Saffman (1978) : Stability of random nonlinear deepwater waves with finite bandwidth spectra, Technical Report 31326-6035-RU-00, TRW Defense and Space System Group., 120p.
- Dean, R. (1990) : Freak waves: a possible explanation, A. Tørum and O. Gudmestad (Eds.), Water wave kinematics, Kluwer Academic Pub., pp. 609-612.
- Janssen, P. (2003) : Nonlinear four-wave interactions and freak waves, J. Phys. Oceanogr., 33, pp. 2001-2018.
- Krasitskii, V. (1994) : On reduced equations in the Hamiltonian theory of weakly nonlinear surface waves, J. Fluid Mech, 272, pp. 1-20.
- Mori, N. and P. Janssen (2004) : Dependence of freak wave occurrence on kurtosis, Rogue Waves 2004, IFREMER, Brest, in press.
- Mori, N. and P. Janssen (2005) : On kurtosis and occurrence probability of freak waves, J. Phys. Oceanogr., submitted.
- Mori, N. and T. Yasuda (2001) : Effects of high order nonlinear wave-wave interactions on random waves, Rogue Waves 2000, IFREMER, Brest, pp. 229-244.
- Olagnon, M. (Ed.) (2004) : Rogue Waves 2004, IFREMER, in press.
- Olagnon, M. and G. Athanassoulis (Eds.) (2000) : Rogue Waves 2000, IFREMER, 400p.
- Onorato, M. (2005) : On deviation from Gaussian statistics from surface gravity waves, private communication.
- Yasuda, T., N. Mori, and K. Ito (1992) : Freak waves in a unidirectional wave train and their kinematics, Proc. of the 23th Int. Conf. on Coastal Eng., Vol.1, ASCE, Venice, pp. 751-764.