

白波砕波せん断応力を考慮した波浪・高潮結合モデルによる 台風 9918 号による八代海の高潮の再現

山下 隆 男*・中 川 勇 樹**

1. 緒 言

大気から海洋への運動量の供給は波浪境界面を介して行われるため、吹送流場からみた海面せん断応力特性は波浪の状態により異なる。このため、吹送流の数値モデルは波浪推算モデルと連立して構築されるべきであるが、現在用いられている吹送流の計算では、海面せん断応力のバルク公式に粗度として波浪特性（波形勾配、波齢）を導入している。深海域においては、この方法でも吹送流場の観測結果がかなりの精度で再現できるが、浅海域における吹送流のシミュレーション結果では観測値を常に過小評価する結果となる。これは、白波砕波に及ぼす水深の影響のためである。すなわち、浅海域においては、波浪の発達および砕波は風速と水深とに依存するからである。浅海域では浅水変形により波形勾配がきつくなるため、大気乱流場から計測される海面せん断応力の抵抗係数も深海域よりは若干高くなるが、計算された吹送流場を修正するほど顕著な相違にはならない。浅海域での波形勾配の増加による白波砕波率の増加に起因する海水流動（吹送流）の強化を再現するためには、海面抵抗係数をかなり大きくするか、白波砕波に起因する付加的な応力を考慮する必要がある。このような問題は、極浅海域での高潮や強風の卓越する沿岸域の吹送流場のシミュレーションを行う上で解決すべき重要な課題となる。

本研究では、波浪推算モデル WAM、海洋循環モデル POM により浅水変形海域における波浪・吹送流の結合モデルを白波砕波せん断応力を導入することにより構築し、1999 年の 18 号台風による八代海での高潮の追算に適用した。

2. 浅水変形海域における高潮モデル

2.1 波浪モデル

本研究では、次式のエネルギー平衡方程式を基礎式としている WAM Cycle 4 を用いる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \phi}(\phi F) + \frac{\partial}{\partial \lambda}(\lambda F) + \frac{\partial}{\partial \theta}(\theta F) \\ = S_{in} + S_{n1} + S_{dis} + S_{bot} \dots\dots\dots (1) \end{aligned}$$

ここで、 $F=F(f, \theta, x, t)$ は周波数 f 、波向き θ 、の空間 $x=(\phi, \lambda)$ 、時間 t における波浪のスペクトル密度で、右辺のソース項は、それぞれ、風からのエネルギー供給項、非線形エネルギー輸送項、白波砕波によるエネルギー消散項および海底摩擦項で構成されている。これらのソース項は全て波浪の方向スペクトル密度 F に依存しており、左辺の移流項とのバランスで F が決定される。WAM を浅水域へ適用するために以下の検討を行う。

a) 風から波へのエネルギー供給

風から波浪へのエネルギー供給機構は、波面上に発達する気流の不安定性から発生する圧力変動によりエネルギー伝達が効果的に行われるという Miles 機構および波面上の大気乱流のせん断応力場によって記述される。式(1)では、波浪の発達率 γ を用いて、 $S_{in}=\gamma F$ で記述される。この関係から明らかなように、 S_{in} がスペクトル密度 F に準線形的に依存しているため、波浪は時間とともに指数関数的に増幅する。海面での摩擦速度 u_* 、波速 c とすると波齢の逆数として u_*/c を定義すると、波浪の増幅率は波齢の関数で、若い波 ($u_*/c \approx 2-3$) の場合には大きく、十分発達した波 ($u_*/c=0.83$) の場合には小さくなる。ここで問題となるのは摩擦速度 u_* の決定方法である。海面上の風速分布がわかれば大気乱流特性からこれを求めることができるが、大気の乱流場は波浪の影響を受けるので、波浪の発達状況によって風速分布特性が変化する。このことが、海面での摩擦速度の同定を困難にしている。これを決める方法としては、対数則を仮定する方法と、波面上の大気乱流場の乱流エネルギーを解析する方法とがあるが、WAM Cycle 4 では前者の方法が用いられている。

海面上の風速分布が対数則で表現できる場合、高度 $z[m]$ の風速 $U(z)$ は、粗度 z_0 およびカルマン定数 κ を用いて、次式で与えられる。

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

ここで、摩擦速度 u_* と粗度 z_0 との関係が与えられると、

* 正会員 工博 京都大学助教授 防災研究所
** 工修 日立建機(株)

風速 $U(z)$ (一般的には, 10 m 高度の風速が用いられる) がわかれば, 海面せん断応力が得られることになる。摩擦速度 u_* と粗度 z_0 との関係としては, 次式に示す Charnock (1995) 関係が用いられる。

$$\frac{gz_0}{u_*^2} = \alpha = \chi \left(\frac{u_*}{C_p} \right)^m \dots\dots\dots (3)$$

ここで, α は Charnock パラメータと呼ばれ, $m=0$ として定数で与えられていたが, これは海面状況 (風と波浪の関係) に依存することから, 係数 χ , べき数 m は観測から決定される。Masuda & Kusaba (1987) は大型風洞水槽実験の結果から $m=-1$ とし, Toba (1972) の $3/2$ 乗則を満足するデータから, $\chi=0.01109$, $m=1$ を得ており, Smith *et al.* (1992) は HEXOS の現地観測結果から, $\chi=0.48$, $m=1$, の結果を得ている。粗度と波齢との間には風波の発達過程によって異なる関係があるようで, べき数の値は実験, 観測によって若干異なる。さらに, 海洋での観測結果から明らかにされているように, 波浪の存在が海上風の風速分布に影響を及ぼし, 海面付近では対数則が破綻する結果が得られており, 波浪と大気とが動学的に相互作用するモデルが必要であることが明らかにされている。WAM Cycle 4 では, Charnock パラメータを一定とせず, 全せん断応力に及ぼす波浪せん断応力の割合を相互作用パラメータとした Janssen (1989, 1991) の方法が用いられている。この方法では, 波浪せん断応力は波浪のスペクトル密度 F に依存するとして, 全せん断応力 τ (波浪誘起せん断応力 τ_w と純乱流せん断応力 τ_i との和), Charnock パラメータ α と相互作用パラメータ y との関係が次式で表される。

$$\tau = \tau_w + \tau_i \dots\dots\dots (4)$$

$$\tau_w(x, y) = \iint \omega \gamma F(\sin \theta, \cos \theta) d\theta d\theta \dots\dots\dots (5)$$

$$y = \frac{\tau_w}{\tau}, \quad \alpha = \frac{\bar{\alpha}}{1-y}, \quad \bar{\alpha} = 0.01 \dots\dots\dots (6)$$

以上から, 風からのエネルギー供給項の計算では, 風速 $U(z)$ が与えられても, 摩擦速度, 波浪増幅率などは波浪のスペクトル密度 F に対して陰的に決めなければならないことがわかる。実際の計算では, $U(10)$ と τ_w に対して全せん断応力を予め求めておき, これを 2 次元のデータとして保存しておく。新しい波浪の増幅率 γ^{new} を求める場合には, F^{old} から求められる τ_w^{old} と $U^{\text{new}}(10)$ を用いて予め求めておいた 2 次元データから全せん断応力を求め, 仮の相互作用パラメータを計算する。その後に, τ_w^{old} を用いて, 摩擦速度, 粗度および増幅率を計算するため, 相互作用を近似的に計算していることになっている。また, 相互作用パラメータが 1 に漸近する場合には Charnock パラメータが無限大になる問題があるため,

計算上 $\gamma=0.999$ を仮定したり, 計算を安定に実行するため, スペクトル密度の増加分 ΔF に上限を設定するリミッターを用いる操作が行われている。

b) 白波砕波によるエネルギー消散

風から波浪へのエネルギー供給機構とともに, WAM において重要かつ困難な課題は, 白波砕波によるエネルギー消散機構のモデル化である。これは, 波浪の砕波調節機構だけでなく, 風から波浪へ受け渡されたエネルギーが波浪から流れへ変換される運動形態の変化と関連しているため, 風, 波浪と流れの相互作用を考慮する場合に最も重要な機構である。しかしながら, 未だ十分に定式化されていないソース項であり, WAM においては全ての問題が集約, 分散される部分でもある。

エネルギー消散項 S_{dis} にもスペクトル密度 F に比例する表示が用いられる。その比例係数は代表スペクトルに対する現スペクトルの非線形パラメータ比 (波形勾配の 2 乗に相当する量の比) のべき乗とエネルギー密度を重みとした平均値で無次元化した波数比のべき乗からなり, 以下のように表される。

$$S_{\text{dis}} = -G_2 \frac{1}{2} \left(\frac{k}{\bar{k}} + \left(\frac{k}{\bar{k}} \right)^2 \right) \left(\frac{\bar{k}^2 E}{(\bar{k}^2 E)_{PM}} \right)^2 \bar{\omega} F \dots\dots (7)$$

非線形パラメータ比に浅水変形効果を入れ,

$$(\bar{k}^2 E)_{PM} = 4.57 \times 10^{-3} \times \frac{\tanh kh}{(1 + 2kh/\sinh 2kh)} \dots\dots (8)$$

とする (宇都宮ら, 1999)。

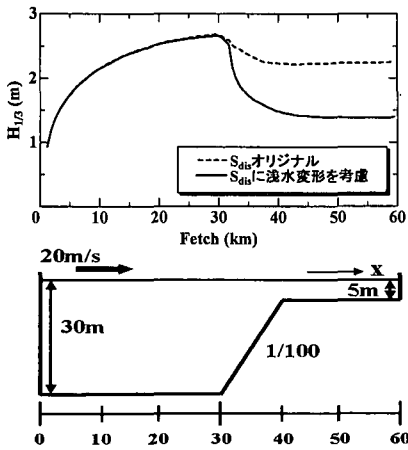
ここに, $\bar{k}$ はエネルギー密度を重みとした波数の平均値, $G_2 = 9 \text{ 減} 4 \times 10^{-5}$ である (Komen *et al.*, 1984)。

図-1 は, 一様風速 20 m/s を閉じた海域に吹かせた場合の波浪の発達計算により, 非線形パラメータ比に浅水変形効果を考慮した場合の効果を示す。

以上のような定式化により白波砕波機構がどの程度表現できるのかを実験的に明確にすることが重要となる。ただし, 浅水変形 (波形勾配の増加) と風による気流の不安定現象, 海面せん断応力が白波砕波に及ぼす影響を的確に表現するためには, この項に風による直接的な影響が含まれてないことが問題であるように思われる。

c) 陸境界スキーム

WAM では, 移流計算には一次の風上差分法を用い, 海洋のみのグリッド点を取りだして計算を行い, 隣のグリッドが陸の場合はスペクトル値をゼロとして海か陸かを識別する。しかし, 陸のスペクトル値をゼロとおくことにより, 通常の差分スキームでは実際のスペクトル値より小さい値が移流することになる。この問題を解消するために, 境界において図-2 に示すように幾何学的な考えのもとで差分を行う (Cavaleri & Sclavo, 1998)。



図一 非線形パラメータ比に浅水変形効果を考慮した場合の効果。一様風速 20 m/s を閉じた海域 (下図) に吹かせた場合の波浪の発達計算

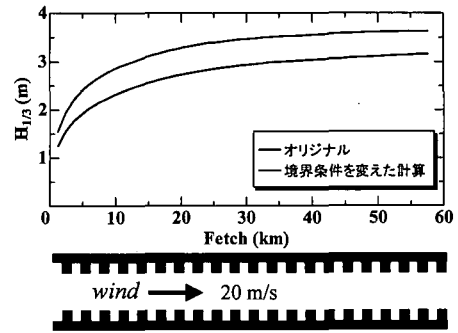
$$\left. \begin{aligned} F_A^* &= F_A \frac{AP_1}{AC}, & F_B^* &= F_A \frac{AP_2}{AD} \\ F_A^* &= F_A - F_C^* - F_B^* \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

ここで、 F_A は時間 t における A 点のスペクトル値、 F_A^* 、 F_C^* 、 F_B^* は $t + \Delta t$ 秒後のそれぞれのグリッドのスペクトル値である。もし B 点が陸であるとすると、 A 点と C 点とで差分を行う。これにより、陸と海との差分を解消することになる。

図一3 に、境界に凹凸のある水路で、風速 20 m/s の一様風による波浪の発達計算を行い、陸境界でのスキームの取り方による計算結果の相違を示す。

d) 波浪と海水流動モデルのインターフェース

高潮の数値シミュレーションや強風作用下での沿岸域での吹送流と波浪流による流れを対象とするときには、風・波浪・吹送流の相互作用が重要となる。このような現象のモデル化を考えると、必然的に風⇒波浪⇒広域海浜流のエネルギー伝達過程のモデルを作成することがイメージされる。風⇒波浪の過程は風から波浪へのエネルギー伝達過程が波齢に強く依存していることと、波浪成分間のエネルギーの非線形干渉や波面上での大気乱流特性に複雑に関係している。すなわち、風のエネルギーの多くは波浪の運動へ伝達され、群速度で伝播する。そし



図一3 陸境界でのスキームの効果

て、この過程では、波浪の波形勾配と波齢とが大きなファクターになっている。しかしながら、波浪が浅海域に侵入し、浅水変形を受けて波形勾配が増大してくると、風から波浪へのエネルギー伝達率も増大するが、波浪の碎波調節機構も変化し、白波砕波率が増大する。これにより、波浪⇒広域海浜流へのエネルギー輸送率が上昇し、沿岸域での吹送流の発達が強化される。このような機構を波浪推算モデルと海水流動モデルとを結びつけるインターフェースとする。山下ら (2000) は、次式で示される砕波せん断応力 τ_{br} の考え方を導入することにより、両モデルを結合することを提案している。

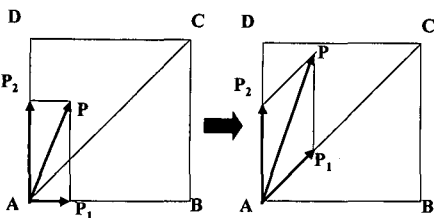
$$\tau_{br} = \frac{\alpha_w}{C_p} \iint S_{dis}(f, \theta) df d\theta \dots\dots\dots (10)$$

すなわち、碎波により発生する海面上の碎波ローラーが海水面にあたかも τ_{br} のせん断応力を作用させる (ローラーが海面を引っ張る)。それによる仕事量と白波砕波による全エネルギー減衰率が等価であると考ええる。このような考え方は、水深に規定される碎波に連続させてモデル化することで、深海域の白波砕波による流れの生成から、碎波帯内の海浜流、平均海面上昇 (wave set-up) まで統一的に表示することができる。ここでは、SWAN と同様の定式化で水深に規定される碎波のエネルギー散逸を与え、白波砕波によるエネルギー散逸項に足し合わせた。

3. T9918 による八代海の高潮の追算

3.1 数値モデルの概要

八代港における高潮の実測潮位には 2 つのピークが発生している。第 1 ピークは吹き寄せと吸い上げによる海水位の上昇で、いわゆる「高潮」と呼ばれる水位上昇であり、第 2 ピークは八代海での南北方向の副振動であると考えられる。すなわち、気象じょう乱により発生した高潮が自由進行波となり、八代海を南下し、南端で反射して再度北上した長波成分であると考えられる。松合地区では痕跡高さが TP 4.5 m であったことが調査結果か



図一2 陸境界でのスキーム

ら明らかにされているが、この水位上昇を従来の高潮モデルで再現すると TP 4 m となり、0.5 m 小さめに計算される。極浅海域での高潮計算においては、その差が波浪による吹き寄せ効果の増大に起因するものなのか、海岸構造物等による局所的な水位上昇なのかを明確にすることが重要である。

図-4 に計算領域を示す。高潮・潮汐計算の空間刻みは、 $\Delta x = \Delta y = 600$ m (240×240)、時間刻みは、 $\Delta t = 1$ s で、鉛直方向に 5 層の分割とした。波浪計算の領域、メッシュサイズは高潮計算と同一で、周波数 40 分割、方向 42 分割、 $\Delta t = 10$ s とした。台風の風域場の再現には、光田・藤井モデル (光田, 1997) を用いた。外洋潮汐モデルには、国立天文台の短周期海洋潮汐モデル (NAO 99, 解像度 0.5°, 主要 16 分潮) により計算した外洋潮位を境界条件として与え、潮汐観測点の推算天文潮位と比較して、潮汐計算の再現性を確認した (図-5)。再現期間は、1999

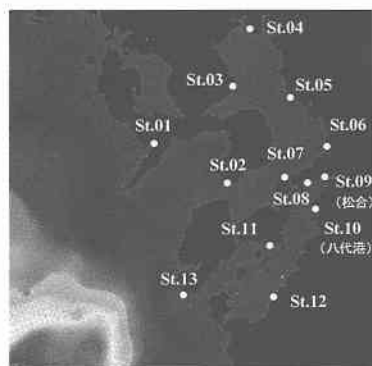


図-4 計算領域と出力点

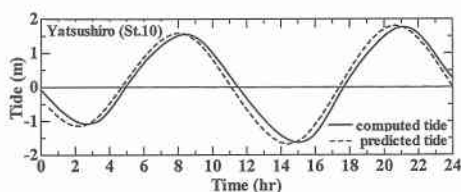


図-5 潮位の再現性

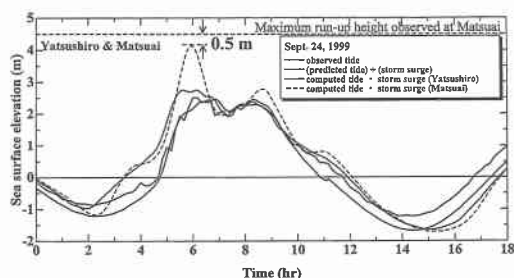


図-6 八代港と松合地区での水位の時間変化

年 9 月 23 日から 24 日までである。

3.2 計算結果

a) 高潮の再現

図-6 に八代港と実際に災害が起こった松合地区での水位変動の時間変化を示す。これを見ると、第 1 ピークだけでなく第 2 ピークもほぼ正確に再現されている。流れの計算結果からは、6 時には戻り流れが発生し、8 時には再び北上するといった現象が再現されていることから、この高潮の第 2 ピークは発生した高潮が自由進行波となり、八代海を南下して南端で反射して再度北上した長波成分であるということが断言できる。

また、松合地区では再現された最大潮位は 4 m であるが、前述したように調査結果から松合地区での痕跡高さは TP 4.5 m であったことを考えると、両者には 0.5 m の差がある。つまり、従来の高潮モデルによる再現には限界があり、本研究で提案、構築した波浪による吹送流の増幅を考慮する必要があるものと思われる。

b) 波浪場の再現

図-7(a) に計算による有義波高と波向きの分布を示す。この図から、5 時から 5 時 30 分において八代海中央部で波高が高く、そこからの白波砕波せん断応力により吹き寄せ効果が強調されることが想像できる。波浪に関する観測値がないため結果に関する評価はできない。

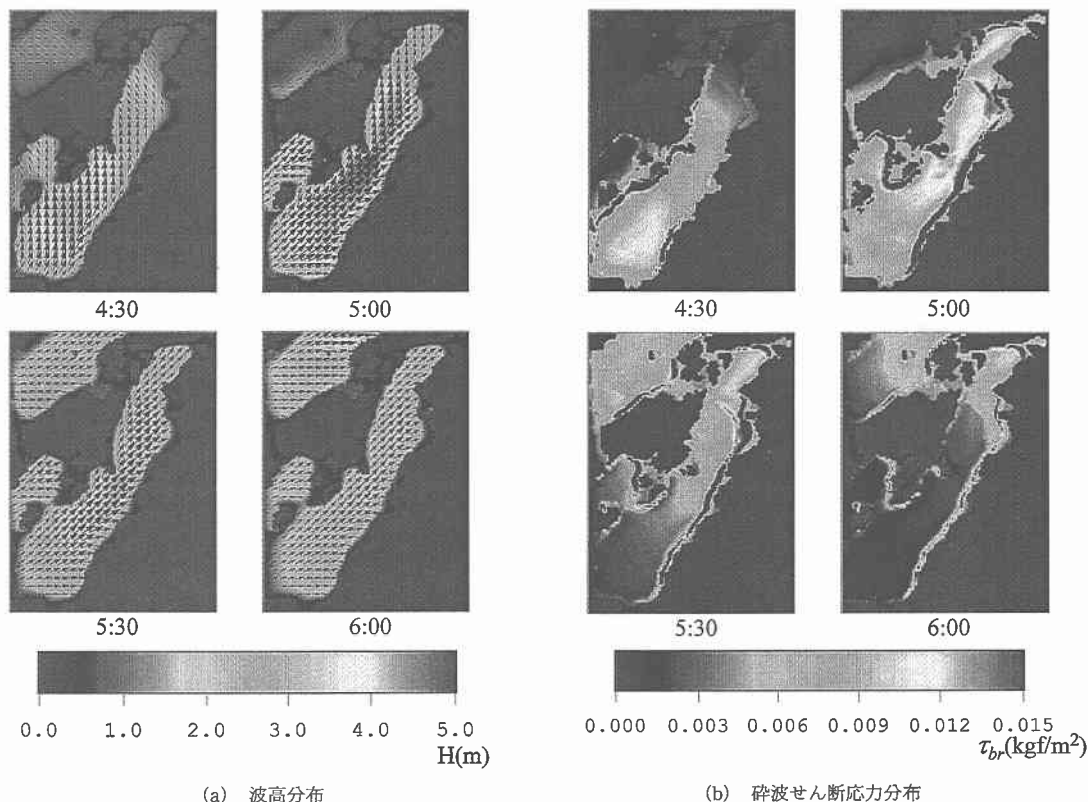
図-7(b) に砕波せん断応力 τ_{br} の空間分布を示す。これから言えるのは、八代海の地形特性を考えると、北端へ行くにつれ水深が非常に浅くなっているため、白波砕波せん断応力が強く作用するということである。つまり、高潮計算で再現できなかった松合地区の潮位は砕波せん断応力に起因しており、波浪を考慮した吹送流を考慮する必要があるということが言える。

本研究で構築した波浪-吹送流結合モデルを T9918 の八代海の高潮に適用した。白波砕波せん断応力 τ_{br} を $\alpha = 100$ とし計算を試みた。それによる八代港と松合での再現結果を図-8 に示す。この図から、白波砕波せん断応力による吹き寄せ効果の増大と wave set-up を考慮することにより、松合地区の高潮が再現できた。

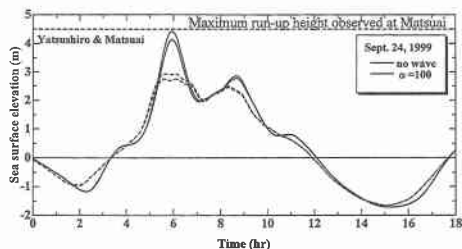
4. 結 語

以上、本研究では波浪が吹送流に及ぼす影響として白波砕波せん断応力を用い、波浪推算モデル WAM、海洋循環モデル POM により浅水域における波浪-高潮結合モデルを構築、1999 年 18 号台風による八代海での高潮の追算に適用した。以下に本研究で得られた主な結論を示す。

(1) 浅水変形海域における波浪-高潮結合モデルの構築を行った。波浪が吹送流に及ぼす影響として白波砕波せん断応力を導入したが、それに浅水変形の効果を入れ



図一7 波浪, 砕波せん断応力の計算結果

図一8 白波砕波せん断応力 τ_{br} を考慮した計算結果. 八代港と松合での再現結果 ($\alpha_w=100$)

るため, 波浪推算モデル WAM を浅水域モデルとした。

(2) 1999 年 9 月 24 日に八代海で起こった T9918 による高潮の再現計算を本研究で構築したモデルで行うことにより, 本モデルの適用性を試みた。

なお, 本研究は運輸施設整備事業団, 運輸分野における基礎的研究推進制度「高潮・高波の推算技術の高度化と防災に関する基礎的研究」の研究成果の一部である。

参 考 文 献

宇都宮好博・大西健二・鈴木 靖 (1999): 第三世代波浪推算モデルの浅海域への適用, 海岸工学論文集, 第 46 巻, 266-270.

光田 寧 (1997): 台風による風災害の予測について, 京都大学防災研究所年報, 40, A, 47-61.

山下隆男・路 明・榊原 弘 (2000): 砕波による海面せん断応力を導入した吹送流の数値モデル, 海岸工学論文集, 第 47 巻, 121-125.

Cavaleri, L. and M. Sclavo (1998): Characteristics of quadrant and octant advection schemes in wave models, Coastal Engineering 34, 221-242.

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

Gunther, H., S. Hasselmann and P. A. E. M. Janssen (1992): The WAM Model cycle 4, Report No. 4, October 1992.

Janssen, P. A. E. M. (1989): Wave-induced stress and the drag of air flow over sea waves, J. Phys. Oceanogr., 19, 745-754.

Janssen, P. A. E. M. (1991): Quasi-linear theory of wind wave generation applied to wave forecasting, J. Phys. Oceanography, 14, 1271-1285.

Komen, G. J., S. Hasselmann and K. Hasselmann (1984): On the existence of a fully developed wind sea spectrum, J. Phys. Oceanography, 14, 1271-1285.

Masuda, A. and T. Kusaba (1987): J. Oceanogr. Soc. Japan, 43, 28-36.

Smith, S. D. et al. (1991): Sea surface wind stress and drag coefficients: The HEXOS Results, Boundary-Layer Meteorol., 60, 109-142.

Toba, Y. (1972): J. Oceanogr. Soc. Japan, 28, 109-121.