数理解析研究所講究録
1483巻 2006年 14-23

海面波動研究の歴史と今後の課題
—非線形波動現象の予測の必要性について—

東京大学工学系研究科環境海洋工学専攻　早稲田　卓爾（Takuji Waseda）
Environmental and Ocean Engineering,
The University of Tokyo

1. はじめに

波浪予測は、海洋・気象の予測研究のなかで最も歴史が古く、第二次世界大戦時の連合国軍によるノルマンディー上陸の際にSverdrup-Munkの理論が用いられたことは、良く知られている。その後、波浪力学の飛躍的な発展により、現在は、全球における波浪の予測が、日常的に行われている。本講演では、波浪予測の歴史を予測モデルの諸物理過程を概説することで振り返り、これからの課題を探る(2節)。次に、応用数学・物理実験の分野で盛んに研究されたストークス波の不安定(Benjamin-Feir不安定)について概説し、このような理想化された波浪力学研究から何がわかったかを検証する(3節)。そして、これからの波浪予測で、気象・海洋学的見地から、また、海洋開発など応用面においてどのようなことが求められているかを4節にまとめる。

2. 波浪予測モデルを構成する諸物理過程

第3世代波浪予測モデルは、波浪スペクトルEの発達方程式を数値的に解く。左辺は波浪の伝播、右辺のエネルギーソース項は、風による成長、非線形相互作用、エネルギー散逸をパラメタライズしたものである。

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{E}{\sigma}\right)+\nabla\cdot\left(\left(\mathbf{c}_g+\mathbf{u}\right)\frac{E}{\sigma}\right)=\frac{1}{\sigma}\left(S_{in}+S_{nl}+S_{ds}\right) \qquad (1)$$

以下、各物理過程について概説する。

2.1 風による成長

第三世代波浪モデルでは、風によるエネルギー増加率は波浪エネルギーに比例する、

$$S_{in}=\beta E \qquad (2)$$

すなわち、波浪は風の作用で指数関数的に成長すると仮定している。その成長率βは、風速や波齢などの関数として経験的に求められたものであるが、基本となる考え方は、Miles（1957）の不安定理論であり、これまでも、実験や観測データとの比較により、実証されている（Komen et al. 1994）。

しかしながら、実際の波浪の周りの風の場は非常に複雑であり、Miles理論で仮定されたような一様な乱流場という仮定は正しくない。例えば、Banner & Melville (1976)では、波浪が砕波しているかどうかにより、波頂からの流れの剥離が決定するということを実験的に求めている。Kawamura & Toba (1988)では、水槽実験による可視化により、波浪の発達と空気乱流のバースティングが関係することを示した。このような複雑な空気境界層を様々な場合に分け、Miles理論の補正をBelcher & Hunt (1993)が試みている。水粒子の運動、自由表面の粗度の変化、有限な波形勾配などの効果を考えている。

振幅がそれなりに大きい重力波では、風の流れも非常に複雑であるが、振幅が小さく、波長の短い表面張力—重力波の生成と発達過程はMilesの理論の検証に適している。

Valenzuela (1976)により、Miles の理論は空気と水が結合した系における粘性境界層の不安定問題として拡張され、Kawai (1979)が、そのせん断不安定理論が、風波の初期発生を説明しうることを実験と数値計算により確かめた。この初期波の特徴は、1次元的（一進行方向）であることだが、その後2次元的な波浪が発生することが、Waseda(1997)による水槽実験で確かめられた。Waseda は、初期波より低周波の波浪エネルギーが、初期波の周期と相関無く発達することを示し、その低周波エネルギーが空気の乱流の発達と関連があり、Phillips（1957）の共鳴理論で解釈できることを示した。これは、Janssen（1986）による有限振幅波の Period Doubling の理論とは異なる結論であり、波浪の発達と同時に起きる空気乱流の発達の重要性を指摘する結果である。

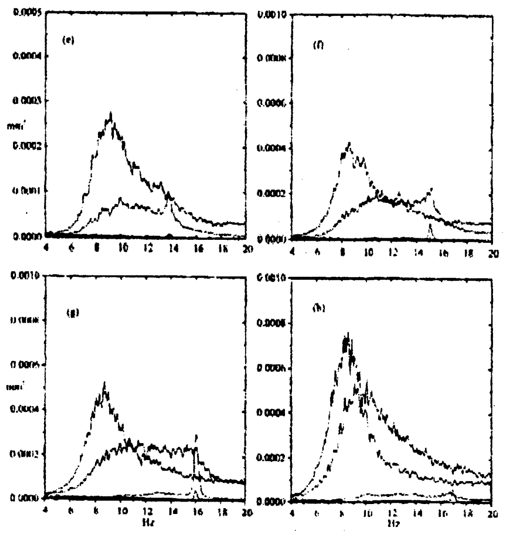

Figure 4.2: Spectrum of the initial wavelets for wind speeds: e) 4.3 ms^{-1}; f) 4.7 ms^{-1}; g) 5.0 ms^{-1}; h) 5.3 ms^{-1}. Fetches are 0.62 m, 1.19 m, 1.78 m and 2.52 m.

図1　初期波の生成とその後の風波の発達。異なる風速におけるスペクトルの空間発達。

2.2　非線形相互作用

エネルギーバランス方程式（1）の右辺第二項は、波浪成分間での弱い相互干渉によるエネルギーの交換を表している。

$$\frac{1}{\sigma}S_{nl} = 4\pi\int\left|T_{1234}\right|^2\delta(\mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2-\mathbf{k}_3-\mathbf{k}_4)\delta(\omega_1+\omega_2-\omega_3-\omega_4) \times\left[N_1N_2(N_3+N_4)-N_3N_4(N_1+N_2)\right]d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 d\mathbf{k}_3 \quad \cdots (3)$$

Hasselmann（1962、1963）により定式化され、4波共鳴条件（Phillips 1960）を満たす波浪間でのエネルギー交換を表している。

$$\begin{aligned} &\mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2=\mathbf{k}_3+\mathbf{k}_4 \\ &\sigma_1+\sigma_2=\sigma_3+\sigma_4 \\ &\sigma^2=gk \end{aligned} \qquad (4)$$

Hasselmann の定式化では、連続スペクトルの成分波の位相はランダムであると仮定している。一方で、4 波共鳴を満たす波の決定論的な発達方程式は、Benny（1962）により初めて定式化された。

$$\begin{aligned} \dot{a}_1 &= ia_1\left(g_{11}|a_1|^2+g_{12}|a_2|^2+g_{13}|a_3|^2+g_{14}|a_4|^2\right)+ ih\sigma_1 a_2^* a_3 a_4 \\ \dot{a}_2 &= ia_2\left(g_{21}|a_1|^2+g_{22}|a_2|^2+g_{23}|a_3|^2+g_{24}|a_4|^2\right)+ ih\sigma_2 a_1^* a_3 a_4 \\ \dot{a}_3 &= ia_3\left(g_{31}|a_1|^2+g_{32}|a_2|^2+g_{33}|a_3|^2+g_{34}|a_4|^2\right)+ ih\sigma_3 a_1^* a_2 a_4 \\ \dot{a}_4 &= ia_4\left(g_{41}|a_1|^2+g_{42}|a_2|^2+g_{43}|a_3|^2+g_{44}|a_4|^2\right)+ ih\sigma_4 a_1^* a_2 a_3 \end{aligned} \quad \cdots (5)$$

ここで、a_1などは複素振幅であり、従って(5)は振幅と位相の双方の発達を表している。(5)式の第一項は位相の変化率、すなわち周波数のずれを表し、分散関係のストークス補正に相当する。（5）式の第2項が、共鳴による振幅の成長を表している。

この 4 波共鳴の実験的検証は意外に少ない。Longuet-Higgins and Smith (1966) と McGoldrick, Phillips, Huang and Hodgson（1966）らにより同時期に実験が行われ、申し合わせて同時に出版したというエピソードは良く知られている。彼らは、4 波共鳴の特殊な事例として、直交する 2 成分により斜めに進行する第 3 波が発達することを実験的に確かめ、理論と比較した。

$$\begin{aligned} &2\mathbf{k}_1=\mathbf{k}_2+\mathbf{k}_3 \\ &2\sigma_1=\sigma_2+\sigma_3 \end{aligned} \qquad (6)$$

ここで、$\mathbf{k}_1$と$\mathbf{k}_2$が直交する。同様な実験は冨田（Tomita 1989）が海上技術安全研究所の

角水槽で再現している。ところで、最近多方向造波機を用いて、直進波 $\mathbf{k}_3$ と斜め波 $\mathbf{k}_1$ を造波し、4 波共鳴により直交する波 $\mathbf{k}_2$ が生成することを確認した（早稲田未発表）。ただし、後述する Zakharov 方程式から推測される振幅よりも大きな波浪の発達が見られ、これは、水槽横方向の"sloshing wave"（Kit et al. 1987）が励起されたためと解釈できる。

2.3　エネルギー散逸

エネルギーバランス方程式（1）右辺第三項は、エネルギーの散逸をあらわしている。この項は、エネルギーソース項の中でもっとも良く知られていないが、分子粘性による散逸、表面張力波（Parasitic Capillary Wave）の生成、砕波による乱流生成、Whitecap との摩擦などが原因と考えられる。この中で、特に砕波について歴史を振り返る。

Donelan, Longuet-Higgins and Turner (1972) は、飛行機の窓から眺めた海上での砕波のパターンをもとに考察し、群速度で進行する波群が存在し、位相速度で進行する個々波がその波群の最大振幅地点を通過するときに砕波が生じると推測した。波群の概念は、ゆっくりと変調する波列において数学的に定義できるが（Mei 1983）、海洋に実在し、砕波という強い非線形現象につながることを初めて示したのである。

後に、低俯角レーダー（船舶、陸上）による海洋波観測で、マイクロ波の強い散乱（Sea-spike）がある周期を持って繰り返すことが観測され（Smith et al. 1996）、Donelan らにより提唱された波群の存在はますます確かなものとなりつつある。波群、もしくは変調する波列の発達（非線形シュレーディンガー方程式）により、海洋波を表現できるのではないかと言う提案が Lake&Yuen（1978）によりなされた。このような海洋モデルはいまだ実現されていないが、近年フリーク波と呼ばれる外洋に突発的に現れる巨大波浪の発生機構の解明のために、シュレーディンガー方程式の活用が盛んである。

3. 理想化された波浪力学研究から何がわかったか（Benjamin-Feir 不安定を例に）

3.1　波浪力学の弱非線形理論による研究

前節では、第三世代予報モデルに関連して、波浪の成長に関する諸物理過程を実験的・現象的側面から概説した。一方、水面波動力学の研究は応用数学、理論物理学の中で飛躍的に発展したので、ここに、簡単にまとめる。

前述の Hasselmann（1962、1963）による非線形エネルギー伝達関数は、様々な簡略数値解法を用いて、第三世代波浪モデルの中で実用化されている。Hasselmann 方程式は、Zakharov 方程式（Zakharov 1968）から、ランダム位相を持つ連続スペクトル波の発達を表す統計理論へと発展させることで導くことができる（例：Krasitskii 1994）。その Zakharov 方程式は、自由表面境界条件をハミルトニアン系で表し、微小振幅波についてポテンシャル流れの解を求めることで得られる、水波の決定論的な発達方程式である。共鳴条件を満たさない相互干渉を取り除く正準変換を行うことで、波浪の発達は、以下のような正準変数の発達方程式（four-wave reduced equation）で表現される

$$i\frac{\partial b_0}{\partial t} = \omega_0 b_0 + \int \widetilde{V}^{(2)}_{0,1,2,3} b_1{}^* b_2 b_3 \delta_{0+1-2-3} dk_{123} \quad \cdots (7)$$

$b(\mathbf{k},t)$ は非線形正準変換により、正準変数 $a(\mathbf{k},t)$（自由表面変位 η と速度ポテンシャル ψ の関数）と関連付けられる。高調波を含まない $b(\mathbf{k},t)$ を weak interaction variable、高調波成分を含む $a(\mathbf{k},t)$ から導かれる自由表面水位のフーリエ成分の振幅 $\varsigma(\mathbf{k})$ を observed variable と呼ぶ。式（7）を、共鳴条件を満たす 4 波に適応すると、Benny の式（5）が

導かれる。

一方、1 波について（7）でゆっくりとした周波数の変調（例：x 方向）を導入すると、

$$\omega(k)=\omega_0+\left.\frac{\partial\omega}{\partial k}\right|_{k=k_0}(k-k_0)+\frac{1}{2}\left.\frac{\partial^2\omega}{\partial k^2}\right|_{k=k_0}(k-k_0)^2+\cdots \quad \cdots(8)$$

非線形シュレーディンガー方程式が導かれる（Zakharov 1968）。複数の波について同様のことを行えば、連立シュレーディンガー方程式の導出も可能である。Stiassnie (1984)は、Zakharov 方程式から、Dysthe（1979）による高次のシュレーディンガー方程式が導出できることを示した。

$$\frac{\partial A}{\partial\eta}+i\gamma\frac{\partial^2 A}{\partial\xi^2}+i|A|^2A+8\varepsilon\gamma|A|^2\frac{\partial A}{\partial\xi}+4i\varepsilon\gamma A\left.\frac{\partial\phi}{\partial\xi}\right|_{z=0}=0$$

$$4\frac{\partial^2\phi}{\partial\xi^2}+\frac{\partial^2\phi}{\partial z^2}=0 \quad -\infty<z<0$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial z}=\frac{\partial}{\partial\xi}|A|^2 \quad z=0$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial z}=0 \quad z=-\infty \quad \cdots(9)$$

これまでに紹介した弱非線形理論は全て保存系として導出された。海洋の波浪予測のためには、風による成長、砕波によるエネルギー散逸など、非保存系へ拡張しなければならない。Hasselmann 方程式に基づく波浪予測モデルは、ヨーロッパ諸国を中心とするWAMDI（1988）グループにより完成し、実用化されていることはすでに述べた。一方、Yuen＆Lake（1979）はシュレーディンガー方程式を非保存系に発展させたモデルを提案しているが、実際にそのモデルを用いて海洋の波浪予測を行った事例は無い。Hara＆Mei（1991、1994）は空気と水の結合系における摂動問題として、風による成長、吹送流による波浪の移流の効果などを微小振幅波について厳密に求め、表面張力-重力波の発達や、Stokes 波の初期不安定について、数値的に求めた。最後に Zakharov 方程式であるが、FFT（Fast Fourier Transform）を用いた解法を用い、風による成長、砕波による散逸なども考慮して波浪スペクトルの発展を Willemsen（2001）が行っている。同様に、DNS 手法を用いて Zakharov 方程式に散逸を含んだ形で解いた例は、Yokoyama（2004）がある。

3.2 Benjamin-Feir 不安定

水面波の共鳴の実験的検証はこれまであまり行われていないということは 2 節で述べた。また、方向性を持つ連続スペクトルに対して厳密に Hasselmann 方程式や Zakharov 方程式を解くことは計算資源上難しい。このような理由から、水面波の研究で実験・理論・数値計算的にもっとも詳しく研究されているのは、Benjamin-Feir 不安定（以降 BF 不安定）である。有限振幅波、すなわち Stokes 波が側帯擾乱に対して不安定であることはそれまでにも理論的に予測されていたが、Benjamin and Feir (1967)により初めて実験的に確かめられたのである。この、BF 不安定が、4 波共鳴と密接な関係にあることは、Phillips（1977）に詳しい。一般に共鳴により生成された波は、その振幅が増大し有限振幅となると、いわゆる Stokes の補正（(5) 式右辺第一項）により周波数がずれ、急激に共鳴条件は崩れる。その有限振幅による分散（amplitude dispersion）と、共鳴条件からのずれ（resonance detuning）が相殺するとき、擾乱は指数関数的に成長する。Stokes 波と同じ方向に進行する側帯擾乱の成長率がもっとも大きく、2 次元的そして共鳴曲線から遠ざかるに従い、減少する（Crawford et al. 1981）。

初期不安定： この BF 不安定波列の発展について、実験的・理論的な研究の歴史を筆者の研究成果の紹介も交えながらまとめる。まず、初期不安定についてであるが、Benjamin & Feir (1967)の理論によれば、側帯波の成長率は、

$$\beta=\varepsilon^2\delta\left(2.0-\delta^2\right)^{1/2} \quad (10)$$

と表され、初期峭度εと周波数バンド幅$\delta \equiv (\delta f / f)/\varepsilon$の関数となる。従って、ある峭度においては、$\delta = 1$で最大成長率となる。その後、非線形シュレーディンガー方程式、Zakharov 方程式他様々な理論により成長率が修正されたが、Longuett-Higgins (1980)による非線形解が高い初期峭度まで有効であると考えられている（図2）。

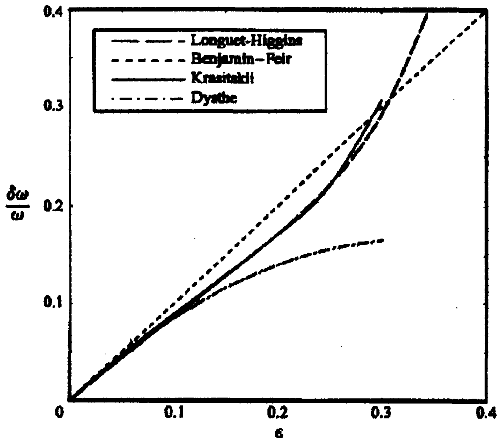

図 2：各初期峭度における最大成長率となる初期峭度とバンド幅の組み合わせ。Waseda&Tulin (1999)より抜粋。

側帯波の成長率を実験的に検証した例はあまり多くない。Bliven et al. (1986) によると、成長率は風の影響を受けて小さくなる、すなわち風の影響によりBF 不安定は抑制されるという実験結果を得た。この結果は Hara & Mei (1991)により理論的に検証され、吹送流の影響で成長率が小さくなることが示された。しかしながら、Waseda & Tulin は水槽実験による成長率を風がある場合と無い場合について詳細に検討し、Zakharov 方程式から求めた成長率との比較により、風の影響は側帯擾乱の周波数の選択に関係することを示した。風の影響は必ずしも抑制ではなく、時には成長率が高くなることもあった。

長期発達：次に BF 不安定波列の長期発達についてまとめる。こちらも理論が先行している。非線形シュレーディンガー方程式、Zakharov 方程式の数値解により（例：Yuen & Lake 1982)、BF 不安定波列の長期発達は振幅の変調が周期的に起こる Fermi-Pasta-Ulam 再帰性を持つことが分かった。その実験的検証は余り無く、Lake & Yuen (1977)もしくは、Tulin & Waseda (1990)のみであろう。前者は壁面での摩擦によるエネルギー散逸のため、完全な再帰性は得られず、エネルギーが低周波側に移動する、いわゆる Down Shifting がおきている。一方、Melville (1982) によると、初期峭度がある程度以上の場合、最大変調時に砕波がおき、その結果としてスペクトルの Down Shifting がおきることを実験的に示した。のちに、Tulin & Waseda による追実験でより幅広いパラメター領域において砕波と Down Shifting の関連を確認している（図3)。

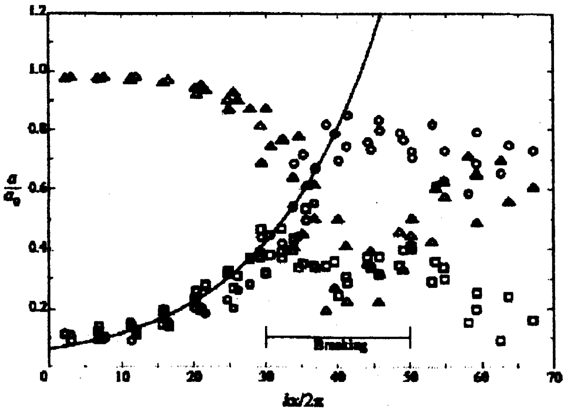

図3：中心波（三角）と側帯波（丸、四角）の振幅の発達。砕波以降、低周波側の側帯波（丸）のエネルギーが高い（Tulin&Waseda）

次に、長期発達を例に様々な理論計算を比較する。前述の Fermi-Pasta-Ulam 再帰性は Cubic 非線形シュレーディンガー方程式（CNLS）の解として求められるが、Melville による実験、Dysthe 方程式の数値解、Zakharov 方程式の数値解など、様々な研究により、発達の過程において CNLS で求められるような、側帯波の対称性は崩れ、低周波側の側帯波のエネルギーが卓越することが分

かった。非対称性は、Dysthe 方程式（９）の高次項に起因することは自明であり、すなわち、スペクトルバンド幅の拡大に起因する。このことを、詳細に検討した研究例として、Landrini, Oshri, Waseda & Tulin (2000)がある。図４に、完全非線形計算、CNLS、Dysthe 方程式、Zakharov 方程式の計算例を示す。それぞれ点線が完全非線形計算の結果であり、80 周期あたりで、変調が最大となるが、低周波数側の側帯波の振幅(a_-)が大きくなっていることが分かる。一番上の図で比較しているのは Zakharov 方程式（Krasitskii による補正）の解と完全非線形解であり、良く合っているのが分かる。次に、上から２番目の図であるが、Dysthe 方程式では、最大変調時にスペクトルの非対称性が少し弱くなっている。3 番目の図は CNLS による解で、最大変調に至るまでの時間も短く、完全非線形解からもっともずれている。

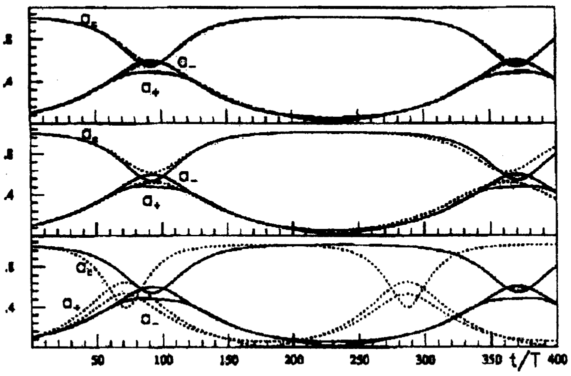

図４：　弱非線形解と完全非線形解との比較。BF 不安定波列の長期発達

では、スペクトルバンド幅が広くなるとなぜ側帯波の成長が非対称になるのか。Tulin & Waseda (1999) は次のように解釈した。高周波に自由波が生成すると、波浪エネルギーと運動量の保存により、低周波側の側帯波のエネルギーが卓越する。さらに、砕波の効果を加味すると、砕波によって不可逆的にエネルギーが低周波側の側帯波に移動することを示すことができる（１１）。ここで、Hはエネルギー、I は運動量、D は砕波によるエネルギー散逸である。

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(H_{-1}-H_{+1}\right)=\underbrace{-\left(D_b-c_0\dot{I}_b\right)/\left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0}\right)}_{\text{breaking}}+\underbrace{\sum_{n=\pm2,\pm3,\cdots}\dot{H}_n\left(\frac{\sigma_j-\sigma_0}{\sigma_0}\right)/\left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0}\right)}_{\text{generation of free waves}} \quad \cdots（１１）$$

変調波列の最大波高：近年 BF 不安定が巨大波浪の発生機構と密接な関係が有るのではないかと考えられている。海洋波では、方向性を持つ連続スペクトルにおける変調を考えなければならないが、最も単純化された場合として、BF 不安定波列における大波高の実現について考える。実験的には Su & Green (1982)、理論的には Tanaka (1990) が有るが、ここでは、これらを発展させた幅広いパラメターでの研究例を紹介する（図５）。すなわち、初期峭度 ε と周波数バンド幅 $\delta\equiv(\delta f/f)/\varepsilon$ を様々に変化させ、それぞれについて最大波高を計測する。その結果、弱非線形計算で予測されるよりも、波高が限定されることが分かった。これは、波高が砕波により制限されているからであり、弱非線形理論の適用はふさわしくないことを意味している。さて、ここで、改めてパラメターの意味を考える。ここで周波数バンド幅の逆数は、近年波高統計の修正に重要と考えられている BFI（Benjamin-Feir Index）に他ならない（Janssen 2003, Onorato et al. 2004）。図５にある実線は様々な BFI（$\equiv 1/\delta$）に相当し、$\delta\equiv(\delta f/f)/\varepsilon$ が小さい場合、すなわち BFI が大きいほど最大波高が大きくなることがわかる。ただし、砕波により制限されない場合に限る。

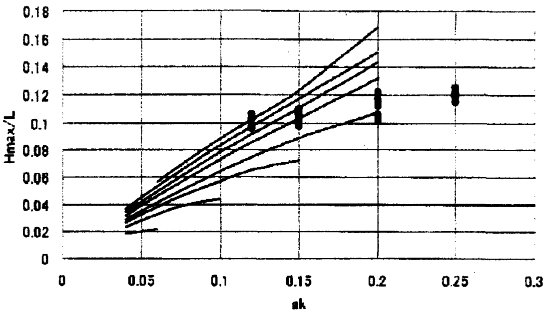

図５：初期粗度と変調時の最大波高。線は Dysthe 方程式の解、点は水槽実験

海洋における変調波列：最後に、これまでの単純化された BF 不安定波列をもう少し海洋波へと発展させる。まず、BF 不安定をうねりの変調と考える。この場合、不安定の擾乱元は局所的に生成される風波である。従って、規則波が不規則擾乱に対して不安定であるか、と言うことが問題となる。このような観点から水槽実験、数値実験を行った。図６に水槽実験の結果を示すが、不規則擾乱の中から側帯波が成長しているのがわかる。これにより、うねりが変調する可能性が確かめられた。(数値実験も同様の結果である。図は示さない)

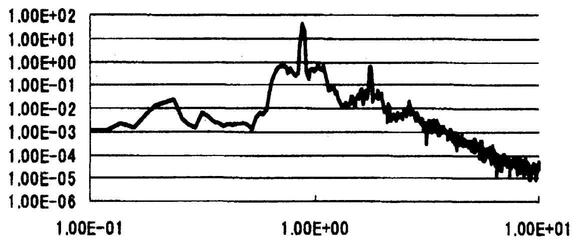

図６：不規則擾乱（Bredschneider spectrum）と規則波における側帯擾乱の成長；水槽実験

次に、連続スペクトルからの変調の可能性を見てみる。Janssen (2003) に習い、ガウススペクトルからの波列の発達を Zakharov 方程式の解として求めた。自由波の数は２０と少なく、波成分ごとの発展を見ると、即座にカオス的になり、図７に示すよう、200 周期の平均でもスペクトルが不連続になる。このような複雑なスペクトルの発達のなかで、ある瞬間における波形をみると、突発的に波高が大きくなることが分かる。波成分数がもっとも少ない場合が BF 不安定波列であるとすると、波成分数を増やすにつれ、BF 不安定波列に見られたような大波高出現の周期性は失われ、より突発的に大波高が出現するようになるのであろう。今後の課題である。

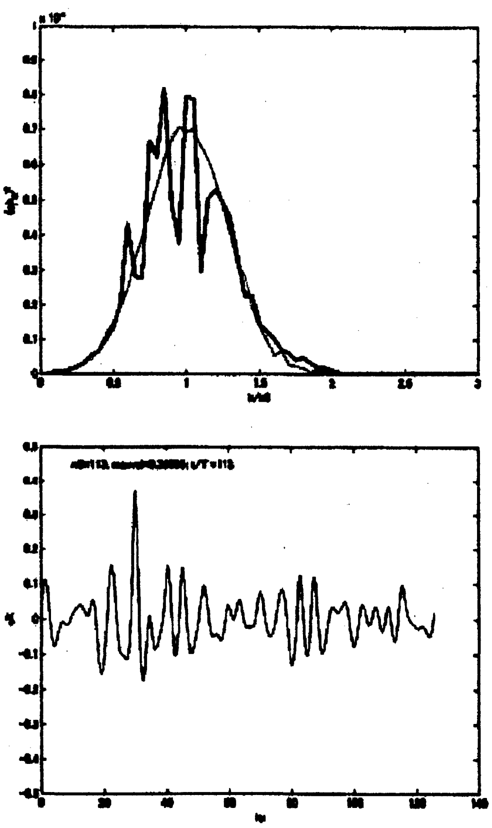

図７：１次元ガウススペクトルの発達；上図、200 周期の平均；下図、ある瞬間の空間波形

4. 気象学・海洋学的そして工学的見地から波浪予測に求められていること

気象・海洋学見地：おもに大気循環の予報精度の向上により、波浪予測の精度は近年格段に良くなってきた。また、計算機の高速化により、全球における高解像度波浪推算も可能となる。波浪モデルの解像度が高くなれば、これまで考慮されていなかった海流との相互作用も重要になるであろう。たとえば、合成開口レーダーの映像から、黒潮をはさんでう

ねりが屈折したり、大気境界層の安定度にかかわるのであろうか、散乱強度が極端に変わることが分かってきた。このように、大気・海流・波浪の結合した系として、考える必要が出るであろう。大気海洋間の様々なフラックスをより厳密に解くことが可能になれば、大気境界層、海洋混合層などの推算精度も向上することが期待できる。

工学的見地：たとえば、外洋を航海する船舶にとり重要なのは、危険海域を事前に知り、適切な航路を選択し危険を回避することである。そのためには、波浪統計を波浪スペクトルから推測しなければならない。そのような試みが現在 ECMWF で行われている。すでに 2003 年から、前述の BFI を予報変数として推算している。今後、モデルが高解像度化し、海流との結合などが進めば、既存の BFI だけで充分かどうか、現場検証も含め、検討する必要がある。また、実際に船舶の回避条件を特定するためには、波浪による荷重などと結びつけなければならない。そのためには、最大波高の推算だけでは不十分で、たとえば、最大波とその前後の波の関係、時間発展など、ミクロのスケールの現象をグローバルな予測値から推定する必要があるだろう。

5. 謝辞

今回、京都大学数理解析研究所「非線形波動の数理と応用」研究集会の招待講演者として呼んでいただき、大変感謝いたします。招待していただいた田中光宏先生には、改めてお礼申し上げます。

6. 参考文献

Belcher and J. Hunt, 1993, Turbulent shear flow over slowly moving waves, *J. Fluid Mech.,* **251**: 109-148

Benjamin and Feir, 1967 The disintegration of wave trains on deep water. Part 1. Theory, *J. Fluid Mech., 27,* 417-430.

Benny, D.J., 1962, Nonlinear gravity wave interactions, *J. Fluid Mech.*, **14**, 574-584

Bliven L.F., Huang, N.E. & Long, S.R., 1986, Experimental study of the influence of wind on Benjamin-Feir sideband instability, **162** , 237 - 260

Crawford Lake, Saffman & Yuen, 1981, Stability of weakly nonlinear deep-water waves in two and three dimensions, *J. Fluid Mech.*, **105**, 177-191

Donelan, Turner, and Longuett-Higgins 1972, Periodicity in Whitecaps, Nature **239** (5373): 449-

Dysthe, K. B., 1979, Note on a modification to the nonlinear Shrodinger equation for application to deep water waves, *Proc. R. Soc. Lond. A* **369**, 105-114

Hara, T. and C.C. Mei, 1991, Frequency downshift in narrow-banded surface-waves under the influence of wind, *J. Fluid Mech.*, **230**: 429-477

Hara, T. and C.C. Mei, 1994, Wind effects on the nonlinear evolution of slowly varying gravity capillary waves, *J. Fluid Mech.* **267**: 221-250

Hasselmann, 1962, 1963, On the nonlinear energy transfer in a gravity wave spectrum. Part 1, General Theory, *J. Fluid Mech.,* **12,** 481

Hasselmann, 1963, On the nonlinear energy transfer in a gravity wave spectrum. Part 2, Conservation theorems – wave-particle analogy – irreversibility, *J. Fluid Mech.,* **12,** 481

Janssen, P.A.E.M., 1986, The period -doubling of gravity-capillary waves, *J. Fluid Mech.*, 172, 531-545

Janssen, P.A.E.M., 2003, Nonlinear four-wave interactions and freak waves, *J. Physical Oceanography.* 33 (4): 863-884

Kawai, S., 1979, Generation of initial wavelets by instability of a coupled shear flow and their evolution to wind waves, *J. Fluid Mech.*, **93**, 661

Kawamura, H. and Y. Toba, 1988, Ordered motion in the turbulent boundary-layer over wind-waves, *J. Fluid Mech.*, **197**, 105-138

Kit, E., L. Shemer and T. Miloh, 1987, Experimental and theoretical investigation of nonlinear sloshing waves in a rectangular channel. *J. Fluid Mech.*, **181**, 265-291

Komen, G.J., L. Cavaleri, M. Donelan, K. Hasselmann, S. Hasselmann, and P.A.E.M. Janssen, 1994, Dynamics and Modelling of Ocean Waves, Cambridge U. Press

Krasitskii, V.P. 1994, On reduced equations in the Hamiltonian theory of weakly nonlinear surface waves, *J. Fluid Mech.,* **272**, 1 – 20

Lake and Yuen, 1978, A new model for nonlinear wind waves. Part 1. Physical model and experimental evidence, *J. Fluid Mech.*, **88**, 33-62

Landrini, M., O. Oshri, T. Waseda and M.P. Tulin, 1998, Long-time evolution of gravity wave systems. In: Proceedings 13th International Workshop on Water Waves and Floating Bodies, Alphen aan den Rijn, The Netherlands.

Longuet-Higgins, M. S., 1980, Modulation of the amplitude of steep wind waves, *J. Fluid Mech.*, **99**, 705-713

Longuet-Higgins, M., and Smith 1966 An experiment on third order resonant wave interactions, *J. Fluid Mech.*, **25**, 417-435

McGoldrick, Phillips, Huang and Hodgson, 1966, Measurements on resonant wave interactions, *J. Fluid Mech.*, **25**, 437-456

Mei, C. C., 1989, The applied dynamics of ocean surface waves, *Advanced series on ocean engineering*, v.1, Singapore, Teaneck, N.J., World Scientific

Melville, W. K., 1982, The instability and breaking of deep-water waves, **115**, 165 - 185

Miles, J. 1957, On the generation of surface waves by shear flows, *J. Fluid Mech.*, **3**, 185-204

Onorato M., A. R. Osborne, M. Serio, L. Cavaleri, C. Brandini, C.T. Stansberg, 2004, Observation of strongly non-Gaussian statistics for random sea surface gravity waves in wave flume experiments, Phys. Review E., **70**, 1-4.

Phillips, O. M. 1957, On the generation of waves by turbulent wind, *J. Fluid Mech.,* **2**, 417-445

Phillips, O.M. 1960, The dynamics of unsteady gravity waves of finite amplitude, part 1, *J. Fluid Mech.,* **9**, 193 – 217

Phillips, O.M. 1977, The dynamics of the upper ocean, Cambridge University Press

Smith, M.J., Poulter, E.M., and McGregor, J.A.,1996, Doppler radar measurements of wave groups and breaking waves, J. Geophys. Res.-Oceans, **101(C6)**, 14269 -14282

Stiassnie, M., 1984, Note on the modified nonlinear Schrödinger-equation for deep-water waves, *Wave Motion, 6 (4)*: 431-433, 1984

Su, M.-Y. and Green, 1984, Coupled Two-dimensional and 3-dimensional instabilitiesof surface gravity-waves, Physics of fluids, 27 (11): 2595-2597

Tanaka, M. 1990, Maximum amplitude of

modulated wave train, *Wave Motion*, **12**, 559-568

Tomita, H. 1989, Theoretical and experimental investigations of interaction among deep-water gravity waves, Ph.D. thesis, *U. of Tokyo*

Tulin, M.P. and T. Waseda, 1999, Laboratory observations of wave group evolution, including breaking effects, *J. Fluid Mech., 378,* 197-232

Valenzuela, 1976, The growth of gravity-capillary waves in a coupled shear flow, *J. Fluid Mech.*, **76**, 229-250

WAMDI group: S. Hasselmann, K. Hasselmann, E. Bauer, P.A.E.M. Janssen, G.J. Komen, L. Bertotti, P. Lionello, A. Guillaume, V.C. Cardone, J.A. Greenwood, M. Reistad, L. Zambresky and J.A. Ewing, 1988. The WAM model - a third generation ocean wave prediction model. *J. Phys. Oceanogr.* **18**, 1775-1810.

Waseda, T., 1997, Laboratory study of wind and mechanically generated wave", *Ph.D thesis, U. of California at Santa Barbara*

Waseda, T. and M. P. Tulin, 1999, Experimental study of the stability of deep-water wave trains including wind effects, *J. Fluid Mech., 401,* 55-84

Willemsen, J. F. 2001, Enhanced computational methods for nonlinear Hamiltonian wave dynamics. Part II: New results, *J. Atmos. Ocean. Tech.* **18** (**5**): 775-790

Yokoyama, N., 2004, Statistics of gravity waves obtained by direct numerical simulation. *J. Fluid Mech.* **501**, 169-178

Yuen, H. and B. Lake, 1979, New model for non-linear wind waves 2, theoretical-model, Studies in Applied Mathematics, 60 (3): 261-270 1979

Zakharov, V.E., 1968, Stability of periodic waves of finite amplitude on the surface of a deep fluid, *Zh. Prkl. Mekh. Tekh.Fiz,* 2, pp. 86-94, translated in *J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, 2, pp. 190-194