

風波研究の最近の話題から

九大応用力学研究所 増田 章 (Akira Masuda)

1. はじめに

風が吹き始めると、海面に小さな漣が発生し、やがて不規則な風波に、ついには巨大な風浪にまで発達していく。しかしながら、この単純な因果関係以上に力学機構を知ろうとすると、話は途端に難しくなる。砕波・乱流も関与してくる非線形不規則過程が簡単な筈はないのである。風波の研究は長く古いけれども、その核心に迫るのは容易でない。その際、風波の持つ統計的に顕著な規則性を明らかにしていくことが、風波の発達を理解する鍵となる。理論模型は、そのような規則性を矛盾なく説明するものでなければならないからである。多くの先人達の努力によってそのような風波の性質が次第に明かとなり、その結果を基に海洋波の予報もかなりの精度で行えるようになってきた。

Mitsuyasu (1968,1973) の風洞水槽実験・博多湾内の観測や Hasselmann et al. (1973) が北海で行った JONSWAP と称される観測等により吹送距離とともに発達する風波の性質が明らかになり、次の吹送距離則として知られるようになった。

- (i) 各発達段階における風波のスペクトルの形は互いに良く似ている。
- (ii) 風波のエネルギーは吹送距離にほぼ比例する。
- (iii) 風波のスペクトル・ピークの周期は吹送距離のほぼ $1/3$ 乗に比例する。

上の (i) と (iii) から吹送距離を消去して波高と周期の関係に書き換えた経験則が鳥羽の $3/2$ 乗則と呼ばれるものである (Toba, 1973)。この法則は風波の巨視的關係として最も信頼できるものとされている。しかしながら、その根拠となる物理機構は不明である。実際これから外れる観測例も少なくない。汎用性のある発達規則を打ち立て実用的予測方法を整備するには、 $3/2$ 乗則が成立する根拠を明らかにしなければならない。これを説明しようとする多くの試みがあるけれども、推測の域に留まっており、広く受け入れられているとは言いがたい。そもそも何故風波のスペクトルが観測されるような形状を保っていられるのかについて満足のいく解釈はない。少なくとも現段階で実証に耐えるものはない。

風波の発達機構は最も基本的な問題と言ってよい。にもかかわらず、依然としてはっきりした解決を見ないのは次のような事情による。風波スペクトルの時間的空間的發展は風からのエネルギー・運動量の入力、成分波間の非線型相互作用、砕波その他の散逸により決まり、次のエネルギー平衡方程式に支配されると考えられている：

$$\frac{\partial \psi(\mathbf{k})}{\partial t} + \mathbf{C}_g(\mathbf{k}) \cdot \nabla \psi(\mathbf{k}) = S_{in}(\mathbf{k}) + S_{nl}(\mathbf{k}) + S_{ds}(\mathbf{k}). \quad (1)$$

ここに $\psi(\mathbf{k})$ は二次元波数ベクトル $\mathbf{k}$ に対応する二次元スペクトル(密度)、 $\mathbf{C}_g(\mathbf{k})$ は各スペクトル成分の群速度でこれの掛かる項が放射項、 $S_{in}(\mathbf{k})$ は風から成分波 $\mathbf{k}$ へ供給されるエネルギー、

$S_{nl}(k)$ は成分波相互間の非線型エネルギー伝達によって k 成分が獲得するエネルギー, $S_{ds}(k)$ は砕波などによって k 成分から失われるエネルギー散逸である. そのうち, 波への入力 S_{in} は風による. 風はまた砕波にも, 従ってエネルギー散逸にも深く係わっている. 減衰域で当てはまらない $3/2$ 乗則を成り立たせるには風の作用が不可欠である. 一方, 成分波間の非線型相互作用はスペクトルの形を規定する上で決定的と考えられる. これらは, 乱流の問題, 複雑な非線型の計算, 何が分かればよいのかすらよく分からない砕波の問題からなる. S_{in} や S_{ds} を直接測定することは困難であって, 現在でもこれらに関するデータは質, 量ともに充分とは言えない. 他方, 非線型エネルギー伝達 S_{nl} を求めるには一つの時空点においてすら膨大な計算を要し, 満足すべき経験的取扱いも殆どない.

風波の分野は比較的成熟しており, 実用上の要請の多くにある程度応えられる知識が現段階で整備されている. しかしその多くは経験則に頼っている. 風波の本質を探究するという点では次の飛躍を待つ段階と言って良いのかもしれない. 以下では, そのための手探りとして私達の研究室で進めている研究のいくつかを紹介する.

2. 海面粗度

エネルギーと運動量を風から受け取って風波が発達する. また, 風の存在が砕波を促進することも知られている. それゆえ, 風の分布と風応力を知ることは風波の研究において極めて重要である. その風分布と風応力は摩擦速度と海面粗度によって決まる. 中立成層ならば, 高度 z での平均風速 $U(z)$ は次の対数分布に従うからである:

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0}. \quad (2)$$

ここで $u_*(\equiv \sqrt{\text{風応力}\tau/\text{空気密度}\rho})$ は摩擦速度, $\kappa = 0.41$ はカルマン定数である. 海面粗度 (長) z_0 は, 一般に海面の凹凸の指標とされている. 風応力の大きさは, 通常, 海面からの高さ 10m での平均風速 $U_{10} \equiv U_{z=10\text{m}}$ と海面の抵抗係数 C_d を用いて

$$\tau/\rho = u_*^2 = C_d U_{10}^2 \quad (3)$$

と推定する. 風の対数分布則を考えると抵抗係数と海面粗度は等価であることが分かる.

抵抗係数については様々な経験式が提唱されており, U_{10} 依存を示唆するものが多い. しかし海面抵抗係数と海面粗度の等価性を考えると, 寧ろ海面粗度を決定する方が理に適うと考えられる. 海面粗度が海面状態の指標であるなら, 海面状態を表現する風波スペクトルこそが, 海面粗度を規定するであろう. 局所平衡にある風波なら, そのスペクトルを指定するのに一つの無次元量, 例えば, 波風径数 $\tilde{u} \equiv \omega_p u_*/g$ (波齢の逆数) で足りるのであろう. 但し ω_p は風波の主要振動数, g は重力加速度である. 結局, 無次元粗度 $\tilde{z}_0 \equiv g z_0 / u_*^2$ は, f をある普遍関数 (具体的には p を指数とする巾乗形) として

$$\frac{g z_0}{u_*^2} = \tilde{z}_0 = f(\tilde{u}) \sim \tilde{u}^p \quad (4)$$

と表現されると考えられるのである (Masuda and Kusaba 1987). ここに“ $\sim$ ” は近似的に成り立つ比例関係を表す. 一般に広く受け入れられている Charnock の式 (Charnock 1955) では $p = 0$ である. また, 鳥羽等の式 (Toba et al. 1990) では $p = -1$ であり, 私達が大型風洞水槽実験から求めた式では $p = 1$ とまとめられる.

この海面粗度については多くの実験・観測がなされてきたが結果は散乱しており決定的なものはない. 大きな誤差がつきものの粗度についてはデータの精度に配慮しなければならない. 例えば, 対数分布領域に無い平均風速値を用いた海面粗度の推定は信頼できないし, 上空の風ほど対数分布から外れる度合いが大きく誤差を拡大しやすい. 海面粗度の風波依存性の問題に決着を付け, 普遍的な海面抵抗法則を樹立するには, 風場の様性, 定常性, 風向き, 大気成層状態, 波場の定常性等にも細心の注意を払った観測結果を得る努力が必要であろう. 勿論, 現在の考え方・枠組みに再検討が必要になるかもしれない.

最近, 私達は津屋崎沖観測塔で風と波を注意深く計測し, 海面粗度を求めた. 6 点の高度に配した三杯型風速計と 1 点の超音波型風速計を用いて海上風を, 容量型波高計を用いて風波を同時測定した. 観測塔の形状と海岸の向きを考えて, 北ないし北西風の条件を満たし, 風向・風速が変動せず長時間一定しているものを選んで解析した. 大気はやや不安定成層をしていたかもしれないが, 温度データが無いので中立成層を仮定する. また $3/2$ 乗則を用いて風波と風が局所平衡に無いと判断されるデータは除外した. 風速の鉛直分布は海面上 10m 付近まではほぼ対数分布に従っていたし, 超音波風速計を用いて渦相関法により求めた摩擦速度 u_* と鉛直分布から求めた摩擦速度 u_* とは良く一致していた. 平均風速の鉛直分布から摩擦速度と海面粗度を決定し, 得られた無次元粗度を波風径数の関数として対数表示すると, 今回得られたデータは右上がりになっていた. もし Charnock の式に従うなら $\bar{u}$ によらない筈であり, 鳥羽等の提案した式に従うなら $\bar{u}$ に逆比例して右下がりになる筈である. すなわち大型風洞のデータと海上観測塔のデータの両者とも, Charnock の式や鳥羽等の式からは大きく外れており, どちらかといえば, 私達が以前に提案した経験式に全体として乗っていた. 但しその傾きには大きな違いがあった.

ここで述べた風応力の波浪依存性は風波に留まらず, 海洋物理の他の領域にも波紋を投げかける. それは次のような理由による. 海洋と大気は海面を通して運動量, 顕熱・潜熱, 化学物質等を交換しあう. この交換量が海洋と大気とに対する境界条件となり, 海洋大循環や中規模渦を駆動する. しかし, 海面境界付近での相互作用は複雑で, 交換量を強く規定する風自体に海面状態が強く影響する. つまり, 風波スペクトルで表現される海面状態が海面境界過程を制御する. 従って, 大循環や中規模海況の予報を精密に行おうとすれば, 海洋波浪の予報モデルを部分的にあるいは統計的に組み込む必要が出てくる可能性があるのである.

3. 非線形エネルギー伝達関数

風波の発達, スペクトルの発展, スペクトル形の規定という意味で最も重要な要素と考えられている非線形エネルギー伝達は, 水面波の四波共鳴相互作用によってスペクトル成分波間にエネルギー再分配が起こることを定式化したものである. この非線形エネルギー伝達を実際に求めるに

は特異点を含む複雑な核関数に対する三重積分という面倒な計算が必要になる。ここでは、現在最先端の WAM 法 (離散相互作用近似法, Hasselmann et al., 1985, WAMDI Group 1988) よりは精度が高く、同時に実用的でもある計算法が必要であることを述べ、Hasselmann 式の非線形伝達関数が現実の風波の発展をどの程度説明できるのかを吟味する。

WAM 型と呼ばれる最新の波浪予報模型は、複雑に変動する風の場合への応答特性が従来の予報模型に比べて優れているとされている。その特徴は非線形伝達関数を陽に求めることにあるが、その際、無限にある共鳴四波の配置を唯一つの配置で代表させて非線形伝達関数を計算するといった思い切った簡略化が行われる。私達の研究室では、次世代型の波浪予報を目指し高精度の非線形伝達関数計算法を Masuda の厳密計算法 (M 法, Masuda 1980) に基づき開発している。RIAM 法 (小松他, 1993) は、M 法の精度を保ったまま、計算所要時間を M 法の 1/300 程度に短縮した。この RIAM 法の計算結果を WAM 法による結果と比較していくと、後者の不十分さが明らかになる。WAM 法の予報自体の精度は悪くないと主張されることが多いが、やはり精度と汎用性には大きな問題があるのである。

緩やかな形状をもつ Pierson-Moskowitz 型スペクトルに対しては、共鳴波の配置を少々雑に定めた WAM 法でも良い「形」の非線形伝達関数を比較的うまく計算できる。また、大きさは非線形伝達の強さを調節して合わせられる。しかしながら、少し急峻な形のスペクトルに対しては WAM 法の限界が明らかになる。図 1 に示す RIAM 法 (実線) と WAM 法 (破線) で計算した 1 次元非線形伝達関数 (波向き方向に積分したもの) を基に両者を比較しよう。対象とした波浪スペクトルは JONSWAP 型で、極く普通の典型的なものである。精度は、点線で示す Masuda の厳密計算法による結果で判定する。他の厳密計算方法として Hasselmann 等の方法 (HH 法, Hasselmann and Hasselmann 1985) を用いた結果を一点鎖線で示す。厳密計算法は、どちらも同様の結果を与えること、並びに、同じ厳密計算法でも HH 法より M 法の方が安定性と精度に優れていることが分かる。実線で示す RIAM 法による結果は M 法に遜色ない精度を保っている。これに対し、WAM 法では非線形伝達関数を定性的にも定量的にも全く表現出来ていないことが明瞭である。次に、RIAM 法と WAM 法を波浪スペクトルの発達に適用してその差異を見てみた。風速 10m/s の Pierson-Moskowitz 型のスペクトル (方向分布は振動数によらない $\cos^2 \theta$ 型) を初期値とし、風速を 15m/s にしたときの時間発展を RIAM 法と WAM 法で比較する。但し風からの入力と散逸は両模型で同一のものを用いる。その結果によれば、RIAM 法によるものの方が風波の発達が速い。すなわち、エネルギーも主要周期も速く増大する。また、低振動数側でスペクトル形が急峻になるといった特徴が見られた。

結論として言えば、非線形エネルギー伝達の計算については RIAM 法の方が精度と汎用性において優れている。急峻な形状のスペクトルや双峰性のスペクトルに対しては勿論、ごくありふれた JONSWAP 型スペクトルに対してすら、WAM 法は全く精度が期待できない。一方、RIAM 法では対象とした全てのスペクトルに対してまずは十分な精度の伝達関数が得られた。

但し 2000 組の共鳴配置を計算する RIAM 法は、単一共鳴配置しか扱わない WAM 法に比べれば 2000 倍の計算時間を要する。従って、多くの空間格子点を扱う現実の予報模型に RIAM 法を

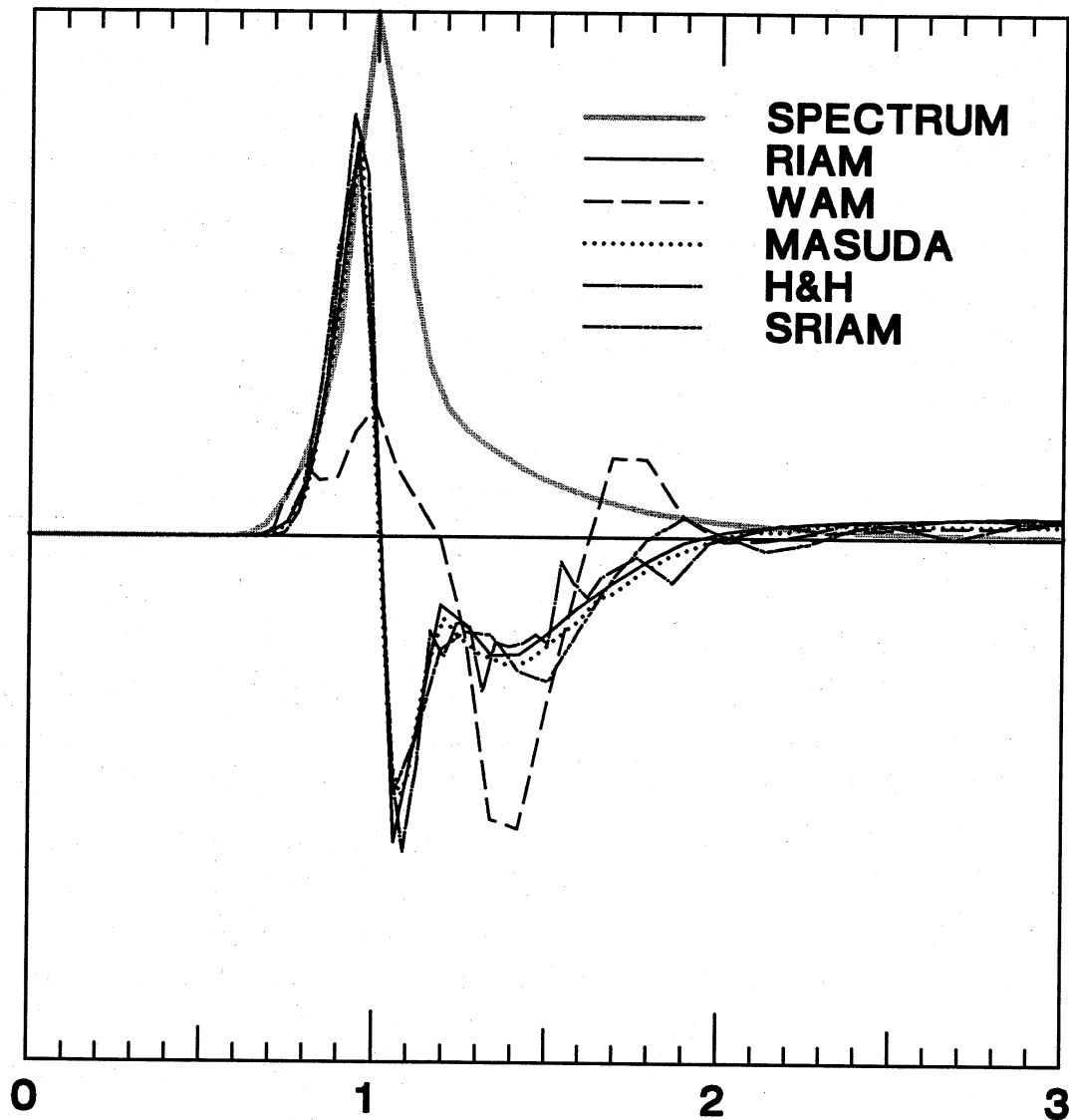


図 1: 典型的な風波スペクトルとされる JONSWAP 型スペクトルに対して無次元化した 1 次元非線形エネルギー伝達関数を 5 つの方法で計算して比較したもの: (1) 実線-RIAM 法による結果, (2) 破線-WAM 法による結果, (3) 点線-Masuda (1980) の厳密計算による結果, (4) 一点鎖線-Hasselmann and Hasselmann (1985) の厳密計算による結果, (5) 二点鎖線-SRIAM 法による結果. 横軸は主振動数で規格化した無次元振動数を表す. 縦軸の大きさはとくに指定しない. 厳密計算では, Masuda の方法が Hasselmann and Hasselmann の方法より安定性・精度に優れていることが分かる. WAM 法では, 非線形伝達関数を定性的にすら表現できていないことが明かである. これに対し, RIAM 法は, 精度でも安定性でも Masuda の結果に次ぐ性能を有する. RIAM 法を簡便化し、実用化した SRIAM 法でも精度は殆ど落ちない.

稼動させるには、RIAM 法を更に簡便化する必要がある。SRIAM 法と呼ぶ新しい相互作用の有意な共鳴配置 20 組を選び出し、最適化により相互作用係数を決定する。約 2000 組の全配置を 20 個の共鳴配置で代表させる。ここで採用した SRIAM 法の間は RIAM 法の 100 分の 1、WAM 法の 20 倍になっており、現在の電算機性能で充満したものとなった。典型的な Pierson-Moskowitz 型スペクトルと JONSWAP 型スペクトルと特殊な双峰性スペクトルに対して非線形伝達を計算したところ、強度および分布型とも精度を良く保つことが分かった(図 1 参照)。予報精度の向上に欠かせない高精度かつ的 S_{nl} 計算手法の開発という困難は、改良の余地が多々残っているものの、SRIAM による解決できたといえるのではないかと考えている。

下側に向かったの風波の発展と波浪予報模型に基づく計算結果とを比較し、現在の波える問題点を一つ指摘しておきたい。定常状態では平衡方程式の左辺と右辺が釣り合ならないが、これが幾分怪しいのである。

クトル場が分かっているならば、エネルギー平衡方程式の各項を評価できる。放射項は空算出し S_{in} と S_{ds} は、従来からもちいられている表式を各種試用し、 S_{nl} は RIAM 法より(スペクトルの方向分布は適当に仮定したが、その違いが顕著な差を生むことはこの方法を外洋の JONSWAP スペクトルに適用すると、釣り合いがほぼ成立している。水槽の風波スペクトルに対しては釣り合わない。水槽データを詳しく解析すると、左がスペクトル主要周波数の低周波側に正の極大値、高周波側に負の極小値を持つのに、辺が主要周波数の低周波側に正の極大値、高周波側に負の極小値に加えて、さらに高の極大値を持つことが分かる。この右辺高周波側の正值の存在が、不釣合の最も大きな。右辺が高周波側で正となるのは、非線形伝達固有の性質に起因しており、急峻なクトルを持つ水槽内の風波に対しては必然の結果である(Masuda, 1980)。従って、実帯域スペクトルでは、通常用いられている風による入力や散逸の表現を少々変更してせることは不可能ということになる。

として最も曖昧な項である S_{ds} を疑うのが自然であろう。しかし、風入力がなく碎波の少ない無風域での水槽実験における放射項と非線形伝達の比較(Masuda, 1980)に様の不釣り合いが存在することを示すことができる。大まかには釣り合うが、高周波ギーを低周波側に移す何らかの機構(低周波遷移?)が必要なのである。これには、既表現しきれない機構が働いている可能性がある。Hasselmann 模型の妥当性について必要になるかもしれない。

と風波

場合のうねりと短い波の相互作用は、非線形波動の典型的な問題として様々な研究がある。風がある場合の問題は、風が運動量とエネルギーを波に与え、表皮流も関係する。じるといった複雑な様相を呈することである。そのかわり、風の直接的な影響のため、重の統計的平衡状態に近づけるような強制力が働いている。うねりと風波の問題の一筋

縄でいかない困難さを象徴しているのは、相矛盾する研究結果が次々に発表されてきた経緯であろう。実用的な問題にもうねりと風波の相互作用が深く関わっている。実際、うねりが存在する場合には波浪予報が外れやすいことが報告されているし、衛星による遠隔海面探査では長い波に乗った短い波のエネルギー分布が問題になっている。

ここでは、うねりの存在によって風波の発達がどのような影響を受けるのか、風波のエネルギー分布がうねりの位相にどのように依存するのかという二つの問題に焦点を当て、うねりと風波を分離した解析を行う。実験では、うねりとして造波機を用いた周期1秒の規則波(うねり)を起こしその上に風を吹かせて風波を発生させた。

これまでの研究と同様、うねりが無い場合の風波波高に対するうねりが存在する場合の風波波高の比を求めると、風と同じ方向に進むうねりが風波の波高の増大を抑えることが分かる。これは従来の結果と同様である。但し定説であった Phillips and Banner (1974) の機構は再考を要する。この機構による予測と実験結果は、大まかには合っているようにみえるが、よく調べると、定量的にも定性的にも矛盾するのである。例えば、風波の発達とともに表皮吹送流が相対的に弱くなり、Phillips and Banner 機構の効果が弱まるというようなことは観測されない。

従来の見方を変え、風波のエネルギーと風波の主振動数を水槽距離則の形で捉え直した結果が図2である。風波の主要周期はうねりが無い場合と同じ吹送距離則に従う。また、うねりが存在しても風波のエネルギーが無次元吹送距離に比例して増大するという性質は変わらない。その比例係数がうねりの振幅の増大につれて減少することが、うねりの効果である。従って、うねりが存在する場合にも、波高と周期に関する $3/2$ 乗則は成り立つ。但し比例係数はもはや鳥羽の普遍常数ではなくうねりの波高に依存する。

風波エネルギーのうねりの位相に対する依存性を見ると、うねりの峰で増大し、谷で減少した。その変動幅がうねりの大きさに応じて増大することを含めて、Longuet-Higgins and Stewart (1960) の計算とほぼ一致する。しかし、高風速の実験では、彼らの公式から予測できる変動幅よりも大きい。風が強いと単純な渦無し水面波の非線形論では説明しきれなくなっているのである。

5. 高次スペクトル

鳥羽の $3/2$ 乗則やスペクトルの相似性から、風と風波との間に局所平衡が成り立っており、その維持に何らかの非線型調節機構が働いているのは疑いない。しかしながら、従来の研究で扱われてきた二次の統計量パワー・スペクトルでは各成分波の自分自身との相互(?)作用しか表現できない。一方、高次スペクトルは三波あるいはそれ以上の成分波間の相関、従って非線型相互作用、を直接表現することができる。実際に出現しているパワー・スペクトルの構造自身は何らかの非線型調節作用の結果であることを考えると非線型情報を直接含む高次スペクトルの研究が解明の糸口を与えるかもしれない。こういう観点から実験資料の解析を進めている。高次スペクトルとしては最低次のバイスペクトルの結果のみを紹介する。バイスペクトルは先ず第一に波の上下非対称性を表している。波の峰近くで尖り、谷近くで平たいという Stokes 波の特徴が関係する。また実部は時系列の時間対称部分から、虚部は反対称部分から生じる。時間非対称性は、空間非対称性

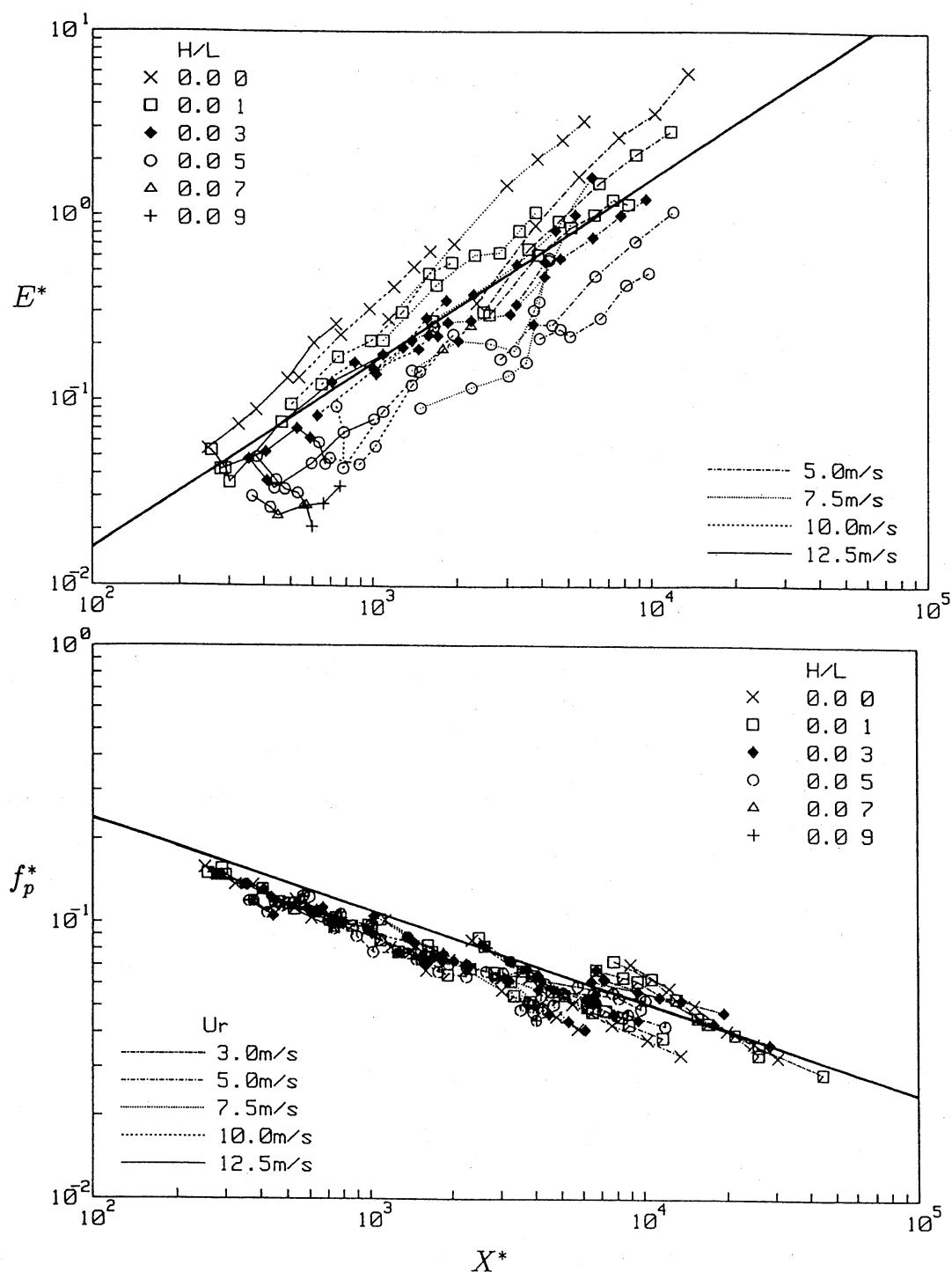


図 2: 水槽距離法則:無次元水槽距離に対する無次元エネルギー(上)と無次元主要振動数(下). 規則波(うねり)の波形勾配は, 各吹送距離で失速実測した値を用いている. ($\times$)で示すうねり無しの場合($H/L = 0.0$)に比べて, うねりがあると風波の発達が遅い. しかし, 無次元エネルギーが無次元水槽距離に比例するという関係は, 依然としてほぼ成り立つ. 無次元主要周期の増大に関する吹送距離則は, うねりの有無によらない. 以上から, うねりの波高に依存する修正した係数を持つ形で $3/2$ 乗則が成り立つ.

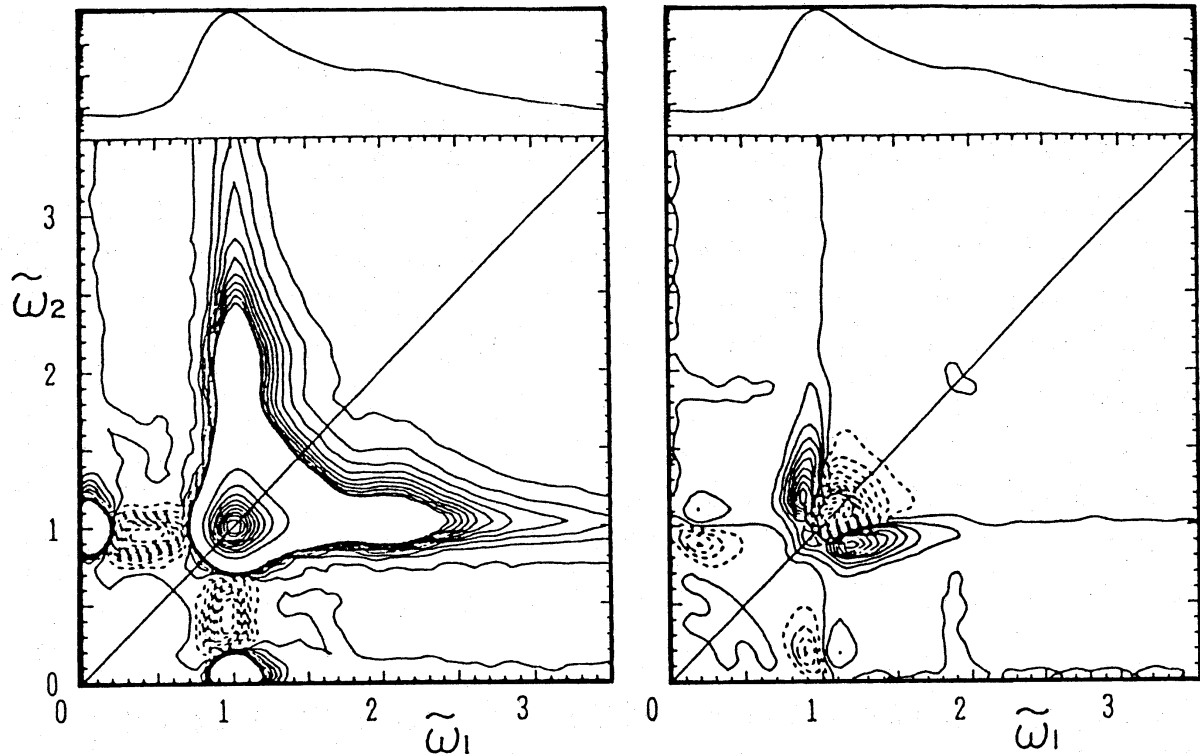


図 3: 風洞水槽の風波の表面変位から求めた無次元バイスペクトル実部(左)と虚部(右). 実線が正の, 破線が負の等値線を表す(等値線間隔は同じでない). 無次元化と等値線の詳細は略す. 特徴的な分布型が実部, 虚部ともに明瞭に見られる. 参考のため両図の上に無次元パワー・スペクトルを付した.

に起因することもある. 波の前面で急に立ち上がり, 緩やかにおさまるという特徴はバイスペクトル虚部に現れる (Masuda and Kuo 1981).

時間を t , 角振動数を ω とすれば, 表面変位 η の時系列は

$$\eta(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp\{-i\omega t\} dB(\omega). \quad (5)$$

と表され, 確率量である複素振幅 $dB(\omega)$ は自由波と強制波の両成分を含む. 自由波だけ見ても, 勝手な波向きの波全てからの寄与を表す. バイスpekトル $B(\omega_1, \omega_2)$ は, 三成分 $dB(\omega_1), dB(\omega_2), dB(\omega_3 = -[\omega_1 + \omega_2])$ の相関を測るもので,

$$B(\omega_1, \omega_2) = \frac{\langle dB(\omega_1)dB(\omega_2)dB(\omega_3) \rangle}{\delta(\omega_1 + \omega_2 + \omega_3) d\omega_1 d\omega_2 d\omega_3} \quad (6)$$

と定義される. 但し $\langle \cdot \rangle$ は確率平均を, $\delta(\cdot)$ はデルタ関数を表す. もし, 全ての波が線型で互いに無相関ならバイスペクトルは 0 である.

図 3 の左と右に実測したバイスペクトルの実部と虚部を示す. 主振動数で無次元化した縦軸と横軸を用い, 実線によって正の, 破線によって負の等値線を表す. 但し, 等値線間隔は一定でない. 実部が (1,1), (1,0) 近くで正の大きな値を持つことが分かる. これは, 主振動数の倍調強制波

と差振動数の強制波がそれぞれ作られていることを示すと解釈される。実際、二次までの非線型理論に基づくバイスペクトル実部の計算結果は実測と良く一致する。等値線図の上に示したパワー・スペクトルの形を見ても、主振動数の二倍近くに山があり、低周波側にも別の高まりが見られる。この特徴は非線型度が大きいほど顕著である。これらは二次の強制波であると解釈される。寧ろ次のように述べる方が正しいであろう。二次の強制波スペクトルという解釈を直接的に支持するのは、三次統計量であるバイスペクトルなのであると。一方、虚部にも顕著な構造が安定に存在することが分かる。具体的には、実部と同じく、 $(1,1)$ 、 $(1,0)$ 近くに大きな値が見られる。但し、負の値が卓越し、また正值の領域が隣接する双極子的な分布である。部分的には四波相互作用の現れと解釈できると考えている。

一般に高次スペクトルを解釈するのは容易でない。しかし、高次スペクトルに見られる明瞭な構造が波浪場の非線形性を具現していることは明かである。高次スペクトルの特徴的構造を再現し得るか否かは、全ての非線形波浪模型の試金石となっているのであり、より普遍的な非線形波浪模型を発見する手がかりを与えていると見ることもできよう。

5. おわりに

私達の研究室では、風波を予報するという実用的な目標と、非線形で不規則な水面波としての風波を力学的に理解しようとする目標とを追求している。本講演ではそのような研究の一端を紹介した。いずれも予備的な結果であり近い中に修正が必要になる可能性があるが、将来への問題提起であることをご理解頂ければ幸いである。なお、本稿は「気象研究ノート」の稿に加筆したものである。

引用文献

Charnock, H., 1955: Wind stress on a water surface. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **81**, 639-640.

Hasselmann, K., et al., 1973: Measurements of wind wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP). *Deutsch. Hydrogr. Z., Suppl. A*, **8**, No.12, 95pp.

Hasselmann, S. and K. Hasselmann, 1985: Computations and parametrizations of the nonlinear energy transfer in a gravity wave spectrum. Part I.: A new method for efficient computations of the exact nonlinear energy transfer integral. *J. Phys. Oceanogr.*, **15**, 1369-1377.

小松幸生他, 1993: 風波成分波間の非線形エネルギー伝達-新しく開発した効率的な計算法について-. 九州大学応用力学研究所所報, **75**, 121-146.

Longuet-Higgins, M. S. and R. W. Stewsr, 1960: Changes in the form of short gravity waves on long gravity waves and tidal currents. *J. Fluid Mech.*, **8**, 565-583.

Masuda, A., 1980: Nonlinear energy transfer between wind waves. *J. Phys. Oceanogr.*, **10**, 2082-2093.

Masuda, A. and T. Kusaba, 1987: On the local equilibrium of winds and wind-waves. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **43**, 28-36.

Masuda, A. and Y.-Y.Kuo, 1981: A note on the imaginary part of bispectra. *Deep-Sea.Res.*, **28A**, 213–222.

Mitsuyasu, H., 1968a: On the growth of the spectrum of wind generated waves (1). *Rep. Inst. for Applied Mech.*, **16**, 459–482.

Mitsuyasu, H., 1968b: On the growth of the spectrum of wind generated waves (2). *Rep. Inst. for Applied Mech.*, **17**, 259–248.

Mitsuyasu, H.: One dimensional wave spectra at a limited fetch, *Rep. Inst. for Applied Mech.*, **22**, 37–53.

Phillips, O. M. and M. L. Banner, 1974: Wave breaking in the presence of wind drift and swell. *J. Fluid Mech.*, **66**, 625–640.

The WAMDI Group, 1988: The WAM Model-A third generation ocean wave prediction model. *J. Phys. Oceanogr.*, **18**, 1775–11810.

Toba, Y., 1973: Local balance in the air-sea boundary processes. III. On the spectrum of wind waves. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **22**, 61–73.

Toba, Y. N. Iida, H. Kawamura, N. Ebuchi and I. S. F. Jones, 1990: Wave Dependence of Sea-Surface Wave Stress. *J. Phys. Oceanogr.*, **20**, 705–721.