

工学ジャーナル 第 14 卷

目 次

一般投稿論文

海面抵抗係数と Toba 定数の変動に関する考察	山口 正隆・野中 浩一 畑田 佳男	1
瀬戸内海沿岸地点における 1980 年以前の風観測資料 の特性およびその再現性の検討	山口 正隆・野中 浩一 畑田 佳男	53
第 3 世代波浪推算モデル SWAN の基本挙動の調査	山口 正隆・野中 浩一 宇都宮 好博・畑田 佳男	68
近年における日本海での異常波浪の再現計算	山口 正隆・野中 浩一 畑田 佳男	94
東シナ海における台風時波高の極値の再評価（補遺）	山口 正隆・野中 浩一 畑田 佳男	139
CaO-Al ₂ O ₃ -SiO ₂ ガラスの耐アルカリ性に及ぼす Al ₂ O ₃ の影響	高橋 尚志・武部 博倫	175

投稿規程等

愛媛大学工学部工学ジャーナル論文投稿規程	184
工学ジャーナル論文申込書	186
著作権委譲書	187
愛媛大学工学部工学ジャーナル論文投稿規程第7に定める投稿料等経費について	188
愛媛大学工学部工学ジャーナル論文執筆規程	189
工学ジャーナル投稿原稿の見本	191

Annual Journal of Engineering

vol. 14

CONTENTS

Papers

Variability of Sea Drag Coefficient and Toba Constant in the 3/2-Power Law between Significant Wave Height and Wave Period	Masataka YAMAGUCHI Hirokazu NONAKA and Yoshio HATADA	1
Winds Measured at Coastal Stations in the Seto Inland Sea during a Year Period before 1980 and Error Evaluation of their Hindcast Winds	Masataka YAMAGUCHI Hirokazu NONAKA and Yoshio HATADA	53
Performance of the Third Generation Wave Model SWAN in Ideal Generation Condition	Masataka YAMAGUCHI Hirokazu NONAKA Yoshihiro UTSUNOMIYA and Yoshio HATADA	68
Hindcasting High Waves in the Japan Sea Generated by Recent Severe Storms	Masataka YAMAGUCHI Hirokazu NONAKA and Yoshio HATADA	94
Re-Evaluating Extremes of Typhoon-Generated Wave Heights in the East China Sea(Supplement)	Masataka YAMAGUCHI Hirokazu NONAKA and Yoshio HATADA	139
Effect of Al ₂ O ₃ on Alkali Resistance of CaO–Al ₂ O ₃ –SiO ₂ Glasses	Shoji TAKAHASHI and Hiromichi TAKEBE	175

海面抵抗係数と Toba 定数の変動に関する考察

Variability of Sea Drag Coefficient and Toba Constant in the 3/2-Power Law between Significant Wave Height and Wave Period

山口正隆*・野中浩一**・畑田佳男***

Masataka YAMAGUCHI*, Hirokazu NONAKA** and Yoshio HATADA***

Based on the results of Takagaki et al.(2012) augmented with Iwano et al.(2013) followed by other results of the previous studies, this paper discusses variability of both the sea drag coefficient C_d and the Toba constant B_T in the 3/2-power law between significant wave height H_s and period T_s . Some of the main conclusions are summarized below. (1)The Takagaki et al.(2012) results with respect to upper limits of C_d , wave statistics $E f_p^3/g$ ($E = H_s^2/16$:wave energy, f_p :peak frequency and g :acceleration of gravity) and roughness length z_0 in addition to a relation between z_0 -based dimensionless wave energy \hat{E} and peak frequency \hat{f}_p may be verified at a significant level by the comparison with some of the published experiments and observations (PEOs). (2)The Takagaki et al.(2012) study with Iwano et al.(2013) suggests a weak dependence of the Toba constant on friction velocity u_* less than 1.70 m/s and a strong dependence on friction velocity u_* greater than 1.70 m/s. But the PEOs for $u_* < 1.70$ m/s do not necessarily support a tendency of weak dependency due to a significant scatter of the individual data. (3) Mean of the PEOs-based Toba coefficient (B) samples is 0.062 which is coincident with the original value of $B_T=0.062$ and standard deviation is 0.009, while variability ranges from 0.053 to 0.071. (4) The Takagaki et al.(2012)-based analyses are conducted for $N_t=28,430$ data samples of H_s , T_s and z m-height wind speed U_z extracted under the conditions of ①deep water waves, ②reasonable measurement accuracy and ③ acceptable(quasi-) stationarity from about 870,000 data samples gathered at 17 measurement stations in local winds-dominated water areas. Total mean B_m of the Toba coefficient B is 0.0586, a little smaller than the original value of $B_T=0.062$, in cases where station-separated mean varies from 0.0463 to 0.0679 and mean B_m of u_* -segment-separated B data samples may happen to yield a tendency of weak decrease with increase of segment-averaged u_* , as indicated by the Takagaki et al.(2012) results. (5) Estimate of the Toba coefficient B changes depending on a C_d law to be applied in cases where u_* is calculated from measured U_z . The mean value ranges from 0.0586 to 0.0625 when any of the 6 C_d formulae is used for the above-mentioned data samples.

*愛媛大学名誉教授

Prof. Emeritus, Ehime University

** (前) 愛媛大学工学部環境建設工学科

(former) Department of Civil and Environmental Engineering, Faculty of Engineering, Ehime University

***愛媛大学大学院理工学研究科 (工学系) 生産環境工学専攻

Engineering for Production and Environment, Graduate School of Science and Engineering, Ehime University

原稿受理 平成 26 年 10 月 31 日

Key Words ; sea drag coefficient, Toba constant, 3/2-power law, measurements, wind speeds, wave heights and periods, local winds-generated waves

1. 結 言

大気海洋間の運動量輸送を代表するパラメータである海面抵抗係数 C_d に関して非常に多くの研究が積み重ねられた結果、その風速依存性などが明らかにされてきたが、最近では 10 m 高度風速 U_{10} が 30~40 m/s 以上の超強風速時における挙動が注目されている。すなわち、Donelan ら^[1]は $U_{10} > 33$ m/s で C_d がほぼ一定値をとる特性を実験結果に基づき、Powell ら^[2]は $U_{10} > 40$ m/s で C_d がピーク値をとったのち減少する特性を観測結果に基づいて示している。その挙動は両者の場合で異なるものの、ピーク値をとること (capping) で両者の特性は共通する。続いて、Takagaki ら^[3]は風洞水槽における精密な実験に基づいて、 $U_{10} > 35.0$ m/s で C_d や波浪特性量 Ef_p^3/g (E : 波浪エネルギー、 f_p : 周波数スペクトルのピーク周波数、 g : 重力加速度) が上限値 (一定値) をとる特性や粗度長 z_0 と Ef_p^3/g の関係および Ef_p^3/g と U_{10} の関係を与えた。また、Iwano ら^[4]は Takagaki ら^[3]の結果に対して風速の限界区分を $U_{10} > 33.6$ m/s とするとともに、 C_d に対する U_{10} のべき乗型近似式を提示した。

一方、発達過程における風波の有義波高 (H_s)、有義波周期 (T_s) および成因となる風の摩擦速度 u_* の間に Toba^[5]の 3/2 乗則 (Toba 定数 $B_T = 0.062$) が成り立つことが知られており、この関係の妥当性の確認が風洞水槽や紀伊水道南部沿岸の白浜観測塔における測定記録の解析に基づいて行われた。その際、Toba 定数 B_T の変動が議論されてきたことはあまりない。Takagaki ら^[3]で与えられた波浪特性量 Ef_p^3/g ($E = H_s^2/16$, $f_p = 1/T_p$, T_p : スペクトルのピーク周期)は、 $T_p = 1.05T_s$ とすれば Toba^[5]の 3/2 乗則における波浪特性量と対応することから、Toba 定数 B_T の変動を含めて両者の関係を検討できる。

本研究では、Takagaki ら^[3]の結果を既存の実験・観測資料を用いて再検証するとともに、Takagaki ら^[3]による C_d およびこれを近似した Iwano ら^[4]による C_d の特性と既往の Wu^[6]や Mitsuyasu・Kusaba^[7]による C_d との比較・検討を行う。ついで、Takagaki ら^[3]と Iwano ら^[4]の結果から導かれる波高・周期の 3/2 乗則と Toba^[5]による本来の 3/2 乗則あるいは光易^[8]あるいは Wilson^[9]に基づく 3/2 乗則との関係を u_* 表示に基づく Toba 係数 B および U_{10} 表示に基づく Toba 係数 B_{10} に着目して考察する。続いて、内湾・内海における観測資料を用いて Toba 係数 B および Toba 係数 B_{10} とそれらの変動特性を検討する。ここでは、Toba^[5]による 0.062 を Toba 定数 B_T 、この値以外の B およびすべての B_{10} を Toba 係数と称する。なお、本文の執筆後検討を進めた結果を付録 A~F で述べる。

2. Takagaki ら^[3]および Iwano ら^[4]の解析結果に基づく検討

(1) 海面抵抗係数 C_d の特性

大気安定度が中立状態の場合、高度 z の風速 U_z は対数則で表される。

$$U_z/u_* = (1/\kappa) \log(z/z_0) \quad (1)$$

ここに、 $\kappa (= 0.4)$: Karman 定数、 z_0 : 粗度長、である。また、10 m 高度風速を U_{10} 、摩擦速度を u_* として

$$u_*^2 = C_d U_{10}^2 \quad \text{あるいは} \quad C_d = (u_*/U_{10})^2 \quad (2)$$

で定義される海面抵抗係数 C_d は次式になる。

$$C_d = \{\kappa/\log(10/z_0)\}^2 \quad (3)$$

さらに、 U_z と U_{10} の関係は C_d を介して次式 (Iwano ら^[4]) で表される。

$$U_z = \{1 + 2.5C_d^{1/2} \log(z/10)\}U_{10} \quad (4)$$

したがって、 C_d が U_{10} の関数で与えられる場合には U_{10} から U_z を直接計算できるし、 U_{10} と U_z の数値表を

利用すれば、 U_z から U_{10} を補間推定できる。

さて、無次元粗度長 gz_0/u_*^2 は定数 α_{ch} (Charnock 係数) か波齡 (C_p/u_*) (C_p : スペクトルのピーク周期に対する波速) のベキ関数で表されてきたが、Takagaki ら^[3]は彼等の 10 高度換算風速 $U_{10} \approx 70$ m/s に及ぶ広範囲の風速条件に対する風洞水槽実験の結果や白浜での現地観測結果および既往の観測結果を解析・整理し、次元解析に基づいて z_0 に関するつぎの結果を得た。

$$z_0 = \gamma^{-2} E^2 f_p^6 g^{-3} = 6.9 \times 10^5 E^2 f_p^6 g^{-3} \leq 0.363 \text{ cm} \quad (5)$$

あるいは

$$\hat{E} = \gamma \hat{f}_p^{-3}; \hat{E} = E/z_0^2, \hat{f}_p = f_p(z_0/g)^{1/2}, \gamma^{-2} = 6.9 \times 10^5, \gamma = 1.2 \times 10^{-3} \quad (6)$$

式(5)では、粗度長 z_0 は波浪特性量 Ef_p^3/g の 2 乗に比例する。式(5)を式(3)に代入すれば、 C_d の算定式が次式で得られる。

$$C_d = \{\kappa/\log(10\gamma^2 g^3 E^{-2} f_p^{-6})\}^2 \quad (7)$$

Takagaki ら^[3]およびこの論文に対する 8 人の著者のうち 4 名の著者からなる Iwano ら^[4]によれば、実験結果に基づく C_d は $U_{10} \geq 33.6$ m/s で一定値 2.55×10^{-3} をとることから、 C_d 式 (Taka1 と略記) は次式のように書かれる。

$$C_d = \begin{cases} [0.4/\log\{1.42 \times 10^{-4}(Ef_p^3/g)^{-2}\}]^2 & ; U_{10} < 33.6 \text{ m/s} \\ 2.55 \times 10^{-3} & ; U_{10} \geq 33.6 \text{ m/s} \end{cases} \quad (8)$$

$C_d = 2.55 \times 10^{-3}$ ($U_{10} \geq 33.6$ m/s) に対応する Ef_p^3/g (の上限値) は式(8)の第 1 式=第 2 式として

$$Ef_p^3/g = 2.27 \times 10^{-4}; U_{10} \geq 33.6 \text{ m/s} \quad (9)$$

になる。式(5)における z_0 の上限値 0.363 cm は式(9)を式(5)に代入して求められる。Takagaki ら^[3]の実験結果によれば、 $U_{10} < 33.6$ m/s では Ef_p^3/g は U_{10} と直線関係を示す。 $U_{10} = 33.6$ m/s で 2.27×10^{-4} (= $6.75 \times 10^{-6} \times 33.6$)をとるように係数を決定すれば、つぎの直線式が得られる。

$$Ef_p^3/g = 6.75 \times 10^{-6} U_{10}; U_{10} < 33.6 \text{ m/s} \quad (10)$$

したがって、式(10)を式(8)の第 1 式に代入すれば、10 m 高度風速 U_{10} の関数として表される次の C_d 式 (Taka2) が得られる。

$$C_d = \begin{cases} \{0.4/\log(3.10 \times 10^6/U_{10}^2)\}^2 & ; U_{10} < 33.6 \text{ m/s} \\ 2.55 \times 10^{-3} & ; U_{10} \geq 33.6 \text{ m/s} \end{cases} \quad (11)$$

続いて、Iwano ら^[4]は式(11)に対する近似式として次式 (Iwano) を提案している。

$$C_d = \begin{cases} 4.40 \times 10^{-4} U_{10}^{1/2} & ; U_{10} < 33.6 \text{ m/s} \\ 2.55 \times 10^{-3} & ; U_{10} \geq 33.6 \text{ m/s} \end{cases} \quad (12)$$

式(12)第 1 式の式(11)第 1 式に対する相対誤差は $U_{10} = 32.5$ m/s に対して-0.05%, 17.5 m/s に対して-2.2%, 10 m/s に対して-7.0%, 5 m/s に対して-15%と絶対値が単調増加し、その近似度は U_{10} の減少とともに急速に低下する。これを改善するために、 $U_{10} = 33.6$ m/s で $C_d = 2.55 \times 10^{-3}$ の制約条件のもとに $U_{10} = 2.5 \sim 32.5$ m/s (2.5 m/s 間隔) に対して求めた最小 2 乗法 (付録 B で述べる (b) 法にあたる) に基づく $C_d = 5.58 \times 10^{-4} U_{10}^{0.432}$ によれば、相対誤差は $U_{10} = 32.5$ m/s に対して 0.03%, 17.5 m/s に対して 2.1%, 10 m/s に対して 0.86%, 5 m/s に対して-3.9%となり、かなりの改善がみられる。この場合、以下に現れる式(18) ($22.0u_*^{-0.2}$ から $21.7u_*^{-0.178}$ へ)、式(21) (右辺最後 $22.0u_*^{-0.2}$ から $21.7u_*^{-0.178}$ へ)、式(22) ($5.24 \times 10^{-2}u_*^{-0.1}$ から $5.21 \times 10^{-2}u_*^{-0.089}$ へ)、式(44)の第 1 式 ($1.49 \times 10^{-4}/u_*^{0.2}$ から $1.46 \times 10^{-4}/u_*^{0.178}$ へ) の形が変わり、各式の u_* への依存性がやや弱くなるが、その基本特性に変化はないので、ここでは式(12)の第 1 式をそのまま使用する。なお、 C_d 式(11)の第 1 式に対する上記の修正式 ($C_d = 5.58 \times 10^{-4} U_{10}^{0.432}$) の近似度が式(12)の第 1 式と比べて向上し、 B の推定値が若干減少することから、修正式を適用する場合、後出する Table 7 の最終行の結果 (Iwano) は、たとえば $B_m = 0.0603$ から 0.0591 へと変化し、Taka2 の結果 (この場合 $B_m = 0.0591$) に近づく。

Takagaki ら^[3]および Iwano ら^[4]の各式 (z_0 , Ef_p^3/g , C_d) の特徴は $U_{10} \geq 33.6$ m/s で一定値をとる点にあり、粗度長 z_0 は 0.363 cm, Ef_p^3/g は 2.27×10^{-4} ($= 6.75 \times 10^{-6} \times 33.6$) m/s, C_d は 2.55×10^{-3} をそれぞれ上限値とする。実験・観測結果から得られたこれらの値が 10~20 % のばらつきを伴うのは言うまでもない。なお、式(5)から z_0/H_s と波形勾配 H_s/L_s (L_s : 有義波周期に対応する波長) の関係が Takagaki ら^[3]により

$$(z_0/H_s)^{1/2} \propto (H_s/L_s)^{3/2} \quad (13)$$

として導かれている。

Table 1 は U_{10} に対する既存の C_d 式による値の一覧を与える。用いた C_d 式は Takagaki ら^[3]による式(11) (Taka2), Iwano ら^[4]による式(12) (Iwano) のほか Wu^[6]による式(14) (Wu) と Mitsuyasu・Kusaba^[7]による式(15) (MK1) および U_{10} のベキ乗型式(16) (MK2) に加えて、Iwano ら^[4]による式(12)の第1式に対する修正式 (IwanoC) である。

Table 1 Change of C_d value with increase of 10 m height wind speed U_{10} for any of 6 C_d laws.

U_{10} (m/s)	$C_d \times 10^3$					
	Wu	MK1	MK2	Taka2	Iwano	IwanoC
5	1.13	1.09	1.01	1.16	0.98	1.12
8	1.32	1.09	1.01	1.37	1.24	1.37
10	1.45	1.21	1.17	1.50	1.39	1.51
15	1.78	1.53	1.53	1.76	1.70	1.80
20	2.10	1.84	1.84	2.00	1.97	2.04
25	2.43	2.16	2.13	2.21	2.20	2.24
27.5	2.59	2.31	2.27	2.31	2.31	2.34
30	2.75	2.47	2.40	2.41	2.41	2.43
32.5	2.91	2.63	2.53	2.51	2.51	2.51
35	3.08	2.79	2.66	2.55	2.55	2.55

$$C_d = (0.8 + 0.065U_{10}) \times 10^{-3}; U_{10} > 1 \text{ m/s} \quad (14)$$

$$C_d = \begin{cases} (0.581 + 0.063U_{10}) \times 10^{-3}; U_{10} = 8 \sim 35 \text{ m/s} \\ 1.09 \times 10^{-3}; U_{10} < 8 \text{ m/s} \end{cases} \quad (15)$$

$$C_d = \begin{cases} 2.60 \times 10^{-4} U_{10}^{0.654}; U_{10} = 8 \sim 35 \text{ m/s} \\ 1.01 \times 10^{-3}; U_{10} < 8 \text{ m/s} \end{cases} \quad (16)$$

ここでは Mitsuyasu・Kusaba^[7]による式(15)と式(16)では $U_{10} < 8$ m/s の場合、 $U_{10} = 8$ m/s に対して得た値をそれぞれの第2式として与えている。

これらの結果を $U_{10} > 20$ m/s の強風域で見ると、Wu^[6]の式が終始最も大きい値を与え、Takagaki ら^[3]の式(11) (Taka2) と Iwano ら^[4]の式(12) (Iwano) がこれに次ぐ。Takagaki ら^[3]の式 (Taka2) と Iwano ら^[4]の式 (Iwano) による C_d は U_{10} の増加とともに差を縮めて、同一の値に漸近し、 $U_{10} > 25$ m/s では両者の C_d に関する差は実際上無視しうる。Mitsuyasu・Kusaba^[7]の式(15) (MK1) は $U_{10} \leq 25$ m/s で式(16)を除く他の式より小さい C_d を与えるが、 $U_{10} > 27.5$ m/s では Takagaki ら^[3]の式 (Taka2) や Iwano ら^[4]の式 (Iwano) による値を上まわる。Mitsuyasu・Kusaba^[7]のベキ乗型式(16) (MK2) による値は $U_{10} = 15$ m/s と 20 m/s で式(15)による値と一致するが、それ以外では U_{10} の増大あるいは減少とともに式(15)による値より小さくなる。なお、Iwano ら^[4]の式(12)第1式に対する修正式 (IwanoC) は Takagaki ら^[3]の

式(11) (Taka2) と同程度の値を与える (高い近似度) ことから, 以下では検討対象としない。

続いて, Takagaki ら^[3]の式(11) (Taka2) や Iwano ら^[4]の式(12) (Iwano) において, $U_{10} \geq 33.6$ m/s で $C_d = 2.55 \times 10^{-3}$ であるから, $U_{10} = 33.6$ m/s に対応する摩擦速度は $u_* = 1.70$ m/s になる。すなわち,

$$U_{10} = 19.8u_* ; u_* \geq 1.70 \text{ m/s} \quad (17)$$

一方, $U_{10} < 33.6$ m/s において式(11)の第1式で与えられる C_d 式は対数関数を含む形になっているので, 表示が簡単な式(12)の第1式によれば,

$$U_{10} = \{1/(4.40 \times 10^{-4})\}^{0.4} u_*^{0.8} = (22.0u_*^{-0.2})u_* ; u_* < 1.70 \text{ m/s} \quad (18)$$

が得られる。 u_* から U_{10} への変換係数は u_* の増加とともに減少する。

(2) 既往の実験・観測結果との比較

鈴木・鳥羽^[10]は既往の多くの実験・観測結果を収集するとともに, 風波飽和度の概念を用いた C_d の整理を行っている。ここでは, 鈴木・鳥羽^[10]の論文に記載された既往の多くの実験・観測結果のうち, 採択条件として u_* , z_0 , C_d , f_p , H_s , T_s が与えられた Toba (1961, 1972), Masuda・Kusaba (1987), Banner・Peirson (1998) による実験結果 (資料数 $N = 48$) と, Kawai ら (1977), Merzi・Graf (1985) による現地観測結果 ($N = 77$) を用い, Takagaki ら^[3]の結果に対する検討を行う。現地観測結果は深海波条件 ($h/L_0 > 0.5$, $L_0 = 1.56T_s^2$) をほぼ満たす。なお, ここでの採択条件を満たしている Hamada (1963), Kunishi (1963), Kunishi・Imasato (1966) による実験結果は, 1970 年以前の古い時代における測定精度の限界などのため, 採択資料の結果と異なる挙動をとることから, 使用しなかった。とくに Kunishi・Imasato (1966) の資料には 10 m 高度換算風速 U_{10} で 80 m/s を越える資料もあるが, C_d が U_{10} とともに単調増加する挙動をとり, 最近の結果と整合しないことが不採択の理由である。また, Johnson ら (1998) の観測結果は Takagaki ら^[3]による回帰式の作成に使用されているため, 不採用とした。この結果, 実験・観測結果 ($N_t = 125$) の U_{10} の最大値は 25.5 m/s とやや低い値になった。

Fig. 1 は(a) C_d と U_{10} , (b) Ef_p^3/g と U_{10} , (c) z_0 と U_{10} の関係を示す。各図にはそれぞれの上限值を与える。 C_d と z_0 に関しては実験値 (Toba, Masuda・Kusaba, Banner・Peirson) と観測値 (Kawai, Merzi・Graf) で各挙動が 2 分されており, Ef_p^3/g についてもその傾向がみられなくはない。実験結果では C_d , Ef_p^3/g , z_0 は U_{10} とともに増加する傾向にあるが, 観測結果では U_{10} への依存性が弱い。上限値でみれば, 各実験・観測値は $C_d \times 10^3 < 2.55$, $Ef_p^3/g \times 10^4 < 2.27$ (Toba^[5]による 1 例を除く), $z_0 < 3.63 \times 10^{-3}$ m (限界値よりやや大きい 3 例を除く), の条件を満たす。

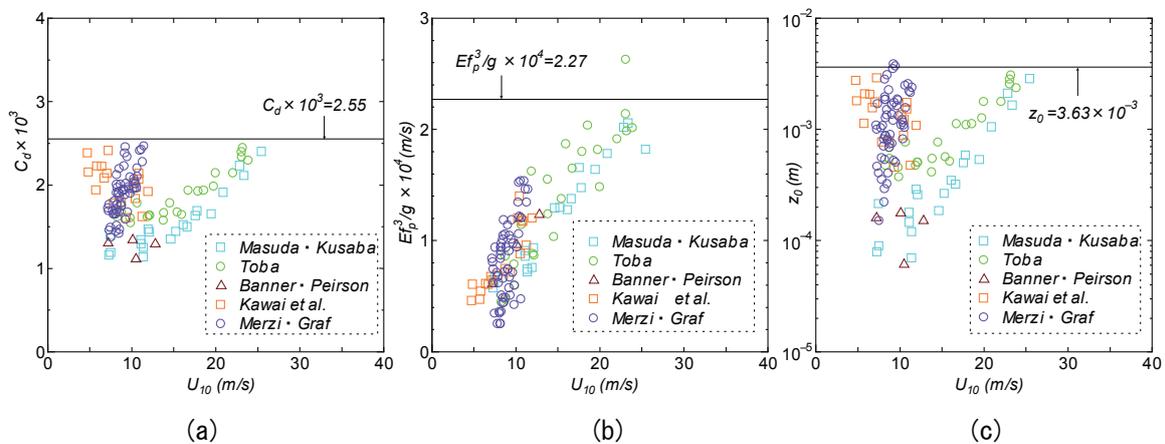


Fig. 1 (a) $C_d - U_{10}$ relation, (b) $Ef_p^3/g - U_{10}$ relation and (c) $z_0 - U_{10}$ relation based on experiments and in-situ observations.

Fig. 2 は \hat{E} ($= E/z_0^2$) と \hat{f}_p ($= f_p(z_0/g)^{1/2}$) の関係を示す。両者の関係は式(6)によってほぼ近似されるが、詳細には実験値は式(6)より大きめの値を、観測値は式(6)より小さめの値をとる傾向にある。

H_s , T_s , U_{10} を入力条件として与える場合, $E = H_s^2/16$, $f_p = 1/T_p$, $T_p = 1.05T_s$ として式(5)から z_{ocal} が、式(1)から u_{*cal} が求められる。Fig. 3 は (a) z_0 および (b) u_* に対する計算値と実験・観測値の比較を示す。添え字 'cal' は計算値を表す。 z_0 に関して資料値は 45° 直線のまわりに大きくばらつく。一方, u_* に関して計算値と実験・観測値との対応は比較的良好である。また、いずれについても実験結果では計算値が実験値より大きく (u_* では 10% 程度)、観測結果では計算値が観測値より小さい (u_* では 3% 程度) 傾向にある。すなわち、 u_* に対する計算値は実験値より観測値の場合によく符合する。

以上のように、 C_d , $E f_p^3/g$, z_0 の U_{10} に伴う増加傾向と上限値、式(6)で表される \hat{E} と \hat{f}_p の関係および u_* に対する計算値と実験・観測値の対応に関して Takagaki ら^[3]の妥当性がある程度検証されたと言える。

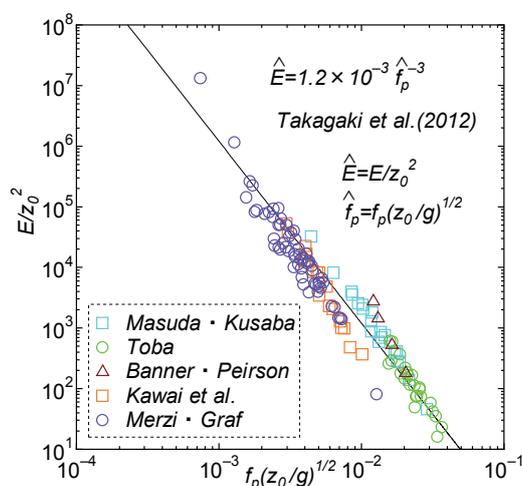


Fig. 2 Relation between \hat{E} ($= E/z_0^2$) and \hat{f}_p ($= f_p(z_0/g)^{1/2}$) based on experiments and in-situ observations.

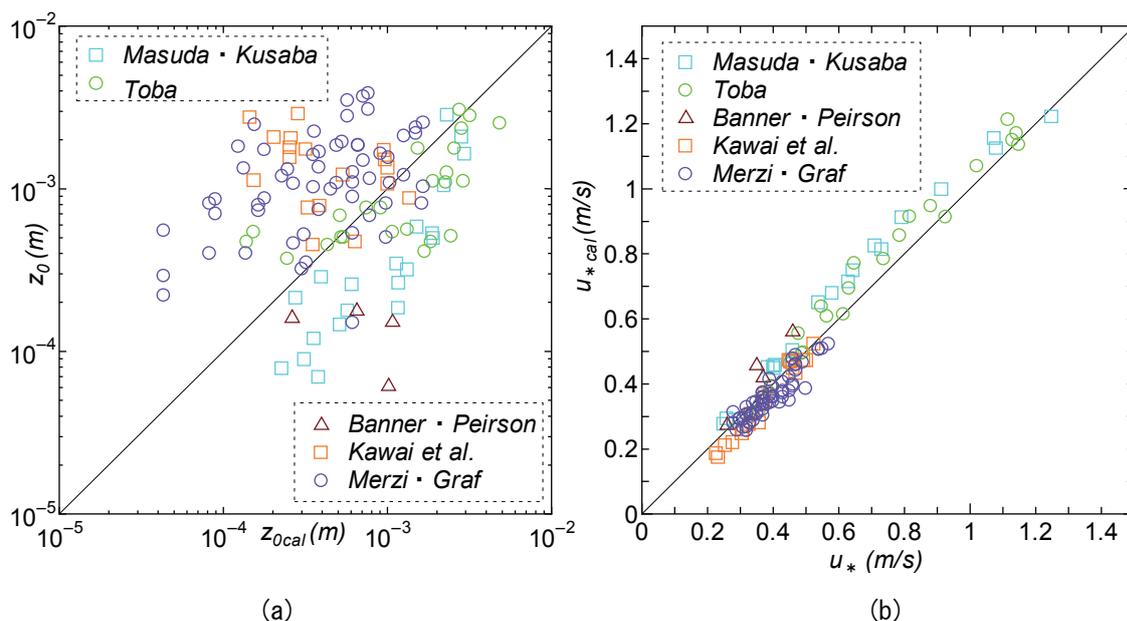


Fig. 3 Comparisons between calculations and measurements for (a) z_0 and (b) u_*

(3) Toba 係数の検討

$E = H_s^2/16$, $f_p = 1/T_p$, $T_p = 1.05T_s$ として、式(10)の左辺を

$$\frac{E f_p^3}{g} = \frac{U_{10}}{16} \left(\frac{gH_s}{U_{10}^2} \right)^2 \left(\frac{gT_s}{U_{10}} \right)^{-3} \left(\frac{T_p}{T_s} \right)^{-3} \quad (19)$$

と変形したのち、右辺の中の 2 番目と 3 番目の項を u_* 表示に変換すれば次式になる。

$$\frac{E f_p^3}{g} = \frac{U_{10}}{16 \times 1.05^3} \left(\frac{gH_s}{u_*^2} \right)^2 \left(\frac{gT_s}{u_*} \right)^{-3} \left(\frac{u_*}{U_{10}} \right) \quad (20)$$

したがって、式(10)、式(18)、式(20)から次の 2 つの式が続いて得られる。

$$\left(\frac{gH_s}{u_*^2} \right)^2 \left(\frac{gT_s}{u_*} \right)^{-3} = 6.75 \times 10^{-6} \times 16 \times 1.05^3 \left(\frac{U_{10}}{u_*} \right) = 1.25 \times 10^{-4} \times 22.0 u_*^{-0.2} \quad (21)$$

$$\frac{gH_s}{u_*^2} = 5.24 \times 10^{-2} u_*^{-0.1} \left(\frac{gT_s}{u_*} \right)^{3/2} ; u_* < 1.70 \text{ m/s} \quad (22)$$

また、 $u_* \geq 1.70 \text{ m/s}$ の場合、

$$\frac{gH_s}{u_*^2} = 4.97 \times 10^{-2} \left(\frac{1.70}{u_*} \right)^{1/2} \left(\frac{gT_s}{u_*} \right)^{3/2} ; u_* \geq 1.70 \text{ (m/s)} \quad (23)$$

である。これは式(9)、式(17)、式(20)から求まる次式による。

$$\left(\frac{gH_s}{u_*^2} \right)^2 \left(\frac{gT_s}{u_*} \right)^{-3} = \frac{2.27 \times 10^{-4} \times 16 \times 1.05^3}{(u_*/U_{10})U_{10}} = 24.7 \times 10^{-4} \times 1.70/u_* \quad (24)$$

式(22)と式(23)の右辺の $(gT_s/u_*)^{3/2}$ の前の項の係数 (Toba 係数 B) は $u_* = 1.70$ で $B = 4.97 \times 10^{-2}$ をとり、一致する。一方、Toba^[5]の 3/2 乗則は次式で与えられる。

$$\frac{gH_s}{u_*^2} = 6.2 \times 10^{-2} \left(\frac{gT_s}{u_*} \right)^{3/2} = B_T \left(\frac{gT_s}{u_*} \right)^{3/2}, \quad B_T = 6.2 \times 10^{-2} \quad (25)$$

式(22)および式(23)と式(25)は同形であるが、式(25)に与える本来の Toba^[5]の 3/2 乗則では Toba 係数は $B_T = 0.062$ と定数であるに対して、Takagaki ら^[3]と Iwano ら^[4]の式に基づく式(22)と式(23)では右辺の Toba 係数 B は u_* の関数になる。これは係数が u_* に依存する $U_{10} - u_*$ 関係 (C_d 式) の使用に起因する。因みに、 C_d 式の係数が定数の場合、 $C_d = 1.0 \times 10^{-3}$ では $B = 0.0629$ 、 $C_d = 1.6 \times 10^{-3}$ では $B = 0.0591$ 、 $C_d = 2.5 \times 10^{-3}$ では $B = 0.0500$ をとる。一方、式(22) ($u_* < 1.70 \text{ m/s}$) では Toba 係数 B は u_* とともに緩やかに減少するのに対して、式(23) ($u_* \geq 1.70 \text{ m/s}$) ではより強く減少する。すなわち、式(22)は弱い意味で、式(23)は強い意味で Toba^[5]の 3/2 乗則が成立しないことを表す。

Table 2 は式(22)および式(23)に基づく Toba 係数 B の値を各 u_* に対してそれぞれ式(18)および式(17)による U_{10} とともに与える。式(22)の Toba 係数 B は u_* とともに減少し、 $u_* = 0.186 \text{ m/s}$ (式(18)から $U_{10} = 5.73 \text{ m/s}$) で Toba 定数 $B_T = 6.2 \times 10^{-2}$ に、 $u_* = 1.70 \text{ m/s}$ ($U_{10} = 33.6 \text{ m/s}$) で $B = 4.97 \times 10^{-2}$ になる。また、 $u_* \geq 1.70 \text{ m/s}$ のうち、たとえば $u_* = 3.00 \text{ m/s}$ (式(17)から $U_{10} = 59.4 \text{ m/s}$) で $B = 3.74 \times 10^{-2}$ と Toba 定数 $B_T = 6.2 \times 10^{-2}$ の 60%に減少する。

ここで、実験から得られた $E f_p^3/g$ を δ とすると、式(20)より Toba 係数 B の算定式が得られる。

$$\left(\frac{gH_s}{u_*^2} \right) \left(\frac{gT_s}{u_*} \right)^{-3/2} = B = \left(\frac{18.522\delta}{u_*} \right)^{1/2} \quad (26)$$

Fig. 4 は式(22)における Toba 係数 $B = 5.24 \times 10^{-2} u_*^{-0.1}$ ($u_* < 1.70 \text{ m/s}$)と式(23)における $B = 4.97 \times 10^{-2} (1.70/u_*)^{1/2}$ ($u_* \geq 1.70 \text{ m/s}$) を接続した Toba 係数 B の経験曲線を Takagaki ら^[3]の実験値 ($E f_p^3/g$ と u_*) に対して式(26)より求めた B の実験値と比較したものであり、(a) 図では u_* の観測値を横軸、 u_* と δ による $B(u_*)$ を縦軸、(b) 図では $E f_p^3/g$ と U_{10} の実験値に対して式(5)と式(3)、式(2)により求めた u_* の計算値 u_{*cal} を横軸、 u_{*cal} と δ による $B(u_{*cal})$ を縦軸としている。これらの図では u_* 、 U_{10} 、 $E f_p^3/g$ の実験値が得られるケースを●印で、 U_{10} 、 $E f_p^3/g$ の実験値が得られるケースを*印で表している。記号の

Table 2 Change of Toba coefficient B based on both Takagaki et al.^[3] equation and Iwano et al.^[4] equation with increase of friction velocity u_* .

u_* (m/s)	U_{10} (m/s)	eq.(22) $B \times 10^2$	u_* (m/s)	U_{10} (m/s)	eq.(24) $B \times 10^2$
0.10	3.49	6.60	4.00	79.2	3.24
0.15	4.82	6.33	3.50	69.3	3.46
0.25	7.26	6.02	3.00	59.4	3.74
0.50	12.6	5.62	2.50	49.5	4.10
1.00	22.0	5.24	2.00	39.6	4.58
1.70	33.6	4.97	1.70	33.6	4.97

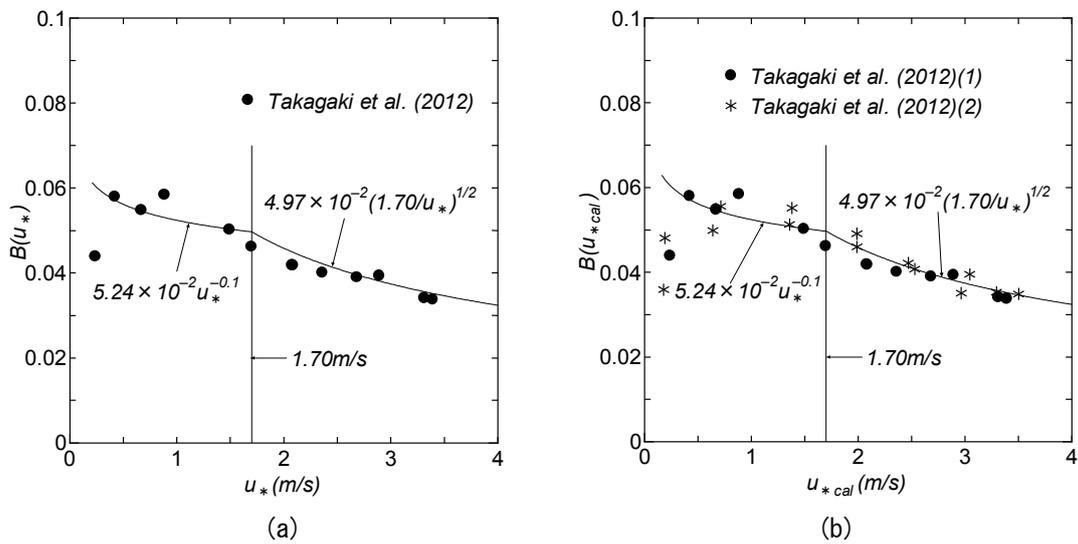


Fig. 4 (a) Comparison between Toba coefficient $B(u_*)$ - u_* relations based on both empirical equation and experiments by Takagaki et al.^[3], and (b) comparison between $B(u_{*cal})$ - u_{*cal} relations based on both empirical equation and experiments by Takagaki et al.^[3] in cases where u_{*cal} is estimated by Takagaki et al.^[3] equation.

区別は後出の Fig. 8 でも同じである。Takagaki ら^[3]の実験値は付録 E に与える。添字を除いて記述すれば、いずれの図でも u_* の最も小さい値に対する B を除いて、 B の観測値は B の経験曲線と比較的よく符合し、限界風速 $u_{*c} = 1.70$ m/s を境とする B の挙動がよく理解できる。 B の経験曲線は実験値の平均的挙動を表す式に基づいて求められているので、この有意な対応はある程度予想されよう。

Fig. 5 は鈴木・鳥羽^[10]によって収集された既往の実験・観測結果に基づいて作成した gH_s/u_*^2 と gT_s/u_* の関係を示し、両者は式(25)の Toba^[5]の 3/2 乗則によってよく表示される。この場合、Toba 係数 B の平均値 B_m と標準偏差 B_σ および B の最小値と最大値は $B_m \pm B_\sigma = 0.062 \pm 0.009$, $B_{min} = 0.038$, $B_{max} = 0.080$ であり、平均値 $B_m = 0.062$ は原式による Toba 定数 ($B_T = 0.062$) と一致する。多くの資料値は図中に示した $B_m \pm B_\sigma$ に対応する直線の範囲内に、また全部の資料値は B_{max} と B_{min} に対応する直線の範囲内に納まる。一方、式(22) ($u_* < 1.70$ m/s) における Toba 係数 B は Table 2 でみるように、Toba 定数 $B_T (= 0.062)$ と比べて $u_* < 0.186 (\approx 0.19)$ m/s で大きく、 $u_* > 0.19$ m/s で小さいことから、ここでの実験・観測結果に基づく Toba 係数より平均的に 0.006 程度小さいようである。

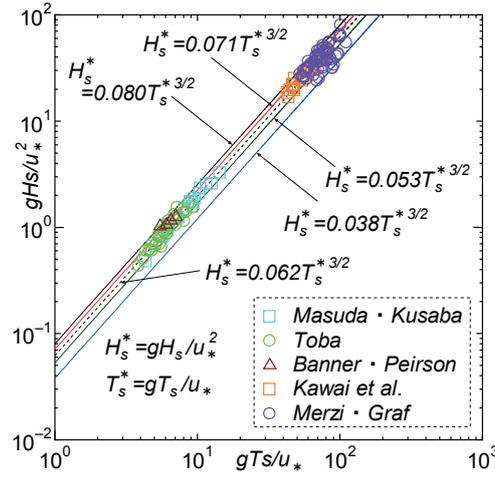


Fig. 5 Relation between gH_s/u_*^2 and gT_s/u_* based on experiments and in-situ observations.

Fig. 6 のうち (a)は既往の実験・観測結果に基づいて得た Toba 係数 B と u_* の関係を示す。図中には Takagaki ら^[3]に基づく式(22)の Toba 係数 $B = 5.24 \times 10^{-2}u_*^{-0.1}$ と Toba^[5]による式(25)の Toba 定数 $B_T = 0.062$ を与える。Merzi · Graf (1985) や Kawai et al. (1977) の現地観測資料に基づく B の値のばらつきはとくに前者の場合に大きく、実験資料に基づく B 値のばらつきは相対的に小さい。実験・観測資料に基づく Toba 係数 B は全体として Toba^[5]による一定値というよりも Takagaki ら^[3]の B のように、 u_* とともにわずかに減少するようにみえるが、Takagaki ら^[3]の係数 B よりやや大きい値を与える。Fig. 6 のうち (b)は u_* に代えて H_s と T_s の観測値を与えた式(5)と式(1)から計算される u_{*cal} を用いた場合の Toba 係数 B_{cal} と u_{*cal} の関係を表す。因みに、 B_{cal} の平均値と標準偏差は $B_{calm} \pm B_{cal\sigma} = 0.063 \pm 0.008$ 、最小値と最大値は $B_{calmin} = 0.042$ および $B_{calmax} = 0.078$ であるから、 u_* を実験・観測値に基づく数値とかなりよく符合する。しかし、Fig. 6(a)と比べると、標準偏差の値 ($B_\sigma = 0.009$, $B_{cal\sigma} = 0.008$) が示唆するように、 B_{cal} のばらつきがやや小さい。ここで実験値に限れば、 u_* に基づく B の平均値と標準偏差は

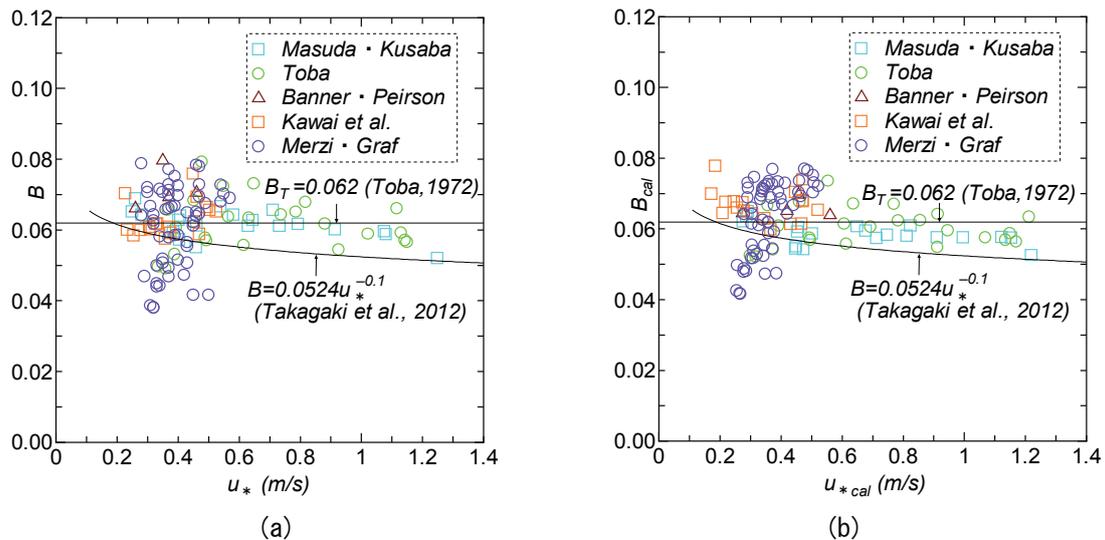


Fig. 6 (a)Relation between Toba coefficient B and u_* based on experiments and in-situ observations, and (b)relation between B_{cal} and u_{*cal} , in cases where estimation of u_{*cal} is based on Takagaki et al.^[3] equation.

$B_m \pm B_\sigma = 0.0624 \pm 0.0065$, u_{*cal} に基づく場合には $B_{calm} \pm B_{cal\sigma} = 0.0601 \pm 0.0047$ をとり, u_* の場合の値が両者とも大きい。一方, 観測値の場合には $B_m \pm B_\sigma = 0.0615 \pm 0.0102$, $B_{calm} \pm B_{cal\sigma} = 0.0642 \pm 0.0091$ を与え, 平均値については u_{*cal} の場合にかなり大きい。これは Kawai et al.による観測値の場合に, $B_m \pm B_\sigma = 0.0630 \pm 0.0047$, $B_{calm} \pm B_{cal\sigma} = 0.0667 \pm 0.0043$ を与える特性によるところが大きい。

要するに, 実験・観測値の全資料に基づく場合, Toba 係数 B の各種統計量 (m , σ , \min , \max) に及ぼす u_* 評価法の影響はほとんどみられないが, 実験値単独資料, 観測値単独資料と対象資料を細分化 (分割) すると, Fig. 6 (a) と (b) から明らかなように, u_* 評価法の影響が多少現れる。しかし, その程度はあまり有意でないし, Fig. 3 (b) でみたように, Takagaki ら^[3]の u_* 推定法の精度もある程度以上保障されていることから, 3. の解析においても Takagaki ら^[3]の u_* 推定法は適用可能と考えられる。

Fig. 7 は gH_s/u_{*cal}^2 と gT_s/u_{*cal} の関係および B と B_{cal} の関係を示す。(a)によれば実験・観測値の挙動は Toba 係数 B を原式の Toba 定数 $B_T = 0.062$ よりごくわずかに大きい $B_{cal} = 0.063(0.0626)$ とする $3/2$ 乗則によってよく表示される。また (b) では, B と B_{cal} の計算においてそれぞれ同じ H_s と T_s を用いていることから, (b)は u_* と u_{*cal} の関係を示した Fig. 3 (b)と同じ比較の意味をもつ。すなわち, B と B_{cal} は u_* と u_{*cal} との関係と同程度によく符合する。これは (a) と Fig. 5 の場合にも同様である。

Table 3 は実験・観測資料 (exp-obs) に基づく u_* に加えて, Wu^[6], Mitsuyasu・Kusaba^[7], Takagaki ら^[3]および Iwano ら^[4]による 6 種類の C_d 式に基づく u_{*cal} を用いた場合の Toba 係数 B_{cal} の統計値の一覧を示す。上述したように, Takagaki ら^[3]の C_d 式(8) (Taka1) に基づく Toba 係数 B_{cal} の平均値 B_{calm} と標準偏差 $B_{cal\sigma}$ は実験・観測資料より得た値とそれぞれほぼ符合するのに対して, 他の C_d 式では平均値 B_{calm} , 標準偏差 $B_{cal\sigma}$ ともに Takagaki ら^[3] (Taka2), Wu^[6], Iwano^[4], Mitsuyasu・Kusaba^[7] (MK1, MK2) の順に大きくなり, 実験・観測資料より得た値から離れる。したがって, 6 種類の C_d 式の中では Takagaki ら^[3]の C_d 式(8) (Taka1) の適用性がより高いと言えよう。このことから, 3. における観測資料に対する解析では, Takagaki ら^[3]の C_d 式(8) (Taka1) の使用がより有用な結果を与えると推測される。

以上の関係を既往の研究成果でみると, Mitsuyasu^[11]は無次元波高 gH_s/u_*^2 や無次元ピーク周波数 u_*f_p/g と無次元吹送距離 $F_*(= gF/u_*^2)$ の関係を次式で与えている。

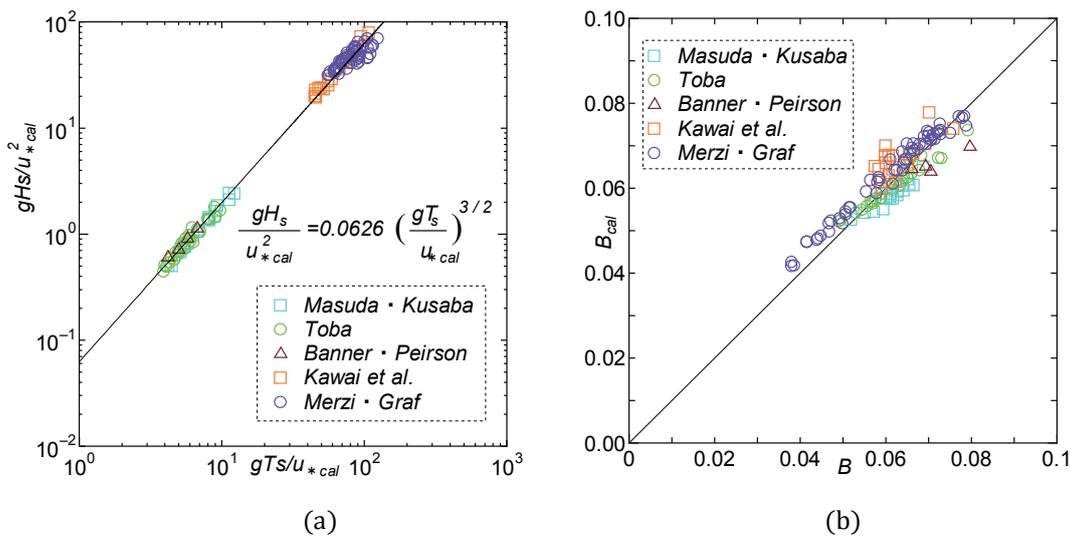


Fig. 7 (a) Relation between gH_s/u_{*cal}^2 and gT_s/u_{*cal} , in cases where u_{*cal} is used for u_* , and (b) relation between u_* -based Toba coefficient B and u_{*cal} -based Toba coefficient B_{cal} .

Table 3 Mean, standard deviation, minimum and maximum of either C_d law-based Toba coefficient B_{cal} or measured u_* -based Toba coefficient B (experiments and in-situ observations case).

C_d form.	B_{cal}			
	B_{calm}	$B_{cal\sigma}$	B_{calmin}	B_{calmax}
Wu	0.0648	0.0102	0.0392	0.0840
MK1	0.0675	0.0106	0.0411	0.0878
MK2	0.0681	0.0108	0.0418	0.0886
Taka1	0.0626	0.0080	0.0416	0.0777
Taka2	0.0645	0.0100	0.0388	0.0834
Iwano	0.0657	0.0103	0.0397	0.0856
exp-obs	0.0619	0.0090	0.0380	0.0797

$$\frac{gH_s}{u_*^2} = 5.24 \times 10^{-2} F_*^{0.504} \quad (27)$$

$$\frac{gT_p}{u_*} = 1.00 F_*^{0.330} \quad (28)$$

したがって、 $T_p = 1.05T_s$ とすれば、式(27)と式(28)は

$$\frac{gH_s}{u_*^2} = 5.64 \times 10^{-2} F_*^{0.009} \left(\frac{gT_s}{u_*} \right)^{3/2} ; F_* \approx 1.6 \times 10^4 \sim 2 \times 10^6 \quad (29)$$

になる。ここで、 F_* の範囲は光易^[8]に掲載された $U_{10}f_p/g$ の限界値に対する記述に基づいて求めた \bar{F} の値を $C_d = 1.6 \times 10^{-3}$ として F_* に換算して得ている。式(29)によれば、Toba 係数 B は無次元吹送距離 F_* へのごく弱い依存性を残し、 $F_*^{0.009}$ は $F_* = 10^4$ で1.086、 $F_* = 10^5$ で1.109、 $F_* = 10^6$ で1.132、 $F_* = 10^7$ で1.156をとる。すなわち、Mitsuyasu^[11]の結果においてはToba 係数は F_* とともに若干増加する。この場合 $F_* = 3.70 \times 10^4$ でToba 定数 $B_T = 0.062$ に一致する。また、 F_* の増大が u_* の減少(F は一定)によるとすれば、式(29)および式(22)におけるToba 係数の増加は定性的に整合するが、 u_* を一定とした F の増加による F_* の増加の場合には式(22)によるToba 係数が吹送距離をパラメータとして含まないことから、両式は比較できなくなる。

ついで、 U_{10} による表示式をみると、まずTakagakiら^[3]による式(10)および式(9)から次式が求められる。

$$\frac{gH_s}{U_{10}^2} = \begin{cases} 1.12 \times 10^{-2} \left(\frac{gT_s}{U_{10}} \right)^{3/2} ; U_{10} < 33.6 \text{ m/s} \\ 1.12 \times 10^{-2} \left(\frac{33.6}{U_{10}} \right)^{1/2} \left(\frac{gT_s}{U_{10}} \right)^{3/2} ; U_{10} \geq 33.6 \text{ m/s} \end{cases} \quad (30)$$

式(30)の第1式 ($U_{10} < 33.6 \text{ m/s}$) ではToba 係数 B_{10} は定数($=1.12 \times 10^{-2}$)をとるが、第2式 ($U_{10} \geq 33.6 \text{ m/s}$) では U_{10} に強く依存する。

ここで上記と同様に、実験から得られる Ef_p^3/g を δ とすると、実験結果からToba 係数 B_{10} を求めるための式は式(19)よりつぎのようになる。

$$\left(\frac{gH_s}{U_{10}^2} \right) \left(\frac{gT_s}{U_{10}} \right)^{-3/2} = B_{10} = \left(\frac{18.522\delta}{U_{10}} \right)^{1/2} \quad (31)$$

Fig. 8 は付録 E に与える Takagaki ら^[3]の実験結果から得た B_{10} と式(30)におけるToba 係数

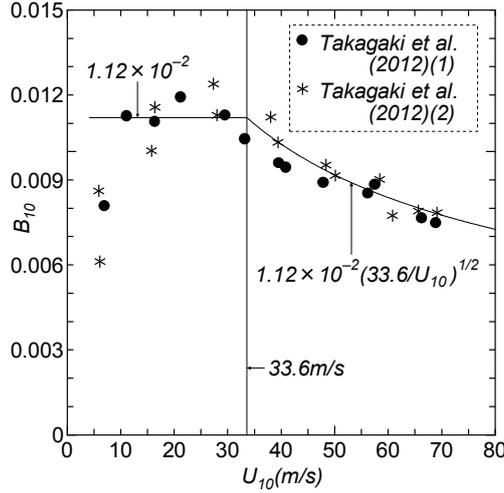


Fig. 8 Comparison between Toba coefficient B_{10} - U_{10} relations based on both empirical equation and experiments by Takagaki et al.^[3].

$B_{10}(= 1.12 \times 10^{-2} ; U_{10} < 33.6 \text{ m/s}, = 1.12 \times 10^{-2}(33.6/U_{10})^{1/2} ; U_{10} \geq 33.6 \text{ m/s})$ を比較したものである。実験結果に基づく B_{10} の U_{10} に伴う変化傾向は $U_{10} < 8 \text{ m/s}$ 以下の3ケースを除けば、経験式によってよく近似されており、限界風速値 $U_{10c}(= 33.6 \text{ m/s})$ を越える超強風速域で B_{10} が U_{10} とともに減少する特性が明らかになる。ただし、 u_* 表示の場合に述べたように、経験式の作成には同じ実験値を用いているので、実験値と経験式の平均的に良好な対応は当然のことであろうし、また実験値に対する経験式の表示法の適切さを表すものとも考えられよう。

一方、Mitsuyasu^[11]による式(29)において Mitsuyasu・Kusaba^[7]による U_{10} のベキ乗型 C_d 式(16)を適用すれば、次式が得られる

$$\frac{gH_s}{U_{10}^2} = 0.771 \times 10^{-2} \left(\frac{gF}{U_{10}^2} \right)^{0.009} U_{10}^{0.158} \left(\frac{gT_s}{U_{10}} \right)^{3/2} ; \frac{gF}{U_{10}^2} \approx 25 \sim 3,200 \quad (32)$$

ただし、式(32)の $\tilde{F} = gF/U_{10}^2$ に対する各限界値は光易^[8]の $U_{10}f_p/g$ の限界値に対する記述(0.2~1.0)と次に述べる式(33)を参照して決めている。式(32)によれば、 U_{10} 表示のToba係数 B_{10} は式(30)の第1式($U_{10} < 33.6 \text{ m/s}$)におけるような定数でなく、 \tilde{F} と U_{10} の両者に依存する。

Table 4は式(32)に基づくToba係数 $B_{10}(\times 10^2)$ を U_{10} と \tilde{F} の各組合わせに対して与える。この場合、 B_{10} は U_{10} と \tilde{F} の増加に対して30%程度の増加を示す。しかし、式(27)のベキ数を0.504から1/2へ、式(28)のベキ数を0.330から1/3と近似したのち、 $C_d = 1.60 \times 10^{-3}$ として求められた2つの式(光易^[8])

$$\frac{gH_s}{U_{10}^2} = 2.10 \times 10^{-3} \tilde{F}^{1/2}, \quad \frac{gT_s}{U_{10}} = 0.326 \tilde{F}^{1/3} \quad (33)$$

を用いれば、次式が得られる。

$$\frac{gH_s}{U_{10}^2} = 1.13 \times 10^{-2} \left(\frac{gT_s}{U_{10}} \right)^{3/2} ; \frac{gF}{U_{10}^2} \approx 25 \sim 3,200 \quad (34)$$

式(34)におけるToba係数 B_{10} は一定値 1.13×10^{-2} をとり、もはや \tilde{F} と U_{10} に依存しない。これはむしろ、 \tilde{F} と U_{10} への依存性を除去するために式(27)と式(28)におけるベキ数を変更していることによる。また、この値はTakagakiら^[3]に基づく式(30)第1式の中の係数 1.12×10^{-2} に非常に近い。

さらに、SMB法で用いられるWilson^[9]のIV型式

Table 4 Change of Toba coefficient $B_{10} \times 10^2$ based on both Mitsuyasu^[11] equation and Mitsuyasu · Kusaba^[7] C_d law with increase of either wind velocity U_{10} or dimensionless fetch \tilde{F} .

\tilde{F}	U_{10} (m/s)						
	10	15	20	25	30	33.6	35
10	1.13	1.21	1.26	1.31	1.35	1.37	1.38
10^2	1.16	1.23	1.29	1.34	1.38	1.40	1.41
10^3	1.18	1.26	1.32	1.36	1.40	1.43	1.44
10^4	1.21	1.28	1.34	1.39	1.43	1.46	1.47

$$\frac{gH_s}{U_{10}^2} = 0.30 \left\{ 1 - (1 + 0.004\tilde{F}^{1/2})^{-2} \right\}, \quad \frac{gT_s}{U_{10}} = 8.61 \left\{ 1 - (1 + 0.008\tilde{F}^{1/3})^{-5} \right\} \quad (35)$$

において適用範囲を $\tilde{F}(=gF/U_{10}^2) < 10^3 \sim 10^4$ (光易^[8]) とすると、つぎの近似式が求められる。

$$\frac{gH_s}{U_{10}^2} = 1.19 \times 10^{-2} \left(\frac{gT_s}{U_{10}} \right)^{3/2}; \quad \frac{gF}{U_{10}^2} < 10^3 \sim 10^4 \quad (36)$$

ただし、式(35)の各近似式(式(33)で係数をそれぞれ 2.40×10^{-3} , 0.344 に変えたもの)の誤差は \tilde{F} とともに単調増大 ($\tilde{F} = 10^2$ で 6.0% と 11.3% , $\tilde{F} = 10^3$ で 19.3% と 25.1%) するが、両者から得られる式(36)の誤差は相殺効果により $\tilde{F} = 10^3 \sim 10^9$ に対して最大で -16.9% ($\tilde{F} = 10^2$ で -9.7% , $\tilde{F} = 10^3$ で -14.7% , $\tilde{F} = 10^4$ で -16.9%) である。同様に、Wilson^[9]のIV型式(35)を用いて数値計算により $\tilde{F} = 10^3 \sim 10^9$ の範囲で得た gH_s/U_{10}^2 と gT_s/U_{10} の資料値に $3/2$ 乗則をあてはめた場合、

$$\frac{gH_s}{U_{10}^2} = 1.26 \times 10^{-2} \left(\frac{gT_s}{U_{10}} \right)^{3/2}; \quad \tilde{F} = 10^3 \sim 10^9 \quad (37)$$

が得られる。式(37)の係数は実験・観測値から得られた Toba 係数 B_{10} の平均値とほぼ一致する。なお、後出の Fig. 11 に示すように、式(37)右辺の係数値に相当する資料値は $1.19 \times 10^{-2} \sim 1.43 \times 10^{-2}$ の値をとる。Fig. 9 は実験・観測資料より得た Toba 係数 B_{10} と U_{10} の関係を示す。図にはその平均値 $B_{10m} = 1.27 \times 10^{-2}$ および Takagaki ら^[3]に基づく式(30)第1式の中の係数 1.12×10^{-2} をそれぞれ横軸との平行線として与える。各資料値のばらつきはかなり大きい、その平均値は Takagaki ら^[3]に基づく式(30)

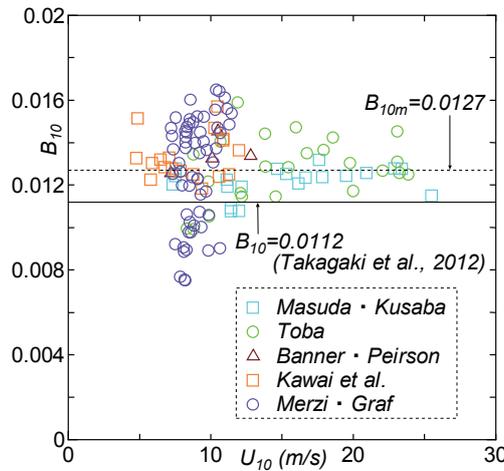


Fig. 9 Relation between Toba coefficient B_{10} and U_{10} based on experiments and in-situ observations.

第 1 式の中の 1.12×10^{-2} や光易^[8]による式(34)中の 1.13×10^{-2} や $\tilde{F} < 10^3 \sim 10^4$ に対する Wilson^[9]のIV型式(35)に基づく近似式(36)の中の 1.19×10^{-2} より大きく、上述のように Wilson^[9]のIV型式(35)から得た式(37)の係数 1.26×10^{-2} にほぼ一致する。

Fig. 10 は実験・観測値および Wilson^[9]のIV型式(35)に基づく gH_s/U_{10}^2 と gT_s/U_{10} の関係およびそれぞれの回帰直線 (両対数紙上, 回帰係数すなわち Toba 係数 B_{10} は前者で 1.27×10^{-2} , 後方で 1.26×10^{-2}) を表し、いずれの資料値もほぼ回帰直線でよく近似される。ただし、Wilson^[9]のIV型式(35)による資料値は gT_s/U_{10} が小さい場合と大きい場合に、それぞれ回帰直線より若干下側および上側にプロットされる。前者の傾向は式(36)における係数 1.19×10^{-2} が式(37)における係数 1.26×10^{-2} より小さい点に現れている。なお、実験・観測値として与えられた U_{10} は u_* と C_d から求められた U_{10cal} と一致する。

Fig. 11 は Wilson^[9]のIV型式(35)より得た $(gH_s/U_{10}^2)(gT_s/U_{10})^{-3/2}$ あるいは後出の Ef_p^3/gU_{10} と $\tilde{F} = gF/U_{10}^2$ の関係を示す。 $(gH_s/U_{10}^2)(gT_s/U_{10})^{-3/2}$ (=Toba 係数 B_{10}) は $\tilde{F} \rightarrow 0$ と $\tilde{F} \rightarrow \infty$ の両極限で最小値 1.19×10^{-2} に漸近し、 $\tilde{F} = 10^4$ でほぼ最大値 1.43×10^{-2} をとる。すなわち、 $1.43 \times 10^{-2}/1.19 \times 10^{-2} =$

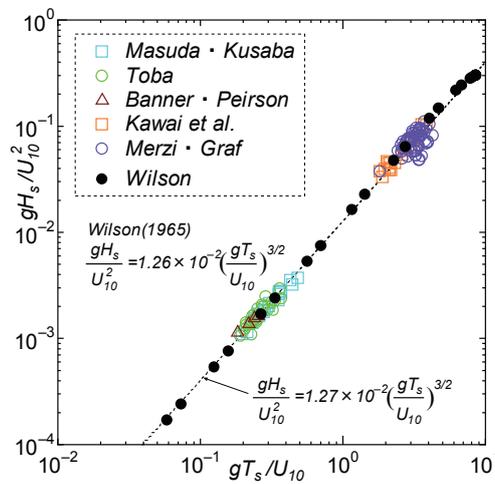


Fig. 10 Relation between gH_s/U_{10}^2 and gT_s/U_{10} based on either experiments and in-situ observations or Wilson^[9] type-IV equation.

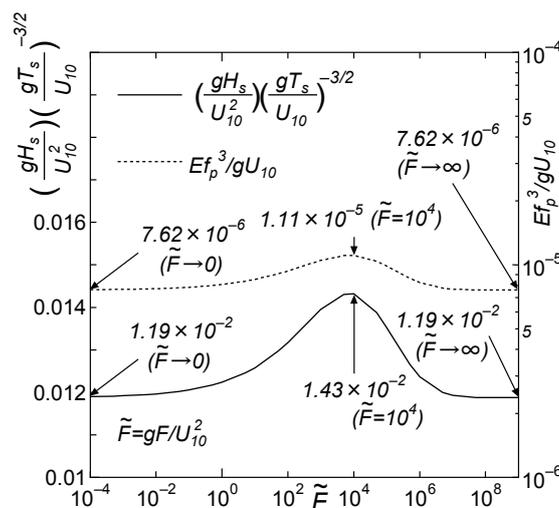


Fig. 11 Relation between $(gH_s/U_{10}^2)(gT_s/U_{10})^{-3/2}$ and gF/U_{10}^2 , and relation between Ef_p^3/gU_{10} and gF/U_{10}^2 (Wilson^[9] type-IV equation).

1.20であるから、最小値を基準にとると、Toba 係数 B_{10} は 20 %の変動を含む。また、式(37)における $B_{10} = 1.26 \times 10^{-2}$ を基準にとると、負側に-5.6 %，正側に 13.5 %の変動を伴う。

続いて光易^[8]による式(3.12)と式(3.13)，すなわち

$$\frac{gE^{1/2}}{U_{10}^2} = 5.24 \times 10^{-4} \left(\frac{gF}{U_{10}^2} \right)^{1/2} \quad (38)$$

$$\frac{U_{10}f_p}{g} = 2.92 \left(\frac{gF}{U_{10}^2} \right)^{-1/3} \quad (39)$$

から $gF/U_{10}^2 (= \bar{F})$ を消去することにより，

$$\frac{Ef_p^3}{gU_{10}} = 6.84 \times 10^{-6} ; \bar{F} \approx 25 \sim 3,200 \quad (40)$$

が得られている。これは局所平衡則と呼ばれ，無次元ピーク周波数 $U_{10}f_p/g = 0.2 \sim 1.0$ ($\bar{F} = 25 \sim 3,200$)の範囲で成立するとされる。一方，Takagaki ら^[3]では，式(10)および式(9)がこれに相当する。

$$\frac{Ef_p^3}{gU_{10}} = \begin{cases} 6.75 \times 10^{-6} ; U_{10} < 33.6 \text{ m/s} \\ 6.75 \times 10^{-6} \left(\frac{33.6}{U_{10}} \right) ; U_{10} \geq 33.6 \text{ m/s} \end{cases} \quad (41)$$

式(40)と式(41)第 1 式の成立条件に相違があるものの，その右辺の数値はほぼ対応する。しかし上でみたように，光易^[8]の式では gF/u_*^2 あるいは gF/U_{10}^2 と U_{10} への依存性，Takagaki ら^[3]の式では u_* あるいは U_{10} への依存性がみられる。すなわち Mitsuyasu^[11]による式(27)と式(28)から

$$\frac{Ef_p^3}{gu_*} = 1.72 \times 10^{-4} F_*^{0.018} ; F_* \approx 1.6 \times 10^4 \sim 2.0 \times 10^6 \quad (42)$$

となり，Mitsuyasu・Kusaba^[7]による U_{10} のベキ乗型 C_d 式(16)を適用すれば，式(42)から

$$\frac{Ef_p^3}{gU_{10}} = 3.22 \times 10^{-6} \bar{F}^{0.018} U_{10}^{0.315} ; \bar{F} \approx 25 \sim 3,200 \quad (43)$$

が得られる。また，Takagaki ら^[3]の式(41)と式(18)および式(17)から

$$\frac{Ef_p^3}{gu_*} = \begin{cases} \frac{1.49 \times 10^{-4}}{u_*^{0.2}} ; u_* < 1.70 \text{ m/s} \\ 1.335 \times 10^{-4} \left(\frac{1.70}{u_*} \right) ; u_* \geq 1.70 \text{ m/s} \end{cases} \quad (44)$$

が求められる。 Ef_p^3/gu_* は Mitsuyasu^[11]の式(42)では F_* へのごく弱い依存性，Takagaki ら^[3]の式(44)では u_* への弱い依存性 ($u_* < 1.70 \text{ m/s}$) と強い依存性 ($u_* \geq 1.70 \text{ m/s}$) を示す。一方， Ef_p^3/gU_{10} は Mitsuyasu^[11]の式(27)と式(28)を Mitsuyasu・Kusaba^[7]の式(16)により U_{10} 表示に変換した式(43)では \bar{F} への弱い依存性と U_{10} への有意な依存性を与える。

また Wilson^[9]のIV型式(35)で $\bar{F} \rightarrow 0$ (\bar{F} が十分に小さい)， $\bar{F} \rightarrow \infty$ (\bar{F} が十分に大きい)の場合，それぞれ

$$\frac{Ef_p^3}{gU_{10}} = 7.62 \times 10^{-6} ; \bar{F} \rightarrow 0, \bar{F} \rightarrow \infty \quad (45)$$

になる。しかし \bar{F} の全領域(= $0 \sim \infty$)では， Ef_p^3/gU_{10} は Fig. 11 に示したように， 7.62×10^{-6} から単調増大して $\bar{F} = 10^4$ でほぼ最大値 1.11×10^{-5} をとったのち，再び 7.62×10^{-6} に向けて単調減少する。変動幅は最小値からみて約 45 %である。 Ef_p^3/gU_{10} は $(gH_s/U_{10}^2)(gT_s/U_{10})^{-3/2}$ の 2 乗に相当することから，その変動は $(gH_s/U_{10}^2)(gT_s/U_{10})^{-3/2}$ に対する Toba 係数 B_{10} の場合の約 2 乗倍になっている。

要するに，式(42)～式(44)および Fig. 11 にみるように，局所平衡則における係数も定数でなく，Mitsuyasu^[11]に基づく式(42)と式(43)や Wilson^[9]のIV型式(35)に基づく Fig. 11 では，想定しうる F_* あるいは U_{10} と \bar{F} あるいは \bar{F} に対して数十%の変動，Takagaki ら^[3]に基づく式(44)の第 1 式では u_* の変動に対して 2 倍程度の変動を伴うこともあり得る。変動幅は Takagaki ら^[3]の式に基づく場合に大きい。

3. 内湾・内海における観測資料に基づく Toba 係数の検討

(1) 観測資料と解析方法

使用する海上風と波浪の観測資料は、a)局所風によって発達した風波が支配的である内湾・内海域の観測地点で得られた観測資料 (a-case), および b)内湾・内海波浪と外洋からの伝播波浪が共存する海域での観測資料 (b-case) からなる。ここでは前者 a)を主資料, 後者 b)を従資料として扱う。前者 a)の観測地点は東京湾では東京灯標, 千葉観測塔, 東京湾湾央地点, 第2海堡, 伊勢湾では湾口近くのブイ D, 湾内中部以北の中部国際空港鈴鹿 (MT) 局, 伊勢湾湾央地点 (近接する伊勢湾シーバースの海上風を使用), 瀬戸内海では東部海域の大阪湾にある MT 局, 大阪 2 地点, 神戸, 西部海域の周防灘西端の苅田, 別府湾の大分である。加えて, 閉鎖水域 (湖) における観測資料として, 霞ヶ浦湖心地点およびカナダとアメリカ合衆国にまたがる 5 大湖の 1 つである Erie 湖における 3 基のブイによる記録も用いる。観測資料の期間は霞ヶ浦湖心地点で 1 年間, ブイ地点で約 1 ヶ月 (秋季) と短い。そのため, とくにブイ地点における資料の数はきわめて少ない。Table 5 は 17 観測地点の諸元 (地点名, 資料期間, 後述する抽出条件を満たした資料の数 N , 風向・風速計高度 z m, 波高計設置水深 h m, $h/L_0 \geq 0.5$, $L_0 = 1.56T_{sc}^2$ とした深海波条件を満たす限界周期 T_{sc}) の一覧を与える。

一方, b)内湾・内海発生波浪と外洋からの波浪が共存する海域の観測地点は関東沿岸海域では平塚, 瀬戸内海では紀伊水道内の御坊沖, 沖ノ島南, 小松島および豊後水道北端の佐田岬先端地点である。観測地点の位置はそれぞれ参考文献^{[12]~[14]}に与えられる。

Table 5 A list of name, data period, number of selected data sample, anemometer height and water depth of gauges meter at each of measurement stations.

meas. station	period	N	z m	h m	T_{sc} s
Tokyo to-hyo	1983-2005	3,100	24	15	4.4
Chiba obs. tower	1994-2002	459	22	10	3.6
Tokyo wan-ou	1990-1996	2,884	10	27	5.9
Daini-kaiho	1991-2004	1,296	29	17	4.7
Ise Buoy D	1997-2000	621	5	35	6.7
Suzuka (MT) st.	2000-2003	568	19	8	3.2
Ise wan-ou	2002-2003	125	32	27	5.9
Osaka MT st.	1978-2005	10,216	17	21	5.2
Osaka (1)	1981-1988	330	13	11	3.8
Osaka (2)	1993-2005	2,451	13	13	4.1
Kobe	1983-2005	1,225	14	17	4.7
Kanda	1991-2005	531	11	9	3.4
Oita	1987-2005	4,585	16	14	4.2
Kasumi-koshin	1991	26	8	5.8	2.7
Lake Erie B45005	2000.10-11	8	5	15	4.4
Lake Erie B45132	2000.10-11	26	5	22	5.3
Lake Erie B45142	2000.10-11	5	5	27	5.9

Total of $N_t = 28,456$

内湾・内海における波浪観測資料が抱える最も大きな問題は、船舶の航行による ship waves の存在を含めて低波高時の波高および周期の観測精度の限界であり、とくに周期の観測精度は低波高時のみならず中規模以上の波高時にも疑問視されるケースが少なくない。そのため、波高および周期の観測資料に種々の制約条件を課して波高・周期観測資料の選択を行う。さらに、風向・風速計が設置されている構造物の影響を受ける風向条件では、海上風が適正に測定されているか否かの問題を有するが、ここではこの影響を無視して検討を進める。

使用する観測資料は海上高度 z m での 10 分間平均風速 U_z と風向 θ_w および有義波高 H_s と有義波周期 T_s であり、摩擦速度 u_* の資料は取得されていない。ここでは、 u_* および U_{10} の評価のために、Takagaki ら^[3]の方法を第 1 に用いる。すなわち、 $T_p = 1.05T_s (f_p = 1/T_p)$ として、 H_s と T_s を式(5)に与えて z_0 を求めたのち、式(1)に z , z_0 , U_z を与えて u_* を計算し、再度式(1)に $z = 10$ m, z_0 , u_* を与えて U_{10} を得る。また、10 m 高度風速 U_{10} の関数で表された C_d 式では、式(4)における U_{10} と U_z の関係を用いて U_z から U_{10} を、 C_d から u_* を求める。観測値 (obs) と計算値 (cal) を添字で区別して示すと、

$$\frac{gH_{sobs}}{u_{*cal}^2} = B_{cal} \left(\frac{gT_{sobs}}{u_{*cal}} \right)^{3/2}, \quad \frac{gH_{sobs}}{U_{10cal}^2} = B_{10cal} \left(\frac{gT_{sobs}}{U_{10cal}} \right)^{3/2} \quad (46)$$

によって、Toba 係数 B_{cal} および B_{10cal} (以下、'cal' を省略) を各資料ごとに得る。 B および B_{10} 資料について 2. と同様に平均値と標準偏差 ($B_m \pm B_\sigma$, $B_{10m} \pm B_{10\sigma}$) および最小値 (B_{min} , B_{10min}) と最大値 (B_{max} , B_{10max}) を求める。

解析に使用する観測資料の抽出にあたっては、時刻 i における U_{10i} , H_{si} , T_{si} と時刻 $i-1$ における U_{10i-1} , H_{si-1} , T_{si-1} の各資料を用いて① $(U_{10i} + U_{10i-1})/2 > 5$ m/s, ② $H_{si} \geq 0.4$ m, ③ $T_{si} \geq 3$ s, ④ $T_{si} < 10\sqrt{H_{si}}$, ⑤ $|(U_{si} - U_{si-1})/U_{si}| < 0.1$, ⑥ $|\theta_{wi} - \theta_{wi-1}| \leq 22.5^\circ$, ⑦ $|(H_{si} - H_{si-1})/H_{si}| < 0.1$, ⑧ $|(T_{si} - T_{si-1})/T_{si}| < 0.1$, ⑨ $T_{si} \leq T_{sc}$ が同時に生起する条件を課した。時刻 i と $i-1$ の時間差は観測時間間隔の 1 時間または 2 時間に相当する。条件①は中規模以上の風速条件、②, ③, ④は観測精度を考慮した場合の内湾・内海発生波浪の抽出条件、⑤, ⑥, ⑦, ⑧は風と波浪に関する定常性の条件、⑨ $h/L_0 \geq 0.5$ ($L_0 = 1.56T_{sc}^2$) の深海波条件にそれぞれ対応する。ただし、霞ヶ浦湖心地点における資料選択では波浪の規模と測得資料数を考慮して、② $H_{si} \geq 0.3$ m, ③ $T_{si} \geq 2.5$ s とするとともに、⑦, ⑧の条件を課さない。

抽出条件に用いる 10 m 高度風速 U_{10} は C_d 式に依存しない値とするため、 U_z に対する 1/7 乗則の適用に基づく。また、①で用いる風速は波浪の発達を考慮して $i-1$ と i の 2 時刻における風速の平均値とする。2 時刻における平均値の使用という考え方は gH_s/u_*^2 や gT_s/u_* の評価における u_* についても同じであり、 u_{*i} と u_{*i-1} の平均値を u_* として用いた。なお、 $U_{10} > 33.6$ m/s をとる観測資料は全地点を通じてほぼ皆無であるので、観測資料を用いた $U_{10} > 33.6$ m/s の超強風速域における Takagaki ら^[3]や Iwano ら^[4]による式の検討は行えない。

(2) 結果の考察

Fig. 12 は a)内湾・内海波浪ケースと b)外洋波浪共存ケースについて $gH_{sobs}/u_{*cal}^2 (= H_s^*)$ と $gT_{sobs}/u_{*cal} (= T_s^*)$ の関係を上記の制約条件を課さない全資料について対数表示 (それぞれ $\log_{10}(H_s^*)$, $\log_{10}(T_s^*)$ と記す) で示す。図には Toba^[5]の 3/2 乗則の式(25)による直線も与える。以下では添字 'obs' と 'cal' を省略する。図によると、いずれのケースでも資料数はそれぞれ $N_T = 886,389$ 個と 437,050 個と膨大である。 gH_s/u_*^2 と gT_s/u_* は両対数紙上で直線に近い関係にあるが、3/2 乗則に基づく直線周辺の各資料値のばらつきが大きいという点に、各資料値の平均的な勾配もとくに b)外洋波浪共存ケースでは 3/2 より大きい。純粋な風波以外の成分、たとえば発達中の風波の場合やうねりなどの成分が含まれる波浪の場合に勾配値が 2 近くをとりうるということが指摘されている (Ebuchi et al.^[15])。

Fig. 13 は上述の①~⑨の制約条件を課した場合の gH_s/u_*^2 と gT_s/u_* の関係を a), b)それぞれのケー

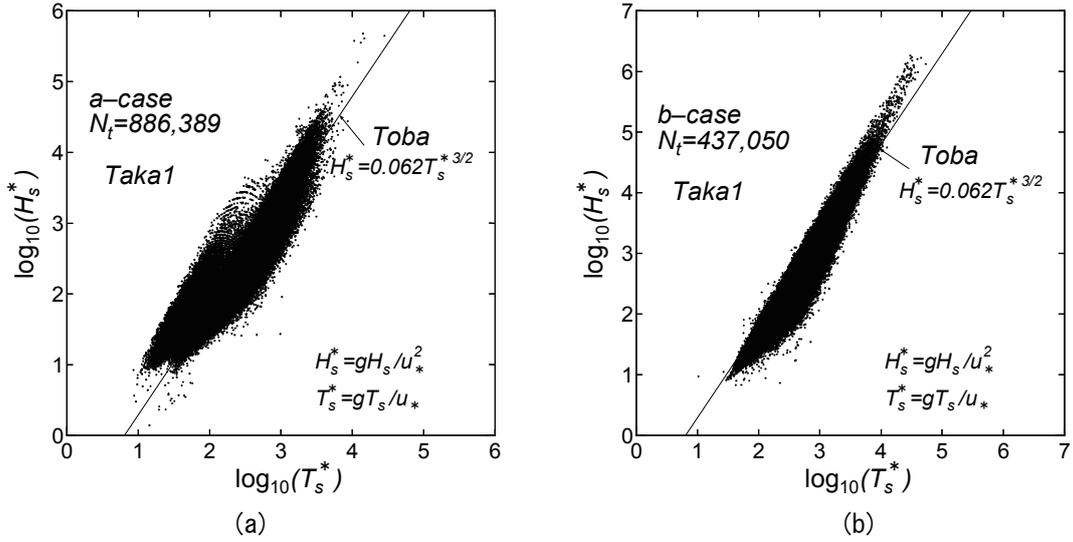


Fig. 12 Relation between $gH_{s\text{obs}}/u_{*cal}^2$ and $gT_{s\text{obs}}/u_{*cal}$ based on in-situ observations for (a) local wind waves case and for (b) local wind waves and swells co-existing case.

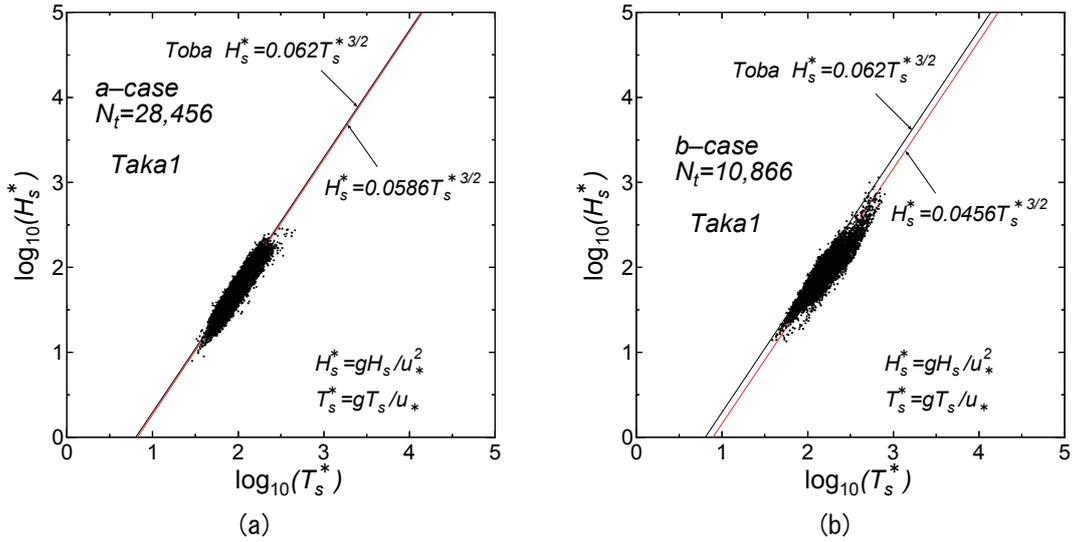


Fig. 13 Relation between gH_s/u_*^2 and gT_s/u_* based on in-situ observations satisfying selection conditions for (a) local wind waves case and for (b) local wind waves and swells co-existing case.

スについて示す。図中には係数の異なる $3/2$ 乗則に基づく直線を与える。いずれのケースでも各資料値の gT_s/u_* および gH_s/u_*^2 に関する存在範囲がかなり縮小するうえに、 $3/2$ 乗則を表す直線まわりの各資料値のばらつきも小さくなり、各資料値間の関係は $3/2$ 乗則で近似的に表される。a)の内湾・内海波浪ケースでは Toba 係数 B の平均値は $B_m = 0.0586$ で Toba 定数 $B_T = 0.062$ よりやや小さい程度であり、2つの直線の区別はあまりはっきりしない。b)の外洋波浪共存ケースでは Toba 係数 B の平均値は $B_m = 0.0456$ で Toba 定数 $B_T = 0.062$ の 74%程度になっているので、両直線の差が目立つ。外洋波浪と内湾・内海波浪が共存する状態では、 gH_s/u_*^2 と gT_s/u_* は $3/2$ 乗則にほぼ従うものの、Toba 係数 B は Toba 定数 $B_T = 0.062$ よりかなり小さい。これは外洋波浪がうねりとして係わっているのかもしれない。以下では、1例を除いて考察を a)内湾・内海波浪ケースに限定する。

Fig. 14 は抽出条件を満足した資料 ($N_t = 28,456$) から Takagaki ら^[3]の式に基づいて求めた Toba 係

数 B と摩擦速度 u_* の関係を示す。各資料値の B は0.02~0.09の間で広範囲に分布するが、 u_* の増加につれて資料の数が減少するとともに、変動範囲が狭くなる。

Table 6は資料数 N およびToba係数 B の平均値 B_m と標準偏差 B_σ 、最小値 B_{min} 、最大値 B_{max} を17地

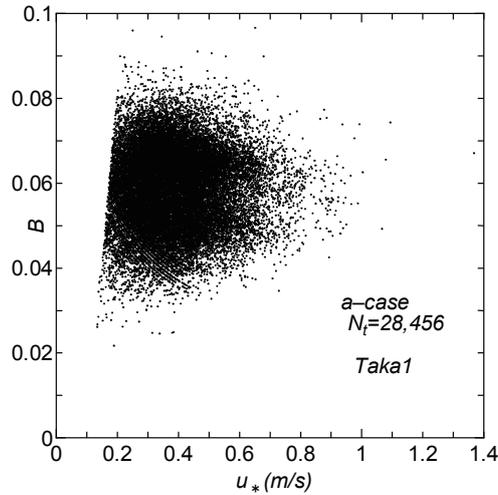


Fig. 14 Relation between Toba coefficient B and u_* based on in-situ observations satisfying selection conditions (local wind waves case).

Table 6 Mean, standard deviation, minimum and maximum of site-dependent Toba coefficient B and those of site-dependent Toba coefficient B_{10} (local wind waves case).

meas. station	N	B				B_{10}			
		B_m	B_σ	B_{min}	B_{max}	B_{10m}	$B_{10\sigma}$	B_{10min}	B_{10max}
Tokyo to-hyo	3,100	0.0517	0.0049	0.0337	0.0760	0.0101	0.0012	0.0059	0.0156
Chiba obs. tower	459	0.0644	0.0058	0.0527	0.0884	0.0130	0.0013	0.0099	0.0183
Tokyo wan-ou	2,884	0.0679	0.0067	0.0382	0.1029	0.0139	0.0018	0.0073	0.0246
Daini-kaiho	1,296	0.0488	0.0063	0.0321	0.0788	0.0092	0.0014	0.0057	0.0166
Ise Buoy D	621	0.0583	0.0100	0.0216	0.0863	0.0117	0.0025	0.0035	0.0183
Suzuka (MT) st.	568	0.0463	0.0054	0.0341	0.0612	0.0087	0.0012	0.0062	0.0121
Ise wan-ou	125	0.0529	0.0063	0.0348	0.0662	0.0103	0.0016	0.0060	0.0141
Osaka MT st.	10,216	0.0620	0.0068	0.0290	0.0898	0.0124	0.0017	0.0048	0.0182
Osaka (1)	330	0.0598	0.0070	0.0365	0.0753	0.0117	0.0017	0.0065	0.0161
Osaka (2)	2,451	0.0657	0.0074	0.0309	0.0896	0.0131	0.0018	0.0054	0.0183
Kobe	1,225	0.0513	0.0086	0.0245	0.0959	0.0097	0.0020	0.0041	0.0201
Kanda	531	0.0568	0.0052	0.0378	0.0716	0.0110	0.0012	0.0069	0.0149
Oita	4,585	0.0519	0.0079	0.0295	0.0802	0.0100	0.0018	0.0050	0.0161
Kasumi-koshin	26	0.0570	0.0070	0.0450	0.0727	0.0115	0.0018	0.0086	0.0158
Lake Erie B45005	8	0.0595	0.0071	0.0514	0.0703	0.0114	0.0014	0.0100	0.0138
Lake Erie B45132	26	0.0519	0.0048	0.0452	0.0610	0.0101	0.0010	0.0087	0.0122
Lake Erie B45142	5	0.0528	0.0051	0.0438	0.0596	0.0105	0.0013	0.0080	0.0122
all stations	$N_t = 28,456$	0.0586	0.0094	0.0216	0.1029	0.0116	0.0022	0.0035	0.0246

点別に与え、最終行に全資料についての値を示す。また、右半分の欄には後で述べる 10 m 高度風速 U_{10} を用いた場合の同様の統計量を掲載する。なお、これらの値は全期間の通年資料に基づいているが、季節ごとにみてもそれほど異ならない。これによれば、Toba 係数 B は平均値についても $0.0463 \sim 0.0679$ の範囲に分布し、地点ごとに相当の相違を示す。平均値が 0.050 以下の地点数は 2, $0.050 \sim 0.055$ の地点数は 6, $0.055 \sim 0.060$ の地点数は 5, $0.060 \sim 0.065$ の地点数は 2, $0.065 \sim 0.070$ の地点数は 2 であり、 0.060 以下の地点が 17 地点のうちで 13 地点と約 $3/4$ を占める。したがって、全体の平均値 $B_m = 0.0586$ は Toba 定数 $B_T = 0.062$ より小さくなるが、平均値が 0.062 以上をとる大阪 MT 局、東京湾湾央、大阪(2)における資料数 ($N = 10,216, 2,884, 2,451$) が全資料数 ($N_t = 28,456$) の約 55% とかなり多いので、全体の平均値 ($B_m = 0.0586$) は 11 地点でみられる各平均値より大きくなっている。

このように、適用する資料の抽出条件や摩擦速度の推定法を同一にしたにもかかわらず Toba 係数 B の平均値が観測地点ごとに異なるという特徴が、測定・解析条件などの物理的状況の相違によるものか、統計的な変動によるものかは明らかでない。なお、後藤ら^[16]および後藤ら^[17]は大阪 MT 局の観測資料を用いて $B = 0.067$ を得ているが、今回の結果では Toba 係数 B の平均値 B_m は 0.0620 をとる。これは観測資料の期間長や資料抽出条件の相違に加えて、後述するように u_* の評価に用いた C_d 式の相違によるところが大きい。

Fig. 15 は gH_s/u_*^2 と gT_s/u_* の関係を東京灯標 ($B_m = 0.0517$) と大阪 MT 局 ($B_m = 0.0620$) について示す。2 つの観測地点では Toba 係数の平均値 B_m が異なるが、資料値の $3/2$ 乗則を表す直線まわりのばらつきは、抽出条件を満たした全資料値を記載した Fig. 13(a) におけるばらつきと比べてそれぞれの地点ではるかに小さい。

Fig. 16 は地点別に得た Toba 係数 B の平均値 \pm 標準偏差 ($B_{sm} \pm B_{s\sigma}$) と地点平均摩擦速度 u_{*sm} を示すが、平均値 (○, △, *印) のみならず標準偏差 (平均値を中心とする上下の線) を含めてみても、両者の間にあまり系統的な関係は見出されない。

Fig. 17 は全資料について摩擦速度 u_* が 0.1 m/s より 0.1 m/s の区間ごとに求めた平均値 u_{*m} とその間に属する資料の Toba 係数の平均値 \pm 標準偏差 ($B_m \pm B_\sigma$) および Takagaki ら^[3]の式に基づいて得た式 (22) による Toba 係数 ($B = 5.24 \times 10^{-2} u_*^{-0.1}$; $u_* < 1.70 \text{ m/s}$) を与える。図中には小区間別資料数 N_1 を示す。 $u_{*m} < 0.65 \text{ m/s}$ では N_1 は有意な値をとるが、 $u_{*m} > 0.8 \text{ m/s}$ では 100 以下と少なくなる。資

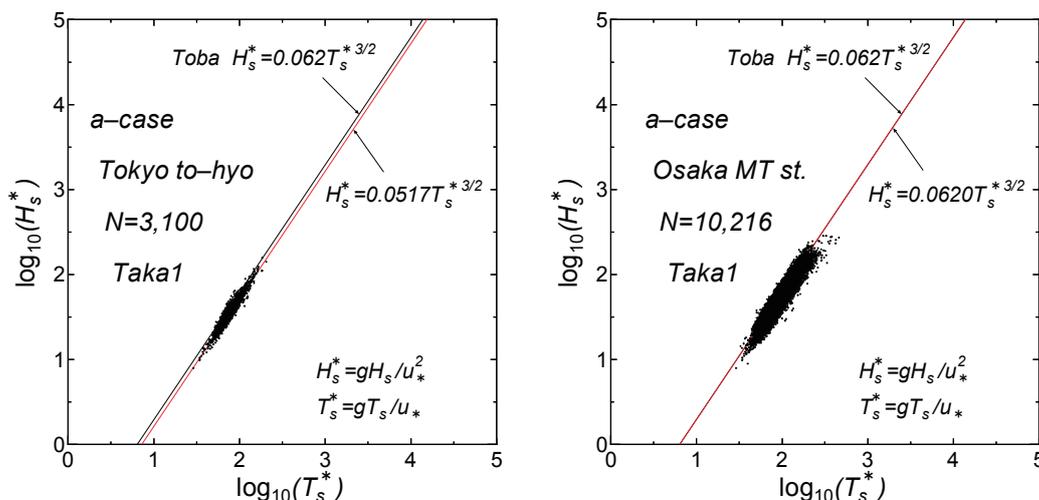


Fig. 15 Relation between gH_s/u_*^2 and gT_s/u_* based on in-situ observations satisfying selection conditions at either Tokyo to-hyo or Osaka Mt station (local wind waves case).

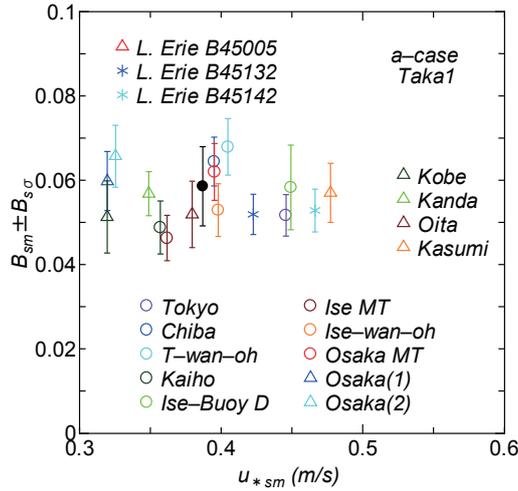


Fig. 16 Relation between mean and standard deviation $B_{sm} \pm B_{\sigma}$ of Toba coefficient B based on site-dependent in-situ observations satisfying selection conditions and site-mean friction velocity u_{*sm} (local wind waves case).

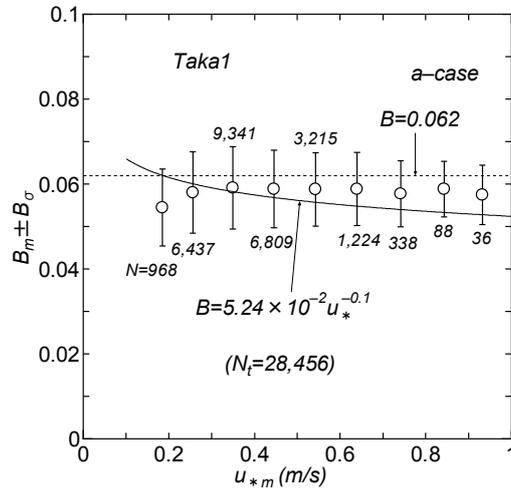


Fig. 17 Relation between mean and standard deviation $B_m \pm B_{\sigma}$ of Toba coefficient B based on u_{*m} segment-separated in-situ observations satisfying selection conditions and segment-mean friction velocity u_{*m} (local wind waves case).

料値に基づく結果では平均値 B_m は u_{*m} とともに若干増加したのち、ごく緩やかに減少するようにみえる。Takagaki ら^[3]の式(22)に基づく Toba 係数 B は u_{*} とともに緩やかに減少し、 u_{*m} がある程度以上では傾向を同じとするが、絶対値がやや小さい。

以下では摩擦速度 u_{*} のかわりに 10 m 高度風速 U_{10} を用いて解析した結果を述べる。Fig. 18 は抽出条件を満たした全資料について Toba 係数 B_{10} と 10 m 高度風速 U_{10} との関係を与える。制約条件の 1 つに最低風速 $U_{10} = 5$ m/s を用いているので、 $U_{10} < 5$ m/s の資料は存在しない。 B_{10} の資料値は 0.004~0.02 の広い範囲に分布するが、 U_{10} の増加とともに分布幅が縮小し、 $B_{10} \approx 0.01$ 付近に集まる。

Table 6 の右欄によれば、Toba 係数 B_{10} も平均値 B_{10m} について 0.0087~0.0139 に分布し、 u_{*} の場合と同様に地点間で有意な相違を与える。 B_{10m} の 0.001 区間別地点数は 0.010~0.011 で 7 と最も多いし、他の各区間で 2 あるいは 3 と少ない。しかし、 B_{10} の全地点平均値 $B_{10m} = 0.0116$ を与えるのは主として全資料数 ($N = 28,456$) の 1/3 強 ($N = 10,216$) を占める大阪 MT 局における B_{10} の寄与

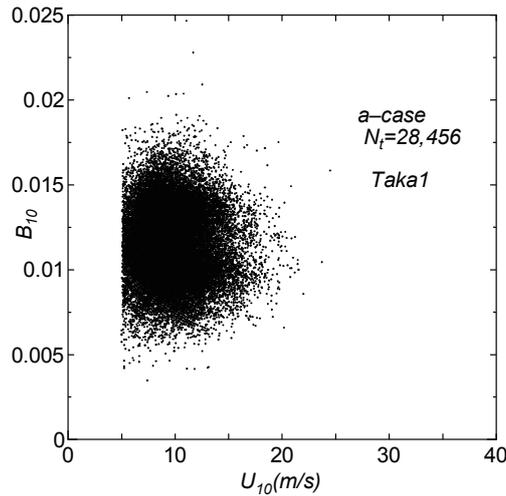


Fig. 18 Relation between Toba coefficient B_{10} and U_{10} based on in-situ observations satisfying selection conditions (local wind waves case).

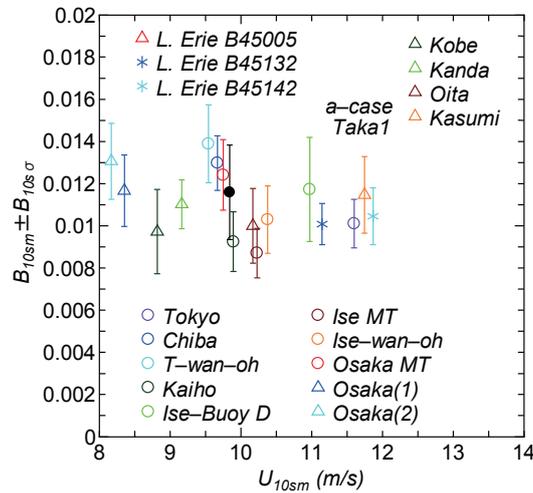


Fig. 19 Relation between mean and standard deviation $B_{10sm} \pm B_{10s\sigma}$ of Toba coefficient B_{10} based on site-dependent in-situ observations satisfying selection conditions and site-mean 10 m height wind velocity U_{10sm} (local wind waves case).

($B_{10m} = 0.0124$) が有意に働くためである。

Fig. 19 は地点別に得た Toba 係数 B_{10} の平均値 \pm 標準偏差 ($B_{10sm} \pm B_{10s\sigma}$) および 10 m 高度風速の平均値 U_{10sm} を示す。地点に対する記号は Fig. 16 におけるものと同じである。Toba 係数 B_{10sm} は U_{10sm} が大きい地点で小さい傾向を与えなくもないが、 $U_{10sm} < 11$ m/s では地点間で大きい変動を伴い、系統的な傾向を見出し難い。

Fig. 20 は 5 m/s より 1 m/s 区間で求めた U_{10} の平均値 U_{10m} およびこれに相当する区間に属する Toba 係数 B_{10} の平均値 \pm 標準偏差 ($B_{10m} \pm B_{10\sigma}$) と小区間別資料数 N を与える。図中には Takagaki ら[3]に基づく式(30)の係数 $B_{10} = 1.12 \times 10^{-2}$ ($U_{10} < 33.6$ m/s) を表す x 軸との平行線も示す。小区間別資料数 N は 487~4,409 と約 10 倍異なるが、最小数でも 487 であるから、少なくとも平均値の算出に対して有意な値と言えよう。 B_{10} の平均値 B_{10m} は 0.011~0.012 の範囲にあり、 U_{10m} とともに 8 m/s 区間まで増加して平均値 0.012 弱をとったのち、緩やかに減少する。これは区間別 u_{*m} で整理した Fig. 17 と同

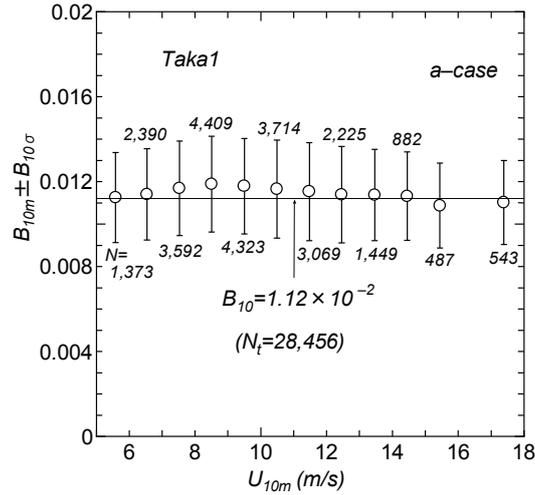


Fig. 20 Relation between mean and standard deviation $B_{10m} \pm B_{10\sigma}$ of Toba coefficient B_{10} based on U_{10} segment-separated in-situ observations satisfying selection conditions and segment-mean 10 m height wind velocity U_{10m} (local wind waves case).

じ傾向であるが、Takagaki ら^[3]の式(30)における Toba 係数 ($B_{10} = 1.12 \times 10^{-2}$ の一定値) の挙動と整合しないし、全体の平均値でみても 0.004 程度小さい。また、Fig. 20 における B_{10m} は Mitsuyasu^[11]と Mitsuyasu・Kusaba^[7]に基づく結果より得た式(32)における Toba 係数 B_{10} (係数は \bar{F} のみならず U_{10} とともに緩やかに増加) と逆の挙動をとり、両者の傾向は一層整合しない。

Table 7 は Wu^[6], Mitsuyasu・Kusaba^[7], Takagaki ら^[3]および Iwano ら^[4]による 6 つの C_d 式を内湾・内海の観測資料に適用した場合に得た Toba 係数 B および B_{10} の各統計量 (添字は平均値 m , 標準偏差 σ , 最小値 min と最大値 max) の一覧を示す。Toba 係数 B は適用する C_d 式ごとに変わる。平均値で見れば、Takagaki ら^[3] (Taka1) による $B_m = 0.0586$ から Mitsuyasu・Kusaba^[7] のベキ乗型 C_d 式 (MK2) による $B_m = 0.0625$ の範囲 (差は約 0.004) で変わり、Mitsuyasu・Kusaba^[7] による MK1 と MK2 は Toba 定数 $B_T = 0.062$ と有効数字 2 桁まで一致する $B_m = 0.0620$ と 0.0625 を与える。因みに、MT 局では MK1 による Toba 係数は $B = 0.0663$ であるから、MK1 を用いた後藤ら^[16]や後藤ら^[17]による $B = 0.067$ にかなり近い。

Table 7 Mean, standard deviation, minimum and maximum of C_d law-dependent Toba coefficient B and those of C_d law-dependent Toba coefficient B_{10} (local wind waves case).

C_d form.	B				B_{10}			
	B_m	B_σ	B_{min}	B_{max}	B_{10m}	$B_{10\sigma}$	B_{10min}	B_{10max}
Wu	0.0596	0.0116	0.0181	0.1225	0.0116	0.0022	0.0034	0.0243
MK1	0.0620	0.0121	0.0189	0.1274	0.0116	0.0022	0.0034	0.0242
MK2	0.0625	0.0123	0.0193	0.1279	0.0116	0.0022	0.0034	0.0242
Taka1	0.0586	0.0094	0.0216	0.1029	0.0116	0.0022	0.0035	0.0246
Taka2	0.0592	0.0115	0.0179	0.1219	0.0116	0.0022	0.0034	0.0243
Iwano	0.0603	0.0118	0.0184	0.1236	0.0116	0.0022	0.0034	0.0243

$N_t = 28,456$

要するに、Taka1 (Ef_p^3/g 表示)を除く5種類の U_{10} 表示に基づく C_d 式のうち、 $U_{10} < 25$ m/sでより小さい C_d 値を与える Mitsuyasu・Kusaba^[7]のMK1とMK2がより大きい B_m を生じる。標準偏差 B_σ や最小値 B_{min} 、最大値 B_{max} の値は5種類の U_{10} 表示に基づく C_d 式によるものの間であまり差を示さない。6種類の C_d 式に基づく結果の間では、 B_{min} はTakagakiら^[3]のTaka1の場合に最も大きく、 B_{max} と B_σ は最も小さい。すなわち、標準偏差 B_σ についてはいずれの C_d 式でも平均値 B_m の20%程度であるが、Taka1では16%程度とやや小さい。

一方、10 m 高度風速 U_{10} を用いて得た Toba 係数 B_{10} の場合、平均値 B_{10m} 、標準偏差 $B_{10\sigma}$ 、最小値 B_{10min} と最大値 B_{10max} に関して各 C_d 式に基づく結果の数値にほとんど差を生じない。これは z m 高度風速 U_z から計算される摩擦速度 u_* には用いる C_d 式の間で差を生じるが、10 m 高度風速 U_{10} にはほとんど差を生じないことを意味する。

なお、参考までに Fig. 21 は Takagaki ら^[3]の式に基づく C_d と U_{10} の個々の値の関係、 $U_{10} = 5$ m/s から

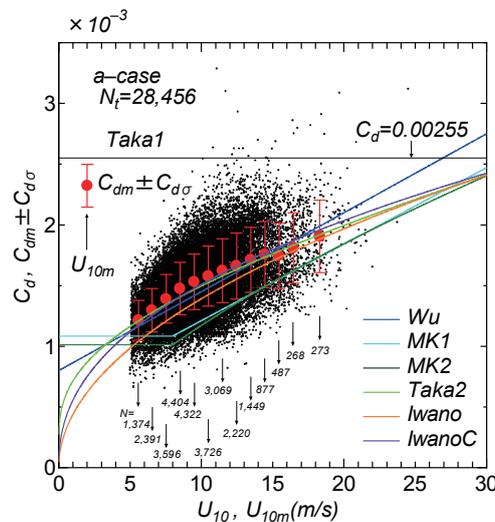


Fig. 21 Relation between C_d based on Takagaki et al.^[3] equation and U_{10} , and relation between wind velocity U_{10} segment-separated mean and standard deviation $C_{dm} \pm C_{d\sigma}$ of C_d based on in-situ observations satisfying selection conditions and segment-mean wind velocity U_{10m} , in addition to relation between C_d based on any of 5 U_{10} -dependent C_d formulae and U_{10} (local wind waves case).

Table 8 Mean, standard deviation, minimum and maximum of site-dependent Toba coefficient B and those of site-dependent Toba coefficient B_{10} (local wind waves and swells co-existing case).

meas. station	N	B				B ₁₀			
		B _m	B _σ	B _{min}	B _{max}	B _{10m}	B _{10σ}	B _{10min}	B _{10max}
Hiratsuka	3,939	0.0502	0.0093	0.0201	0.0961	0.0095	0.0021	0.0033	0.0205
Gobo	3,085	0.0412	0.0094	0.0178	0.0792	0.0077	0.0022	0.0028	0.0158
Komatsushima	820	0.0453	0.0085	0.0229	0.0666	0.0085	0.0020	0.0037	0.0139
Okinoshima	2,748	0.0435	0.0103	0.0172	0.0783	0.0081	0.0024	0.0027	0.0159
Sadamisaki	274	0.0501	0.0087	0.0301	0.0764	0.0095	0.0020	0.0051	0.0153
all stations	N _t = 10,866	0.0456	0.0103	0.0172	0.0961	0.0086	0.0023	0.0027	0.0205

1 m/s ごとの区間で求めた C_d の平均値 C_{dm} と標準偏差 $C_{d\sigma}$ および区間平均風速 U_{10m} と区間別資料数 N に加えて、5種類の U_{10} 表示による C_d 式 (Wu, MK1, MK2, Taka2, Iwano) に基づく C_d と U_{10} の関係を示す。 N は $U_{10} > 16$ m/s の区間で約 270 と相対的に少ない。図中には Takagaki ら^[3]の限界値 $C_d = 0.00255$ を示す横軸との平行線も与える。 C_d の値は大部分の資料値を含む $U_{10} < 15$ m/s では MK2, MK1, Iwano, Wu, Taka2 の順に大きくなり、Takagaki ら^[3]に基づく Taka1 (U_{10} 区間別の●印) はより大きい値を与える。この傾向はこれらの C_d 式に基づく B の値の特性と逆の対応をする。

最後に、b)外洋波浪共存ケースに対して得た Toba 係数 B および B_{10} それぞれの平均値 (B_m, B_{10m}), 標準偏差 ($B_\sigma, B_{10\sigma}$), 最小値 (B_{min}, B_{10min}), 最大値 (B_{max}, B_{10max}) の地点別一覧を Table 8 に示す。この場合の B の平均値は $B_m = 0.0456$, B_{10} の平均値は $B_{10m} = 0.0086$ であるから、a)内湾・内海波浪ケースにおけるそれぞれの値の 78 %および 74 %とかなり小さい。しかも平均値の変動範囲は $B = 0.0412 \sim 0.0502$, $B_{10} = 0.0077 \sim 0.0095$ と相対的に狭い。b)外洋波浪共存ケースにおける Toba 係数が a)内湾・内海波浪ケースにおける係数より小さい理由として、現象的にはうねりの存在があげられるが、その物理過程は現段階では明らかでない。

4. 結 語

本研究で得た結果はつぎのようである。

①Takagaki ら^[3]および Iwano ら^[4]により提案された結果では、海面抵抗係数 C_d 、波浪特性量 Ef_p^3/g 、粗度長 z_0 には 10 m 高度限界風速 $U_{10c} = 33.6$ m/s を境として、上限値 $C_d = 2.55 \times 10^{-3}$, $Ef_p^3/g = 2.27 \times 10^{-4}$ m/s, $z_0 = 0.363$ cm が与えられる。これらの数値の妥当性は鈴木・鳥羽^[10]により収集された既往の実験・観測資料 ($U_{10} \leq 25.5$ m/s) において、それぞれの上限値を上まわる資料がほとんど存在しないという意味で一定程度確認される。また、粗度長 z_0 を base とする無次元波浪エネルギー \hat{E} と無次元ピーク周波数 f_p の関係および u_* に対する計算値と実験・観測値との対応についても Takagaki ら^[3]の結果の妥当性がある程度検証される。したがって、Takagaki ら^[3]の式(5)に基づく有義波高 H_s ・有義波周期 T_s からの粗度長 z_0 、対数則による C_d および z m 高度風速 U_z からの摩擦速度 u_* と 10 m 高度風速 U_{10} の適正な評価が可能になる。

②10 m 高度風速 $U_{10} < 33.6$ m/s で U_{10} の関数として表された Takagaki ら^[3] (Taka2) および Iwano ら^[4] (Iwano) による海面抵抗係数 C_d の値は低・中速度時 (< 25 m/s) には既往の Mitsuyasu・Kusaba^[7] (MK1, MK2) による値よりやや大きく、高風速時 (> 27.5 m/s) にはやや小さい。Wu^[9]による C_d は $U_{10} > 15$ m/s では、これらのうちで最も大きい値を与える。

③摩擦速度 u_* で表された Toba^[5]の 3/2 乗則における Toba 係数 B は、 Ef_p^3/g や C_d における上限値の存在を示唆した Takagaki ら^[3]と Iwano ら^[4]の結果では $u_* < 1.70$ m/s の場合定数でなく u_* に緩やかに ($\propto u_*^{-0.1}$), $u_* \geq 1.70$ m/s の場合 u_* に強く ($\propto u_*^{-1/2}$) 依存する。つまり、Toba 係数 B を定数とする Toba^[5]の 3/2 乗則は、 $u_* < 1.70$ m/s の場合には弱い意味で近似的に当てはまるが、 $u_* \geq 1.70$ m/s の超強風速時の場合にはもはや成立しない。Takagaki ら^[3]の実験結果 ($Ef_p^3/g, z_0, u_*, U_{10}$) に基づいて導出された Toba 係数 B および B_{10} のそれぞれ u_* および U_{10} への依存を表す経験式は、同じ実験結果に基づく個々の B および B_{10} の平均的挙動を適切に再現することが確認される。また Mitsuyasu^[11]の結果でも、Toba 係数は摩擦速度で表した無次元吹送距離へのごく弱い依存性 ($\propto F_*^{0.009}$) を与え、定数とは言えない。 $u_* < 1.70$ m/s の既往の実験・観測値でも、Toba 係数 B の u_* への弱い依存性が多少みられなくもないが、確定的なほどの変化を与えない。なお、今回の検討で使用した既存の実験・観測資料および内湾・内海における観測資料はほぼすべて $U_{10} < 33.6$ m/s ($u_* < 1.70$ m/s) で得られているので、超強風速域 ($U_{10} \geq 33.6$ m/s) における挙動は対象とならない。

④ u_* の測定値を含む既往の実験・観測資料 ($u_* < 1.70$ m/s) では Toba 係数の平均値 (B_m) は Toba 定

数 ($B_T = 0.062$) と符合するが、標準偏差が 0.009、したがって平均値±標準偏差は 0.053~0.071 と、かなりの変動幅をもつ。また、実験資料単独では $B_m = 0.062$ (0.0624)、観測資料単独では $B_m = 0.062$ (0.0615) と平均値 B_m に関する相互の差は小さい。一方、 u_* の評価を Takagaki ら³⁾の式による場合も実験・観測資料ではほぼ同じ数値、たとえば $B_m = 0.063$ を与える。しかし、実験資料単独では $B_m = 0.060$ (0.0601)、観測資料単独では $B_m = 0.064$ (0.0642) と両者の結果に多少の差が現れる。すなわち、 u_* 推定式の影響が資料の細分化によりやや顕在化する。また、上述の Takagaki ら³⁾の式を含む 6 種類の C_d 式をそれぞれ u_* の推定に用いる場合、Toba 係数の平均値 B_m は 0.063 (0.0626) ~ 0.068 (0.0681) の範囲をとり、 u_* の測定値を用いた場合の $B_m = 0.062$ より大きい。各 C_d 式のうちでは、Takagaki ら³⁾による式 (Taka1) が実験・観測資料に基づく Toba 係数 B に最も近い値を与え、Mitsuyasu・Kusaba⁷⁾の式 (MK1, MK2) が最も大きい値をとる。さらに、 u_* および B に対して、Takagaki ら³⁾による式 (Taka1) は実験値より観測値の場合に、逆に U_{10} 表示による各 C_d 式は観測値より実験値の場合にそれぞれよく符合することから、内湾・内海の観測資料に対しては Takagaki ら³⁾による式 (Taka1) の適用がより適切な結果を与えたと考えられる。

⑤ Takagaki ら³⁾ および Iwano ら⁴⁾ に基づく結果では、 U_{10} 表示の 3/2 乗則における Toba 係数 B_{10} は 1.12×10^{-2} ($U_{10} < 33.6$ m/s) であるが、Mitsuyasu¹¹⁾の風波の発達式と Mitsuyasu・Kusaba⁷⁾の C_d 式を組み合わせて得た 3/2 乗則の Toba 係数 B_{10} は U_{10} 表示の無次元吹送距離 ($\propto \bar{F}^{0.009}$) と風速 ($\propto U_{10}^{0.158}$) の関数で表され、とくに U_{10} とともに有意な増加を伴う。また、 U_{10} 表示の 3/2 乗則において Toba 係数 B_{10} が定数をとる場合、Mitsuyasu¹¹⁾の風波の発達式における F_* あるいは \bar{F} のべき数を調整したのち $C_d = 1.6 \times 10^{-3}$ とした光易⁸⁾の式では 1.13×10^{-2} 、Wilson⁹⁾の IV 型式を $\bar{F} < 10^3 \sim 10^4$ に対して近似した式では 1.19×10^{-2} 、Wilson⁹⁾の IV 型式では 1.26×10^{-2} となり、Toba 係数 B_{10} が用いる式ごとに変化する。既往の実験・観測結果では B_{10} の平均値は $B_{10m} = 1.27 \times 10^{-3}$ とほぼ Wilson⁹⁾の IV 型式に基づく結果が得られる。さらに 3/2 乗則を 2 乗した局所平衡則 $Ef_p^3/gu_* = \beta$ あるいは $Ef_p^3/gU_{10} = \beta_{10}$ においては、 β や β_{10} の変動はそれぞれ B や B_{10} の変動の 2 乗倍に拡大された形で現れる。

⑥ Wilson⁹⁾の IV 型式によれば、 U_{10} 表示の Toba 係数 B_{10} は \bar{F} の全範囲 ($0 \sim \infty$) に対して $1.19 \times 10^{-2} \sim 1.43 \times 10^{-2}$ をとり、20% の変動を含む。

⑦ 各種の制約条件を課して抽出した定常状態における内湾・内海の観測資料 ($U_{10} < 33.6$ m/s) を用いた Takagaki ら³⁾の式に基づく解析によれば、Toba 係数 B や B_{10} は平均値でみても、それぞれ $B_m = 0.0463 \sim 0.0679$ 、 $B_{10m} = 0.0087 \sim 0.0139$ と観測地点ごとにかかなりの変動を伴い、全体では平均値として $B_m = 0.0586$ 、 $B_{10m} = 0.0116$ を与える。前者は Toba 定数 ($B_T = 0.062$) より 0.0034 小さく、Takagaki ら³⁾の式 (22) に基づく値より全体としてやや大きい。後者は Wilson⁹⁾の IV 型式の近似式に基づく結果 ($B_{10} = 1.19 \times 10^{-2}$) に近いが、Takagaki ら³⁾の値や光易⁸⁾の値より大きい。また u_* 表示で得た Toba 係数 B は、Takagaki ら³⁾に基づく式 (22) が示唆するように、 u_* とともに若干減少するようにみえるが、同様の挙動が U_{10} 表示の Toba 係数 B_{10} でもみえることから、両者の傾向は必ずしも整合しない。

⑧ z m 高度の風速 U_z から u_* を求める場合には、Toba 係数 B は適用する C_d 式に依存して変化し、今回の 6 ケースの事例では Takagaki ら³⁾の式 (Taka1) に基づく 0.0586 から、Mitsuyasu・Kusaba⁷⁾の U_{10} べき乗型式 (MK2) に基づく 0.0625 の間の値をとる。この順位は実験・観測資料に対する解析から得られた順位と一致する。一方、 U_z から求めた U_{10} を用いる場合、Toba 係数 B_{10} は C_d 式にほぼ依存しない。

⑨ b) 外洋波浪共存ケースにおける Toba 係数 B や B_{10} は a) 内湾・内海波浪ケースのそれらに比べて小さい値をとる。これは b) 外洋波浪共存ケースにおいてより多く含まれるうねり成分の影響によると推定される。 B および B_{10} の小区間別平均値は a)、b) いずれのケースでも波高とともに急増してほぼ一定値に達するが、とくに b) ケースでの B の准平衡値は Toba 定数 ($B_T = 0.062$) より小さく、0.05 前後である。

⑩ 要するに、Toba 係数 B は必ずしも定数 ($B_T = 0.062$) と言えず、地点や u_* の計算法の相違により有

意な変動を伴う。しかし、地点ごとの相違が物理的要因によるものか、測定環境条件に係わる資料の統計的変動によるものか明らかでない。

最後に、Takagaki ら^[3]に対する著者らの 1 人（山口）による質問に丁寧な回答をお寄せ戴き、結果的に本研究の契機を与えられた京都大学大学院小森 悟教授に謝意を表します。

参 考 文 献

- [1] Donelan, M.A., Haus, B.K., Reul, N., Plant, W.J., Stiassnie, M., Graber, H.C., Brown, O.B. and E.S. Saltzman : On the limiting aerodynamic roughness of the ocean in very strong winds, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L18306, pp.1-5, doi:10.1029/2004GL019460, 2004.
- [2] Powell, M.D., Vickery P.J. and T.A.Reinhold : Reduced drag coefficient for high wind speeds in tropical cyclones, *Nature*, 422, pp.279-283, doi:10.1038/nature01481, 2003.
- [3] Takagaki, N., Komori, S., Suzuki, N., Iwano, K., Kumamoto, T., Shimada, S., Kurose, R. and K. Takahashi : Strong correlation between the drag coefficient and the shape of the wind sea spectrum over a broad range of wind speeds, *Geophys. Res. Lett.*, Vol.39, L23604, pp.1-6, doi:10.1029/2012GL053988, 2012.
- [4] Iwano, K., Takagaki, N., Kurose, R. and S. Komori : Mass transfer velocity across the breaking air-water interface at extremely high wind speeds, *TellusB*, pp.1-8, 65, 21341, <http://dx.doi.org/10.3402/tellusb.v65i0.21341>, 2013.
- [5] Toba, Y. : Local balance in the air-sea boundary process, 1. on the growth process of wind waves, *Jour. Oceanogr. Soc. Japan*, Vol.28, pp.109-120, 1972.
- [6] Wu, J. : Wind-stress coefficients over sea surface near neutral conditions-a revisit, *Jour. Phys. Oceanogr.*, Vol.10, pp.727-740, 1980.
- [7] Mitsuyasu, H. and T. Kusaba : Drag coefficient over water surface under the action of strong wind, *Jour. Natural Disas. Sci.*, Vol.6, No.2, pp.43-50, 1984.
- [8] 光易 恒 : 海洋波の物理, 岩波書店, 210p., 1995.
- [9] Wilson, B.W. : Numerical prediction of ocean waves in the North Atlantic for December, 1955, *Deutsch. Hydrogr. Zeit.*, 18, pp.114-130, 1965.
- [10] 鈴木 靖・鳥羽良明 : 風波飽和度の概念に基づく海面摩擦係数測定データの再評価, 京大防災研年報, 第 54 号 B, pp.655-672, 2011.
- [11] Mitsuyasu, H. : On the growth of the spectrum of wind-generated waves I, *Rept. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ.*, Vol.16, pp.459-465, 1968.
- [12] 山口正隆・畑田佳男・野中浩一・日野幹雄 : SDP 風資料に基づく東京湾, 伊勢湾, 瀬戸内海の沿岸風・海上風・波高資料の精度評価, *土木学会論文集 B3 (海洋開発)*, Vol.68, No.2, pp.1935-1940, 2012.
- [13] 山口正隆・畑田佳男・田窪宏朗 : 波浪追算に基づく霞ヶ浦での波候の推定, *自然災害科学 J. JSNDS*, Vol.14-3, pp.235-245, 1995.
- [14] 山口正隆・畑田佳男・大福 学・野中浩一 : Erie 湖における推算波浪資料の相互比較, *水工学論文集*, 第 50 巻, pp.1297-1302, 2006.
- [15] Ebuchi, N., Toba,Y. and H. Kawamura : Statistical study on the local equilibrium between wind and wind waves by using data from ocean data buoy stations, *Jour. Oceanogr.*, Vol.48, pp.77-92, 1992.
- [16] 後藤智明・末次広児・小舟浩治 : 大阪湾の風と風波の関係, *海岸工学論文集*, 第 36 巻, pp.168-172, 1989.

[17] 後藤智明・小舟浩治・菊池政信・早川完治・手島道人：東京港の波浪特性と閉鎖海域の波浪推算手法，海岸工学論文集，第37巻，pp.185-189, 1990.

[18] Kahma, K.K. and C.J. Calkoen : Reconciling discrepancies in the observed growth of wind-generated waves, Jour. Phys. Oceanogr., 22, pp.1389-1405, 1992.

付 録

A. 光易^[8]による風波の発達式における係数の補正の影響

光易^[8]は Mitsuyasu^[11]の式(27)および式(28)における係数を保持したままベキ数をそれぞれ 1/2 と 1/3 に変えているが，この操作により $\tilde{F} = 25 \sim 3,200$ に対して式(27)による値を 3.8～5.6%，式(28)による値を 3.2～4.7% 小さく評価することから，係数の修正が必要になると考えられる。すなわち， $\tilde{F} = 25 \sim 3,200$ でベキ数の変更に伴う誤差ができるだけ小さくなるように係数を決めれば，次式になる。

$$\frac{gH_s}{u_*^2} = 4 \times 1.38 \times 10^{-2} F_*^{1/2} = 5.52 \times 10^{-2} F_*^{1/2} \quad (\text{A-1})$$

$$\frac{u_* f_p}{g} = 1.046 F_*^{-1/3} \quad (\text{A-2})$$

したがって，Toba^[5]の 3/2 乗則は $T_p = 1.05T_s$ として次式で表される。

$$\frac{gH_s}{u_*^2} = 6.35 \times 10^{-2} \left(\frac{gT_s}{u_*} \right)^{3/2} \quad (\text{A-3})$$

ここで，Toba 係数は定数 $B = 6.35 \times 10^{-2}$ をとる。この値は Toba^[5]の原式による 6.20×10^{-2} よりわずかに大きい。また，Toba^[5]の原式（後出の式(A-11)）に相当する次式も得られる。

$$\frac{E f_p^3}{g u_*} = 2.18 \times 10^{-4} \quad (\text{A-4})$$

Mitsuyasu・Kusaba^[7]による U_{10} のベキ乗型 C_d 式(16)を用いて，式(A-3)を U_{10} 表示に変換すれば，

$$\frac{gH_s}{U_{10}^2} = 8.06 \times 10^{-3} U_{10}^{0.164} \left(\frac{gT_s}{U_{10}} \right)^{3/2} = B_{10} \left(\frac{gT_s}{U_{10}} \right)^{3/2} \quad (\text{A-5})$$

である。Toba 係数 B_{10} は U_{10} の関数になり，Takagaki ら^[9]の式に基づく場合（すなわち， u_* 表示では u_* 依存性， U_{10} 表示では定数）と逆の特性をもつ。また，局所平衡則は次式で表される。

$$\frac{E f_p^3}{g U_{10}} = 3.51 \times 10^{-6} U_{10}^{0.328} \quad (\text{A-6})$$

さらに，式(A-1)および式(A-2)を光易^[8]と同様に， $C_d = 1.6 \times 10^{-3}$ として U_{10} 表示に変換すれば，

$$\frac{gH_s}{U_{10}^2} = 2.21 \times 10^{-3} \tilde{F}^{1/2} \quad (\text{A-7})$$

$$\frac{gT_s}{U_{10}} = 0.311 \tilde{F}^{1/3} \quad (\text{A-8})$$

が得られる。上式の係数は，光易^[8]ではそれぞれ 2.10×10^{-3} と 0.326 であるから，式(A-7)では少し増加し，式(A-8)では少し減少する。ついで，3/2 乗則および局所平衡則はそれぞれ

$$\frac{gH_s}{U_{10}^2} = 1.27 \times 10^{-2} \left(\frac{gT_s}{U_{10}} \right)^{3/2} \quad (\text{A-9})$$

$$\frac{E f_p^3}{g U_{10}} = 8.72 \times 10^{-6} \quad (\text{A-10})$$

になる。式(A-9)の係数 1.27×10^{-2} は光易^[8]の原式である式(34)に与えた 1.13×10^{-2} より 12 %大きく、Wilson^[9]のIV型式(35)から得た式(37)の係数 1.26×10^{-2} に非常に近い。一方、式(A-10)の係数 8.72×10^{-6} は光易^[8]の原式による係数 6.84×10^{-6} より 27 %大きい、これは $(1.27/1.13)^2 = 1.26$ にほぼ相当する。

ついで、Toba^[5]の 3/2 乗則である式(25)から u_* 表示の局所平衡則

$$\frac{E f_p^3}{g u_*} = 2.08(2.07536) \times 10^{-4} \quad (\text{A-11})$$

が得られ、 $C_d = 1.6 \times 10^{-3}$ とすれば、 U_{10} 表示による 3/2 乗則と局所平衡則が次式のように書かれる。

$$\frac{g H_s}{U_{10}^2} = 1.24 \times 10^{-2} \left(\frac{g T_s}{U_{10}} \right)^{3/2} \quad (\text{A-12})$$

$$\frac{E f_p^3}{g U_{10}} = 8.30 \times 10^{-6} \quad (\text{A-13})$$

式(A-12)の右辺の係数は次式のように計算される。

$$B(u_*/U_{10})^{1/2} = B C_d^{1/4} = 0.062 \times (16 \times 10^{-4})^{1/4} = 0.062 \times 0.2 = 0.0124 \quad (\text{A-14})$$

式(A-12)の係数 1.24×10^{-3} は $C_d = 1.0 \times 10^{-3}$ では 1.10×10^{-2} 、 $C_d = 2.5 \times 10^{-3}$ では 1.39×10^{-2} に変わる。本文で述べた U_{10} に依存する C_d の各式では、この係数に U_{10} の依存性が現れる。

Table A1 は Mitsuyasu^[11]の式(27)および式(28)を、①そのまま使用、②Mitsuyasu^[11]のように $F_*^{0.504}$ を $F_*^{1/2}$ 、 $F_*^{-0.330}$ を $F_*^{-1/3}$ に変換した式を使用、③上記②による過小評価を補正するため、係数も 5.24 を 5.52 に、1.00 を 1.046 に変更した式を使用、という 3 つのケースについてそれぞれ C_d を① 1.6×10^{-3} 、②Mitsuyasu・Kusaba^[7]の式(16)($C_d = 2.60 \times 10^{-3} U_{10}^{0.654}$)の 2 つのケースとする場合の計 6 ケースについて求めた波浪統計量間の関係の一覧を示す。加えて、④本文で述べた Takagaki ら^[3]と Iwano ら^[4]による関係式、⑤Wilson^[9]のIV型式と⑥その近似式 ($\bar{F} < 10^3 \sim 10^4$) および⑦Toba^[5]の 3/2 乗則における Toba 定数も与える。

B. Takagaki ら^[3]の式による Toba 係数を Toba 定数 $B = 0.062$ に近づけるための工夫 ($U_{10c} = 30$ m/s の case)

本文の式(22)でみたように、Takagaki ら^[3]の式における Toba 係数は

$$B = 5.24 \times 10^{-2} u_*^{-0.1} ; u_* < 1.70 \text{ m/s} \quad (\text{B-1})$$

であり、 U_{10} - u_* 関係 (C_d 式) 由来の u_* への依存性を示すのみならず、絶対値も $u_* > 0.186$ m/s ($U_{10} > 5.73$ m/s) で Toba 定数 $B_T = 0.062$ より小さくなる。ここでは、Toba 係数を増加させるための 1 つの工夫を以下に述べる。すなわち、 $E f_p^3/g$ と U_{10} の関係を与える Takagaki ら^[3]の Figure 2 における実験値のばらつきをみると、 $E f_p^3/g = 2.27 \times 10^{-4}$ をとる U_{10} の限界値、すなわち限界風速 U_{10c} を Takagaki ら^[3]による 35.0 m/s や Iwano ら^[4]による 33.6 m/s でなく、30 m/s とすることも可能と思われる。そこで、 $2.27 \times 10^{-4} \approx 7.57 \times 10^{-6} \times 30$ を考慮して

$$\frac{E f_p^3}{g} = \begin{cases} 7.57 \times 10^{-6} U_{10} ; U_{10} < 30 \text{ m/s} \\ 2.27 \times 10^{-4} ; U_{10} \geq 30 \text{ m/s} \end{cases} \quad (\text{B-2})$$

とする。式(41)の第 1 式では係数 6.75×10^{-6} であるから、式(B-2)の係数は 1.12 倍 (=7.57/6.75) になる。ついで、 $E f_p^3/g \leq 2.27 \times 10^{-4}$ であるから、 $C_d \leq 2.55 \times 10^{-3}$ になる。この場合 C_d 式は式(8)の第 1 式に式(B-2)の第 1 式を代入すれば

$$C_d = \left[\frac{0.4}{\log\{1.42 \times 10^{-4} (7.57 \times 10^{-6} U_{10})^{-2}\}} \right]^2 \quad (\text{B-3})$$

Table A1 Mathematical relations between wave statistics related to wind wave growth based on Mitsuyasu^[8] study and other studies.

No.	Mitsuyasu's relations ①~③ other authors ④~⑦	$\frac{gT_s}{u_*}$	$\left(\frac{gH_s}{u_*^2}\right)\left(\frac{gT_s}{u_*}\right)^{-3/2}$	$\frac{E_f^3}{gu_*}$	C_d	$\frac{gH_s}{U_{10}^2}$	$\frac{U_{10}f_p}{g}$	$\frac{gT_s}{U_{10}}$	$\left(\frac{gH_s}{U_{10}^2}\right)\left(\frac{gT_s}{U_{10}}\right)^{-3/2}$	$\frac{E_f^3}{gU_{10}}$
①	$\frac{gH_s}{u_*^2} = 5.24 \times 10^{-2} F_*^{0.504}$ $\frac{u_* f_p}{g} = 1.00 F_*^{-0.330}$	$0.952 F_*^{0.330}$	5.64×10^{-2} $\times F_*^{0.009}$	1.72×10^{-4} $\times F_*^{0.018}$	1.60×10^{-3}	2.15×10^{-3} $\times \bar{F}^{0.504}$	2.99 $\times \bar{F}^{-0.330}$	$0.319 \bar{F}^{0.330}$	$1.19 \times 10^{-2} \bar{F}^{0.009}$	$7.71 \times 10^{-6} \bar{F}^{0.018}$
②	$\frac{gH_s}{u_*^2} = 5.24 \times 10^{-2} F_*^{1/2}$ $\frac{u_* f_p}{g} = 1.00 F_*^{-1/3}$	$0.952 F_*^{1/3}$	5.64×10^{-2}	1.72×10^{-4}	1.60×10^{-3}	$2.10 \times 10^{-3} \bar{F}^{1/2}$	$2.92 \bar{F}^{-1/3}$	$0.326 \bar{F}^{1/3}$	1.13×10^{-2}	6.84×10^{-6}
③	$\frac{gH_s}{u_*^2} = 5.52 \times 10^{-2} F_*^{1/2}$ $\frac{u_* f_p}{g} = 1.046 F_*^{-1/3}$	$0.910 F_*^{1/3}$	6.35×10^{-2}	2.18×10^{-4}	2.60×10^{-4} $\times U_{10}^{0.654}$	8.45×10^{-4} $\times U_{10}^{0.327} \bar{F}^{1/2}$	$3.96 U_{10}^{-0.109}$ $\times \bar{F}^{-1/3}$	$0.240 U_{10}^{0.109}$ $\times \bar{F}^{1/3}$	7.19×10^{-3} $\times U_{10}^{0.1635}$	2.79×10^{-6} $\times U_{10}^{0.327}$
④	Takagaki et al. ^[8] (2012) + Iwano et al. ^[4] (2013)		$5.24 \times 10^{-2} u_*^{-0.1}$ $(u_* < 1.70 \text{ m/s})$ 4.97×10^{-2} $\times (1.70/u_*)^{1/2}$ $(u_* \geq 1.70 \text{ m/s})$	$4.46 \times 10^{-4} \times U_{10}^{1/2}$ $(U_{10} < 33.6 \text{ m/s})$ 2.55×10^{-3} $(U_{10} \geq 33.6 \text{ m/s})$	$4.46 \times 10^{-4} \times U_{10}^{1/2}$ $(U_{10} < 33.6 \text{ m/s})$ 2.55×10^{-3} $(U_{10} \geq 33.6 \text{ m/s})$	2.21×10^{-3} $\times \bar{F}^{1/2}$	$3.06 \bar{F}^{-1/3}$	$0.311 \bar{F}^{1/3}$	1.27×10^{-2}	8.72×10^{-6}
⑤	Wilson ^[9] IV (1965)					$0.30\{1 - (1 + 0.004 \bar{F}^{1/2})^{-2}\}$		$8.61 \times \{1 - (1 + 0.008 \bar{F}^{1/3})^{-5}\}$	1.26×10^{-2}	
⑥	Wilson ^[9] IV (1965) (simplified)					$2.40 \times 10^{-3} \times \bar{F}^{1/2}$ $(\bar{F} < 10^3 \sim 10^4)$		$0.344 \bar{F}^{1/3}$ $(\bar{F} < 10^3 \sim 10^4)$	1.19×10^{-2} $(\bar{F} < 10^3 \sim 10^4)$	7.62×10^{-6} $(\bar{F} < 10^3 \sim 10^4)$
⑦	Toba ^[5] (1972)		6.20×10^{-2}	2.08×10^{-4}	1.60×10^{-3}				1.24×10^{-2}	8.03×10^{-6}

①Mitsuyasu^[11] (1968), ②Mitsuyasu^[8] (1995) 0.504 → 1/2, ③Mitsuyasu^[8] (1995) 0.504 → 1/2, 5.24 × 10⁻² → 5.52 × 10⁻²
0.330 → 1/3, ④Mitsuyasu^[8] (1995) 0.330 → 1/3, 1.00 → 1.046
⑤Wilson^[9] IV (1965) ⑥Wilson^[9] IV (1965) ⑦Toba^[5] (1972)
 $F_* = gF/u_*^2$, $\bar{F} = gF/U_{10}^2$, $T_p = 1.05T_s$

であり、式(B-2)の第2式を含めると次式になる。

$$C_d = \begin{cases} \{0.4/\log(2.48 \times 10^6/U_{10}^2)\}^2 & ; U_{10} < 30 \text{ m/s} \\ 2.55 \times 10^{-3} & ; U_{10} \geq 30 \text{ m/s} \end{cases} \quad (\text{B-4})$$

つぎに、 $U_{10} = 2.5 \sim 30 \text{ m/s}$ (2.5 m/s 間隔) に対する式 (B-4) の値を

$$C_d = aU_{10}^b \quad (\text{B-5})$$

で近似し、 $U_{10} = 30 \text{ m/s}$ で $C_d = 2.55 \times 10^{-3}$ とするとともに、2つの方法で a , b を算出する。その1つ①は 2.5 m/s ごとの U_{10} に対して求めた b_i の平均値を b として a を算出する方法である。すなわち、これは n を資料数として次式で表される。

$$C_{di} = 2.55 \times 10^{-3} \left(\frac{U_{10i}}{30}\right)^b, \quad b = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{\log\{C_{di}/(2.55 \times 10^{-3})\}}{\log(U_{10i}/30)}, \quad a = \frac{2.55 \times 10^{-3}}{30^b} \quad (\text{B-6})$$

もう1つの②は 2.5 m/s ごとの U_{10} に対して求めた式(B-4)による C_d の資料に $U_{10} = 30 \text{ m/s}$ (一般的には限界風速 U_{10c}), $C_d = 2.55 \times 10^{-3}$ の条件のもとで最小2乗法 (LSM) により b を算出する方法であり、 b の計算式は次式で表される。

$$b = \frac{\sum_n \log x_i \cdot \log y_i}{\sum_n (\log x_i)^2}, \quad y_i = \frac{C_{di}}{2.55 \times 10^{-3}}, \quad x_i = \frac{U_{10i}}{30}, \quad a = \frac{2.55 \times 10^{-3}}{30^b} \quad (\text{B-7})$$

実際の適用では、両者の結果のうち、資料値に対する適合度の高い方を採用する。他の限界風速値 U_{10c} あるいは限界摩擦速度 u_{*c} の場合には式(B-6)あるいは式(B-7)における「30」を U_{10c} または u_{*c} に変えれば適用可能になる。

ここで①法の式(B-6)を適用した結果、 C_d の U_{10} 表示によるべき乗型近似式は式(B-4)の第2式とともに

$$C_d = \begin{cases} 5.36 \times 10^{-4} U_{10}^{0.459} & ; U_{10} < 30 \text{ m/s} \\ 2.55 \times 10^{-3} & ; U_{10} \geq 30 \text{ m/s} \end{cases} \quad (\text{B-8})$$

与えられる。 $U_{10} = 30 \text{ m/s}$ では $u_* = 1.52 (1.515) \text{ m/s}$ である。したがって、 U_{10} と u_* の関係は次式のようになる。

$$U_{10} = \begin{cases} (21.4u_*^{-0.187})u_* & ; u_* < 1.52 \text{ m/s} \\ 19.8u_* & ; u_* \geq 1.52 \text{ m/s} \end{cases} \quad (\text{B-9})$$

Table B1 は式(B-4), 式(B-8)のほか、本文中の Table 1 の Wu^[6], Mitsuyasu・Kusaba^[7] (MK1, MK2) による C_d の一覧を示す。これらは Table 1 の同種の結果と比べて Wu^[6] による結果に近づく。

続いて、式(21)に相当する式は

$$\left(\frac{gH_s}{u_*^2}\right)^2 \left(\frac{gT_s}{u_*}\right)^{-3} = 7.57 \times 10^{-6} \times 16 \times 1.05^3 \left(\frac{U_{10}}{u_*}\right) = 1.40 \times 10^{-4} \times 21.4u_*^{-0.187} \quad (\text{B-10})$$

すなわち、式(22)と式(23)の相当式は

$$\frac{gH_s}{u_*^2} = \begin{cases} 5.47 \times 10^{-2} u_*^{-0.0935} \left(\frac{gT_s}{u_*}\right)^{3/2} & ; u_* < 1.52 \text{ m/s} \\ 5.26 \times 10^{-2} \left(\frac{1.52}{u_*}\right)^{1/2} \left(\frac{gT_s}{u_*}\right)^{3/2} & ; u_* \geq 1.52 \text{ m/s} \end{cases} \quad (\text{B-11})$$

になる。ここに、式(B-11)第2式の展開は次式による。

$$\left(\frac{gH_s}{u_*^2}\right)^2 \left(\frac{gT_s}{u_*}\right)^{-3} = \frac{2.27 \times 10^{-4} \times 16 \times 1.05^3}{(u_*/U_{10})U_{10}} = 27.7 \times 10^{-4} \times 1.52/u_* \quad (\text{B-12})$$

Table B2 は式(B-11)による Toba 係数の 100 倍値を与える。結果的には Toba 係数は式(22)および式(23)の係数と比べて 5~6 % 増加する程度であり、 u_* への依存性は別にして全体的には Toba 定数 $B_T = 0.062$ より 15 % 程度小さい。式(B-11)第1式の Toba 係数 B は u_* の増加とともに減少する。すな

Table B1 Change of C_d value with increase of 10 m height wind speed U_{10} for any of 5 C_d laws including modified versions of both Takagaki et al.^[3] and Iwano et al.^[4] laws.

U_{10} (m/s)	$C_d \times 10^3$				
	Wu	MK1	MK2	(B-4)	(B-8)
5	1.13	1.09	1.01	1.21	1.12
8	1.32	1.09	1.01	1.43	1.39
10	1.45	1.21	1.17	1.56	1.54
15	1.78	1.53	1.53	1.85	1.86
20	2.10	1.84	1.84	2.10	2.12
25	2.43	2.16	2.13	2.33	2.35
27.5	2.59	2.31	2.27	2.44	2.45
30	27.5	2.47	2.40	2.55	2.55

Table B2 Change of Toba coefficient B based on modified Takagaki et al.^[3] equation with increase of friction velocity u_* .

u_* (m/s)	U_{10} (m/s)	eq.(B-11) $B \times 10^2$	u_* (m/s)	U_{10} (m/s)	eq.(B-11) $B \times 10^2$
0.10	3.29	6.78	4.00	79.2	3.24
0.15	4.58	6.53	3.50	69.3	3.47
0.25	6.93	6.23	3.00	59.4	3.74
0.262	7.20	6.20	2.50	49.5	4.10
0.50	12.2	5.84	2.00	39.6	4.59
1.00	21.4	5.47	1.52	30.1	5.26

わち、Toba 係数 B は $u_* = 0.10$ m/s($U_{10} = 3.29$ m/s)で 0.0678, $u_* = 0.262$ m/s($U_{10} = 7.20$ m/s)で Toba 定数 B_T にあたる 0.062, $u_* = 1.52$ m/s($U_{10} = 30.1$ m/s)で 0.0526 をとり, そこから急減して $u_* = 4.00$ m/s($U_{10} = 79.2$ m/s)で 0.0324 と, Toba 定数 $B_T = 0.062$ の約 1/2 になる。

ついで, U_{10} による表示式では式(30)に対応する式は

$$\frac{gH_s}{U_{10}^2} = \begin{cases} 1.18 \times 10^{-2} \left(\frac{gT_s}{U_{10}}\right)^{3/2} & ; U_{10} < 30 \text{ m/s} \\ 1.18 \times 10^{-2} \left(\frac{30}{U_{10}}\right)^{1/2} \left(\frac{gT_s}{U_{10}}\right)^{3/2} & ; U_{10} \geq 30 \text{ m/s} \end{cases} \quad (\text{B-13})$$

で表される。この場合の Toba 係数 $B_{10} = 1.18 \times 10^{-2}$ ($U_{10} < 30$ m/s) は光易^[8]による近似式(36)における係数 1.19×10^{-2} ($\bar{F} < 10^3 \sim 10^4$) とほぼ符合する。

さらに, 局所平衡則を表す式(41)に相当する式は

$$\frac{Ef_p^3}{gU_{10}} = \begin{cases} 7.57 \times 10^{-6} & ; U_{10} < 30 \text{ m/s} \\ 7.57 \times 10^{-6} \left(\frac{30}{U_{10}}\right) & ; U_{10} \geq 30 \text{ m/s} \end{cases} \quad (\text{B-14})$$

であり, 式(44)に相当する式は

$$\frac{Ef_p^3}{gu_*} = \begin{cases} \frac{1.62 \times 10^{-4}}{u_*^{0.187}} & ; u_* < 1.52 \text{ m/s} \\ 1.49 \times 10^{-4} \left(\frac{1.52}{u_*}\right) & ; u_* \geq 1.52 \text{ m/s} \end{cases} \quad (\text{B}-15)$$

になる。

Ef_p^3/gu_* は $u_* < 1.52 \text{ m/s}$ でも u_* への依存性を持ち、 Ef_p^3/gU_{10} は $U_{10} < 30 \text{ m/s}$ で定数をとる特性や、それ以外の超強風速域では Ef_p^3/gu_* 、 Ef_p^3/gU_{10} の両者とも u_* あるいは U_{10} への有意な依存性を示す特性は U_{10} の限界風速値 U_{10c} 、したがって u_* の限界風速値 u_{*c} の変更によっても変わらない。

C. u_* 表示による Ef_p^3/g を用いた検討(1) ($u_{*c} = 1.70 \text{ m/s}$ の case)

ここでは摩擦速度の限界値を $u_{*c} = 1.70 \text{ m/s}$ とする場合の Toba 係数に関する検討を行う。本文でみたように、Iwano ら^[4]による C_d 式を用いた Takagaki ら^[3]による結果に基づく 3/2 乗則における Toba 係数 B は、 $U_{10} \geq 33.6 \text{ m/s}$ ($u_* \geq 1.70 \text{ m/s}$) の風速条件のみならず $U_{10} < 33.6 \text{ m/s}$ ($u_* < 1.70 \text{ m/s}$) の風速条件のもとでも u_* 依存性をもつが、これは 3/2 乗則表示形の導出にあたって、係数が u_* または U_{10} に依存する C_d 式の利用を通じて生じたものである。

Takagaki ら^[3]では Ef_p^3/g (Figure 2) および C_d (Figure 1) の実験結果は U_{10} との関係で整理されているが、 U_{10} と u_* は線形関係からそれほど離れないことから、平均的な関係を表す曲線(直線)まわりの実験値のばらつきを考慮すると、 Ef_p^3/g および C_d は u_* との関係で表すことも可能と考えられる。

まず、Takagaki ら^[3]において C_d の上限値は $U_{10} \geq 33.6 \text{ m/s}$ に対して $C_d = 2.55 \times 10^{-3}$ であるから、相当する u_* は $u_* \geq 1.70 \text{ m/s}$ になる。そして、これに対応する Ef_p^3/g は式(7)から $Ef_p^3/g = 2.27 \times 10^{-4}$ ($U_{10} \geq 33.6 \text{ m/s}$, $u_* \geq 1.70 \text{ m/s}$)をとる。Figure 2において横軸を u_* とすると、 $Ef_p^3/g = 2.27 \times 10^{-4} = 1.335 \times 10^{-4} \times 1.70$ ($u_* \geq 1.70 \text{ m/s}$)であるから、 Ef_p^3/g は $u_* < 1.70 \text{ m/s}$ では1.70を u_* に変えた次式で表される。

$$\frac{Ef_p^3}{g} = \begin{cases} 1.335 \times 10^{-4} u_* & ; u_* < 1.70 \text{ m/s} \\ 2.27 \times 10^{-4} & ; u_* \geq 1.70 \text{ m/s} \end{cases} \quad (\text{C}-1)$$

また、式(7)に式(C-1)の第1式を代入すると、

$$C_d = [0.4/\log\{1.42 \times 10^{-4}(1.335 \times 10^{-4}u_*)^{-2}\}]^2 \quad (\text{C}-2)$$

であり、式(11)に相当する C_d は u_* の全領域に対して次式になる。

$$C_d = \begin{cases} \{0.4/\log(0.797 \times 10^4/u_*^2)\}^2 & ; u_* < 1.70 \text{ m/s} \\ 2.55 \times 10^{-3} & ; u_* \geq 1.70 \text{ m/s} \end{cases} \quad (\text{C}-3)$$

ついで $C_d = au_*^b$ として、 $u_* = 1.70 \text{ m/s}$ で $C_d = 2.55 \times 10^{-3}$ という条件のもとに $u_* = 0.10 \sim 1.70 \text{ m/s}$ (0.10 m/s 間隔)の範囲で式(C-3)の第1式を近似すれば、係数 a 、 b が付録Bと同様の㊸法で決定される。 u_* の全範囲に対する C_d のベキ乗型近似式は式(18)と式(17)に対応して次式で表される。

$$C_d = \begin{cases} 2.00 \times 10^{-3} u_*^{0.459} & ; u_* < 1.70 \text{ m/s} \\ 2.55 \times 10^{-3} & ; u_* \geq 1.70 \text{ m/s} \end{cases} \quad (\text{C}-4)$$

$$U_{10} = \begin{cases} (22.4u_*^{-0.229})u_* & ; u_* < 1.70 \text{ m/s} \text{ or } u_* = (1.777 \times 10^{-2}U_{10}^{0.297})U_{10} ; U_{10} < 33.6 \text{ m/s} \\ 19.8u_* & ; u_* \geq 1.70 \text{ m/s} \end{cases} \quad (\text{C}-5)$$

式(C-5)の第1式では以下での使用を考えて $U_{10} - u_*$ 関係と $u_* - U_{10}$ 関係の両者を与えている。

続いて、 $u_* < 1.70 \text{ m/s}$ では式(20)と式(C-1)から

$$\frac{Ef_p^3}{g} = \frac{u_*}{16 \times 1.05^3} \left(\frac{gH_s}{u_*^2}\right)^2 \left(\frac{gT_s}{u_*}\right)^{-3} = 1.335 \times 10^{-4} u_* \quad (\text{C}-6)$$

したがって、

$$\left(\frac{gH_s}{u_*^2}\right)^2 \left(\frac{gT_s}{u_*}\right)^{-3} = 18.522 \times 1.335 \times 10^{-4} = 24.72687 \times 10^{-4} \quad (\text{C-7})$$

であるから、式(C-1)の第2式に基づく結果と合わせて次式になる。

$$\frac{gH_s}{u_*^2} = \begin{cases} 4.97 \times 10^{-2} \left(\frac{gT_s}{u_*}\right)^{3/2} & ; u_* < 1.70 \text{ m/s} \\ 4.97 \times 10^{-2} \left(\frac{1.70}{u_*}\right)^{1/2} \left(\frac{gT_s}{u_*}\right)^{3/2} & ; u_* \geq 1.70 \text{ m/s} \end{cases} \quad (\text{C-8})$$

すなわち、 $u_* < 1.70 \text{ m/s}$ に対して Toba 係数 B は 4.97×10^{-2} と定数をとるが、Toba 定数 $B_T = 6.20 \times 10^{-2}$ の80%の大きさである。 $B = 4.97 \times 10^{-2}$ は式(22)あるいは式(23)で $u_* = 1.70 \text{ m/s}$ の場合の B に等しい。

要するに、Takagaki ら^[3]の Figure 2 における Ef_p^3/g の挙動を u_* の関数として式(C-1)で表す場合には、 $u_* < 1.70 \text{ m/s}$ の領域に対して Toba の3/2乗則における係数 $B(= 4.97 \times 10^{-2})$ は、 C_d 式によって U_{10} 表示から u_* 表示に変換する本文中の係数 $B(= 524 \times 10^{-2}u_*^{-0.1})$ と異なり、Toba 定数($B_T = 6.20 \times 10^{-2}$)と同様に u_* に依存しない一定値をとるが、絶対値は Toba 定数の80%と小さい。一方、 $u_* \geq 1.70 \text{ m/s}$ の超強風速域では、Toba 係数 B は $u_*^{-1/2}$ に比例して減少することから、Toba の3/2乗則はもはや成立しないという特性は変わらない。さらに、 Ef_p^3/gu_* は式(C-1)より次式になる。

$$\frac{Ef_p^3}{gu_*} = \begin{cases} 1.335 \times 10^{-4} & ; u_* < 1.70 \text{ m/s} \\ 1.335 \times 10^{-4} \left(\frac{1.70}{u_*}\right) & ; u_* \geq 1.70 \text{ m/s} \end{cases} \quad (\text{C-9})$$

式(44)の第1式は $u_*^{-0.2}$ の比例関係を示すのに対して、式(C-9)の第1式は定数をとる。また、第2式は式(44)または式(C-9)のいずれも u_* と逆比例の関係を与え、局所平衡則が成立しないことを表す。

一方、式(C-5)の第1式(2番目)を用いて式(C-7)を U_{10} 表示に変換すれば、

$$\begin{aligned} \left(\frac{gH_s}{U_{10}^2}\right)^2 \left(\frac{gT_s}{U_{10}}\right)^{-3} &= 16 \times 1.05^3 \times 1.335 \times 10^{-4} \left(\frac{u_*}{U_{10}}\right) = 24.727 \times 1.777 \times 10^{-2} U_{10}^{0.297} \\ &= 43.94 \times 10^{-6} U_{10}^{0.297} ; U_{10} < 33.6 \text{ m/s} \end{aligned} \quad (\text{C-10})$$

であり、式(C-1)の第2式も次式になる。

$$\left(\frac{gH_s}{U_{10}^2}\right)^2 \left(\frac{gT_s}{U_{10}}\right)^{-3} = \frac{42.04 \times 10^{-4}}{U_{10}} ; U_{10} \geq 33.6 \text{ m/s} \quad (\text{C-11})$$

したがって、両者の結合から gH_s/U_{10}^2 は次式で表される。

$$\frac{gH_s}{U_{10}^2} = \begin{cases} 6.63 \times 10^{-3} U_{10}^{0.149} \left(\frac{gT_s}{U_{10}}\right)^{3/2} & ; U_{10} < 33.6 \text{ m/s} \\ 1.12 \times 10^{-2} \left(\frac{33.6}{U_{10}}\right)^{1/2} \left(\frac{gT_s}{U_{10}}\right)^{3/2} & ; U_{10} \geq 33.6 \text{ m/s} \end{cases} \quad (\text{C-12})$$

式(30)の第1式と異なり、式(C-12)の第1式においては Toba 係数 B_{10} に U_{10} 依存性が現れる。この場合、Toba 係数 B_{10} の最大値は 1.12×10^{-2} であり、 $U_{10} < 33.6 \text{ m/s}$ ではより小さい値から 1.12×10^{-2} に漸近する。この挙動は Fig. 9 や Fig. 20 に示した観測値に基づく挙動と必ずしも整合しない。

結局、 Ef_p^3/g と u_* の関係(式(C-1)の第1式)を用いる場合、Toba 係数 B は定数をとるが、Toba 定数 $B_T = 0.062$ の80%と小さいし、 U_{10} 表示に変換すると Toba 係数 B_{10} には極限值 1.12×10^{-2} に向かう U_{10} への正の依存性が現れ、観測に基づく特性と必ずしも符合しないことになる。

D. u_* 表示による Ef_p^3/g を用いた検討(2) ($u_{*c} = 1.52$ m/s の case)

付録 C では摩擦速度 u_* の限界値を $u_{*c} = 1.70$ m/s とした場合の 3/2 乗則表示式の導出を行ったが、ここでは付録 B に対応して $u_{*c} = 1.52$ m/s とした場合の展開をはかる。この際、付録 C と異なる数値をとるだけで導出過程は同一であるので、付録 C の文をそのまま用い、数値のみ変更する。

まず、Takagaki ら^[3]において C_d の上限値は $U_{10} \geq 30$ m/s に対して $C_d = 2.55 \times 10^{-3}$ であるから、相当する u_* は $u_* \geq 1.52(1.515)$ m/s になる。そして、これに対応する Ef_p^3/g は式(7)から $Ef_p^3/g = 2.27 \times 10^{-4}$ ($U_{10} \geq 30$ m/s, $u_* \geq 1.52$ m/s) をとる。Takagaki ら^[3]の Figure 2 において横軸を u_* とすると、 $Ef_p^3/g = 2.27 \times 10^{-4} = 1.493 \times 10^{-4} \times 1.52$ ($u_* \geq 1.52$ m/s) であるから、 Ef_p^3/g は $u_* < 1.52$ m/s では 1.52 を u_* に変えた次式で表される。

$$\frac{Ef_p^3}{g} = \begin{cases} 1.493 \times 10^{-4} u_* & ; u_* < 1.52 \text{ m/s} \\ 2.27 \times 10^{-4} & ; u_* \geq 1.52 \text{ m/s} \end{cases} \quad (\text{D-1})$$

また、式(8)の第 1 式に式(D-1)の第 1 式を代入すると、

$$C_d = [0.4/\log\{1.42 \times 10^{-4}(1.493 \times 10^{-4} u_*)^{-2}\}]^2 \quad (\text{D-2})$$

であり、式(C-3)に相当する C_d は u_* の全領域に対して次式になる。

$$C_d = \begin{cases} \{0.4/\log(0.637 \times 10^4/u_*^2)\}^2 & ; u_* < 1.52 \text{ m/s} \\ 2.55 \times 10^{-3} & ; u_* \geq 1.52 \text{ m/s} \end{cases} \quad (\text{D-3})$$

ついで $C_d = au_*^b$ として、 $u_* = 1.52$ m/s で $C_d = 2.55 \times 10^{-3}$ という条件のもとに $u_* = 0.10 \sim 1.40$ m/s (0.10 m/s 間隔) の範囲で式(D-3)の第 1 式を近似すれば、係数 a , b が付録 B と同様の④法で決定される。 u_* の全範囲に対する C_d および U_{10} のべき乗型近似式は式(C-4)と式(C-5)に対応して次式で表される。

$$C_d = \begin{cases} 2.11 \times 10^{-3} u_*^{0.458} & ; u_* < 1.52 \text{ m/s} \\ 2.55 \times 10^{-3} & ; u_* \geq 1.52 \text{ m/s} \end{cases} \quad (\text{D-4})$$

$$U_{10} = \begin{cases} (21.8 u_*^{-0.229}) u_* & ; u_* < 1.52 \text{ m/s} \text{ or } u_* = (1.837 \times 10^{-2} U_{10}^{0.297}) U_{10} ; U_{10} < 30 \text{ m/s} \\ 19.8 u_* & ; u_* \geq 1.52 \text{ m/s} \end{cases} \quad (\text{D-5})$$

式(D-5)の第 1 式では以下での使用を考えて $U_{10} - u_*$ 関係と $u_* - U_{10}$ 関係の両者を与えている。

続いて、 $u_* < 1.52$ m/s では式(20)と式(D-1)から

$$\frac{Ef_p^3}{g} = \frac{u_*}{16 \times 1.05^3} \left(\frac{gH_s}{u_*^2}\right)^2 \left(\frac{gT_s}{u_*}\right)^{-3} = 1.493 \times 10^{-4} u_* \quad (\text{D-6})$$

したがって、

$$\left(\frac{gH_s}{u_*^2}\right)^2 \left(\frac{gT_s}{u_*}\right)^{-3} = 18.522 \times 1.493 \times 10^{-4} = 27.6533 \times 10^{-4} \quad (\text{D-7})$$

であるから、式(D-1)の第 2 式に基づく結果と合わせて次式になる。

$$\frac{gH_s}{u_*^2} = \begin{cases} 5.26 \times 10^{-2} \left(\frac{gT_s}{u_*}\right)^{3/2} & ; u_* < 1.52 \text{ m/s} \\ 5.26 \times 10^{-2} \left(\frac{1.52}{u_*}\right)^{1/2} \left(\frac{gT_s}{u_*}\right)^{3/2} & ; u_* \geq 1.52 \text{ m/s} \end{cases} \quad (\text{D-8})$$

式(D-8)第 1 式の係数 5.26×10^{-2} は式(C-8)第 1 式の係数 4.97×10^{-2} に比べて 5.8 %大きい。第 2 式についても同じである。Toba 定数 $B_T = 6.2 \times 10^{-2}$ を基準にとると、 $u_* < 1.52$ m/s に対して Toba 係数 B は 5.26×10^{-2} と定数をとるが、Toba 定数 $B_T = 6.20 \times 10^{-2}$ の 85 %の大きさである。 $B = 5.26 \times 10^{-2}$ は式(B-10)の第 1 式あるいは第 2 式で $u_* = 1.52$ m/s の場合の B に等しい。

要するに、Takagaki ら^[3]の Figure 2 における Ef_p^3/g の挙動を u_* の関数として式(D-1)で表す場合に

は、 $u_* < 1.52$ m/s の領域に対して Toba の 3/2 乗則における係数 $B(= 5.26 \times 10^{-2})$ は、 C_d 式によって U_{10} 表示から u_* 表示に変換する付録 B 中の係数 $B(= 5.47 \times 10^{-2} u_*^{-0.0935})$ と異なり、Toba 定数 ($B_T = 6.20 \times 10^{-2}$) と同様に u_* に依存しない一定値をとるが、絶対値は Toba 定数の 85 % と小さい。一方、 $u_* \geq 1.52$ m/s の超強風速域では、Toba 係数 B は $u_*^{-1/2}$ に比例して減少することから、Toba の 3/2 乗則はもはや成立しないという特性は変わらない。さらに、 Ef_p^3/gu_* は式(D-1)より次式になる。

$$\frac{Ef_p^3}{gu_*} = \begin{cases} 1.493 \times 10^{-4} & ; u_* < 1.52 \text{ m/s} \\ 1.493 \times 10^{-4} \left(\frac{1.52}{u_*}\right) & ; u_* \geq 1.52 \text{ m/s} \end{cases} \quad (\text{D-9})$$

式(B-15)の第 1 式は $u_*^{-0.187}$ の比例関係を示すのに対して、式(D-9)の第 1 式は定数をとる。また、第 2 式は式(B-15)または式(D-9)のいずれも u_* と逆比例の関係を与え、局所平衡則が成立しないことを表す。

一方、式(D-5)の第 1 式 (2 番目の式) を用いて式(D-7)を U_{10} 表示に変換すれば、

$$\begin{aligned} \left(\frac{gH_s}{U_{10}^2}\right)^2 \left(\frac{gT_s}{U_{10}}\right)^{-3} &= 16 \times 1.05^3 \times 1.493 \times 10^{-4} \left(\frac{u_*}{U_{10}}\right) = 27.6533 \times 10^{-4} \times 1.837 \times 10^{-2} U_{10}^{0.297} \\ &= 50.80 \times 10^{-6} U_{10}^{0.297} ; U_{10} < 30 \text{ m/s} \end{aligned} \quad (\text{D-10})$$

であり、式(D-1)の第 2 式も次式になる。

$$\left(\frac{gH_s}{U_{10}^2}\right)^2 \left(\frac{gT_s}{U_{10}}\right)^{-3} = \frac{42.04 \times 10^{-4}}{U_{10}} ; U_{10} \geq 30 \text{ m/s} \quad (\text{D-11})$$

したがって、両者の結合から gH_s/U_{10}^2 は次式で表される。

$$\frac{gH_s}{U_{10}^2} = \begin{cases} 7.13 \times 10^{-3} U_{10}^{0.149} \left(\frac{gT_s}{U_{10}}\right)^{3/2} & ; U_{10} < 30 \text{ m/s} \\ 1.18 \times 10^{-2} \left(\frac{30}{U_{10}}\right)^{1/2} \left(\frac{gT_s}{U_{10}}\right)^{3/2} & ; U_{10} \geq 30 \text{ m/s} \end{cases} \quad (\text{D-12})$$

式(30)の第 1 式や式(B-13)の第 1 式と異なり、式(D-12)の第 1 式においても式(C-12)の第 1 式と同様に Toba 係数 B_{10} に U_{10} 依存性が現れる。付録 C の結果と比べて、その挙動は数値が 5%程度大きいだけで、変わらない。

結局、 $Ef_p^3/gU_{10} = \alpha = \text{const}$ の場合 (付録 A, B)、 u_* 依存の C_d 式を通じて Ef_p^3/gu_* に対応した Toba の 3/2 乗則における Toba 係数 B は u_* への弱い依存性を示し、 U_{10} 表示の 3/2 乗則における Toba 係数 B_{10} は定数 1.12×10^{-2} (付録 A ; $U_{10c} = 33.6$ m/s)、あるいは 1.18×10^{-2} (付録 B ; $U_{10c} = 30$ m/s) をとる。

一方、 $Ef_p^3/gu_* = \beta = \text{const}$ の場合 (付録 C, D)、Toba の 3/2 乗則の Toba 係数は定数になるが、値そのものは Toba 定数 ($B_T = 6.20 \times 10^{-2}$) の 80 % (4.97×10^{-2} , 付録 C ; $u_{*c} = 1.70$ m/s) あるいは 85 % (5.26×10^{-2} , 付録 D ; $u_{*c} = 1.52$ m/s) を与え、 U_{10} 表示の 3/2 乗則における Toba 係数 B_{10} には u_* 表示の C_d 則を通じて U_{10} 依存性が生じる。これらは u_* または U_{10} 依存性に関してシーソーの関係にあることを表しており、両者に整合性をもたせることが今後の課題であろう。なお、限界風速値 (u_{*c} , U_{10c}) を上まわる場合には Toba 係数に $u_*^{-1/2}$ あるいは $U_{10}^{-1/2}$ 依存性が生じるので、Toba 定数は存在しえない。

最後に、式(D-1)の第 1 式の形で Toba 定数 $B_T = 0.062$ を得るために、とるべき係数を算出する。まず、

$$\frac{Ef_p^3}{g} = \alpha u_* \quad (\text{D-13})$$

とすると、

$$\frac{Ef_p^3}{g} = \frac{u_*}{16} \left(\frac{gH_s}{u_*^2} \right)^2 \left(\frac{gT_p}{u_*} \right)^{-3} = \frac{u_*}{16} \left(\frac{gH_s}{u_*^2} \right)^2 \left(\frac{gT_s}{u_*} \right)^{-3} \left(\frac{T_p}{T_s} \right)^{-3} = \alpha u_* \quad (\text{D-14})$$

である。 $T_p/T_s = 1.05$ とすると、上式は

$$\left(\frac{gH_s}{u_*^2} \right)^2 \left(\frac{gT_s}{u_*} \right)^{-3} = 16 \left(\frac{T_p}{T_s} \right)^3 \cdot \alpha = 16 \times 1.05^3 \alpha \quad (\text{D-15})$$

と書かれ、ここで Toba 定数 $B_T = 0.062$ とおくと、

$$\left(\frac{gH_s}{u_*^2} \right) \left(\frac{gT_s}{u_*} \right)^{-3/2} = (16 \times 1.05^3)^{1/2} \alpha^{1/2} = 0.062 \quad (\text{D-16})$$

になる。したがって

$$\alpha = (0.062)^2 / (16 \times 1.05^3) = 2.07536 \times 10^{-4} \quad (\text{D-17})$$

を得る。式(D-1)の第1式では $\alpha = 1.493 \times 10^{-4}$ であるから、これに比べて上式の α は 39 % 大きい。

ここで、 $u_{*c} = 1.52 \text{ m/s}$ とすると、

$$\frac{Ef_p^3}{g} = 2.07536 \times 10^{-4} \times 1.52 = 3.15455 \times 10^{-4} \text{ (m/s)} \quad (\text{D-18})$$

である。すなわち、Toba 定数 $B_T = 0.062$ を得るためには Ef_p^3/g (の上限値) は Takagaki ら^[3]による $2.27 \times 10^{-4} \text{ (m/s)}$ でなく、これより約 39 % 大きい $3.15 \times 10^{-4} \text{ (m/s)}$ をとる必要がある。

Fig. D1 は (a) 内湾・内海 (Toba 係数の平均値 $B_m = 0.0586$)、(b) 大阪湾の MT 局 ($B_m = 0.0620$)、(c) 東京灯標 ($B_m = 0.0517$) における観測資料から得た Ef_p^3/g の資料を U_{10} との関係で図示したものであり、図中には U_{10} の 1 m/s ごとの区間における Ef_p^3/g 資料の平均値と標準偏差および U_{10} の区間別平均値 U_{10m} を表す。ここでの目的は個々の Ef_p^3/g 資料の分布状況を提示することにあるので、横軸を u_* でなく U_{10} としても問題はない。各 Ef_p^3/g 資料は本文で述べた 9 つの条件を課して抽出されている。図をみると、 Ef_p^3/g のうち、 $2.27 \times 10^{-4} \text{ (m/s)}$ を越える資料はほとんどないし、最大のものでも 3×10^{-4} 以下であり、式(D-18)に与えた 3.15×10^{-4} に達しない。ただし、風速 U_{10} の最大値は 25 m/s 以下であり、 Ef_p^3/g の資料は超強風速時を対象とした資料になっていない。今後、衛星データやブイデータに注目して 30 m/s を越える超強風速時における風・波浪観測資料を収集する必要がある。

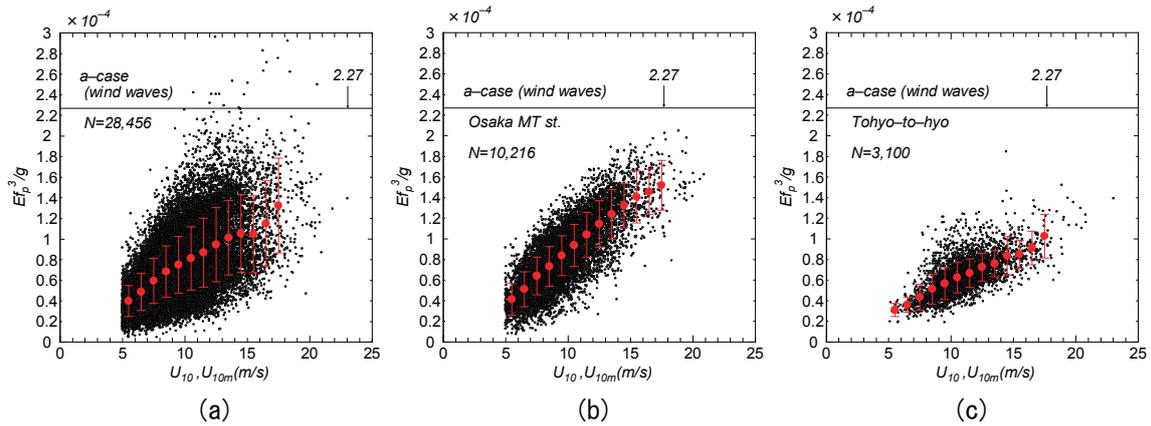


Fig. D1 Relation between Ef_p^3/g and U_{10} based on any of (a) observations at 17 stations, (b) observations at MT station in Osaka Bay and (c) observations at Tokyo to-hyo station in Tokyo Bay. Each figure gives mean and standard deviation of U_{10} -segment-grouped Ef_p^3/g and corresponding mean U_{10m} .

E. U_{10} 表示および u_* 表示による Ef_p^3/g を用いた検討のまとめ

Takagaki ら^[3]の実験資料を活用するために、グラフ上の資料値読取り用のフリーソフトを用いて、①Takagaki ら^[3]の Figure 1(a)から z_0 と $U_{10}(z_0)$ の読取り、Figure 1(b)から C_d と $U_{10}(C_d)$ の読取りと $u_* (= C_d^{1/2} U_{10}(C_d))$ の算出を行ったのち、2種類の U_{10} の良好な一致を確認した。これにより、 z_0 、 $U_{10}(z_0)$ 、 C_d 、 $U_{10}(C_d)$ 、 u_* の実験値を得た。ついで、②Figure 2 から $Ef_p^3/g (= \tilde{E})$ と $U_{10}(\tilde{E})$ の読取りを行った。Figure 2 の資料数($N = 27$)はFigure 1 の資料数($N = 15$)より多いことから、両資料において U_{10} がほぼ一致する資料とそれ以外の資料に分別した。Figure 2 における $U_{10}(\tilde{E})$ はFigure 1 における $U_{10}(C_d)$ を 13 ケース含んでいたが、両者の U_{10} が若干対応しない資料もある。さらに、③Figure 4 からの $u_{*measured} (= u_{*meas})$ の読取りを行った。そして、Figure 1(b)から得た u_* とFigure 4 から得た $u_{*measured}$ (u_* の数より多い)の対応を確認し、残りの $u_{*measured}$ を不採用とした。

Table E1 は z_0 、 $U_{10}(z_0)$ 、 $U_{10}(C_d)$ 、 $U_{10}(\tilde{E})$ 、 C_d 、 u_* 、 u_{*meas} 、 u_{*cal} 、 $U_{10}(\tilde{E})$ (再録)、 \tilde{E} 、 B 、 B_{cal} 、 B_{10} の一覧を与える。 \tilde{E} に関する $U_{10}(\tilde{E})$ 、 \tilde{E} 、 u_{*cal} 、 B_{cal} 、 B_{10} は資料数が多いため、2 段の表示としている。最後の 5 列を除く各列の変量は同一行で関連しているのに対して、最後の 5 列はそれ以外の列の変量と独立している。 u_{*cal} は \tilde{E} を入力値とした式(5)と式(1)による計算値 U_{10}/u_* の逆数と $U_{10}(\tilde{E})$ の積による。この表から、 $U_{10}(z_0)$ と $U_{10}(C_d)$ と $U_{10}(\tilde{E})$ 、および u_* と u_{*meas} と u_{*cal} について u_{*cal} の 2 例を除き、それぞれかなり良好な符合が確認される。また、以下に提示するように、 z_0 と $U_{10}(z_0)$ のプロット図、 C_d と $U_{10}(C_d)$ のプロット図、 $Ef_p^3/g (= \tilde{E})$ と $U_{10}(\tilde{E})$ のプロット図はそれぞれ Takagaki ら^[3]の Figure 1(a)、Figure 1(b)、Figure 2 のプロット図とよく符合する。要するに、資料値の読取り精度はかなり高いとみなされる。以下、 U_{10} に付随する添字を省略する。

Fig. E1 は(a) z_0 と U_{10} 、(b) C_d と U_{10} 、(c) Ef_p^3/g と U_{10} 、(d) z_0 と u_* 、(e) C_d と u_* 、(f) Ef_p^3/g と u_* の関係を与える。すなわち、 z_0 、 C_d 、 Ef_p^3/g に対して(a)～(c)の 3 枚は U_{10} との関係、(d)～(f)の 3 枚は u_* との関係を表す。上述のように、(a)～(c)における各データ点のプロット状況は Takagaki ら^[3]の Figure 1(a)、(b)および Figure 2 ときわめて類似する。 z_0 、 C_d 、 Ef_p^3/g の各資料値は $U_{10} \geq 33.6$ m/s あるいは 30 m/s、 $u_* \geq 1.70$ m/s あるいは 1.52 m/s で、概略の近似では平均的に一定の値をとるように見える。(a)図から順にみると、図中の曲線は $U_{10} < 33.6$ m/s の場合、本文中の式(5)と式(10)から

$$z_0 = \left(\frac{6.9 \times 10^5}{9.8} \right) \left(\frac{Ef_p^3}{g} \right)^2 = \left(\frac{6.9 \times 10^5}{9.8} \right) \times (6.75 \times 10^{-6})^2 = 3.21 \times 10^{-6} U_{10}^2 ; U_{10} < 33.6 \text{ m/s} \quad (\text{E-1})$$

$U_{10} < 30$ m/s の場合、式(5)と式(B-2)の第 1 式から

$$z_0 = 4.03 \times 10^{-6} U_{10}^2 ; U_{10} < 30 \text{ m/s} \quad (\text{E-2})$$

である。それぞれの風速の限界値 U_{10c} 以上では本文中の式(5)に示すように、上限値 $z_0 = 0.363$ cm をとる。また、赤で示した実線は Takagaki ら^[3]の Figure 1(a)における最適曲線を近似した

$$z_0 = 3.91 \times 10^{-7} U_{10}^{2.60} ; U_{10} < 33.6 \text{ m/s} \quad (\text{E-3})$$

を表す。最適曲線 (LSM) は資料値の平均的挙動を近似するが、式(E-1)、式(E-2)はこの順に資料値より大きい値を与え、絶対値としての対応がやや不十分である。

(b)図では、 C_d と z_0 は対数則を表す式(3)を通じて対応することから、 C_d は z_0 と同じ挙動をとる。この場合の最適曲線 (LSM) は

$$C_d = 3.09 \times 10^{-4} U_{10}^{0.601} ; U_{10} < 33.6 \text{ m/s} \quad (\text{E-4})$$

で近似される。 C_d の資料値は C_d (あるいは U_{10}) が大きい領域では $U_{10} < 30$ m/s に対応する付録 B の式(B-4)に、これが小さい領域では $U_{10} < 33.6$ m/s に対応する式(11)に近いが、いずれの曲線よりも小さい値を与える。

Table E1 A set of experimental data sample digitized from figures in Takagaki et al.[3].

$z_0 \times 10^3$ (mm)	$U_{10}(z_0)$ (m/s)	$U_{10}(C_d)$ (m/s)	$U_{10}(\bar{E})$ (m/s)	$C_d \times 10^3$	u_* (m/s)	u_{*meas} (m/s)	u_{*cal} (m/s)	$U_{10}(\bar{E})$ (m/s)	$\bar{E} \times 10^4$ (m/s)	B	B_{cal}	B_{10}	$U_{10}(\bar{E})$ (m/s)	$\bar{E} \times 10^4$ (m/s)	u_{*cal} (m/s)	B_{cal}	B_{10}	
0.064	7.08	7.11	7.00	1.11	0.237	0.238	0.227	7.00	0.247	0.0439	0.0449	0.0081	6.13	0.124	0.179	0.0359	0.0061	
0.220	11.40	11.31	11.16	1.38	0.420	0.425	0.442	11.16	0.763	0.0580	0.0566	0.0113	5.91	0.237	0.190	0.0481	0.0086	
0.488	16.76	16.65	16.41	1.61	0.667	0.661	0.698	16.41	1.082	0.0548	0.0536	0.0111	15.75	0.856	0.638	0.0498	0.0100	
0.693	21.43	21.33	21.23	1.71	0.883	0.889	0.989	21.23	1.629	0.0585	0.0552	0.0119	16.41	1.186	0.712	0.0555	0.0116	
3.654	29.72	29.74	29.54	2.51	1.490	1.482	1.451	29.54	2.031	0.0502	0.0509	0.0113	28.01	1.928	1.358	0.0513	0.0113	
4.012	33.69	33.62	33.26	2.55	1.697	1.685	1.619	33.26	1.959	0.0462	0.0473	0.0104	27.35	2.268	1.381	0.0552	0.0124	
5.071	39.91	39.92	39.61	2.73	2.084	2.092	1.931	39.61	1.969	0.0418	0.0435	0.0096	38.07	2.588	1.988	0.0491	0.0112	
4.012	41.47	41.05	40.92	2.56	2.077		1.995	40.92	1.969	0.0419	0.0428	0.0094	39.39	2.268	1.989	0.0460	0.0103	
3.175	48.03	48.00	47.92	2.42	2.360	2.331	2.360	47.92	2.052	0.0401	0.0401	0.0089	48.36	2.371	2.469	0.0422	0.0095	
2.512	56.50	56.24	56.24	2.27	2.682	2.728	2.820	56.24	2.206	0.0390	0.0381	0.0085	50.11	2.268	2.530	0.0408	0.0092	
3.740	57.54	57.70	57.55	2.51	2.892	2.923	2.955	57.55	2.423	0.0394	0.0390	0.0088	58.42	2.567	3.044	0.0395	0.0090	
4.406	65.83	65.94	66.30	2.64	3.390	3.355	3.281	66.30	2.093	0.0338	0.0344	0.0076	60.83	1.969	2.965	0.0351	0.0077	
2.891	67.90	67.88	68.93	2.38	3.312	3.388	3.406	68.93	2.082	0.0341	0.0336	0.0075	65.65	2.216	3.295	0.0353	0.0079	
1.810	22.98	22.79		2.13	1.052								69.15	2.299	3.503	0.0349	0.0078	
3.569	24.88	24.57		2.48	1.222													

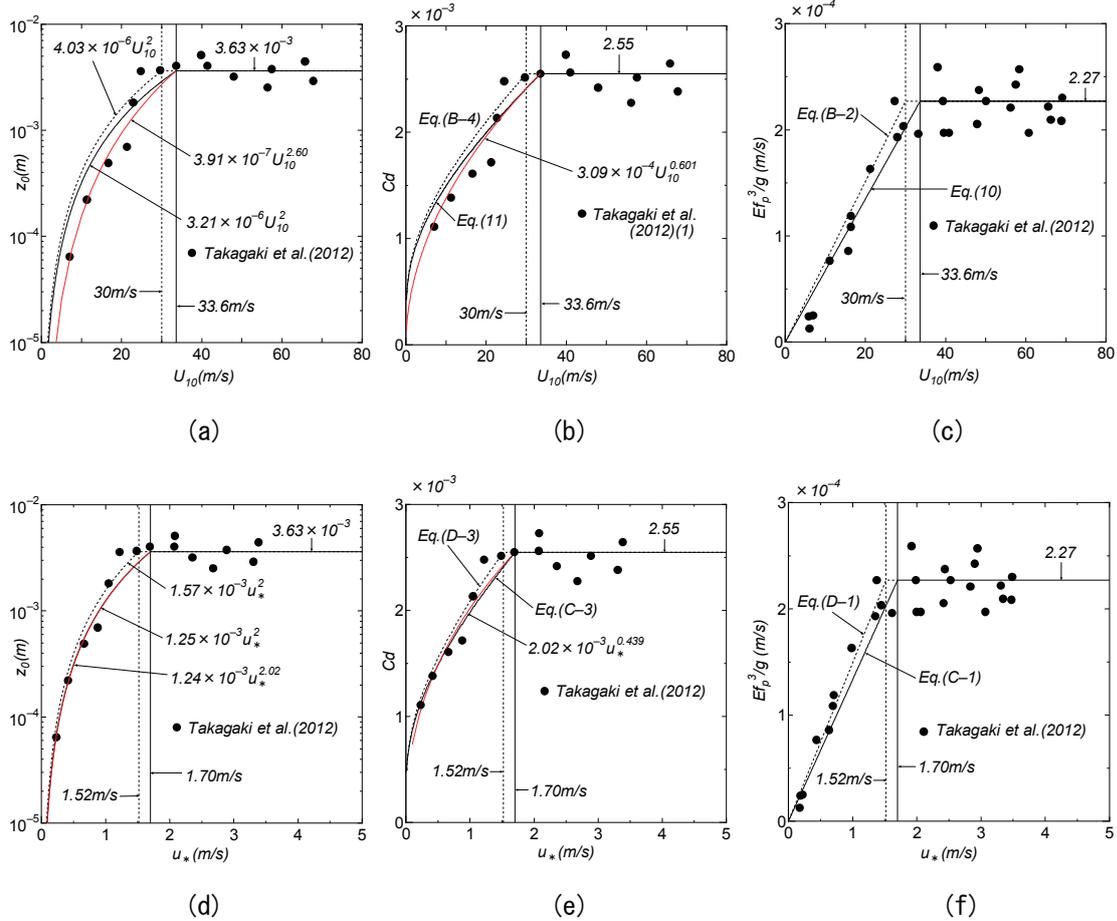


Fig. E1 Relation between any of (a) z_0 and U_{10} , (b) C_d and U_{10} , (c) Ef_p^3/g and U_{10} , (d) z_0 and u_* , (e) C_d and u_* , (f) Ef_p^3/g and u_* , based on either empirical equations or experiments by Takagaki et al.[3].

(c) 図では、図中の直線は $U_{10} < 33.6 \text{ m/s}$ の場合式(10)、 $U_{10} \geq 33.6 \text{ m/s}$ の場合式(9)、 $U_{10} < 30 \text{ m/s}$ の場合式(B-2)の第1式、 $U_{10} \geq 30 \text{ m/s}$ の場合第2式による。実験値の挙動は式(10)、式(B-2)第1式のいずれによっても近似されるが、式(B-2)の第1式は実験値の上限に近い値を、式(10)は平均的な値を与える。

(d) 図では、図中の曲線は $u_* < 1.70 \text{ m/s}$ の場合、本文中の式(5)と付録Cの式(C-1)から

$$z_0 = \left(\frac{6.9 \times 10^5}{9.8} \right) \left(\frac{Ef_p^3}{g} \right)^2 = \left(\frac{6.9 \times 10^5}{9.8} \right) \times (1.335 \times 10^{-4} u_*^2)^2$$

$$= 1.255483 \times 10^{-3} u_*^2 \approx 1.25(5) \times 10^{-3} u_*^2 ; u_* < 1.70 \text{ m/s} \quad (\text{E-5})$$

$u_* < 1.52 \text{ m/s}$ の場合、本文中の式(5)と付録Dの式(D-1)から

$$z_0 = 1.57 \times 10^{-3} u_*^2 ; u_* < 1.52 \text{ m/s} \quad (\text{E-6})$$

が得られる。それぞれの風速の限界値 u_{*c} 以上では $z_0 = 0.363 \text{ cm}$ をとる。また、図中の赤線は最適曲線 (LSM)

$$z_0 = 1.24 \times 10^{-3} u_*^{2.02} \quad (\text{E-7})$$

を表す。式(E-7)は $u_* < 1.70 \text{ m/s}$ に対する式(E-5)とほぼ一致する。各資料値は $u_* < 1.70 \text{ m/s}$ に対する式(E-5)や $u_* < 1.52 \text{ m/s}$ に対する式(E-6)と比較的よく対応する。

(e) 図でも、 $u_* < 1.70 \text{ m/s}$ に対する式(C-3)と $u_* < 1.52 \text{ m/s}$ に対応する式(D-3)は(b) 図と同様の挙動をとる。最適曲線 (LSM) は

$$C_d = 2.02 \times 10^{-3} u_*^{0.439} ; u_* < 1.70 \text{ m/s} \quad (\text{E-8})$$

で与えられ、ばらつきを伴う資料値の平均的挙動を表す。これは式(C-4)の第 1 式 ($C_d = 2.00 \times 10^{-3} u_*^{0.459}$) とかなり近い。

(f) 図では、 $u_{*c} = 1.70 \text{ m/s}$ に対して式(C-1)、 $u_{*c} = 1.52 \text{ m/s}$ に対して式(D-1)に基づく Ef_p^3/g と u_* の関係を表す。この場合には、 Ef_p^3/g と U_{10} の関係と異なり、実験値の挙動は $u_* < 1.52 \text{ m/s}$ に対応する式(D-1)の第 1 式でよりよく近似されるように見える。

Fig. E2 は Fig. E1 に与えた (a) z_0 と U_{10} , (b) C_d と U_{10} , (c) Ef_p^3/g と U_{10} , (d) z_0 と u_* , (e) C_d と u_* , (f) Ef_p^3/g と u_* の図にそれぞれ鈴木・鳥羽^[10]により収集された実験値 (Masuda・Kusaba, Toba, Banner・Peirson のほか、新たに Komori et al.) を加えた図を与える。各図において資料値のばらつきが大きくなるが、 z_0 , C_d , Ef_p^3/g がそれぞれの限界値内で U_{10} あるいは u_* とともに増加する傾向が異なる条件下で得られた資料値によっても支持される。また、 U_{10} より u_* を変数とする場合に資料値のばらつきが小さくなる。

Fig. E3 の (a) は Takagaki ら^[3]に加えて鈴木・鳥羽^[10]により収集された実験資料 (Masuda・Kusaba, Toba, Banner・Peirson) より得た C_d と Ef_p^3/g の関係を示す。図中の曲線は本文中の式(8)を表す。いずれの実験値も C_d が Ef_p^3/g とともに増加する傾向や Takagaki ら^[3]の実験値のうち $U_{10} > 30 \text{ m/s}$ を越える

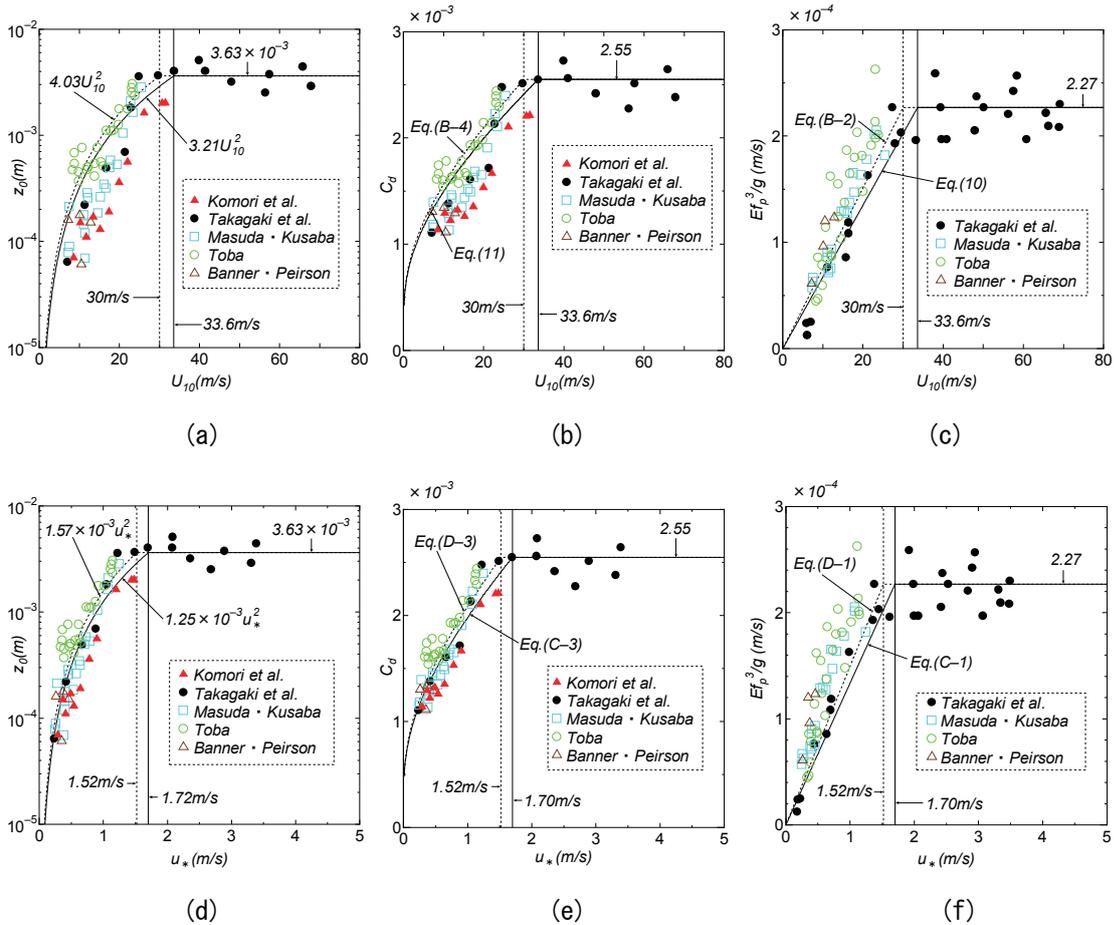


Fig. E2 Relation between any of (a) z_0 and U_{10} , (b) C_d and U_{10} , (c) Ef_p^3/g and U_{10} , (d) z_0 and u_* , (e) C_d and u_* , (f) Ef_p^3/g and u_* , based on either empirical equations or Suzuki and Toba^[10]-collected experiments added to Takagaki et al.^[3] and Komori et al.(1999) experimental data samples.

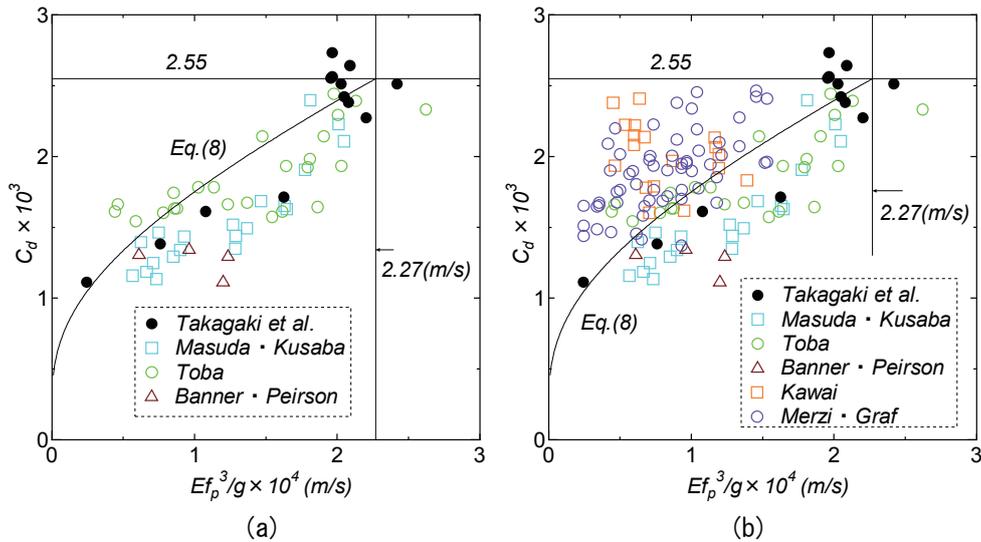


Fig. E3 C_d - Ef_p^3/g relation based on (a) either experiments or empirical equation, and (b) either observations added to experiments or empirical equation.

実験値はそれぞれの上限值である $Ef_p^3/g \times 10^4 = 2.27$, $C_d \times 10^3 = 2.55$ のあたりに集まってプロットされる特徴が見出される。その概略の挙動は式(8)によって代表されなくはないが、個々の実験値のばらつきが大きい。あるいは C_d の Ef_p^3/g に対する挙動は式(8)のように凸型の曲線ではなく、凹型の曲線で近似されるのかもしれない。なお、Fig. E3 の (b) に示すように、鈴木・鳥羽^[10]により収集された Kawai と Merzi・Graf による観測値のほとんどは式(8)より上側にプロットされることから、資料全体では C_d と Ef_p^3/g の相関関係が失われる。

Table E2 は本文と付録 B, C, D で記述した Ef_p^3/g , Toba 係数 $B(= (gH_s/u_*^2)(gT_s/u_*)^{-3/2})$, Toba 係数 $B_{10}(= (gH_s/U_{10}^2)(gT_s/U_{10})^{-3/2})$, U_{10} 表示から u_* 表示への変換で使用する U_{10}/u_* (A, B の各ケース) あるいは u_* 表示から U_{10} 表示への変換で使用する u_*/U_{10} (C, D の各ケース) の各式一覧を与える。

以上、ここでのまとめとして、次のことが言えよう。

- 1) グラフ上の値を読み取れるフリーソフトにより、Takagaki ら^[3]の実験値 (z_0 , U_{10} , C_d , u_* , Ef_p^3/g) をかなり高い精度で数値化することが可能になる。
- 2) Takagaki ら^[3]の実験結果 (z_0 , C_d , Ef_p^3/g) は U_{10} あるいは u_* とともに増加し、平均的にみて限界値に達するが、その限界風速 U_{10c} は Iwano ら^[4]による 33.6 m/s ($u_{*c} = 1.70$ m/s) のみならず 30 m/s ($u_{*c} = 1.52$ m/s) とみなすことも可能である。したがって、付録 B および付録 D で議論したように、5%程度の Toba 係数 B の増加も期待できる。
- 3) z_0 , C_d , Ef_p^3/g に関する Takagaki ら^[3]の実験値のみならず既往の実験値は U_{10} あるいは u_* との関係であまり隔たりを伴わずに整理される。
- 4) z_0 , C_d , Ef_p^3/g の各資料値は U_{10} よりむしろ u_* とばらつきの少ない関係で整理される。それらの挙動は Ef_p^3/g と U_{10} あるいは u_* の関係に関する Takagaki ら^[3]の実験式から導かれる z_0 や C_d に対し限界風速 U_{10c} あるいは u_{*c} を 2 通り変えた経験式により比較的良好に近似される。

Table E2 A list of empirical relation for any of Ef_p^3/g , Toba coefficient B , Toba coefficient B_{10} and U_{10}/u_* or u_*/U_{10} analytically expressed as a function of either U_{10} or u_* .

case	$\frac{Ef_p^3}{g}$ (m/s)	$B = \left(\frac{gH_s}{u_*^2}\right)\left(\frac{gT_s}{u_*}\right)^{-3/2}$	$B_{10} = \left(\frac{gH_s}{U_{10}^2}\right)\left(\frac{gT_s}{U_{10}}\right)^{-3/2}$	$\frac{U_{10}}{u_*}$ (A, B), $\frac{u_*}{U_{10}}$ (C, D)
A $U_{10c} = 33.6$ m/s	$\left[\begin{array}{l} 6.75 \times 10^{-6} U_{10} ; U_{10} < 33.6 \text{ m/s} \\ 2.27 \times 10^{-4} ; U_{10} \geq 33.6 \text{ m/s} \\ (= 6.75 \times 10^{-6} \times 33.6) \end{array} \right.$	$\left[\begin{array}{l} 5.24 \times 10^{-2} u_*^{-0.1} ; u_* < 1.70 \text{ m/s} \\ 4.97 \times 10^{-2} \left(\frac{1.70}{u_*}\right)^{1/2} ; u_* \geq 1.70 \text{ m/s} \end{array} \right.$	$\left[\begin{array}{l} 1.12 \times 10^{-2} ; U_{10} < 33.6 \text{ m/s} \\ 1.12 \times 10^{-2} \left(\frac{33.6}{U_{10}}\right)^{1/2} ; U_{10} \geq 33.6 \text{ m/s} \end{array} \right.$	$\left[\begin{array}{l} 22.0 u_*^{-0.2} ; u_* < 1.70 \text{ m/s} \\ 19.8 ; u_* \geq 1.70 \text{ m/s} \end{array} \right.$
B $U_{10c} = 30$ m/s	$\left[\begin{array}{l} 7.57 \times 10^{-6} U_{10} ; U_{10} < 30 \text{ m/s} \\ 2.27 \times 10^{-4} ; U_{10} \geq 30 \text{ m/s} \\ (= 7.57 \times 10^{-6} \times 30) \end{array} \right.$	$\left[\begin{array}{l} 5.47 \times 10^{-2} u_*^{-0.0935} ; u_* < 1.52 \text{ m/s} \\ 5.26 \times 10^{-2} \left(\frac{1.52}{u_*}\right)^{1/2} ; u_* \geq 1.52 \text{ m/s} \end{array} \right.$	$\left[\begin{array}{l} 1.18 \times 10^{-2} ; U_{10} < 30 \text{ m/s} \\ 1.18 \times 10^{-2} \left(\frac{30}{U_{10}}\right)^{1/2} ; U_{10} \geq 30 \text{ m/s} \end{array} \right.$	$\left[\begin{array}{l} 21.4 u_*^{-0.187} ; u_* < 1.52 \text{ m/s} \\ 19.8 ; u_* \geq 1.52 \text{ m/s} \end{array} \right.$
C $u_{*c} = 1.70$ m/s	$\left[\begin{array}{l} 1.335 \times 10^{-4} u_* ; u_* < 1.70 \text{ m/s} \\ 2.27 \times 10^{-4} ; u_* \geq 1.70 \text{ m/s} \\ (= 1.335 \times 10^{-4} \times 1.70) \end{array} \right.$	$\left[\begin{array}{l} 4.97 \times 10^{-2} ; u_* < 1.70 \text{ m/s} \\ 4.97 \times 10^{-2} \left(\frac{1.70}{u_*}\right)^{1/2} ; u_* \geq 1.70 \text{ m/s} \end{array} \right.$	$\left[\begin{array}{l} 6.63 \times 10^{-3} U_{10}^{0.149} ; U_{10} < 33.6 \text{ m/s} \\ 1.12 \times 10^{-2} \left(\frac{33.6}{U_{10}}\right)^{1/2} ; U_{10} \geq 33.6 \text{ m/s} \end{array} \right.$	$\left[\begin{array}{l} 1.777 \times 10^{-2} U_{10}^{0.297} ; U_{10} < 33.6 \text{ m/s} \\ 0.0505 ; U_{10} \geq 33.6 \text{ m/s} \end{array} \right.$
D $u_{*c} = 1.52$ m/s	$\left[\begin{array}{l} 1.493 \times 10^{-4} u_* ; u_* < 1.52 \text{ m/s} \\ 2.27 \times 10^{-4} ; u_* \geq 1.52 \text{ m/s} \\ (= 1.493 \times 10^{-4} \times 1.52) \end{array} \right.$	$\left[\begin{array}{l} 5.26 \times 10^{-2} ; u_* < 1.52 \text{ m/s} \\ 5.26 \times 10^{-2} \left(\frac{1.52}{u_*}\right)^{1/2} ; u_* \geq 1.52 \text{ m/s} \end{array} \right.$	$\left[\begin{array}{l} 7.13 \times 10^{-3} U_{10}^{0.149} ; U_{10} < 30 \text{ m/s} \\ 1.18 \times 10^{-2} \left(\frac{30}{U_{10}}\right)^{1/2} ; U_{10} \geq 30 \text{ m/s} \end{array} \right.$	$\left[\begin{array}{l} 1.837 \times 10^{-2} U_{10}^{0.297} ; U_{10} < 30.0 \text{ m/s} \\ 0.0505 ; U_{10} \geq 30.0 \text{ m/s} \end{array} \right.$

F. Toba 係数の変動に対する考察（追加）

Ebuchi ら^[15]は日本周辺に配置されていた 4 基の気象庁外洋ブイによる 20 波平均の波高 H_m と周期 T_m , 10 分間平均 7.5 m 高度風速 $U_{7.5}$ や海水温・気温の約 3 年間にわたる観測資料を Toba 係数 B (0.062 ± 0.012 内), Richardson 数 Ri ($< \pm 0.02$), 粗度 Reynolds 数 Re (> 2.3) に課した制約条件のもとに解析し, z_0 則 (あるいは C_d 則) の変化に伴う B の頻度分布の変化や B の $H_s (= 1.60H_m)$ あるいは $U_{7.5}$ の小区間別平均値 B_m と標準偏差 B_σ の変化を調べている。Fig. F1 (a)と (b)は, Ebuchi ら^[15]の Buoy 21001 (仙台沖ブイ) に対する Fig. 10 (b)と (d)から区間別平均値 B_m と標準偏差 B_σ を読み取り再作成した結果を表す。Fig. F1 (a)では, B_m が H_s とともに増大して $H_{sm} = 4.25 \sim 6.75$ m で 0.062 よりやや小さいほぼ一定した値 (0.052~0.058, 資料数は少ない) をとり, さらに $H_{sm} > 7$ m では 0.060~0.061 と Toba 定数 0.062 にかなり近い値をとる挙動 (資料数がきわめて少なく, 標準偏差 B_σ は 0.012~0.013 と比較的大きい) を示しており, 低い H_s に対する 0.062 より小さい B をうねりの存在によるとし, 一方, $H_{sm} > 4$ m で B が 0.062 に近づく挙動を風との局所的平衡状態にある風波が卓越することによるとしている。

一方, Fig. F1 (b)では, B の平均値 B_m は $U_{7.5m}$ とともに増加し, $U_{7.5m} = 15 \sim 20$ m/s ではほぼ一定に近い値 (0.048) をとったのち, $U_{7.5m} = 23$ m/s で約 0.06 に増加する。 $U_{7.5m} > 15$ m/s では資料数が急減するので, B_m の信頼性が損なわれる。しかし, この場合の特徴は平均値 B_m が $U_{7.5m}$ の増加によっても $U_{7.5m} < 20$ m/s では $B = 0.062$ の-20 %域にすら入らない点であり, H_{sm} の増加によって平均値 B_m が-20 %域に入る H_{sm} による整理の結果と特性を大いに異にする。これは Ebuchi ら^[15]の Fig. 10 (a)と (c)あるいはこれらを転載した Fig. F2 (a)と (b)にみるように, 少数の相対的に大きい値をもつ B 資料が $U_{7.5m}$ による整理では H_{sm} による整理に比べて小さい方に移動してプロットされ, この結果小さい B の値をもつ資料群に吸収されるため, $U_{7.5m}$ による整理では B_m が小さい値を与えることによる。

続いて, 本文での結果を追加検討する。Fig. F3 (a), (b), (c), (d), (e), (f)は既往の実験・観測値より得た (a) B と H_s , (c) B_{cal} と H_s , (e) B_{10} と H_s の各関係図および実験値のみを対象とした (b) B と H_s , (d) B_{cal} と H_s , (f) B_{10} と H_s の各関係図からなる。 B と B_{cal} に係わる (a), (b), (c), (d)の各図には Toba^[5]による $B_T = 0.062$, B_{10} に係わる (e), (f)の各図には $C_d = 1.6 \times 10^{-3}$ として Toba の 3/2 乗則から求めた式(A-12)に基づく $B_{10} = 0.0124$ を与える。実験・観測値あるいは実験値単独の場合によらず, H_s への

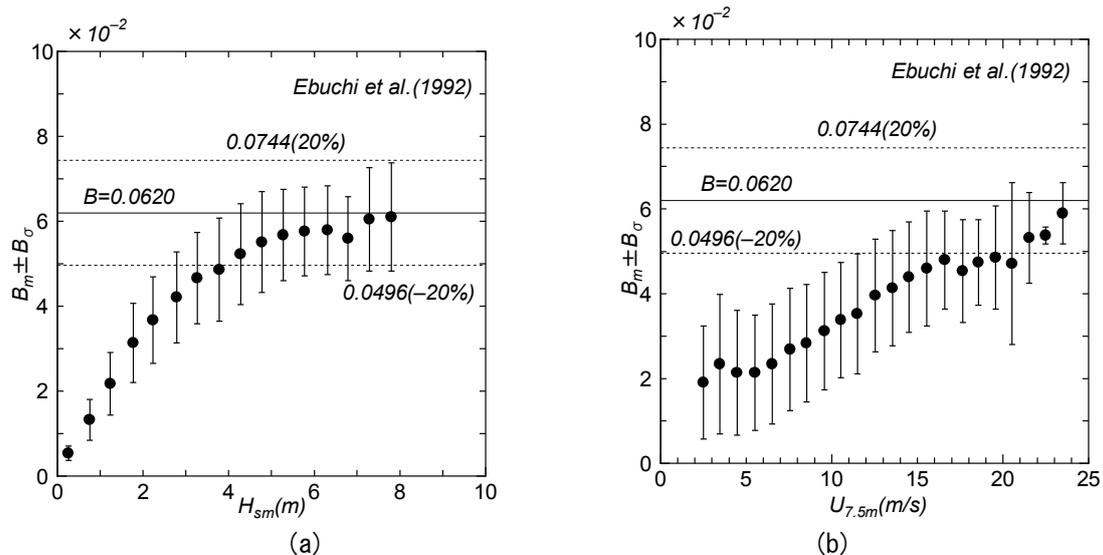


Fig. F1 (a) Relation between $B_m \pm B_\sigma$ and H_{sm} based on segment separation of H_s , (b) relation between $B_m \pm B_\sigma$ and $U_{7.5m}$ based on segment separation of $U_{7.5}$ (after Ebuchi et al.^[15]).

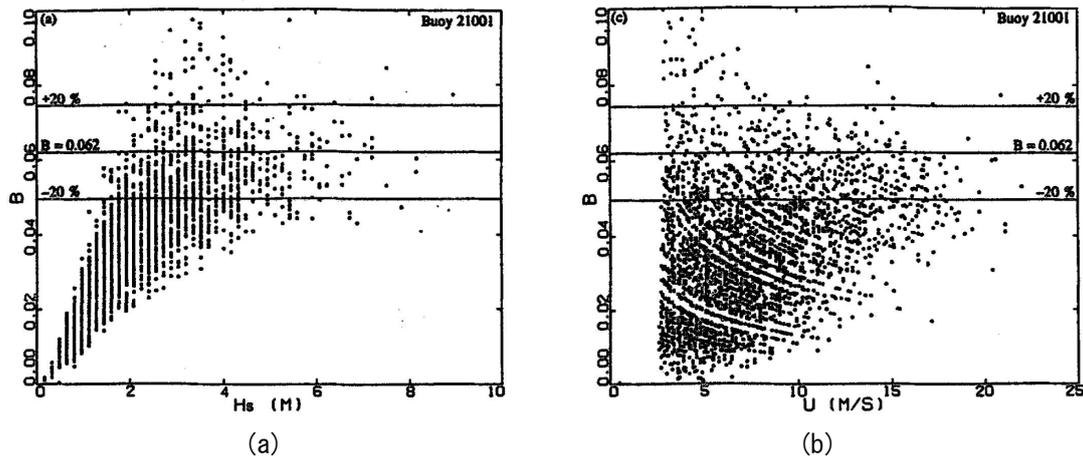


Fig. F2 (a) Relation between B and H_s and (b) relation between B and $U_{7.5}$ (after Ebuchi et al.^[15]).

系統的な依存性は B , B_{cal} , B_{10} のいずれについてもほとんどみられない。 B や B_{cal} は本文の Fig. 6 に示したように, H_s よりむしろ u_* あるいは u_{*cal} とともに若干減少傾向にあるようにみえる。

要するに, 既往の実験・観測値のケースでは, Ebuchi et al.^[15]の結果のように Toba 係数 B の区間別平均値 B_m が $U_{7.5}$ の小区間別分類の場合より H_s の小区間別分類の場合に大きい値をとる特徴はみられない。この一因は資料数が少なすぎる点にあるのかもしれない。さらに, 内湾・内海の観測資料より得られた Toba 係数 B と B_{10} の u_* (u_{*cal}), U_{10} , H_s に伴う挙動を調べる。 u_* , U_{10} の影響に関しては本文の Fig. 14, Fig. 17 および Fig. 18, Fig. 20 で検討したが, ここではもう少し整理した結果を H_s に伴う挙動とともに述べる。まず, Fig. F4 は B に対してそれぞれ(a)累積分布と(b)ヒストグラムを示す。 B は 0.0216~0.1029 の間で平均値 $B_m = 0.0586$ のまわりに分布する。標準偏差は $B_\sigma = 0.0094$ であるから, $B_m \pm B_\sigma$ の範囲も 0.0492~0.0680 となり広い。標準偏差 B_σ は平均値 B_m の 16%である。Toba 定数 $B_T = 0.062$ は累積分布の%値 $P = 65.5\%$ に位置する。

Fig. F5(a)は B と u_* の散布図を表す Fig. 14 と $B_m \pm B_\sigma$ と u_{*m} の関係を表す Fig. 17 を合体した図, (b)は B と H_s の散布図および H_s の 0.25 m ごとの小区間で得た $B_m \pm B_\sigma$ と H_{sm} の関係を示す。図中には Toba 定数 $B_T = 0.062$ や Takagaki ら^[9]による Toba 係数 B を表す線を与える。 B を u_* で整理すると, 区間別平均値 B_m は最初の値を除いて u_{*m} にあまり依存せず, Toba 定数 $B_T = 0.062$ より小さい値をとるのに対して, H_s で整理すると, B_m は最初の値から大きく上昇して, H_{sm} にあまり依存しないが $B_T = 0.062$ よりやや大きい値をとる。これは, Fig. F1 に与えた Ebuchi ら^[15]の挙動と同じである。

Table F1 は u_* を① $u_* \leq 0.3$ m/s, ② 0.3 m/s < $u_* < 0.6$ m/s, ③ $u_* \geq 0.6$ m/s の 3 区間と u_* の全区間 (H_s のみによる分類), H_s を① $H_s \leq 0.6$ m, ② 0.6 m < $H_s \leq 0.9$ m, ③ 0.9 m < $H_s < 1.2$ m, ④ $H_s \geq 1.2$ m の 4 区間と H_s の全区間 (u_* のみによる分類) に分割して得た B の資料値の各区間に属する個数 (N_s), 平均値 B_m , 標準偏差 B_σ および本文の Table 6 に与えた全資料に対するこれらの値の一覧を示す。きわめて少数の資料の区間では資料数のみを記載する。 u_* 区間のみの分類では B_m は u_* 区間にあまり依存せず, $B_m < 0.59$ であるのに対して, H_s 区間のみの分類では H_s の増加とともに B_m は大きくなり, $H_s > 0.9$ m の領域で B_m が Toba 定数 $B = 0.062$ を上まわる。ついで, u_* と H_s による小区間では, B_m は区間別 u_* が小さく区間別 H_s が大きいほど大きくなる。つまり, u_* が小さく H_s が大きいケース, すなわち B の値が相対的に大きいケースは風波の特性からみて出現数が限られることから, 全資料の平均値として Toba 定数 $B = 0.062$ より小さい値 (0.0586) が得られることになる。

ところで, 本文に記載した Mitsuyasu (1968) の式(27)と式(28)から求めた式(29)によれば, Toba

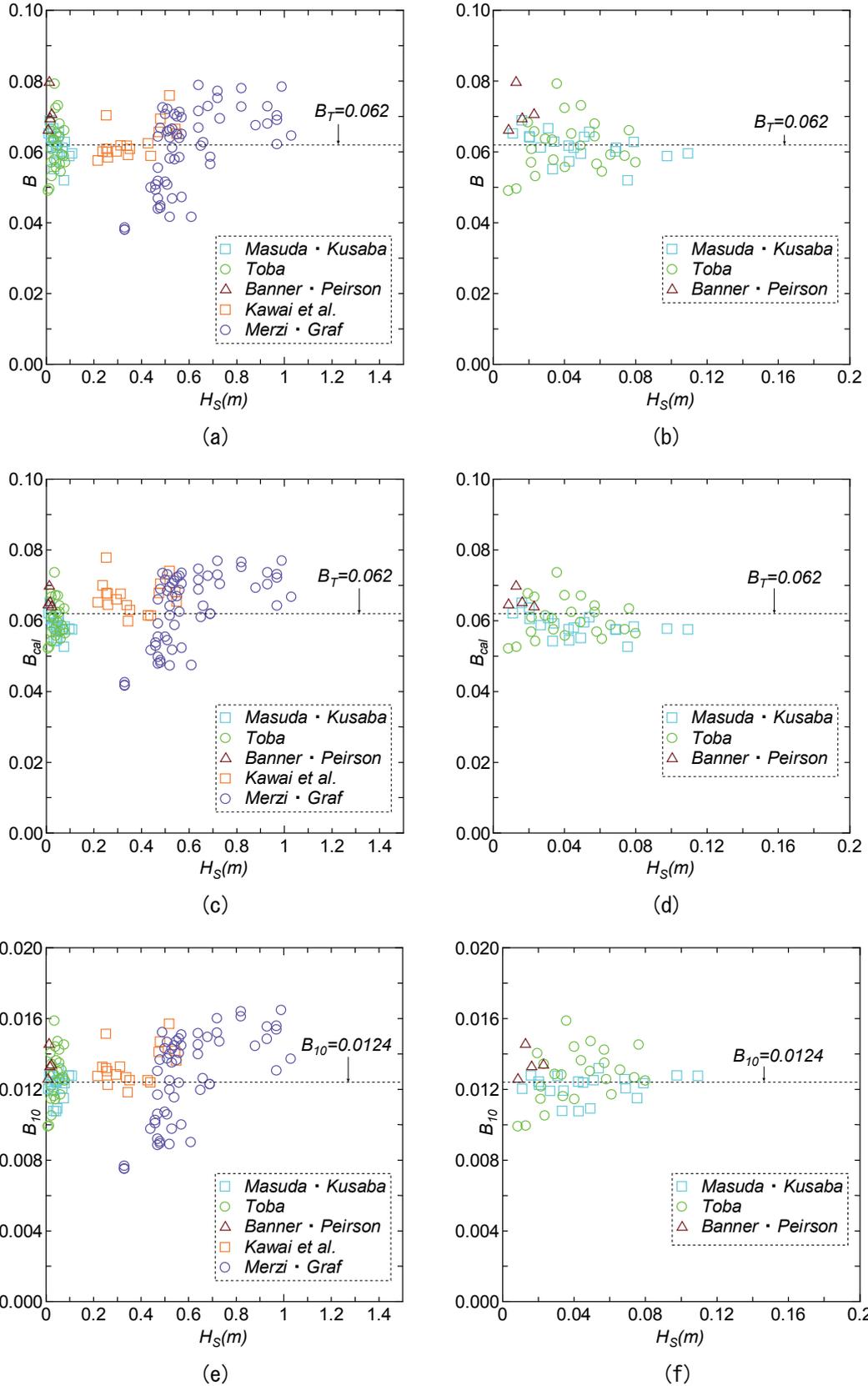


Fig. F3 Relation between (a) B and H_s , (c) B_{cal} and H_s , (e) B_{10} and H_s , based on experiments and observations, and relation between (b) B and H_s , (d) B_{cal} and H_s , (f) B_{10} and H_s , based on experiments.

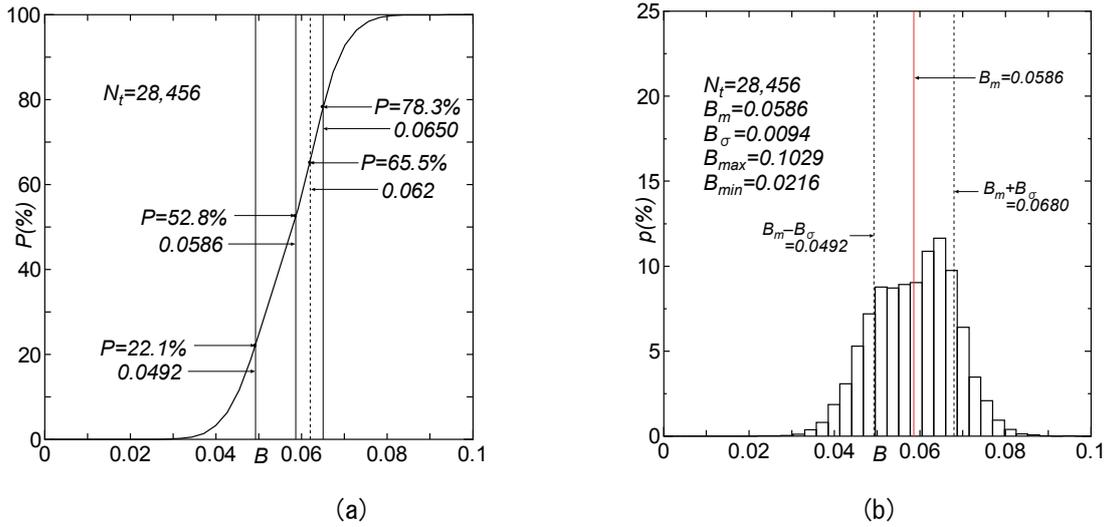


Fig. F4 (a) Cumulative distribution and (b) histogram of B .

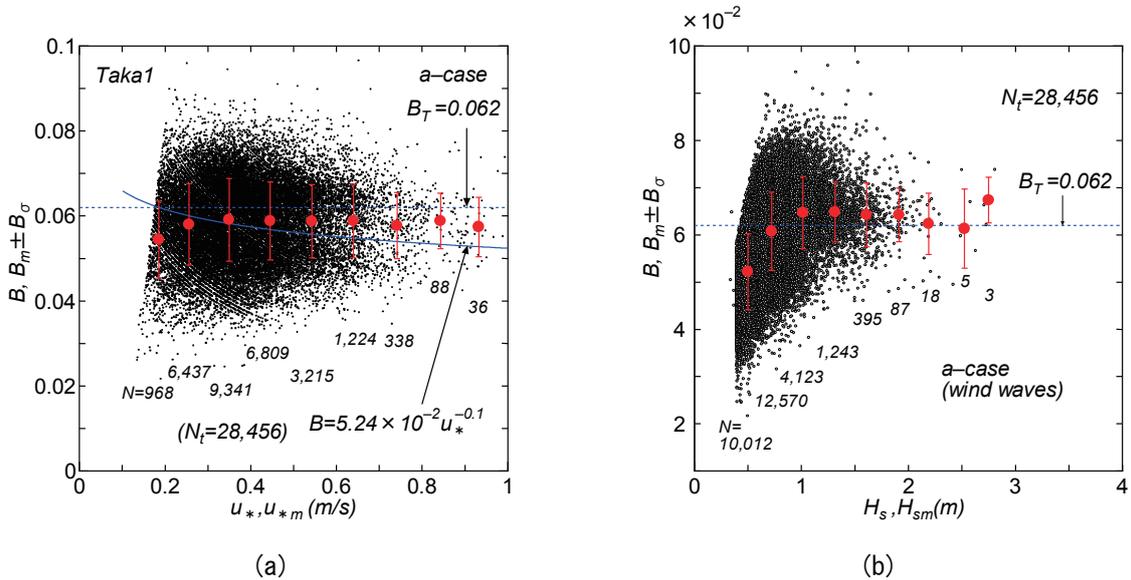


Fig. F5 (a) Scatter-plots between B and u_* supplemented with $B_m \pm B_\sigma - u_{*m}$ relation and (b) scatter-plots between B and H_s supplemented with $B_m \pm B_\sigma - H_{sm}$ relation.

係数は $B = 5.64 \times 10^{-2} F_*^{0.009}$ であり、無次元吹送距離への弱い依存性を示すが、式(27)から明らかなように、 F_* は gH_s/u_*^2 に変換できることから、 gH_s/u_*^2 の増加、すなわち H_s の増大や u_* の減少とともに Toba 係数 B が漸増する挙動を示す。これは上記の u_* と H_s に伴う変化傾向と定性的に整合する。

ついで、 B_{10} についてみる。Fig. F6(a), (b)はそれぞれ B_{10} の累積分布と頻度分布を示す。(a)図には U_{10} 表示 ($C_d = 1.6 \times 10^{-3}$)に変換した Toba の 3/2 乗則における係数 $B_{10} = 0.0124$, $B_{10m} = 0.0116$, $B_{10m} + B_{10\sigma} = 0.0138$, $B_{10m} - B_{10\sigma} = 0.0094$ とこれらに対応する累積度数の%値 P を記す。 B_{10} は 0.0035 ~ 0.0246 とかなり広い範囲に分布し、標準偏差 $B_{10\sigma}$ も平均値 B_{10m} の約 20%に達する。平均値 B_{10m} は B_m と同様に Toba における係数 B_{10} よりやや小さい。

Fig. F7(a)は B_{10} と U_{10} の散布図および U_{10} の小区間に対応する B_{10} の平均値・標準偏差 $B_{10m} \pm B_{10\sigma}$ と U_{10} の平均値 U_{10m} の関係、(b)は U_{10} に変えて H_s とした場合の同様の図を示す。図中には Takagaki ら^[3]

Table F1 A list of sample number N , mean B_m and standard deviation B_σ of B data classified by both u_* segments and H_s segments.

17 stations	$u_* \leq 0.3$ m/s	$0.3 < u_* < 0.6$ m/s	$u_* \geq 0.6$ m/s	H_s total
$H_s \leq 0.6$ m	$N_s = 5,703$ $B_m = 0.0550$ $B_\sigma = 0.0084$	$N_s = 4,848$ $B_m = 0.0496$ $B_\sigma = 0.0067$	$N_s = 5$	$N = 10,556$ $B_m = 0.0525$ $B_\sigma = 0.0081$
$0.6 < H_s \leq 0.9$ m	$N_s = 1,632$ $B_m = 0.0659$ $B_\sigma = 0.0080$	$N_s = 10,310$ $B_m = 0.0606$ $B_\sigma = 0.0079$	$N_s = 328$ $B_m = 0.0493$ $B_\sigma = 0.0049$	$N = 12,270$ $B_m = 0.0610$ $B_\sigma = 0.0083$
$0.9 < H_s < 1.2$ m	$N_s = 75$ $B_m = 0.0705$ $B_\sigma = 0.0092$	$N_s = 3,386$ $B_m = 0.0657$ $B_\sigma = 0.0067$	$N_s = 417$ $B_m = 0.0562$ $B_\sigma = 0.0079$	$N = 3,878$ $B_m = 0.0647$ $B_\sigma = 0.0076$
$H_s \geq 1.2$ m	$N_s = 3$	$N_s = 814$ $B_m = 0.0665$ $B_\sigma = 0.0064$	$N_s = 935$ $B_m = 0.0630$ $B_\sigma = 0.0059$	$N = 1,752$ $B_m = 0.0647$ $B_\sigma = 0.0065$
u_* total	$N = 7,413$ $B_m = 0.0575$ $B_\sigma = 0.0096$	$N = 19,358$ $B_m = 0.0590$ $B_\sigma = 0.0094$	$N = 1,685$ $B_m = 0.0586$ $B_\sigma = 0.0083$	$N_t = 28,456$ $B_m = 0.0586$ $B_\sigma = 0.0094$

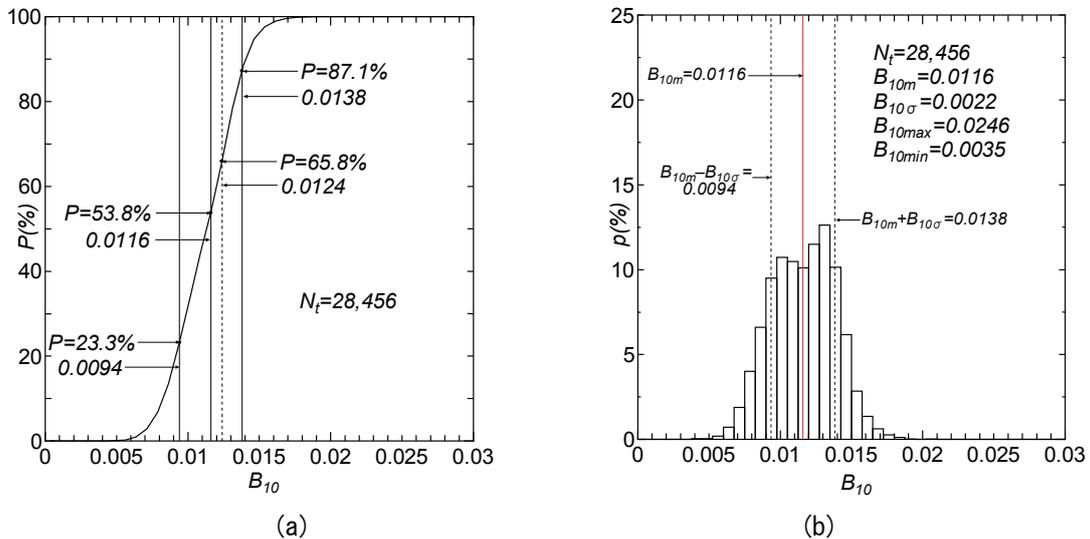


Fig. F6 (a) Cumulative distribution and (b) histogram of B_{10} .

に基づく $B_{10} = 0.0112$ (直線) および U_{10} 変換した Toba の 3/2 乗則における係数 $B_{10} = 0.0124$ (点線) を与える。 B_{10} は U_{10} に対して同程度の幅で分布し、平均値 B_{10m} も U_{10m} に関してごく緩やかな凸型の変化を示すのみで、あまり変化しない。一方、(b) 図では B_{10} は H_s とともに分布の幅を広げるが、 H_s の大きい場合には資料数の減少が目立つ。平均値 B_{10m} は H_{sm} の増大に伴って H_{sm} の短い区間で急増したのち、あまり変化しない値をとる。平均値 B_{10m} は U_{10m} の変化によってもあまり変わらないが、 H_{sm} の変化によって急増したのちほぼ一定の値を示す挙動は平均値 B_m の場合と同じである。

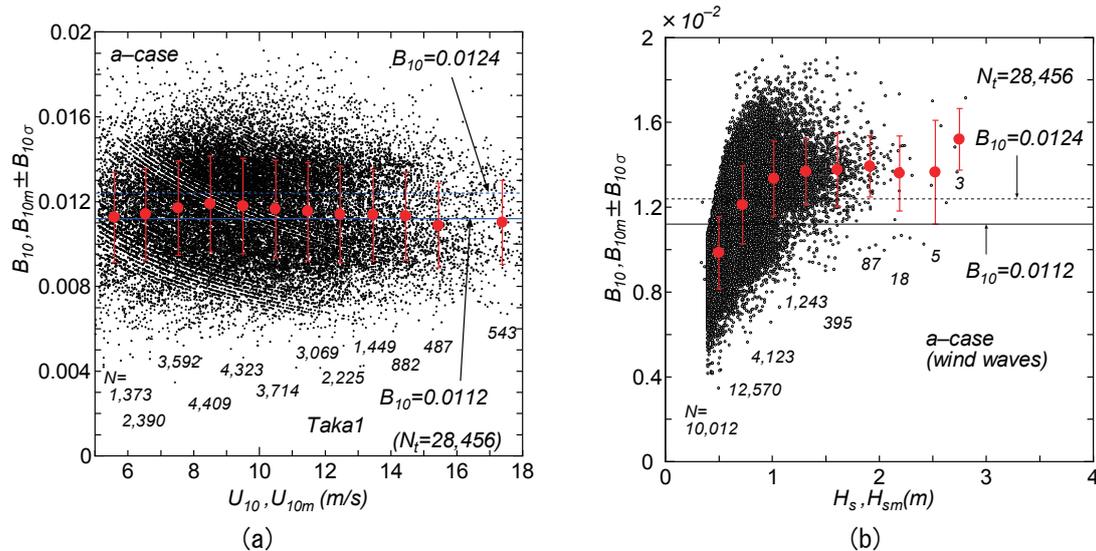


Fig. F7 (a) Scatter-plots between B_{10} and U_{10} supplemented with $B_{10m} \pm B_{10\sigma}$ - U_{10m} relation and (b) scatter-plots between B_{10} and H_s supplemented with $B_{10m} \pm B_{10\sigma}$ - H_{sm} relation.

Table F2 A list of sample number N , mean B_{10m} and standard deviation $B_{10\sigma}$ of B_{10} data classified by both U_{10} segments and H_s segments.

17 stations	$U_{10} \leq 7.5$ m/s	$7.5 < U_{10} < 15$ m/s	$U_{10} \geq 15$ m/s	H_s total
$H_s \leq 0.6$ m	$N_s = 3,969$ $B_{10m} = 0.0107$ $B_{10\sigma} = 0.0018$	$N_s = 6,563$ $B_{10m} = 0.0095$ $B_{10\sigma} = 0.0015$	$N_s = 24$ $B_{10m} = 0.0077$ $B_{10\sigma} = 0.0008$	$N = 10,556$ $B_{10m} = 0.0099$ $B_{10\sigma} = 0.0017$
$0.6 < H_s \leq 0.9$ m	$N_s = 1,368$ $B_{10m} = 0.0134$ $B_{10\sigma} = 0.0018$	$N_s = 10,550$ $B_{10m} = 0.0121$ $B_{10\sigma} = 0.0018$	$N_s = 353$ $B_{10m} = 0.0094$ $B_{10\sigma} = 0.0011$	$N = 12,271$ $B_{10m} = 0.0122$ $B_{10\sigma} = 0.0018$
$0.9 < H_s < 1.2$ m	$N_s = 74$ $B_{10m} = 0.0148$ $B_{10\sigma} = 0.0017$	$N_s = 3,562$ $B_{10m} = 0.0135$ $B_{10\sigma} = 0.0016$	$N_s = 242$ $B_{10m} = 0.0105$ $B_{10\sigma} = 0.0013$	$N = 3,878$ $B_{10m} = 0.0134$ $B_{10\sigma} = 0.0018$
$H_s \geq 1.2$ m	$N_s = 2$	$N_s = 1,338$ $B_{10m} = 0.0140$ $B_{10\sigma} = 0.0015$	$N_s = 411$ $B_{10m} = 0.0127$ $B_{10\sigma} = 0.0014$	$N = 1,751$ $B_{10m} = 0.0137$ $B_{10\sigma} = 0.0016$
U_{10} total	$N = 5,413$ $B_{10m} = 0.0114$ $B_{10\sigma} = 0.0022$	$N = 22,013$ $B_{10m} = 0.0117$ $B_{10\sigma} = 0.0023$	$N = 1,030$ $B_{10m} = 0.0110$ $B_{10\sigma} = 0.0020$	$N_t = 28,456$ $B_{10m} = 0.0116$ $B_{10\sigma} = 0.0022$

Table F2 は U_{10} を ① $U_{10} \leq 7.5$ m/s, ② 7.5 m/s $< U_{10} < 15.0$ m/s, ③ $U_{10} \geq 15.0$ m/s の 3 区間と U_{10} の全区間 (H_s のみによる分類), H_s を ① $H_s \leq 0.6$ m, ② $0.6 < H_s \leq 0.9$ m, ③ $0.9 < H_s < 1.2$ m, ④ $H_s \geq 1.2$ m の 4 区間と H_s の全区間 (U_{10} のみによる分類) に分割して得た B_{10} の資料値の各区間に属する個数 (N_s), 平均値 B_{10m} , 標準偏差 $B_{10\sigma}$ および本文の Table 6 に与えた全資料に対するこれらの値の一覧を示す。 B を u_* と H_s で整理した Table F1 の場合と同様に, B_{10} の平均値 B_{10m} は H_{sm} とともに増加してほぼ一定の値をとるのに対して, U_{10m} に対してはあまり変化を伴わず, $U_{10} \geq 15$ m/s ではむしろ減少する。 U_{10} お

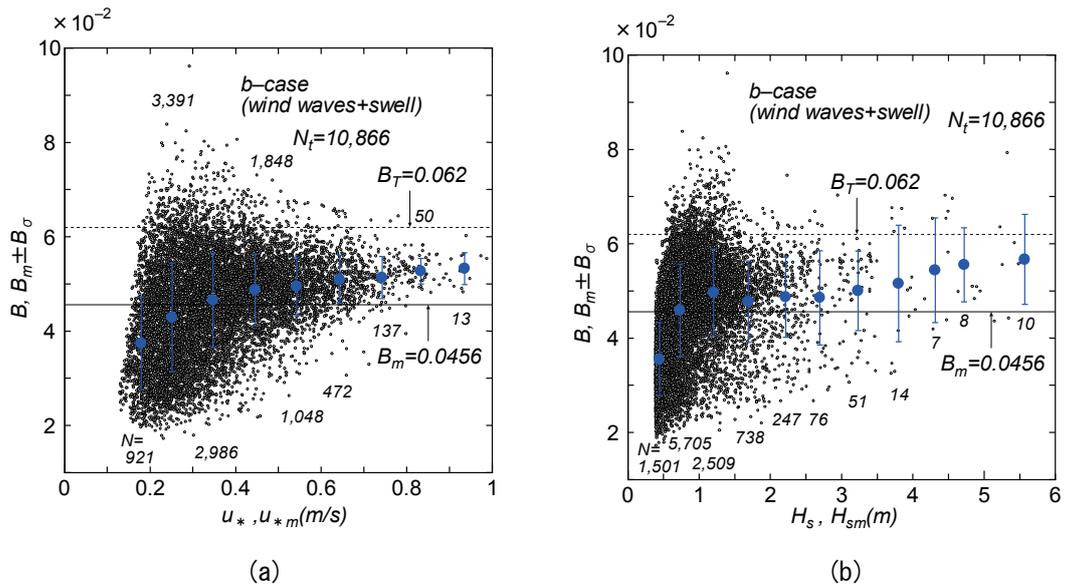


Fig. F8 (a) Scatter-plots between B and u_* supplemented with $B_m \pm B_\sigma - u_{*m}$ relation, (b) scatter-plots between B and H_s supplemented with $B_m \pm B_\sigma - H_{sm}$ relation.

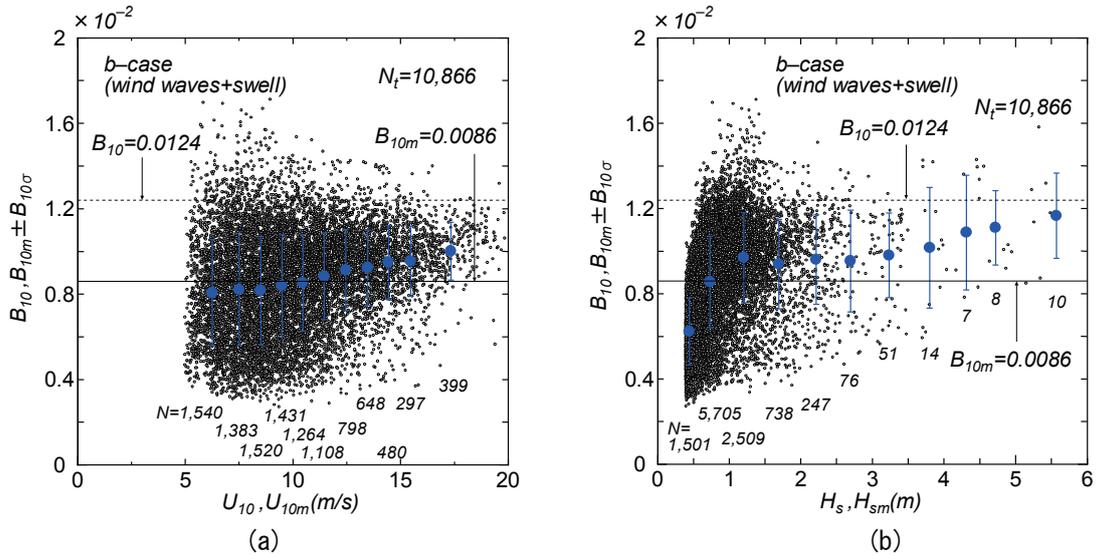


Fig. F9 (a) Scatter-plots between B_{10} and U_{10} supplemented with $B_{10m} \pm B_{10\sigma} - U_{10m}$ relation and (b) scatter-plots between B_{10} and H_s supplemented with $B_{10m} \pm B_{10\sigma} - H_{sm}$ relation.

よび H_s の小区間でみると, B_{10m} は H_s とともに増加傾向, U_{10} とともに減少傾向を与える。つまり, H_s が大きく U_{10} が小さいほど, B_{10m} は大きくなる。これは B_m の場合と同じである。しかし, Mitsuyasu^[11] の式に基づく本文中の式(32)では gF/U_{10}^2 を gH_s/U_{10}^2 に変換しても U_{10} へのより強い依存性をもつから, Toba 係数 B_{10} は H_s あるいは U_{10} とともに増加を示し, Table F2 における U_{10} の傾向と整合しない。この不整合の解消は今後取り組むべき課題である。

最後に, 本文で述べた b) 外洋波浪共存ケースに対する検討結果を示す。Fig. F8 (a) は B と u_* の散布図および u_* の小区間に属する B の平均値と標準偏差 $B_m \pm B_\sigma$ の u_* の平均値 u_{*m} に伴う変化, (b) は B と H_s についての結果を示す。同様に, Fig. F9 (a) は B_{10} と U_{10} の散布図および U_{10} の小区間に属する B_{10} の平均値と標準偏差 $B_{10m} \pm B_{10\sigma}$ の U_{10} の平均値 U_{10m} に伴う変化, (b) は B_{10} と H_s についての結果を表す。 B_m

Table F3 A list of sample number N , mean B_m and standard deviation B_σ of B data classified by both u_* segments and H_s segments(wind waves +swell case).

wind waves + swell 5 stations	$u_* \leq 0.3$ m/s	$0.3 < u_* < 0.6$ m/s	$u_* \geq 0.6$ m/s	H_s total
$H_s \leq 0.75$ m	$N_s = 3,113$ $B_m = 0.0398$ $B_\sigma = 0.0102$	$N_s = 1,558$ $B_m = 0.0437$ $B_\sigma = 0.0087$	$N_s = 6$	$N = 4,677$ $B_m = 0.0411$ $B_\sigma = 0.0099$
$0.75 < H_s \leq 1.25$ m	$N_s = 955$ $B_m = 0.0478$ $B_\sigma = 0.0131$	$N_s = 3,126$ $B_m = 0.0493$ $B_\sigma = 0.0078$	$N_s = 68$ $B_m = 0.0506$ $B_\sigma = 0.0055$	$N = 4,149$ $B_m = 0.0490$ $B_\sigma = 0.0093$
$1.25 < H_s < 1.75$ m	$N_s = 139$ $B_m = 0.0401$ $B_\sigma = 0.0109$	$N_s = 883$ $B_m = 0.0497$ $B_\sigma = 0.0093$	$N_s = 354$ $B_m = 0.0507$ $B_\sigma = 0.0043$	$N = 1,376$ $B_m = 0.0490$ $B_\sigma = 0.0090$
$H_s \geq 1.75$ m	$N_s = 108$ $B_m = 0.0442$ $B_\sigma = 0.0097$	$N_s = 312$ $B_m = 0.0474$ $B_\sigma = 0.0103$	$N_s = 244$ $B_m = 0.0521$ $B_\sigma = 0.0053$	$N = 664$ $B_m = 0.0486$ $B_\sigma = 0.0092$
u_* total	$N = 4,315$ $B_m = 0.0417$ $B_\sigma = 0.0114$	$N = 5,879$ $B_m = 0.0478$ $B_\sigma = 0.0088$	$N = 672$ $B_m = 0.0512$ $B_\sigma = 0.0049$	$N_t = 10,866$ $B_m = 0.0456$ $B_\sigma = 0.0103$

や B_{10m} がそれぞれ u_{*m} や U_{10m} とともに緩やかに増加して変化を小さくする挙動および B_m や B_{10m} が H_{sm} とともに急増したのち、ほぼ一定の値をとる挙動を与える。後者の変化傾向は a)内湾・内海波浪ケースの場合と類似するが、前者、すなわち u_{*m} や U_{10m} に係わる挙動は b)外洋波浪共存ケースで多少の増加傾向を与えるという意味で、a)内湾・内海波浪ケースと特性をやや異にする。

Table F3 は Table F1 と同様の表を示す。ただし、外洋性波浪を考慮して、 H_s の分割区間を① $H_s \leq 0.75$ m, ② $0.75 \text{ m} < H_s \leq 1.25$ m, ③ $1.25 \text{ m} < H_s < 1.75$ m, ④ $H_s \geq 1.75$ m の4つとしている。Fig. F8(a)と(b)でみたように、 B_m は H_{sm} とともに急増してほぼ一定値をとり、 u_{*m} についてもその増大とともに急増したのち緩やかな増加を示す。 u_{*m} や H_{sm} の小区間別値についても、 u_{*m} に対して同様の傾向をとるが、 H_{sm} についても急増と緩やかな増加傾向を示すものの、とくに $u_* \leq 0.3$ m/s の条件では H_s に関する変化傾向が一様でない。b)外洋波浪共存ケースでは、 B_m は u_* とともに増加傾向を与えて、a)内湾・内海波浪ケースと逆の特性を示す。つまり、 u_* や H_s が増加するほど B_m が大きくなるが、その場合でも Toba 定数 $B = 0.062$ よりかなり小さい。b)外洋波浪共存ケースにおいても9つの制約条件の適用によってできるだけ風波成分が卓越する資料を抽出するように試みているが、依然として有意なうねり成分が低い Toba 係数 B を生じるように作用しているのかもしれない。

以上の考察の結果をまとめると、つぎのようである。

1)a)内湾・内海波浪ケースにおいては、Toba 係数 B の H_s や u_* の小区間別平均値は H_s とともに急増後、緩やかな増加傾向に遷移するが、逆に u_* とともに減少する。これは B を B_{10} 、 u_* を U_{10} とする場合でも同様である。 B の大きさは H_s が大きく u_* が小さい領域で Toba 定数 $B_T = 0.062$ を上まわるが、資料数が多いこれ以外の H_s と u_* の領域では 0.062 を下回る資料が多くなることから、全資料についての B の平均値は 0.0586 と 0.062 より小さくなる。 B_{10} についても H_s と U_{10} に関して同様のことが言える。こうした H_s と u_* の変化に伴う B の挙動は Mitsuyasu^[11]に基づく経験式による B の挙動と整合するが、 H_s と U_{10} に

伴う B_{10} の変化に関しては、これがあてはまらない。

2)b)外洋波浪共存ケースでは、 B は H_s について a)内湾・内海波浪ケースと同様の傾向をもつが、 u_* に対しては逆の挙動を示す。また、 B の値は Toba 定数 $B = 0.062$ の80%程度と小さい。 U_{10} を用いる B_{10} の場合も同様である。いずれにしろ、b)外洋波浪共存ケースにおける B や B_{10} が a)内湾・内海波浪ケースの場合より低い特徴は、うねりの影響が有意な大きさをもつことによると推測される。

以上、執筆を重ねながら思いついた研究の過程を順次記述したため、わかりにくい結果となってしまった。今後、結果の整理に努めるとともに、残された最大の課題である超強風速に対する Toba 係数の挙動を衛星データの解析のみならず最先端の波浪推算モデルの適用によって検討する必要がある。

G. Kahma・Calkoen^[18]の経験式による検討

欧米では fetch law として Kahma・Calkoen^[18]による経験式が引用されることが多い。これは多様な海域における現地観測資料を再編集して提案されており、 $F_* = 5 \times 10^4 \sim 4 \times 10^6$ に対して次式で表される。

$$\frac{gE}{u_*^4} = 6.5 \times 10^{-4} F_*^{0.9} \quad (G-1)$$

$$\frac{u_* f_p}{g} = 0.49 F_*^{-0.27} \quad (G-2)$$

したがって

$$\frac{gH}{u_*^2} = 0.102 F_*^{0.45} \quad (G-3)$$

$$\frac{gT_p}{u_*} = \frac{1}{0.49} F_*^{0.27} = 2.04(08) F_*^{0.27} \quad (G-4)$$

ここで、経験式 $T_p = 1.05T$ を利用すると、式(G-4)は

$$\frac{gT}{u_*} = \frac{1}{1.05 \times 0.49} F_*^{0.27} = 1.9436 F_*^{0.27} \quad (G-5)$$

になり、Toba 定数 B_T 式は次式で表される。

$$B_T = \left(\frac{gH}{u_*^2} \right) \left(\frac{gT}{u_*} \right)^{-3/2} = 0.102(1.05 \times 0.49)^{3/2} F_*^{0.045} = 3.76 \times 10^{-2} F_*^{0.045} \quad (G-6)$$

すなわち、Kahma・Calkoen^[18]の経験式 ($F_* = 5 \times 10^4 \sim 4 \times 10^6$) に基づく Toba 係数 B_T は定数というより $F_*^{0.045}$ に比例する。 $F_*^{0.045}$ 項は Mitsuyasu^[11]の経験式に基づいて導かれた B_T 式

$$B_T = 5.64 \times 10^{-2} F_*^{0.009} ; F_* = 1.6 \times 10^4 \sim 2 \times 10^6 \quad (G-7)$$

におけるべき乗項 $F_*^{0.009}$ の2乗倍に相当しており、より強い F_* への依存性を表す。 F_* に関する両者の重複部分でみると、

$$\begin{cases} B_{TKC} = 0.0612, B_{TM} = 0.0622 ; F_* = 5 \times 10^4 \\ B_{TKC} = 0.0722, B_{TM} = 0.0643 ; F_* = 2 \times 10^6 \end{cases} \quad (G-8)$$

であるから、 $F_* = 2 \times 10^6$ では Kahma・Calkoen 式に基づく値 (B_{TKC}) が Mitsuyasu 式に基づく値 (B_{TM}) より絶対値、増大率ともに大きい。いずれにしろ Kahma・Calkoen の経験式によれば、Toba 定数 $B_T = 0.062$ という関係は Mitsuyasu の経験式の場合より一層成立しない。また、 T_p をそのまま使用する場合の係数 B_{Tp} は

$$B_{Tp} = \left(\frac{gH}{u_*^2} \right) \left(\frac{gT_p}{u_*} \right)^{-3/2} = 3.50 \times 10^{-2} F_*^{0.045} \quad (G-9)$$

で表されるから、 B_T より7%小さい。

瀬戸内海沿岸地点における1980年以前の風観測資料の特性

およびその再現性の検討

Winds Measured at Coastal Stations in the Seto Inland Sea during a Year Period before 1980 and Error Evaluation of their Hindcast Winds

山口正隆*・野中浩一**・畑田佳男***

Masataka YAMAGUCHI*, Hirokazu NONAKA** and Yoshio HATADA***

Wind data measured over the period from the 1950s to the 1970s at coastal stations in the Seto Inland Sea are very valuable for investigating the wind characteristics in this period due to their scarcity. In this study, coastal wind data acquired between 1958 and 1982 at Hikari station set on the tip of the sea wall in the Hikari Steel Mill of Shin-Nihon Steel Manufacturing Co. Ltd., together with wind data from coastal stations in the Seto Inland Sea, such as those gathered between 1952 and 1967 at Osaka jetty, are analyzed for annual maximum winds-based yearly variation, trend and return values. Then, accuracy of SDP winds-based hindcast winds at these stations for many cases of strong storms is examined through the comparison with the corresponding measurement data. The main conclusions are summarized as follows ; 1) Estimates of 50-year return wind speed may be 34 - 36 m/s at Hikari and vary from 21 to 43 m/s at each of the coastal stations in the Inland Sea, depending on geographical situation. 2) Error statistics of wind speed and wind direction for many storm cases indicate a reasonable accuracy of SDP winds-based hindcast not only at Hikari but also at coastal stations in Western and Eastern areas of the Inland Sea, though to a lesser degree than the Yamaguchi et al.(2012) results perhaps due to a difference in comparing conditions between the studies.

Key Words ; Measurement data of coastal winds, a year period of the 1950s-1970s, the Seto Inland Sea, Hikari and several stations, return wind speeds, SDP winds-based hindcast winds, error evaluation.

1. 緒 言

周辺地形の影響を受ける内湾・内海（ここでは瀬戸内海）の海上風の時空間分布を再現するために、山口ら^{[1] [2]}は陸上部の気象官署で取得された気象庁SDP（Surface Data Product）風観測資料を利用する方法を開発し、対象海域の海上地点と沿岸地点で求めた観測相当風資料の精度を、多数のストーム（低気圧・台風）時の風観測資料との比較に基づいて明らかにした。しかし、比較対象期間は観測資料がある程度以上得ら

*愛媛大学名誉教授

Prof. Emeritus, Ehime University

**（前）愛媛大学工学部環境建設工学科

（former）Department of Civil and Environmental Engineering, Faculty of Engineering, Ehime University

***愛媛大学大学院理工学研究科（工学系）生産環境工学専攻

Engineering for Production and Environment, Graduate School of Science and Engineering, Ehime University

原稿受理 平成26年10月31日

れる 1980 年以降であり、1980 年以前の資料に対する検証事例は不足している。瀬戸内海の沿岸部では、1980 年以前においてもいくつかの沿岸地点で風観測資料が得られていることから、これらの資料との比較により SDP 風資料に基づく沿岸地点の観測相当風資料の精度を追加的に検討できる。この中で、山口県光市の新日本製鉄株式会社光製鉄所の埋立て地先端で観測された風資料は 1958 年（4 月）～1982 年に及ぶ測得率の高い長期資料であり、1980 年以前で沿岸海上風を取得した非常に貴重な資料となっている。しかし、観測記録記載簿の原本は光製鉄所にもはや保管されておらず、複写資料が私どもの手元にあるのみである。しかも、これらは紙資料のままであることから、長期の資料に基づく風候の解析には多大の労力を要し、ただちに実施はできないが、ストーム時の風資料や年最大値資料については電子データ化が可能であり、作成作業をすでに終了している。このほか、瀬戸内海の沿岸観測地点における長期あるいはストーム時風観測資料の電子データ化も複数地点で行っている。

そこで、本研究ではまず光における年最大風速を含むストーム時の最大風速・風向に関する一覧を作成し、その経年特性や傾向変動および確率風速を瀬戸内海西部海域の伊予灘の観測地点（佐田岬灯台、塩屋のほか松山气象台）における 1987 年以前の資料^[3]、^[4]や 1952～1965 年の大阪港中央突堤^[5]における資料に基づく結果とともに調べる。

ついで、光製鉄所観測地点における観測風と SDP 風資料に基づく観測相当風（計算風）の比較を多数のストーム時について行い、これから得られる 7 つの誤差指標の統計的な特性を詳細に調べ、計算風の精度検証を行う。

さらに、瀬戸内海の西部海域、中部海域、東部海域の沿岸地点で取得された 1980 年以前の資料および山口ら^[2]の精度検証に用いられていない沿岸観測地点の風資料に対して計算風との比較を行い、誤差指標の地点別特性や海域別特性を調べる。

2. 風の極値資料の検討

2.1 観測風資料

光製鉄所（以下、光と言う）における風記録について説明すると、光製鉄所内埋立て地先端のコンクリート堤防の端（写真があったが、廃棄した模様）に pole が建てられ、そこに 3 杯式風速計と矢羽根式風向計が取り付けられていた。周囲には遮蔽物がほとんどないので、周辺地形や建物の影響を受けない沿岸海上風が観測されていると考えられる。風速・風向計の海面上高度 z は 8～10 m の範囲にあると考えられるが、明確でないので、 $z = 10$ m とした。これは後出の大阪港中央突堤におけるもの^[5]も同様である。風速・風向記録は 1 時間ごとに得られ、日最大風速と風向（ただし、風向や起日については記載ミスが見受けられる）も与えられる。観測資料の期間は 1958 年 4 月～1982 年の 25 年である。Tsuchiya ら^[6]は 1958～1979 年の 2 時間間隔資料を電子データ化し、山口県光市の室積海岸における風候や海浜変形の解析に用いたが、当該資料は記録メディアの変化とともに失われてしまったようである。

Table 1 は今回の検討で用いる風観測資料^[3]、^[4]、^[5]が得られている地点の諸元を示す。また、その位置を Fig. 1 に与える。使用期間は 1980 年以前のものとして 1980 年を越えるものの 2 種類、1980 年以降の資料に対して山口ら^[2]の検証に用いられた地点（○印：九町越、福山、新居浜、飾磨、江井ヶ島、志筑）とそれ以外の地点に分かれる。沿岸地点でも周辺地形や建物の影響が少なく、沿岸海上風に近い沿岸風を観測している地点を選択する。

1980 年以前の海上風記録は大阪湾 MT 局で 1978 年 1 月 1 日から取得されているが、ここでは 1978～1979 年のものを採択していない。各資料区間の終わりは電子データ化した最終ストーム発生年に相当し、*印の地点では観測記録がより最近まで得られているか、観測が継続されている。山口ら^[2]による検討地点については 1979 年までのストーム時資料を用いる。さらに、佐田岬灯台（高度 $z = 40.6$ m）では 1953～1985 年の間で風速・風向の 6 時間間隔値と日最大風速・風向が得られており、西部海域付近を通過したストーム

の抽出に有用である。このほか、参考文献^[3]に記載された塩屋（1980年欠測のため、極値統計解析の結果にほとんど影響しないとみなされる平均的な値 17.5 m/s を補充）では1977～1980年に9時、15時の1日2回の観測、それ以外の期間で1時間ごとの観測となっている。

Table 2は光において風速・風向の1時間間隔資料と日最大風速・風向資料から抽出した年最大風速 U_z ・風向 θ_w （AM資料）と光および大阪港中央突堤における風速20 m/s以上のストーム時最大風速 U_z ・風向 θ_w （POT資料）の一覧（いずれも出現年月日付き）を与える。同時に、瀬戸内海西部海域あるいは沿岸部にある佐田岬灯台、松山気象台^[4]、塩屋^[3]および大阪港中央突堤^[5]における年最大風速と出現年月日の資料を与える。各地点の第1位風速は赤色で、第2位風速は青色で記載している。1965年頃から遡って1950年代の沿岸風観測資料は光、佐田岬灯台、塩屋、そして大阪港中央突堤におけるものなど非常に限られる。とくに、大阪港中央突堤における風資料^[5]は1952年にまで遡る沿岸海上風記録であり、他に例をみないことが資料採録の理由である。海上観測地点の風資料は入手していない。なお、各地点では1/7乗則に基づく10 m高度風速 U_{10} への換算係数 α （ $= U_z / (z/10)^{1/7}$ ）を与える。

Table 2によれば、光における第1位風速は台風T6515号時の37.0 m/s、第2位風速は台風T7119号時の32.5 m/s、第3位は台風T7617号時の25.5 m/sといずれも台風により生起している。しかし、第1位風速はその時系

Table 1 Name and wind measurement conditions at each of coastal stations.

location	period	height z(m)
Ieshima	77～86*	13
Hikari	58～82	10
○Kuchogoe	76～77*	216
Hayase Bridge	00～03*	(50)
Shioya	57～96*	8.5
○Fukuyama	67～79*	34
○Niihama	67～79*	11
○Shikama	76～79*	17.5
Takasago	62～75	(15)
○Eigashima	72～75*	13
Gunge	70～77*	16.5
Tsui	67～82*	60.5
○Shizuki	76～79*	14
Osaka	70～77*	39
Osaka jetty	52～67	10
Matsuyama(meteo.)	1890～	21.5

○印：1980年以降の data を山口ら^[2]で使用、
 *印：SDP 風資料との比較の最終年
 （無印：風観測資料の最終年）
 （ ）：推定値（正確な値は不明）

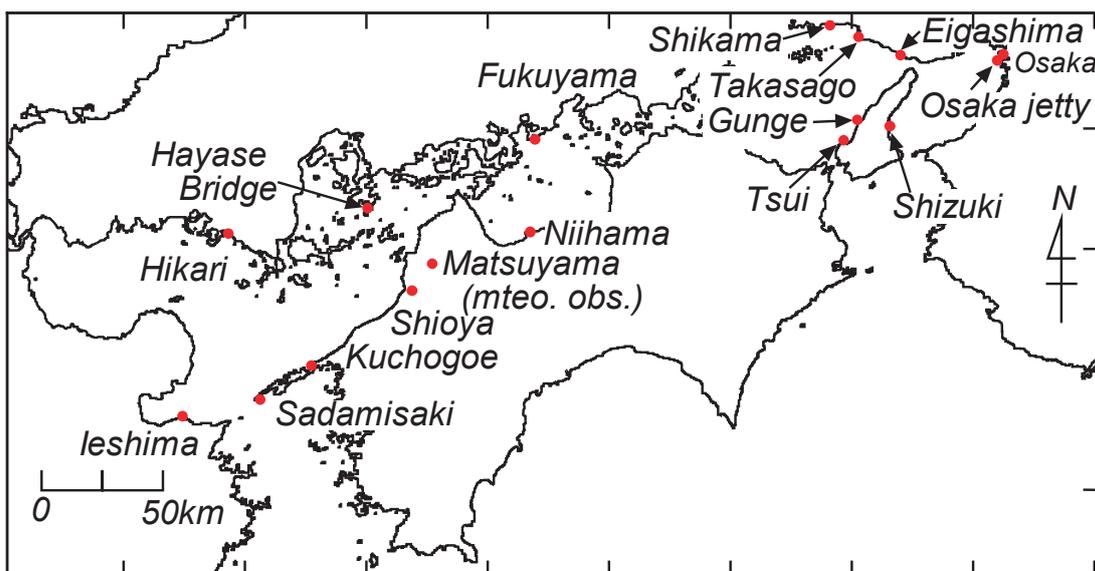


Figure 1 Location of coastal stations for wind measurement in the Seto Inland Sea.

Table 2(1) A list of samples of annual maximum(AM) wind speed data and peaks over threshold (POT) wind speed data at coastal measurement stations.

date Y. M. D	Hikari 1958~1982 z =10m $\alpha =1.0$			Sadamisaki 1953~1985 z =40.6m $\alpha =0.819$		Matsuyama 1890~ z =21.5m $\alpha =0.896$		Shioya 1957~ z =8.5m $\alpha =1.024$		Osaka jetty 1952~1967 z =10m $\alpha =1.0$	
	U_z m/s	θ_w	typ.	MD	U_z m/s	MD	U_z m/s	MD	U_z m/s	MD	U_z m/s
1952						0324	13.7			0204	19.3
1953			T5302	0607	39.1	0112	13.9			0925	32.5
1954			T5412	0913	42.4	0926	24.7			0926	29.8
1955			T5522	0930	49.6	0130	16.1			0220	22.6
1956			T5609	0817	45.0	0910	19.6			0817	22.6
1957				0820	33.3	1213	16.5	1218	18.8	1213	20.8
1958. 12.26	21.1	W		0926	30.7	0302	15.5	0211	23.8	0121	23.9
1959. 09.17	23.5 *	SSE	T5914 *	0917	37.3 *	0404	14.7	0917	19.6 *	0926	29.8
1960. 12.12	22.6	SSW		1229	33.3	0420	13.4	0127	19.6	1205	21.0
1961. 07.25	22.8	SE		0916	43.7	0916	16.7	0125	21.5	0916	30.4
1962. 04.03	19.7	WNW		1230	28.8	0403	14.7	1205	25.5	0102	19.7
1963. 01.18	23.8	W		0121	29.8	0121	13.1	0119	27.0	0831	17.7
1964. 03.26	20.1	W		0925	47.5	0925	16.0	0326	21.3	0925	24.7
1965. 08.06	37.0 *	SSE	T6515 *	0806	42.5 *	0806	12.9 *	0112	19.5	0917	30.0
1966. 06.17	19.2	SE		0909	34.8	0319	12.6	0319	16.2	0319	19.8
1967. 04.03	16.1	WNW		0404	29.2	0525	10.3	1027	13.5	0323	16.7
1968. 01.14	19.7	WSW		0829	33.3	0114	12.5	0114	19.5		
1969. 01.02	14.2	NW		0321	29.8	0822	12.5	1203	16.0		
1970. 08.15	25.2 *	SSE	T7009 *	0815	37.7 *	0821	23.2 Δ	0821	20.0 Δ		

Table 2 (2) A list of samples of annual maximum(AM) wind speed data and peaks over threshold (POT) wind speed data at coastal measurement stations.

date Y. M. D	Hikari 1958~1982 z =10m $\alpha =1.0$			Sadamisaki 1953~1985 z =40.6m $\alpha =0.819$		Matsuyama 1890~ z =21.5m $\alpha =0.896$		Shioya 1957~ z =8.5m $\alpha =1.024$		Osaka jetty 1952~1967 z =10m $\alpha =1.0$	
	U_z m/s	θ_w	typ.	MD	U_z m/s	MD	U_z m/s	MD	U_z m/s	MD	U_z m/s
1971. 08.05	32.5 *	S	T7119 *	0805	50.0 *	0805	14.8 *	0104	16.0		
1972. 03.31	18.0	WNW		0723	41.7	0331	11.5	1130	18.0		
1973. 08.17	14.7	N	T7310	1207	31.3	1222	10.7	1119	18.0		
1974. 07.06	18.0 *	SE	T7406 *	0706	33.0 *	0604	12.7	0901	17.0		
1975. 04.08	22.6	NNW		0128	27.0	0817	9.8	1222	14.5		
1976. 09.13	25.5 *	ESE	T7617 *	0913	39.6 *	0913	13.0 *	1208	16.0		
1977. 04.17	21.7	WSW		0330	25.3	0418	9.6	0418	14.5		
1978. 02.28	22.6	W		0120	29.1	0406	10.7	0228	18.0		
1979. 03.30	21.1	NW		0904	33.4	0930	13.2	0228	15.5		
1980. 12.03	22.6	NW		0911	42.5	0911	12.7		17.5 ad		
1981. 03.26	21.6	NW		0903	26.2	0326	10.5	0315	17.5		
1982. 11.30	18.0			0827	37.7	0925	13.4	0925	17.0		
1983.				0612	29.0	0317	10.0	1117	18.0		
1984.				0821	31.5	0821	10.3	0103	17.0		
1985.				0831	36.0	0221	9.4	0221	17.5		
1986.						0406	9.5	0104	16.0		
1987.						0831	12.1	0202	17.0		

Hikari AM; $U_z > 30\text{m/s}$: $N_p=2$, 25~30m/s: 2, 20~25m/s: 12, <20m/s: 9, $N_t = 25$, ad : addition

列からみて過大な値のように思える。また、20m/s を越えるケースは25年間で25回であるから、平均で1年に1回となる。ここで、T6515号は1965年8月6日4時頃熊本県牛深付近に上陸後NNE方向に進んで9時に周防灘(中心気圧960hPa)を経て日本海に出た、かなり勢力の強い台風であり、最も低い観測気圧は防府(973.9hPa)で記録された。光では982.3hPaである。台風の移動速度はこの付近で約50km/hであるから、進行がやや早まっている。最大観測風速は下関($z=30.5\text{m}$)で26.0m/s、防府($z=15\text{m}$ 程度か。正確な値は不明)で28.5m/s、広島($z=99\text{m}$)で25.8m/sのほか、海上風の収束域(豊予海峡)にあたる佐田岬(灯台)で42.5m/s(10m 高度風速 $U_{10}=34.8\text{m/s}$)であるから、光における37.0m/sはやや過大であるようにみえる。また、記載された最大瞬間風速も32.9m/sと最大風速より小さい矛盾した値となっている。時系列では6日8時に10.1m/s(風向SE)、9時に37.0m/s(SSE)、10時に20.8m/s(S)、11時に19.3m/s(S)、であり、9時の37.0m/sが突出している。著者らとしては周辺の風観測結果や本台風時の海上風分布の推定結果²⁾および記載ミスの可能性などを考慮して、9時で27m/sが妥当でないかと推測する。

一方、T7119号は1971年8月5日10時前後に長崎県島原半島の西有家付近に上陸(中心気圧950hPa)、N方向に進行し福岡を通して日本海に抜けた。観測地点の最低観測気圧は下関での972.7hPaである。この付近における台風の進行速度は34km/hであり、通常のもつ。最大観測風速は下関で24.7m/s、広島で18.3m/sとT6515号時ほど大きくない。しかし、佐田岬で50m/s($U_{10}=40.9\text{m/s}$)と1953~1985年における風速の最大値を与える。光では8月5日13時に14.5m/s(風向S)、14時に25.6m/s(S)、15時に30.5m/s(S)、16時に32.5m/s(S)、17時に30.0m/s(S)、18時に30.5m/s(S)、19時に17.5m/s(S)、20時に21.2m/s(S)、21時に14.0m/s(S)をとる。強風、とくに30m/s以上の暴風の継続時間が3~4時間と非常に長く、継続時間1時間以内の突出した異常風速を生起したT6515号時とその特性が大いに異なる。SDP風資料に基づく西部海域での最大風速分布²⁾においても光付近で30m/sを上回る風速が得られることから、光での32.5m/sはあり得た値と思われる。

ついで、他の地点の年最大風速記録をみると、海上風の収束域(豊予海峡)にある佐田岬において1953~1985年の期間(33年)で40m/s以上の年最大風速が9回得られている。与えた資料期間に対して20m/sを越える年最大風速の出現は市街地に位置する松山(气象台)で2回、塩屋で6回である。第1位風速

Table 2(3) A list of samples of annual maximum(AM) wind speed data and peaks over threshold (POT) wind speed data at coastal measurement stations.

Hikari POT $U_z > 20\text{m/s}$			Osaka jetty POT $U_z > 20\text{m/s}$		
date Y.M.D.	U_z m/s	θ_w	date Y.M.D.	U_z m/s	typ.
1961.3.27	22.0	NW	1953.6.7	20.8	T5302
5.28	22.0	W	(9.25)	32.5)	T5313
(7.25)	22.8	SE)	1954.9.18	20.20	T5414
1965.1.11	20.8	NNW	(9.26)	29.8)	T5415
12.12	24.3	WNW	1955.1.30	20.4	
(8.6)	37.0	SSE)	10.20	21.7	T5526
1976.1.5	24.1	NW	(2.20)	22.6)	
10.28	20.5	W	1956.1.28	21.6	
(9.13)	25.5	ESE)	2.29	21.8	
1978.1.2	21.3	SW	(8.17)	22.6)	T5609
9.11	21.1	SSE	1957.12.18	20.5	
(2.28)	22.6	W)	(12.13)	20.8)	
1980.10.26	21.3	NW	1958.8.25	20.1	T5817
(12.3)	22.6	NW)	12.26	21.0	
			(12.10)	23.9)	
			1965.9.10	26.7	T6523
			(9.17)	30.0)	T6524

(date, AM) (date, AM)

Hikari POT $U_{10} > 20\text{m/s}$; $N_t = 25 (= 2 + 2 + 12 + 9)$

Osaka jetty POT $U_{10} > 20\text{m/s}$; $N_t = 21 (= 3 + 2 + 6 + 10)$

の成因は生起年月日から明らかなように、塩屋を除いて台風であるし、逆に塩屋では季節風・低気圧時の強風が年最大値の上位を占める。また、光に最上位やその近くの強風をもたらした T6515 号, T7119 号, T7617 号, T7009 号は他に 2 カ所以上の地点 (*印で記載) で各地点の年最大風速を生起している。これ以外にも同一のストームにより複数地点で年最大風速が生じているケースも少なからずみられる。とくに、1970 年 8 月 21 日に松山、塩屋で生じた年最大風速は T7010 号 (Δ印) に伴うものである。この台風時に西部海域の東部 (松山付近) から中部海域の西部 (今治付近) にかけて異常風速がもたらされている。一方、1952~1967 年の年最大風速を与える大阪港中央突堤では別のよく知られた台風により第 1~5 位までの最大風速、すなわち第 1 位値 32.5 m/s (T5313 号, テス台風), 第 2 位値 30.4 m/s (T6118 号, 第 2 室戸台風), 第 3 位値 30.0 m/s (T6524 号), 第 4 位値(1)29.8 m/s (T5415 号, 洞爺丸台風), 第 4 位値(2)29.8 m/s (T5915 号, 伊勢湾台風) が生起している。1950 年代と 1960 年代には巨大台風が相次いで襲来したことから、これらの台風の影響がそのまま最上位あるいは最上位値付近の年最大風速記録に現れている。

Fig. 2 は年最大風速の経年変化を光 (1958~1982 年) のほか佐田岬 (1953~1985 年), 松山 (1952~1987 年), 塩屋 (1957~1987 年) および大阪港中央突堤 (1952~1967 年) について示す。風速記録は高度変換していない。同一年で同じ台風で生じたケースに○印を付加しているほか、相対的に大きい風速 (台風) を生じた年に台風名を括弧付きで与えている。年最大風速の年変化は各地点とも激しいが、年最大風速は佐田岬で大きく松山で小さいし、光や大阪港中央突堤では中間の値を占める。また、いずれの地点の年最大風速系列も経年的に減少傾向にあるようにみえる。

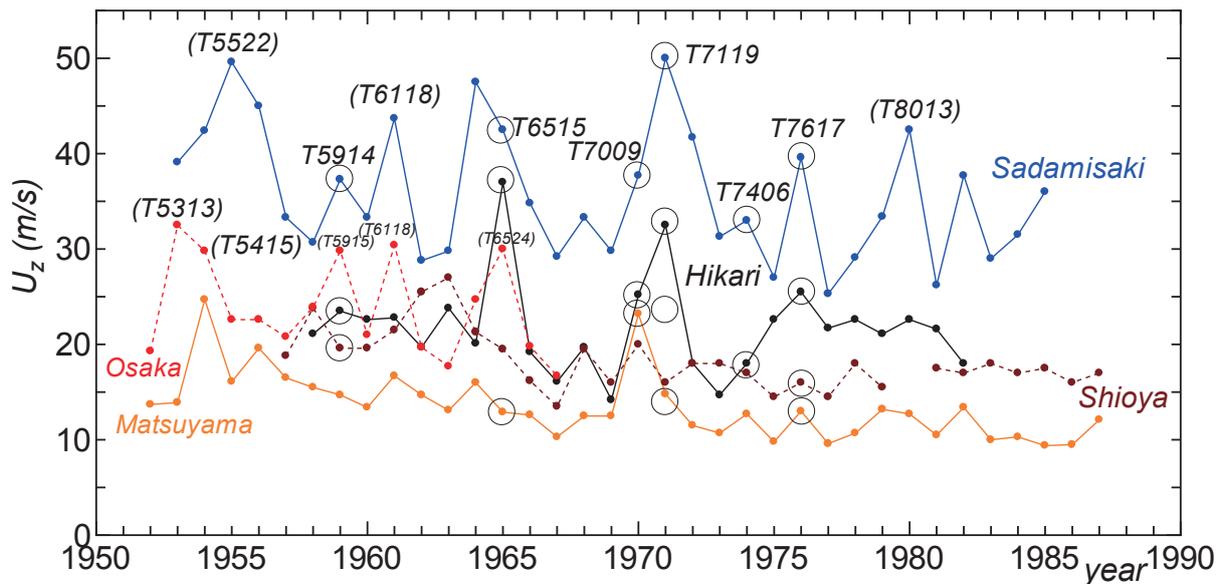


Figure 2 Yearly variations of measurement-based annual maximum(AM) wind speed at coastal stations in the Seto Inland Sea.

2.2 傾向変動および極値の解析

傾向変動解析は、有意水準 5% の片側検定として各地点の AM 資料に対する① t 検定^[7]による傾向変動強度指数 a_t ($= a/a_{95}$, a : AM 資料にあてはめた直線の勾配値, a_{95} : a の 95% 変動域), ②鈴木^[8]によるトレンド示数 \tilde{I}_t の相対値 I_t ($= \tilde{I}_t/1.6449$), ③Mann-Kendall 法^[9]に基づくトレンド強度指数 I_{MK} , の 3 種類により行う。これらの指標を I で表すと, $|I| \geq 1$ で統計的に有意な増加 (+側)・減少 (-側) 傾向, $|I| < 1$ で傾向変動なし, と判定する。Table 3 は地点別の AM 資料に対する傾向変動解析の結果一覧を示す。勾配値 a は

Table 3 Results of trend analysis for AM wind speed data sample at each of coastal stations.

site	periods	K yrs.	a (m/s)/y	a_t	I_t	I_{MK}
Hikari	58-82	25	-0.076	-0.32	-0.26	-0.57
Sadamisaki	53-85	33	-0.210	-1.27	-1.11	-1.23
Matsuyama	52-87	36	-0.182	-2.68	-2.80	-2.90
Shioya	57-87	31	-0.194	-2.15	-1.60	-2.10
Osaka jetty	52-67	16	-0.312	-0.65	-0.60	-0.71

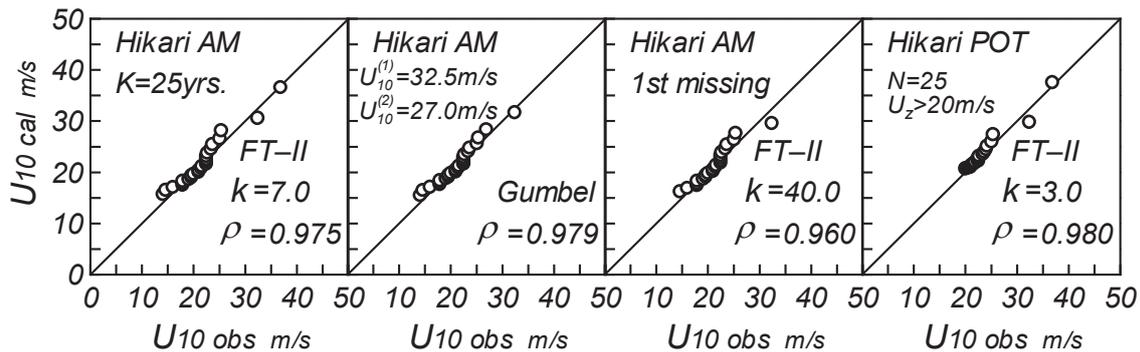


Figure 3 Quantile-quantile plots for samples of measurement-based AM and POT wind speed data at Hikari station.

安居島を除いて負値をとり，AM 資料の経年的な減少傾向がみられる。傾向変動強度指数をみると，光，大阪港中央突堤で統計的に有意な傾向変動は見出されないのに対して，佐田岬で弱い負の傾向変動が，塩屋と松山で強い負の傾向変動が検出される。要するに，与えられた資料期間に対して統計的に有意な減少傾向が見出される地点もあるが，資料期間が短いことから，傾向変動に関して最終的な結論を得るのは早計であろう。ここでは傾向変動の有無を考慮せず，通常の極値解析を行う。

Fig. 3 は光における年最大風速 (AM) 資料および極大風速 (POT) 資料に対する極値統計解析より得た最適分布に基づく Q-Q プロット図を与える。極値統計解析には，候補分布を Gumbel 分布，27 種類の形状母数 k をもつ Weibull 分布，20 種類の形状母数 k をもつ FT-II 型分布の計 48 種類，位置・尺度母数の計算を最小 2 乗法，最適分布の選択を相関係数最大基準，再現確率値の分散 (標準偏差) の推定を jackknife 法による Yamaguchi・Hatada^[10] のモデルを用いる。資料年数 $K=25$ 年とする年最大風速資料は，①資料数 $N=25$ の全資料，②第 1 位風速 $U_{10}^{(1)}=37.0$ m/s を 27.0 m/s と変え， $U_{10}^{(1)}=32.5$ m/s とした $N=25$ の全資料，③第 1 位風速 $U_{10}^{(1)}$ は第 2 位風速 $U_{10}^{(2)}=32.5$ m/s より大きい，その値は不明とする資料 (第 1 位値欠解析) の 3 通り，POT 資料では $N=25$ ，資料総数 $N_T=250$ としてそれぞれの資料の解析を行った。最適分布は資料ごとに変わり，相関係数 ρ も 1 に近いと言えないが，資料値は 45° 直線でほぼ表されていることから，最適分布の適合度は悪くない。

Table 4 は各地点における年最大風速 (AM) 資料および光と大阪港中央突堤における $U_z > 20$ m/s の極大風速 (POT) 資料に対する極値統計解析結果の一覧を与える。各地点の高度 z m における観測風速 U_z は 1/7 乗則により 10 m 高度風速 U_{10} としており， z m での最大 (第 1 位) 風速を $U_z^{(1)}$ ，10 m 高度でのそれを $U_{10}^{(1)}$ で表している。解析結果は相関係数 ρ ，最適分布の形状母数 k (W は Weibull 分布，F は FT-II 型分布，G は Gumbel 分布)，50 年確率風速 U_{50} とその標準偏差 $U_{50\sigma}$ および変動係数 ($C_v = U_{50\sigma}/U_{50}$ の % 値) で与える。

まず光では，通常の AM 資料 (Hikari(2)) で 50 年確率風速とその標準偏差は $U_{50} \pm U_{50\sigma} = 36.3 \pm 4.5$ m/s

Table 4 A list of results of extreme value analyses for AM and POT wind speed data samples at each of coastal stations.

site	z m	period	K yrs.	N	$U_z^{(1)}$ m/s	$U_{10}^{(1)}$ m/s	date (Y.M.D)	$\rho \times 10^3$	Opt. k	U_{50} m/s	$U_{50\sigma}$ m/s	$\frac{U_{50\sigma}}{U_{50}}$ %	Remarks
Hikari (1)	10.0	58-82	25	25	37.0	37.0	65.8.6	980	F3.0	35.6	4.9	13.9	POT, $N_T = 250$, $U_z > 20\text{m/s}$
Hikari (2)	10.0	58-82	25	25	37.0	37.0	65.8.6	975	F7.0	36.3	4.5	12.5	AM
Hikari (3)	10.0	58-82	25	25	32.5	32.5	71.8.5	979	G	31.9	2.7	8.4	AM, 37.0m/s→27.0m/s
Hikari (4)	10.0	58-82	25	24	32.5	32.5	71.8.5	960	F40.0	33.8	4.0	11.9	AM, 1st. missing
Sada- misaki	40.6	53-85	33	33	50.0	40.9	71.8.5	991	W2.0	42.8	2.0	4.6	AM
Matsu- yama	21.5	52-87	36	36	24.7	22.1	54.9.26	987	F7.0	21.3	2.2	10.2	AM
Shioya	8.5	57-87	31	31	27.0	27.6	63.1.19	990	F12.5	27.6	2.0	7.2	AM, add. 17.5m/s(1980)
Osaka jetty(1)	10.0	52-67	16	16	32.5	32.5	53.9.25	969	W2.2	35.6	2.2	6.2	AM
Osaka jetty(2)	10.0	52-67	16	21	32.5	32.5	53.9.25	965	W10	35.9	2.4	6.6	POT, $N_T = 250$, $U_z > 20\text{m/s}$

Opt : Optimum distribution ; F : FT-II Type, W : Weibull, G : Gumbel

(変動係数 $C_v = 12.5\%$), POT 資料 (Hikari(4)) で $35.6 \pm 4.9 \text{ m/s}$ ($C_v = 13.9\%$) であるから, 両資料による U_{50} の差は 0.7 m/s と小さい。3 種類の AM 資料では, 第 1 位風速 37.0 m/s の 27.0 m/s への人為的縮小 (Hikari(3)) は U_{50} の低下 (4.4 m/s) のみならず $U_{50\sigma}$ の減少 (1.8 m/s) を生じており, 第 1 位風速の変更が U_{50} と $U_{50\sigma}$ に及ぼす影響は大きい。第 1 位値を欠測とする解析 (Hikari(4)) では $U_{50} \pm U_{50\sigma} = 33.8 \pm 4.0 \text{ m/s}$ ($C_v = 11.9\%$) と, かなり適切な値が得られているように思われる。また大阪港中央突堤では, 第 1 位風速を $U_{10}^{(1)} = 32.5 \text{ m/s}$ として約 30 m/s に達する AM 資料が 5 個出現していることから, 最適分布は正側にあまり裾を引かない Weibull 分布 ($k = 2.2$) で表され, $U_{50} \pm U_{50\sigma} = 35.6 \pm 2.2 \text{ m/s}$ ($C_v = 6.2\%$) と変動係数が小さい。加えて, 光の場合と同様に, AM 資料と POT 資料に基づく U_{50} と $U_{50\sigma}$ も後者の推定値が若干大きいものの, その差は小さい。

さらに, 他の地点の結果をみると, 光 (36.3 m/s または 33.8 m/s) や大阪港中央突堤 (35.6 m/s) と比べて, U_{50} は佐田岬 (42.8 m/s) でより大きく, 塩屋 (27.6 m/s) でより小さい値をとる。市街地にある松山 (21.3 m/s) では U_{50} は一層小さい。

瀬戸内海における 50 年確率風速 U_{50} の空間分布を示した山口ら^[1]の結果 (Fig. 30) では, 概略値として光で $U_{50} = 32 \sim 33 \text{ m/s}$, 大阪港中央突堤で $U_{50} = 31 \sim 33 \text{ m/s}$, 佐田岬で $U_{50} = 40 \sim 42 \text{ m/s}$ を与え, 観測資料に基づく U_{50} と比較的よく対応する。しかし塩屋でも $U_{50} = 30 \sim 33 \text{ m/s}$ をとり, 観測風に基づく値より 5 m/s 程度大きい。

3. SDP 風資料に基づく計算風と観測風の比較

3.1 SDP 風資料に基づく計算風

すでに 1. 緒言で述べたように, 山口ら^[1]は内湾・内海を囲む陸上気象官署で 1~3 時間ごとに取得され

た 10 分間平均の風速資料 (SDP 風資料) における測定環境等の変化に伴う非等質性を調整したのち、これらの風速・風向 (SDP 風) 資料と外洋境界に沿う代表地点で与えた NCEP/NCAR あるいは ECMWF による表面風再解析資料に台風モデル風を組み込んだ風速・風向資料を空間補間して対象領域内の海上部と沿岸部の観測地点における風速・風向を求め、ついでこの第 1 段階計算風速と観測風速から作成した 2 種類の回帰式を第 1 段階計算風速に適用して海上部と沿岸部の観測相当風速に変換し、さらにこれらを各時間ごとに空間補間して海上風分布を求める方法を開発した。そして観測資料が得られる 1980 年以降を対象として長期資料やストーム時資料に対して計算風と観測風との広範な比較^[2]を行い、この方法の有効性を確認した。作成した海上風分布資料の期間は電子データが得られた 1961~2005 年の 45 年間、時間間隔は 1 時間である。日最大風速・風向は出現時刻に最も近い 1 時間ごとの時系列のデータとして取り込んでいる。

3.2 光における計算風と観測風の比較

ここではまず、山口県の下松に相当する地点の SDP 風資料由来の計算風を光における計算風とみなし、観測風との比較・検討を行う。

Fig. 4 は光における計算風と観測風の経時変化の比較を 2 つの低気圧・季節風時 (①1964 年 3 月 26 日~28 日, ②1970 年 12 月 12~14 日) および 2 つの台風時 (③T7009 号: 1970 年 8 月 14~16 日, ④T7119 号時: 1971 年 8 月 4~6 日) について与える。2 つの低気圧・季節風時については両者の風速・風向時系列は比較的良好に一致しているように見える。2 つの台風時についても概略では経時変化に対する両者の対応は

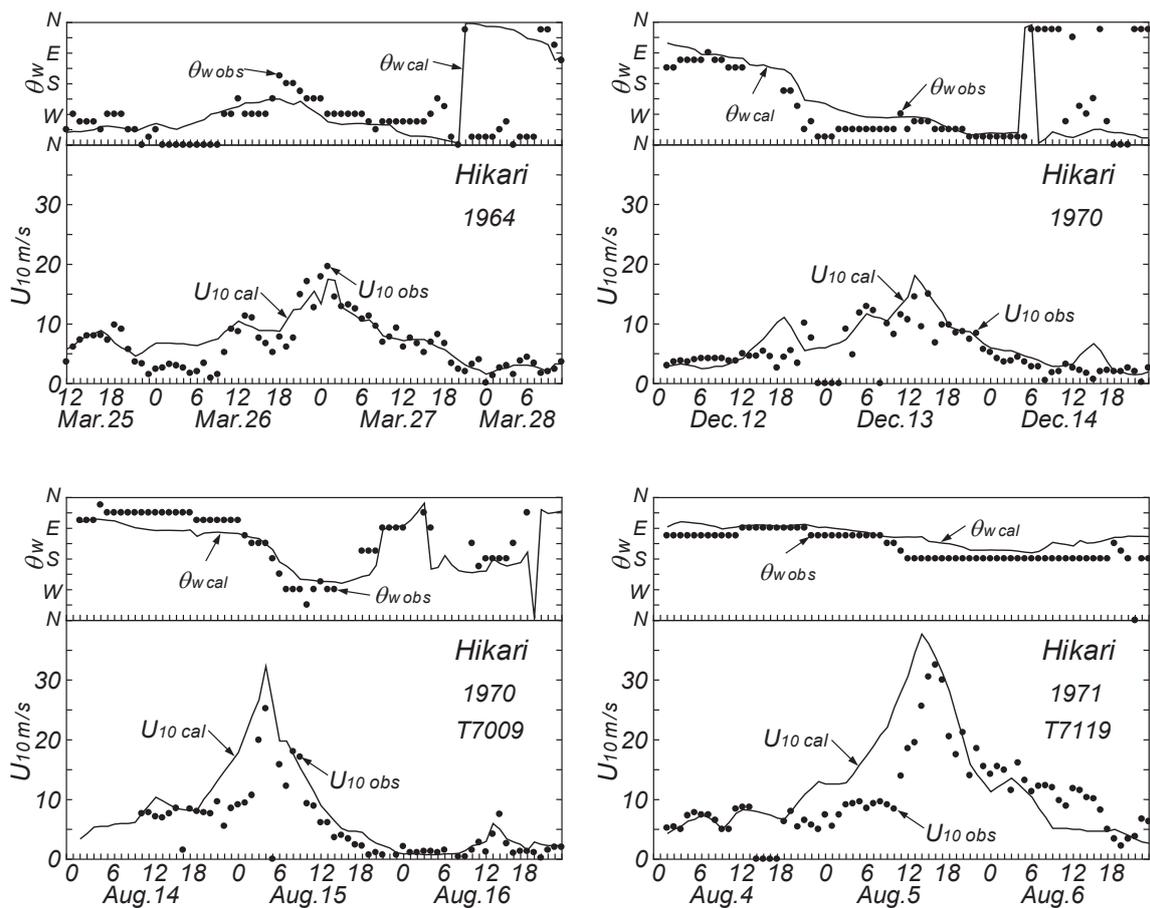


Figure 4 Comparison between hindcast and measurement for time variation of wind speed and direction during a storm at Hikari station.

悪くないが、発達期から最盛期の風速に関して計算風速が観測風速より大きい値を与える。要するに、計算風速の時系列は観測風速の時系列より、言わば太った形をとる。

Fig. 5はFig. 4に与えた4ストーム時の計算風と観測風に対して風速および風向それぞれの相関図(散布図)を示す。2台風時における計算風速の過大評価を除いて、計算風と観測風は風速・風向に対して比較的よい相関を示す。これを表す誤差指標として、観測風速 $U_{10}^{obs} \geq 4 \text{ m/s}$ の時間帯で資料数 $N \geq 5$ 、ストーム期間中の最大観測風速 $U_{10max}^{obs} \geq 12 \text{ m/s}$ かつストーム期間中の風向の変動範囲 $\Delta\theta_w \geq 90^\circ$ のケースについて風速に係わる相関係数 ρ_U 、相関図の勾配値 a_{0U} 、2乗平均(平方根)誤差 σ_U (m/s)、風向に係わる相関係数 ρ_θ 、相関図の勾配値 $a_{0\theta}$ 、2乗平均誤差 σ_θ (°)の6つの誤差指標およびストーム時最大風速比 $\tilde{U}_{max}(=U_{10max}^{cal}/U_{10max}^{obs})$ の計7つを導入する。ただし、2乗平均誤差はストーム期間中の平均風速 $\overline{U_{10}^{obs}}$ および 100° でそれぞれ無次元化した $\tilde{\sigma}_U(=\sigma_U/\overline{U_{10}^{obs}})$ と $\tilde{\sigma}_\theta(=\sigma_\theta/100)$ とする。因みに、Fig. 4①の事例では $\rho_U=0.81$ 、 $a_{0U}=0.96$ 、 $\tilde{\sigma}_U=0.23$ 、 $\rho_\theta=0.81$ 、 $a_{0\theta}=0.78$ 、 $\tilde{\sigma}_\theta=0.42$ 、 $\tilde{U}_{max}=0.89$ となる。言うまでもなく、 ρ_U 、 a_{0U} 、 ρ_θ 、 $a_{0\theta}$ 、 \tilde{U}_{max} は1に近いほど、 $\tilde{\sigma}_U$ 、 $\tilde{\sigma}_\theta$ は0に近いほど高い精度を示唆する。しかし、たとえばFig. 5の散布図で資料値が特定の領域に固まれば ρ は小さくなり、 a_0 は1から大きくずれる場合もあり、観測風と計算風の時系列が似ていても位相差をもてば σ が大きくなるなど、これらの指標によって計算風の精度を記述するのが難しい面もある。こうしたことから、時系列や散布図による個々のチェックも必要である。

要するに、計算風と観測風の対応がかなりよい場合には、その誤差特性はこれらの誤差指標によって代表されるが、その時間変化が少なく両者にやや隔たりがみられる場合には、視察による印象以上に、低い精度を表す誤差指標が得られる場合も少なくない点に留意する必要がある。

Fig. 6は光において得たストーム時($N=15$ ケース)の風速・風向資料に関する7つの誤差指標の頻度分布を示す。各図中には平均値 m と標準偏差 σ を与える。標本数が $N=15$ と少ないために、頻度分布におけるばらつきの大きさが目立つ。誤差指標を順にみると、風速に関して相関係数 ρ_U はややばらつきを示し、平均値も0.68と1から少なからず離れている。勾配値 a_{0U} は平均値 $m=1.00$ をとるものの、標準偏差 $\sigma=0.20$ からもわかるように、ばらつきが小さいと言えない。同様に、無次元2乗平均誤差 $\tilde{\sigma}_U$ の値もやや大きい。無次元最大風速 \tilde{U}_{max} に関して平均値は1に近いが、標準偏差は平均値からのある程度のばらつきを示す。風向に関して相関係数 ρ_θ の平均値($m=0.91$)は1に近く標準偏差も小さいし、勾配値 $a_{0\theta}$ も標準偏差がやや大きいものの、同様の挙動を与える。無次元2乗平均誤差 $\tilde{\sigma}_\theta$ の平均値は0.42、標準偏差は0.11であるか

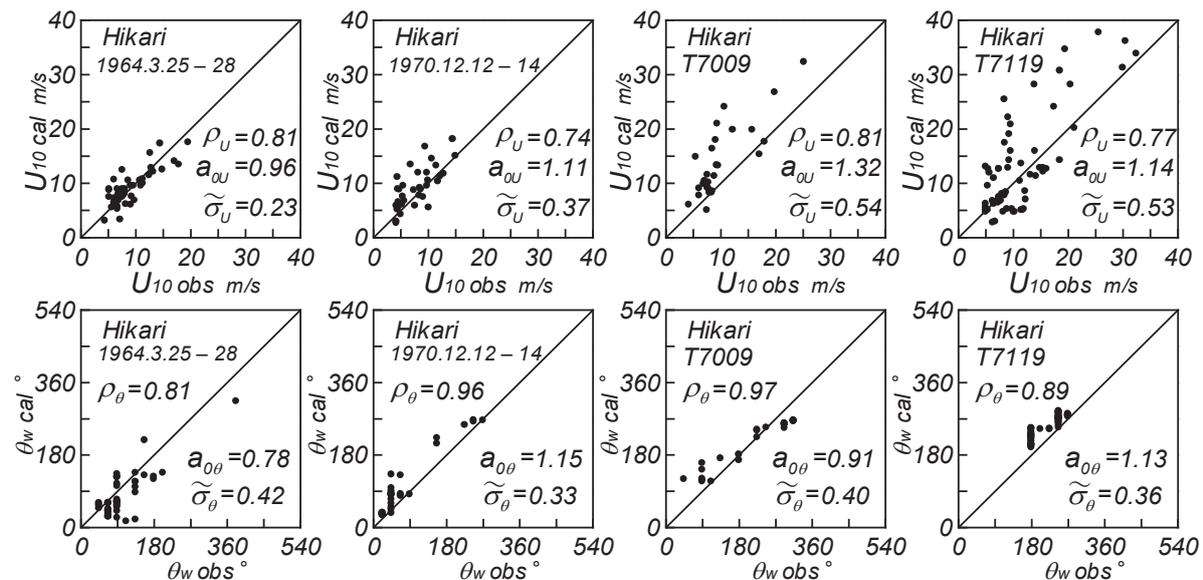


Figure 5 Scatter diagrams between hindcast and measured values for wind speed and wind direction during a storm at Hikari station.

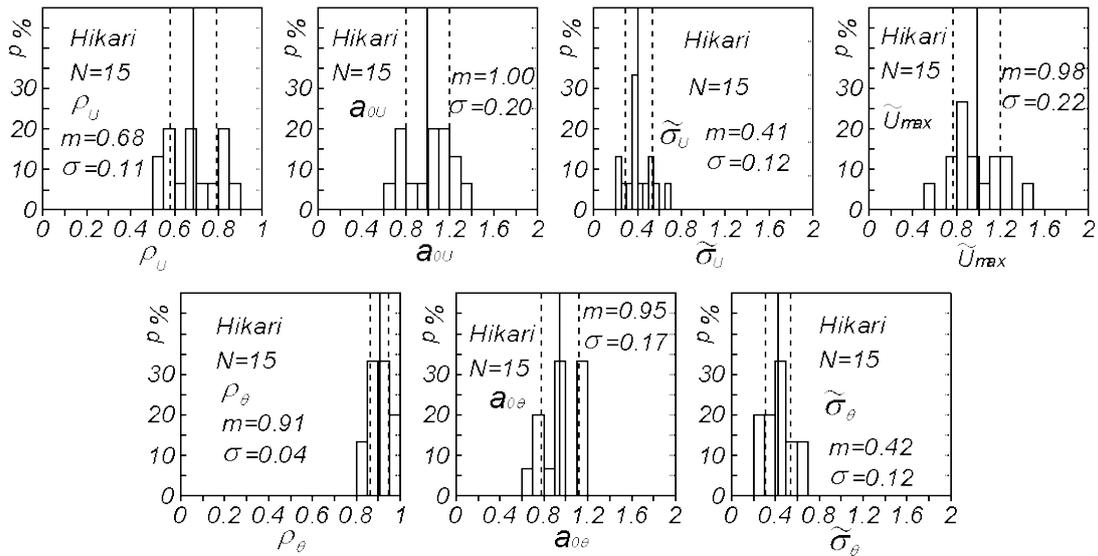


Figure 6 Histograms of 7 error indices for wind speed and wind direction at Hikari station.

ら、平均的な誤差は小さいとは言えない。全体を通じてみると、計算風と観測風の対応は悪くはないが、格別によいとも言えない。光（製鉄所埋立て地先端）における風観測資料は周辺地形の影響を受けない沿岸海上風を適正に代表しているようにみえるけれども、沿岸風に対してもある精度が得られた山口ら^[2]の結果から予想されるほどの精度が得られていない。これは計算風には考慮されていない観測地点周辺の地形の影響によるのかもしれない。

3.3 瀬戸内海沿岸地点における計算風と観測風の比較

Table 5 は瀬戸内海沿岸の各観測地点における計算風と観測風から得た 7 つの誤差指標についての平均値 m と標準偏差 σ の 100 倍値を標本資料数 $N \geq 7$ の地点で与える。表には瀬戸内海の西部海域（家島から塩屋に至る 5 地点に中部海域に属する福山と新居浜を加えた 7 地点）と東部海域（飾磨から大阪に至る 7 地点）および全海域（計 14 地点）における結果ならびに山口ら^[2]が西部海域と東部海域について 1980 年以降の資料について得た同様の結果も与える。標本資料数は西部海域で $N = 88$ （山口ら^[2]では中部海域の結果を加えて $N = 636$ ）、東部海域で $N = 46$ （山口ら^[2]では $N = 215$ ）、全海域で $N = 134$ であるから、1980 年以降の資料を対象とした山口ら^[2]における標本資料数が圧倒的に多い。山口ら^[2]が対象とした沿岸地点は周辺陸上部の SDP 風資料から補間を直接行った地点であり、そこでの風特性は海上風の空間分布の推定結果から求めた本研究の沿岸地点（Table 1 における○印地点を除く）における風特性より基本的には高い精度をもつ。また、Fig. 7, Fig. 8, Fig. 9 はそれぞれ西部海域、東部海域および全海域の沿岸地点における資料から求めた 7 つの誤差指標の頻度分布（平均値と標準偏差付き）を表す。

表の結果および図を順次みると、つぎのことが言える。

①西部海域および東部海域における沿岸地点の各誤差指標は地点間で有意な相違を伴う。 ρ_U , a_{0U} , ρ_θ , $a_{0\theta}$, \tilde{U}_{max} の平均値 m が 1 に近く、 $\tilde{\sigma}_U$ と $\tilde{\sigma}_\theta$ の平均値はや各標準偏差 σ が 0 に近いほど、高い精度を表すという観点から、Table 5 では相対的に高い精度を表す m や σ に赤色を付けた。赤色で表される m や σ は地点や誤差指標ごとに変わり、すべての誤差指標について赤色をもつ地点はない。この中で赤印の数が多い地点は山口ら^[2]で用いられた飾磨（東部海域）および福山（西部海域）のほか光と大阪（東部海域）である。

②より大きい海域での整理結果として、西部海域の数値をみると、地点別の数値より統計的に安定した結果が得られているが、Fig. 7 からわかるように、 ρ_U や ρ_θ の変動範囲が広く、2 乗平均誤差である $\tilde{\sigma}_U$ や $\tilde{\sigma}_\theta$ の値が大きい。また、東部海域では西部海域に比べてより高い精度を示す指標が多く、Fig. 8 における各指

Table 5 Mean and standard deviation for each of winds-related 7 error indices at coastal stations in Western, Eastern and full areas of the Seto Inland Sea.

location	data	$\rho_U \times 10^2$		$a_{0U} \times 10^2$		$\tilde{\sigma}_U \times 10^2$		$\tilde{U}_{max} \times 10^2$		$\rho_\theta \times 10^2$		$a_{0\theta} \times 10^2$		$\tilde{\sigma}_\theta \times 10^2$	
	N	m	σ	m	σ	m	σ	m	σ	m	σ	m	σ	m	σ
Ieshima	7	64	16	89	17	35	11	110	19	86	10	106	8	42	12
Hikari	15	68	11	100	20	41	12	98	22	91	4	95	17	42	12
○Kuchogoe	8	66	11	101	21	41	12	108	23	89	14	107	12	38	13
Shioya	29	68	14	79	14	39	9	95	17	87	9	98	13	49	15
○Fukuyama	19	70	13	82	8	34	5	87	12	87	12	102	8	31	7
West.	88	67	14	87	17	38	10	96	19	88	11	99	13	43	14
Yama*	636	72	13	97	11	28	7	102	14	95	4	99	7	26	7
○Shikama	6	77	14	99	9	30	9	102	13	91	8	100	3	27	10
Takasago	11	78	9	96	23	36	14	91	22	95	5	102	10	32	14
Tsui	9	64	16	97	24	40	11	109	24	85	12	98	6	29	7
Osaka	11	76	14	114	5	31	5	120	12	93	8	95	5	26	6
East	46	72	15	99	20	36	11	104	24	90	11	99	8	31	11
Yama*	215	76	12	97	12	29	6	106	15	96	4	99	5	21	6
Seto	134	69	15	91	19	37	10	99	22	88	11	99	11	39	14

Yama* : Yamaguchi · Hatada · Ohfuku · Nonaka(2012) [2].

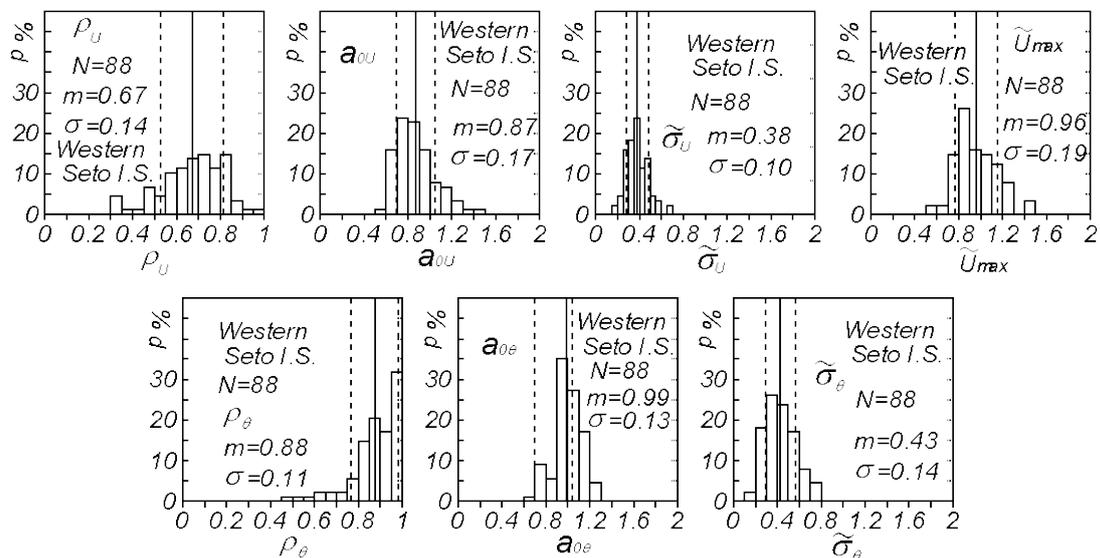


Figure 7 Histograms of 7 error indices for wind speeds and wind directions at 10 coastal stations in the Western Seto Inland Sea.

標のばらつきも小さいものの、 $\tilde{\sigma}_U$ や $\tilde{\sigma}_\theta$ の値は依然として小さくはない。山口ら^[2]および本研究の結果を比べると、勾配値 a_{0U} と $a_{0\theta}$ は同程度の値であるものの、前者に基づく ρ_U 、 ρ_θ の平均値 m が1により近く、 $\tilde{\sigma}_U$ や $\tilde{\sigma}_\theta$ の平均値と全指標の標準偏差 σ がより小さい値をとることから、山口ら^[2]の結果の精度がより高いことが

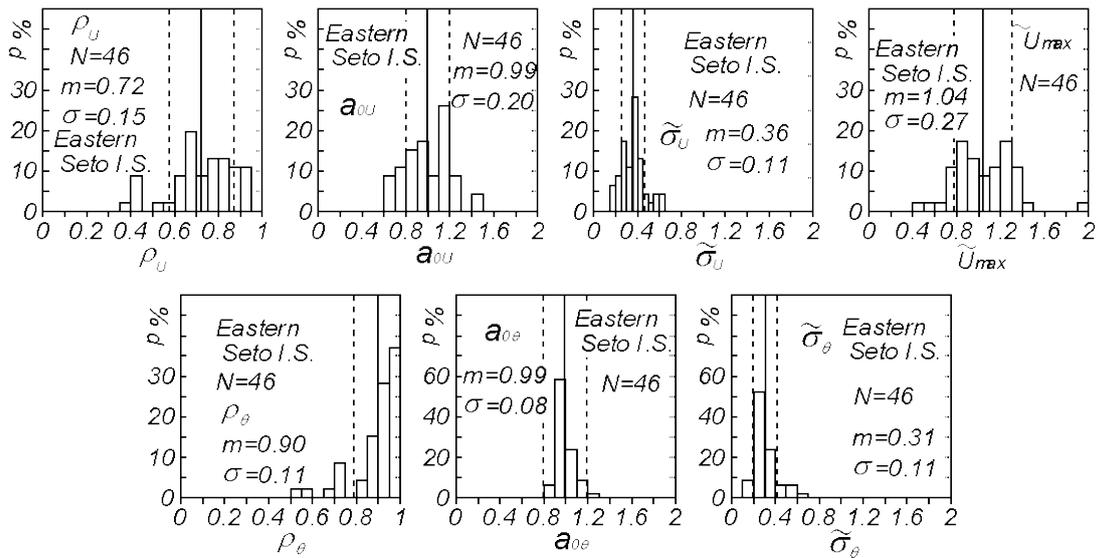


Figure 8 Histograms of 7 error indices for wind speeds and wind directions at 7 coastal stations in the Eastern Seto Inland Sea.

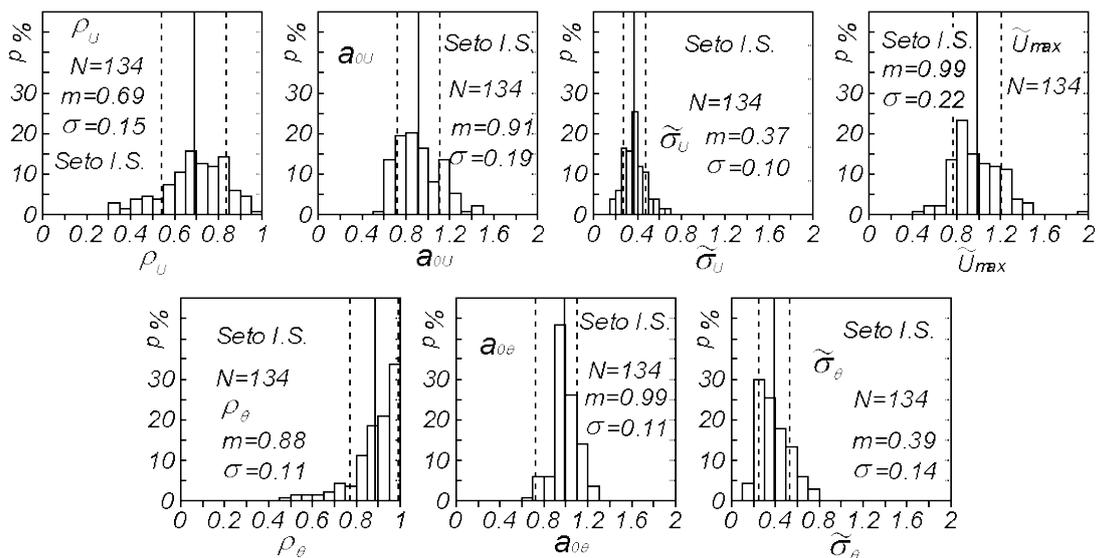


Figure 9 Histograms of 7 error indices for wind speeds and wind directions at 17 coastal stations in the Seto Inland Sea.

示唆される。これは、山口ら²⁾の結果では沿岸地点の観測風の特徴が観測相当風の計算過程で反映されているのに対して、今回新たに対象とした沿岸地点の観測風資料は観測相当風とは独立した資料であり、観測相当風で考慮されない周辺地形の影響を含みうるなどによると推測される。なお、 a_{0U} に関して相対的に小さい値を与える塩屋の結果を除くと、100倍値としての a_{0U} の m は91に増え、 $\tilde{\sigma}_\theta$ の m は40に、 σ は12に減るけれども、他の諸量はほぼ変わらないことから、西部海域での誤差指標の基本特性に変化はない。

③全地点（全領域）でみると、各平均値と標準偏差は西部海域と東部海域における値の間の値をとり、Fig. 9の頻度分布においても変動幅が変わらないものの、区間別値の起伏が少なくなり、滑らかな分布が得られている。

4. 結 語

本研究で得た結果の概要はつぎのようである。

- 1) 光（製鉄所の埋立て地先端部）において 1958～1982 年に取得された沿岸海上風観測資料は高い測得率をもつことから、この期間の当該地点周辺の風特性を知るうえで非常に貴重である。この資料に基づく 50 年確率風速は、信頼性に疑問を残す T6515 号時の第 1 位値の考慮の仕方により 34 m/s あるいは 36 m/s と評価される。この値は SDP 風資料を基礎資料として推定した値より 2～3 m/s 大きい程度でほぼ対応する。
- 2) 1960 年代を中心とする瀬戸内海西部海域の沿岸観測地点および大阪港中央突堤における沿岸風観測資料に基づく 50 年確率風速は佐田岬で 43 m/s、中央突堤で 36 m/s をとり、SDP 風資料から求めた観測相当風（計算風）に基づく 50 年確率風速とも概略で対応するが、瀬戸内海西部海域沿岸地点の塩屋で 5 m/s、松山气象台で 10 m/s 低い値を与える。これは観測資料に含まれる地形の影響や観測資料の測得状況や品質に依存するところが大きいと推測される。
- 3) 瀬戸内海の沿岸地点における主として 1980 年以前の SDP 風資料に基づく計算風の 7 つの誤差指標で代表される精度は悪くはないが、1980 年以降の資料を対象として西部海域および東部海域の沿岸地点における 7 つの誤差指標をまとめた山口ら^[2]の結果と比べるとやや低い。これは 1980 年以前の風観測資料の品質に加えて、海上風分布の作成に直接用いた沿岸地点の計算風と観測風の比較に基づく山口ら^[2]の結果と、海上風分布の作成に用いていない沿岸地点の計算風と観測風の比較に基づく本研究の結果との相違によるところが大きいと推測される。

参 考 文 献

- [1] 山口正隆・大福 学・野中浩一・畑田佳男・日野幹雄：SDP 風資料を用いた内湾・内海における 45 年間の海上風分布データセットの作成，土木学会論文集 B2（海岸工学），Vol.B2-65，No.1，pp.186-190，2009.
- [2] 山口正隆・畑田佳男・大福 学・野中浩一：瀬戸内海における 1961～2005 年のストーム時風速・波高分布の再現と極値の評価，工学ジャーナル（愛媛大学），第 11 巻，pp.93-128，2012.
- [3] 建設省四国地方建設局松山工事事務所・新日本気象海洋株式会社：昭和 62 年度海岸資料解析業務委託報告書，290p.，1988.
- [4] 松山地方气象台：愛媛の気象百年，257p.，1992.
- [5] 運輸省第三港湾建設局神戸調査設計事務所：大阪港の波，45p.，1969.
- [6] Tsuchiya, Y., Yamaguchi, M., Kawata, Y., Shibano T. and T. Yamashita : Prediction of beach erosion at Murozumi beach, Natur. Disas. Scie., Vol.2, No.1, pp.33-68, 1980.
- [7] 徐 宗学・竹内邦良・石平 博：日本の平均気温・降水量時系列におけるジャンプ及びトレンドに関する研究，水工学論文集，第 46 巻，pp.121-126，2002.
- [8] 鈴木栄一：気象統計学（第 5 版），地人書館，314p.，1975.
- [9] 松山 洋・谷本陽一：UNIX/Windows/Macintosh を使った実践！気候データ解析[第 2 版]，古今書院，118p，2008.
- [10] Yamaguchi, M. and Y. Hatada : An extremal analysis system and its application to the estimation of extremes of meteorological and oceanographic elements around the coasts of Japan, Proc. WAVES97, Vol. 2, pp. 932-946., 1997.

第3世代波浪推算モデル SWAN の基本挙動の調査

Performance of the Third Generation Wave Model SWAN in Ideal Generation Condition

山口正隆*・野中浩一**・宇都宮好博***・畑田佳男****

Masataka YAMAGUCHI*, Hirokazu NONAKA**,
Yoshihiro UTSUNOMIYA*** and Yoshio HATADA****

Basic performance of SWAN model based on WAMCycle 3 formulations, a state of the art third generation wave model, with 4 modes related to stationarity and dimension is investigated through numerical simulations under given uniform winds blowing normally to a coastline (ideal generation condition). The main accomplishments are as follows. (1)The 4 modes of SWAN each yield a slightly different wave growth including the equilibrium condition. (2)The Westhuysen(2007) results regarding the relation between dimensionless wave energy ε^* or dimensionless peak frequency f_p^* and dimensionless fetch F^* , which cover empirically-established wave growth, are well reproduced by use of either stationary one dimensional(*st-1d*) or two dimensional(*st-2d*) mode of SWAN with coefficient $\delta = 0$ in the dissipation term. However, the ratio of peak period-moment based-mean period with -1 order is much greater than the empirical value of 1.05. (3)Wave growth by SWAN is strongly affected by the choice of the coefficient δ in the dissipation term and time increment Δt used in non-stationary(*nst*) mode. (4)Wave growth curves by *nst-2d* mode of SWAN with $\delta = 1$ are almost free from the given wind speed and provide overgrowth of both the Westhuysen(2007) results and the empirical results, whereas the wave period ratio is much closer to an empirical value of 1.05. (5) The Toba constant B_T of 0.062 in 3/2 power law may be roughly reproduced by *nst*-mode of SWAN with $\delta = 1$, although the calculated coefficient varies within a range of $\pm 5\%$ for mean of 0.070. (6)Experiment-based relation of $\varepsilon f_p^3 / g = \text{const.}$ for extremely high wind speeds is not produced by SWAN computation with any mode at all, which may pose a serious problem to be solved in the very near future.

Key Words ; SWAN, state-of-the-art third generation wave model, ideal generation condition, model performance, parameter analysis

*愛媛大学名誉教授

Prof. Emeritus, Ehime University

** (前) 愛媛大学工学部環境建設工学科

(former) Department of Civil and Environmental Engineering, Faculty of Engineering, Ehime University

*** (一財) 日本気象協会 事業本部 防災ソリューション事業部 交通ソリューション課

Japan Weather Association, Business Division, Disaster Mitigation Solution Department, Transport Management Solution Section

****愛媛大学大学院理工学研究科 (工学系) 生産環境工学専攻

Engineering for Production and Environment, Graduate School of Science and Engineering, Ehime University

原稿受理 平成 26 年 10 月 31 日

1. 緒 言

デルフト工科大学（オランダ）によって開発された深海・浅海・極浅海に適用可能な第3世代波浪推算モデル SWAN^[1] (Simulating WAVes Nearshore) は先行する WAM や後発の WAVEWATCH3 (WW3) と同様に free soft として公開され、しかも年を追うごとに version up による高精度化がはかられていることから、世界各国で広範に用いられてきた。したがって、SWAN の基本的な挙動もこれまでに明らかにされているが、SWAN には定常 (stationary ; *st*) と非定常 (non-stationary ; *nst*) の2つの基本モード、1次元 (one-dimensional ; *1d*) と2次元 (two-dimensional ; *2d*) の2つの基本モードの計4つの基本モードがあり、しかも入力条件として指定する多くのパラメータを含むことから、少なくとも SWAN を使用し始めた著者らにとっては与えるべき条件の選択に戸惑うことが多い。

そこで本研究では、一様風条件のもとに SWAN (version 40.91ABC または 41.01) による風波の発達計算を行い、得られた波浪特性 (エネルギーまたは波高と周期) に及ぼす各パラメータの影響を検討する。この際、(有義) 波高 H と (有義波) 周期 T の間に成立する Toba^[2] の $3/2$ 乗則における係数 (Toba 定数 $B_T = 0.062$) の挙動や $\varepsilon f_p^3 / g$ (ε : 波浪エネルギー, f_p : スペクトルのピーク周波数, g : 重力加速度) の挙動に注目する。同一条件では両 version による計算結果に差はない。

2. SWAN における諸条件

流れの存在を前提とした wave action の保存則を基本方程式とする SWAN (Booij et al.^[1]) において、wave action (あるいは波浪エネルギー) の流入を表す右辺のソース関数は①風からの入力項 S_{in} , ②成分波間の非線形相互作用項 S_{nl} , ③減衰項 S_{dis} の3項から構成される。SWAN は各要素に対して多様な選択肢をもつが、ここでは座標系はデカルト (直交) 座標, 格子網は直交格子網 (structured grid ; 構造化格子) を用いる。基本モードとして Westhuysen ら^[3] の計算結果の再現を目的とした定常2次元 (*st-2d*) モードおよび定常1次元 (*st-1d*) モードと現地への適用を念頭においた非定常2次元 (*nst-2d*) モードを主として用いる。

①の風からの入力項は波の発生項 A と発達項 $BE(f, \theta)$ (B : 発達率, $E(f, \theta)$: 方向スペクトル) の和よりなる。 A 項は直接式で与える場合 (A 項有り) と A 項に代えて A 項に相当する方向スペクトルをパラメトリックな関係式で与える場合 (A 項無し) がある。ここでは A の有り・無しの影響を検討する。発達項に関して WAM Cycle 3 にあたる Komen の定式化と WAM Cycle 4 にあたる Janssen の定式化がある。Janssen の定式化によると、現実の storm を対象とした計算では過大な値を与えることが多いので、Komen の定式化を用いる。この場合、海面の抵抗係数 C_d は Wu^[4] 公式による。

$$C_d = (u_* / U_{10})^2 = \begin{cases} 1.2875 \times 10^{-3} & ; U_{10} < 7.5 \text{ m/s} \\ (0.8 + 0.65 U_{10}) \times 10^{-3} & ; U_{10} \geq 7.5 \text{ m/s} \end{cases} \quad (1)$$

ここに、 u_* : 摩擦速度, U_{10} : 10 m 高度風速, である。

②の非線形相互作用項は DIA (毎時間ステップごとに完全陰的計算) を用いた近似計算による。

③の減衰項はパルスモデルに基づく次式である。

$$S_{dis}(f, \theta) = -C_{ds} \left\{ (1 - \delta) + \delta \left(\frac{k}{\bar{k}} \right) \right\} \left(\frac{k}{\bar{k}} \right) \left(\frac{\bar{s}^2}{\bar{s}_{PM}^2} \right)^p \bar{f} E(f, \theta) \quad (2)$$

ここに、 C_{ds} : 2.36×10^{-5} , k : 波数, \bar{k} : 平均波数, \bar{f} : 平均周波数, \bar{s} : 平均波形勾配, \bar{s}_{PM} : Pierson-Moskowitz (PM) スペクトルの平均波形勾配, である。 $p = 2$ (ただし、 (\bar{s} / \bar{s}_{PM}) 表示では $p = 4$) と固定し、 $\delta = 0$ と $\delta = 1$ の2ケースを扱う。伝播計算は BSBT による。

浅海モデルとしては底面摩擦, 浅海性砕波, 3波共鳴が考慮される。ここでは深海波浪を対象とするので、

これらの各項は有効に作用しない。また SWAN に含まれる擬似回折の影響も構造物を含まない場合にはわずかであり、無視しうる。

利用する出力は周波数スペクトル $E(f)$ の積分値である波浪エネルギー ε 、その平方根の4倍値である(有義)波高 $H (= 4\sqrt{\varepsilon})$ 、離散周波数ごとに与えられる周波数スペクトル $E(f)$ のピーク値と前後の値に2次曲線をあてはめて推定したスペクトルのピーク周波数 f_p あるいはピーク周期 $T_p (= 1/f_p)$ 、スペクトルの-1次モーメントと0次モーメントの比で定義される平均周期 $T_{m-1,0}$ である。合田⁵⁾の結果や山口・野中⁶⁾の結果にみるように、風波の領域に対して $T_{m-1,0}$ は有義波周期 T にほぼ等しい($T_{m-1,0} \approx T$)。

これらから、無次元量 $g^2\varepsilon/u_*^4 (= \varepsilon^*)$ 、 $g^2\varepsilon/U_{10}^4 (= \tilde{\varepsilon})$ 、 $gH/u_*^2 (= H^*)$ 、 $gH/U_{10}^2 (= \tilde{H})$ 、 $u_*f_p/g (= f_p^*)$ 、 $U_{10}f_p/g (= \tilde{f}_p)$ 、 $gT_p/u_* (= T_p^*)$ 、 $gT_p/U_{10} (= \tilde{T}_p)$ 、 $gT_{m-1,0}/u_* (= T_{m-1,0}^*) \approx gT/u_* (= T^*)$ 、 $gT_{m-1,0}/U_{10} (= \tilde{T}_{m-1,0}) \approx gT/U_{10} (= \tilde{T})$ 、が定義され、 u_* 表示に対して $gF/u_*^2 (= F^*)$ あるいは $gt/u_* (= t^*)$ および U_{10} 表示に対して $gF/U_{10}^2 (= \tilde{F})$ あるいは $gt/U_{10} (= \tilde{t})$ のいずれかの関数として表わされる。ここに、 F は吹送距離、 t は吹送時間である。

対象領域 201×401 (海岸線直角方向と平行方向)、格子間隔 $\Delta x = \Delta y = 5$ km、時間間隔 $\Delta t = 10$ min、風速 $U_{10} = 20$ m/s、風向 0° (海岸線直角方向)を基本条件とし、Westhuysen ら³⁾の結果に対する再現計算(定常2次元(st-2d)と定常1次元(st-1d))に対して $U_{10} = 10$ m/sで $\Delta x = 1$ m, 5 m, 50 m, 500 m, 5 km, 50 km, 500 kmの7通りの計算(限界収束回数1,000)、SWANの基本特性検討のため非定常2次元(nst-2d)計算に対して $U_{10} = 5, 10, 20, 30, 40, 50, 60$ m/sの7通りの計算(前2つでは定常解を得るため吹送時間 $t = 96$ h, それ以外では $t = 48$ h)や、時間間隔 Δt および格子間隔 Δx の影響をみるために $U_{10} = 20$ m/sで $\Delta x = 5$ km, $\Delta t = 2$ min, 5 minの計算($t = 48$ h)と $\Delta x = 10$ kmで $\Delta t = 10$ minの計算($t = 48$ h)を行う。これらの計算およびこれら以外の計算(たとえば間瀬ら⁷⁾の結果に対する非定常2次元(nst-2d)再現計算)では、それぞれ対応する箇所で計算条件を再度あるいは新たに述べる。

周波数データは0.02~1 Hzの43個(周波数間隔 $\Delta f/f = 0.1$)、ただし、 $\Delta x = 1$ m, 5 m, 50 mでは0.02~5 Hzの59個、方向データは間隔 $\Delta\theta = 10^\circ$ とする36個とする。本研究で与える最大風速 $U_{10} = 60$ m/sに対して最大吹送距離 $F = 1,000$ kmで $f_p = 0.0353$ Hzをとるが、これより低周波側に0.02~0.0322 Hzの6個のスペクトル値をもつので、この場合でも周波数スペクトルをほぼ全周波数領域でカバーしているとみなされよう。

以下、3. で定常(st)・非定常(nst)モードと1次元(1d)・2次元(2d)モードの検討、4. で Westhuysen ら³⁾の結果に対する再現テスト、5. で間瀬ら⁷⁾の結果に対する再現テスト、6. で非定常2次元(nst-2d)計算結果の検討、について延べ、7. で以上の結果をまとめて結語とする。

3. 定常(st)・非定常(nst)モードと1次元(1d)・2次元(2d)モードの検討

上述のように、SWANでは定常(st)モードと非定常(nst)モードという時間依存性に関する分類および1次元(1d)モードと2次元(2d)モードという空間依存性に関する分類が行われている。したがって、定常1次元(st-1d)、定常2次元(st-2d)、非定常1次元(nst-1d)、非定常2次元(nst-2d)の合計4種類のモードが適用できる。ここでは同一の条件のもとでの4種類のモードによるエネルギー(波高)・周期の計算結果の特性を検討する。条件は $U_{10} = 20$ m/s、風向W(海岸線直角方向 0°)、水深1,000 m(深海波条件)、 $\Delta x = \Delta y = 5$ km、 $\Delta t = 10$ min、 $t = 48$ h(nst case)、 $f = 0.02 \sim 1$ Hzの51個、 $\Delta\theta = 10^\circ$ の36個、A項有り、とする。減衰項は $p = 2$ と固定し、 $\delta = 1$ および $\delta = 0$ の2通りを用いる。

Fig. 1は(a)無次元エネルギー $g^2\varepsilon/u_*^4 (= \varepsilon^*)$ と無次元吹送距離 $gF/u_*^2 (= F^*)$ の関係、(b)無次元ピーク周波数 $u_*f_p/g (= f_p^*)$ と F^* の関係および(c)ピーク周期 $T_p (= 1/f_p)$ と-1次・0次モーメントの比に基づく平均周期 $T_{m-1,0}$ (有義波周期 T にほぼ対応)の関係を $\delta = 1$ と $\delta = 0$ の場合についてそれぞれ与える。図中の曲線は後に議論する $U_{10} = 10$ m/sに対する Westhuysen ら³⁾の Fig. 2 (または Fig. 1) から読取った値をスプライン

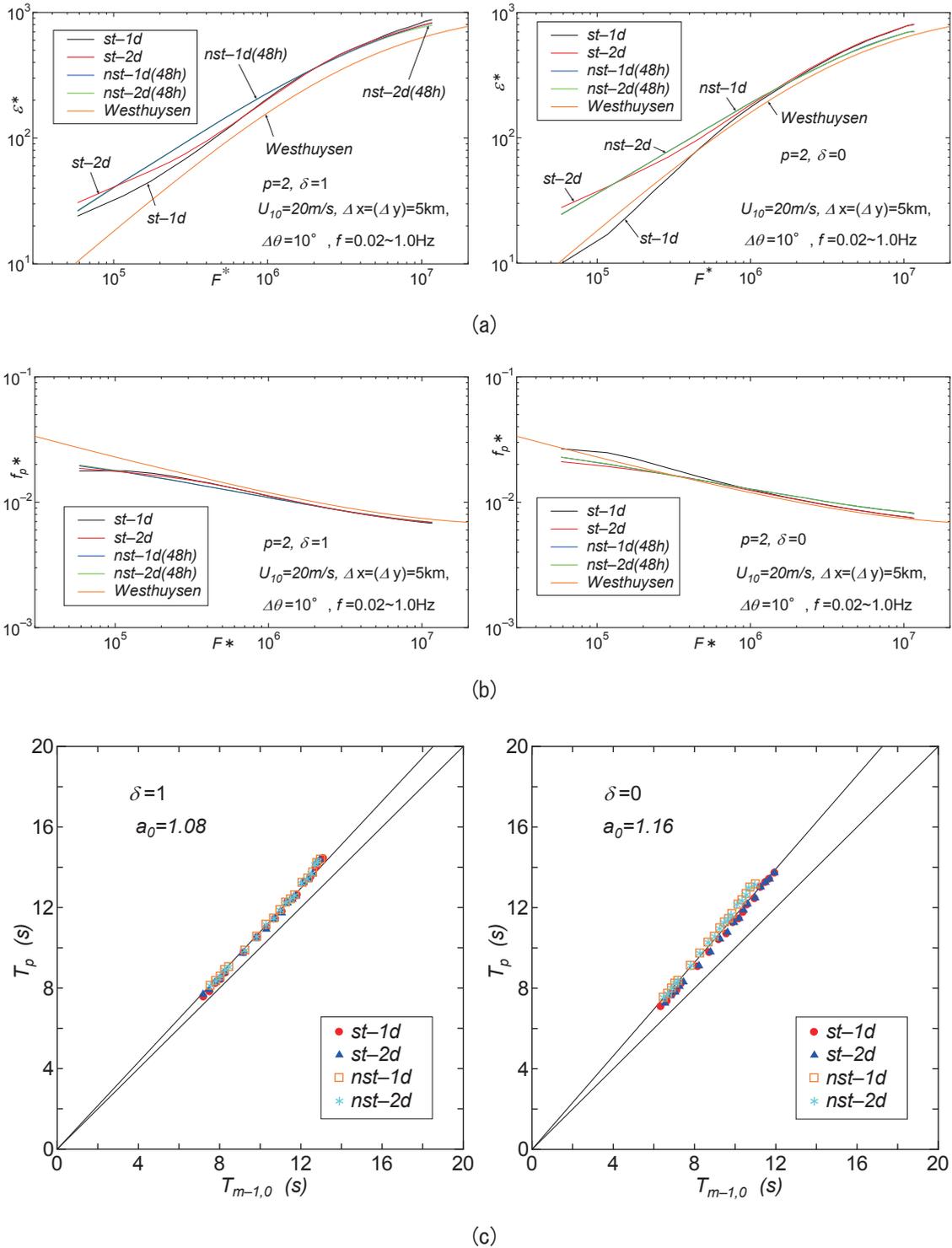


Figure 1 Relations between (a) ϵ^*-F^* , (b) $f_p^*-F^*$ and (c) $T_p-T_{m-1,0}$ based on 4 different modes of SWAN with A term for either $\delta=1$ case or $\delta=0$ case ($U_{10}=20\text{ m/s}, t=48\text{ h}$).

曲線で近似したそれぞれの関係を表す。これから、各曲線は相互に接近・交差しており、非常にわかりにくいけれども、つぎのことが言える。

① $\delta=1$ の場合、 ϵ^* について *st-1d* と *st-2d*, *nst-1d* と *nst-2d* は比較的近い値を与え、この中で *nst-2d* が最も大きい値をとる傾向にある。 f_p^* についても *nst-2d* がもっとも小さい値を与える。この点を除けば、 ϵ^* および

f_p^* について各モデル間に一貫した関係は見出し難い。

② $\delta = 0$ の場合、 ε^* について $nst-1d$ と $nst-2d$ と $st-2d$ が近く、 $st-1d$ は $F^* = 10^5 \sim 10^6$ でより小さい値を与える。 f_p^* については、各曲線が交差し、各曲線間に一貫した関係は見出されないが、 $sd-1d$ は $F^* < 10^6$ でより大きい値をとる。

③ $\delta = 1$ と $\delta = 0$ の場合の比較では、 $\delta = 1$ の場合に ε^* および f_p^* に対する各曲線間の差が、 $\delta = 0$ の $st-1d$ を除いてやや大きい。

④ $U_{10} = 10 \text{ m/s}$ に対する Westhuysen ら^[3]との関係では、 ε^* に対して $\delta = 0$ の $st-1d$ を除いて $\delta = 1$ および $\delta = 0$ に対するこれらの曲線がより大きい値を示す。一方、 f_p^* に対して $\delta = 0$ の場合により近い値を与える。

要するに、4つのモードによる曲線は本来相互に一致するはずであるが、今回の結果では個別にみると、定常 (st) と非定常 (nst)、1次元 ($1d$) と2次元 ($2d$) および δ の影響がみられる。しかも、これらの大小関係において一貫した関係になっていない。

また、 T_p と $T_{m-1,0}$ の関係 (図中の a_0 は両者の平均勾配値) を示した Fig. 1(c) から、つぎのことが言える。

⑤ $\delta = 1$ の場合、 $T_p \approx 1.08T_{m-1,0}$ 、 $\delta = 0$ の場合、 $T_p \approx 1.16T_{m-1,0}$ の関係にあるので、とくに $\delta = 0$ の場合、経験的に得られた $T_p = 1.05T$ ($\approx 1.05T_{m-1,0}$) の関係が成立しない。両図の縦軸のプロットの比較から、 $\delta = 1$ と $\delta = 0$ の場合の T_p にそれほど差は無いので、これは主としてモーメント周期 $T_{m-1,0}$ ($\approx T$) の相違によると考えられる。

さらに、Fig. 2はFig. 1のデータを ε^* について $\delta = 0$ と1それぞれの(a) $st-1d$ と $nst-1d$ (1次元 ($1d$) モードで st と nst の差)、(b) $st-2d$ と $nst-2d$ (2次元 ($2d$) モードで st と nst の差)、(c) $st-1d$ と $st-2d$ (st モードで1次元 ($1d$) の2次元 ($2d$) の差)、(d) $nst-1d$ と $nst-2d$ (nst モードで1次元 ($1d$) と2次元 ($2d$) の差)、を示す図のうち、系統的な差がみられた(d)の結果を与える。Fig. 3は f_p^* についての同様の図を表す。これらによると、 $\delta = 1$ と $\delta = 0$ のケースで ε^* や f_p^* が分離されてプロットされ、 $1d$ と $2d$ のケースの差は無いことから、 nst モードでは1次元 ($1d$)、2次元 ($2d$) によらず減衰項における係数である δ の影響が明確に現れることがわかる。

Fig. 4はFig. 1の条件下で $\delta = 1$ と $\delta = 0$ とした非定常2次元 ($nst-2d$) モードに基づく定常状態 ($t = 48 \text{ h}$) での波高 H 、ピーク周期 T_p 、モーメント周期 $T_{m-1,0}$ 相互の関係をそれぞれ示す。これによると、 $\delta = 1$ の場合の結果が $\delta = 0$ の場合の結果より H および T_p に対して約8%大きい、 $T_{m-1,0}$ に対して30%とさらに大きい。このため、Fig. 1(c)における $nst-2d$ の結果 (*印) にみるように、 $\delta = 1$ の場合には $T_p = 1.08T_{m-1,0}$ 、 $\delta = 0$ の場合には $T_p = 1.16T_{m-1,0}$ となり、後者で経験的な関係 $T_p = 1.05T$ ($\approx 1.05T_{m-1,0}$) から大きくずれる。

要するに、減衰項の表示法の変更 ($\delta = 0$ から $\delta = 1$ への変更) により、波浪規模 (H , T_p , $T_{m-1,0}$) の有意な増加を生じるが、その割合は $T_{m-1,0}$ に対して大きく、 $\delta = 1$ の場合に結果的に経験的關係 $T_p = 1.05T$ (\approx

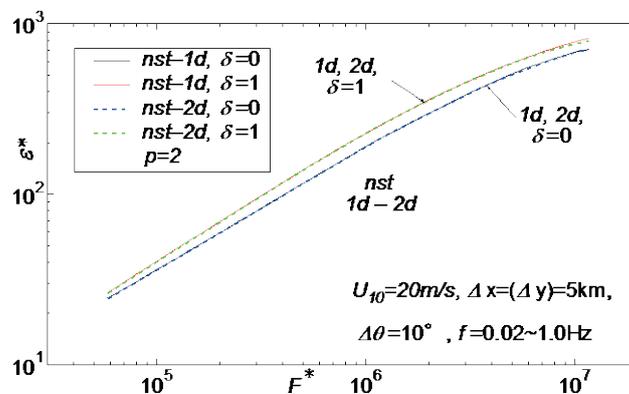


Figure 2 Relation between ε^*-F^* based on non-stationary one-dimensional($nst-1d$) and non-stationary two-dimensional($nst-2d$) modes of SWAN with A term for $\delta = 1$ and $\delta = 0$ cases ($U_{10} = 20 \text{ m/s}$, $t = 48 \text{ h}$).

$1.05T_{m-1,0}$)に近い関係が得られることになる。

加えて、Fig. 5は同一条件下で $p=2$, $\delta=1$ とした非定常2次元 (*nst-2d*) モードによる波の発生項 (*A*項の有りと無し) の影響を示す。計算は*A*項有り (*A*) の場合と、*A*項のかわりにパラメトリックな関係式に基づく値を与える場合 (*A*項無し; *n-A*) の場合に行った。これによると、*H*の差は5 cm以下、 T_p の差および

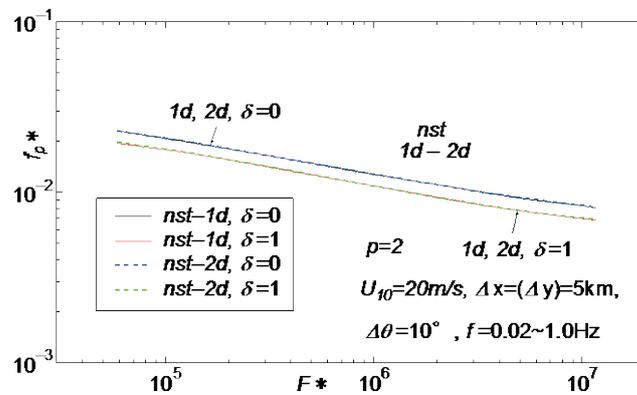


Figure 3 Relation between $f_p^*-F^*$ based on *nst-1d* and *nst-2d* modes of SWAN with *A* term for $\delta=1$ and $\delta=0$ cases ($U_{10}=20$ m/s, $t=48$ h).

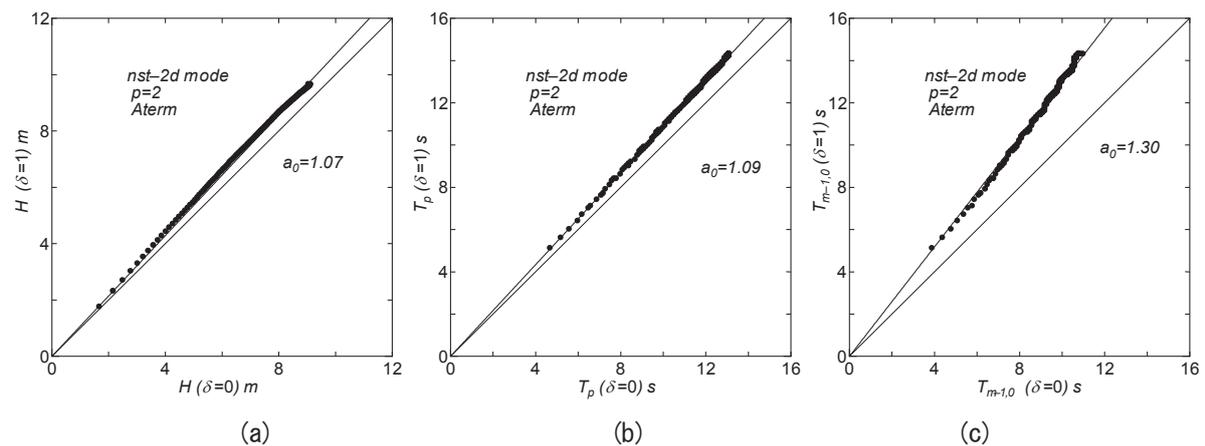


Figure 4 Relations between (a) $H(\delta=1) - H(\delta=0)$, (b) $T_p(\delta=1) - T_p(\delta=0)$ and (c) $T_{m-1,0}(\delta=1) - T_{m-1,0}(\delta=0)$ based on *nst-2d* mode of SWAN with *A* term and $\delta=0$ or $\delta=1$ ($U_{10}=20$ m/s, $t=48$ h).

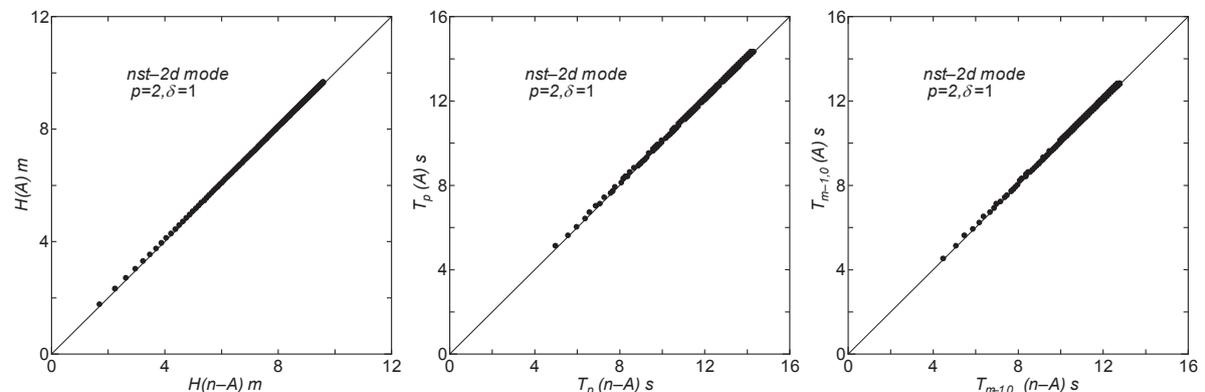


Figure 5 Effect of *A* term on any of *H*, T_p and $T_{m-1,0}$ based on *nst-2d* mode of SWAN with $\delta=1$ ($t=48$ h).

$T_{m-1,0}$ の差はそれぞれ 0.1 s 以下であり、このケース ($\Delta x = 5$ km) におけるA項の影響は無視しうる。

4. Westhuysen ら^[3]の結果に対する再現テスト

Westhuysen ら^[3]は SWAN における減衰項に彼等の saturation-based whitecapping dissipation モデルを導入するに際して、 $U_{10} = 10$ m/s の一様風下における深海波浪の発達計算を行い、 ϵ^* および f_p^* について SWAN における default 値による結果との比較を行っている。saturation-based model version では定常 1 次元 (st-1d) モード (周波数間隔 $\Delta f/f = 0.1$, $\Delta\theta = 10^\circ$), $\Delta x = 1$ m~10 km の入れ子格子網 (nested grid) における計算となっているが、定常 (st) モードとしても 1 次元 (1d) 計算か 2 次元 (2d) 計算かを含めて SWAN の default 値を用いた計算条件は明らかでない。ただし、WAM Cycle 3 における風波の発達・減衰モデル、すなわち Komen による発達項とパルスモデルによる減衰項 ($p = 2$, $\delta = 0$) を使用していると考えられるが、A項の取り方は不明である。SWAN の default 値を用いる Westhuysen ら^[3]の結果では ϵ^* と F^* の関係および f_p^* と F^* の関係が $F^* = 10^4 \sim 10^9$ の広い範囲で与えられ、 $F^* = 5 \times 10^4 \sim 4 \times 10^6$ では ϵ^* および f_p^* はそれぞれ Kahma・Calkoen^[8]の経験式による値とほぼ一致し、 $F^* > 10^8$ では ϵ^* は Pierson・Moskowitz (PM) スペクトルに基づく 1.1×10^3 , f_p^* は 5.6×10^{-3} ($C_d = 1.8 \times 10^{-3}$) に近づくことから、既往の成果と整合する適切な計算結果とみなされる。ここで、Kahma・Calkoen^[8]の経験式は次式で表示される。

$$\epsilon^* = 6.5 \times 10^{-4} F^{*0.9}, f_p^* = 0.49 F^{*-0.27}; F^* = 5 \times 10^4 \sim 4 \times 10^6 \quad (3)$$

そこで、読取りソフトを用いて Westhuysen ら^[3]の Fig. 2 あるいは Fig. 1 における SWAN の default 値に対応する ϵ^* および f_p^* と F^* を読み取ったのち、 ϵ^* や f_p^* の読取り値における凹凸を削除するため、井上^[9]が与えた 3 次の 1 次元スプライン関数による平滑化 (ばね強さ $\rho = 100$, 張力パラメータ $\tau = 0.1$) を行った。目視によれば、得られた結果は元の図とかなりよく符合するようにみえる。ここでは、定常 2 次元(st-2d)計算のみならず定常 1 次元 (st-1d) 計算を行うこととし、 $U_{10} = 10$ m/s のもとに 201×401 の領域で $\Delta x = 1$ m, 5 m, 50 m ($f = 0.02 \sim 5$ Hz の 59 個), 500 m, 5 km, 50 km, 500 km ($f = 0.02 \sim 1$ Hz の 43 個) の 7 通りの格子間隔 ($\Delta x = \Delta y$), $\Delta\theta = 10^\circ$, A項あり (st-2d) あるいはA項なし (st-2d および st-1d), 減衰項 $p = 2$, $\delta = 0$ の条件を与えた。

Fig. 6 は st-2d モードによる ϵ^* と F^* の関係および f_p^* と F^* の関係を示す。図には Westhuysen ら^[3]の結果に基づくスプライン (平滑化) 曲線も与える。この種の計算では風上側の固定境界から 5 メッシュ程度の格子点ではそれ以降とやや傾向を異にする結果が得られるとの間瀬ら^[7]による指摘を考慮して、その 2 倍の 10 メッシュ分を削除している。 ϵ^* について計算結果は F^* が大きい場合に Westhuysen ら^[3]によるものとほぼ符合するが、 F^* が小さいほど大きめの値を与える。 f_p^* については計算結果は F^* が小さい場合に小さめの値を生じる。すなわち、この F^* の領域では Westhuysen ら^[3]の結果と比べて ϵ (あるいは H), T_p ともに大きい。

Fig. 7 は st-2d モードでA項無しとした場合の結果であり、 ϵ^* , f_p^* ともに Westhuysen ら^[3]の結果や新たに加えた Kahma・Calkoen^[8]の結果 (○印) にかかなり近い値を与える。ただし、計算結果は依然として ϵ^* についてやや大きめの値、 f_p^* についてわずかに小さめの値を示すが、その差はほとんど有意でない。すなわち、 F^* が小さいところではA項の考慮の仕方が計算結果に影響する。また、Westhuysen ら^[3]の結果 ($F^* = 10^4 \sim 10^9$) は $F^* < 10^4$ で与えられていないが、 ϵ^* , f_p^* いずれも滑らかな変化をしている。

以上のことから、Westhuysen ら^[3]で与えられた図の読取り精度を考慮すると、ここでのA項無しとする計算は Westhuysen ら^[3]の結果をほぼ再現すると言えよう。

ついで、Fig. 8 はA項無しとする定常 1 次元 (st-1d) 計算による ϵ^* および f_p^* と F^* の関係をそれぞれ与える。ここでの計算結果は Fig. 7 の結果とほとんど同じかあるいは Westhuysen ら^[3]の結果にごくわずかに近いことから、Westhuysen ら^[3]による default 値計算も saturation-based model の場合と同様に定常 1 次元 (st-1d) 計算である可能性が高い。

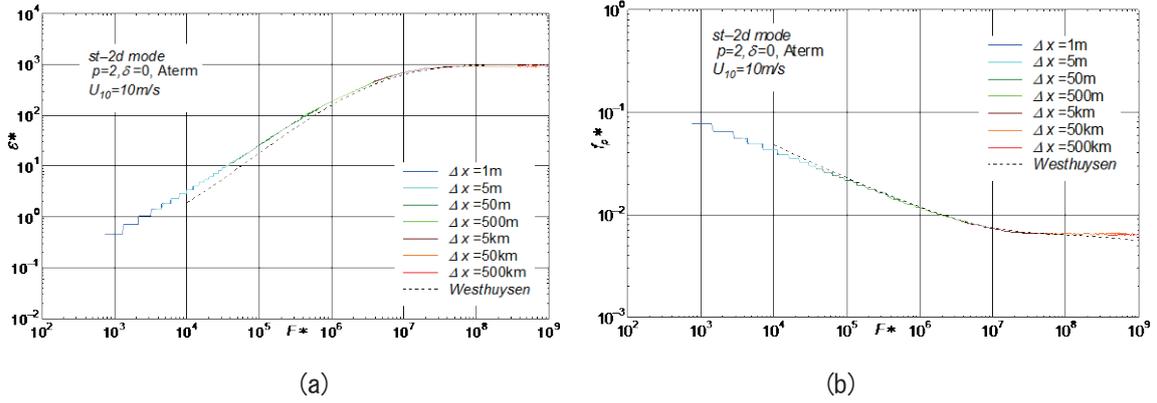


Figure 6 Reproduction of (a) ε^*-F^* relation and (b) $f_p^*-F^*$ relation by Westhuysen et al.(2007) using stationary two-dimensional(*st-2d*) mode of SWAN with *A* term and $\delta = 0(U_{10} = 10 \text{ m/s}$; $\Delta x = 1 \text{ m}$, 5 m , 50 m , 500 m , 5 km , 50 km and 500 km).

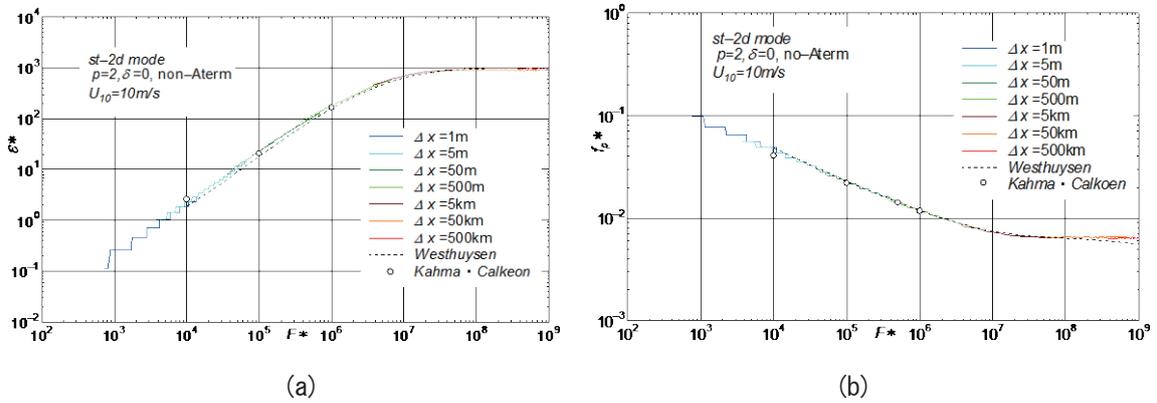


Figure 7 Reproduction of (a) ε^*-F^* relation and (b) $f_p^*-F^*$ relation by Westhuysen et al.(2007) using *st-2d* mode of SWAN associated with parametric generation in place of *A* term and $\delta = 0(U_{10} = 10 \text{ m/s}$; $\Delta x = 1 \text{ m}$, 5 m , 50 m , 500 m , 5 km , 50 km and 500 km).

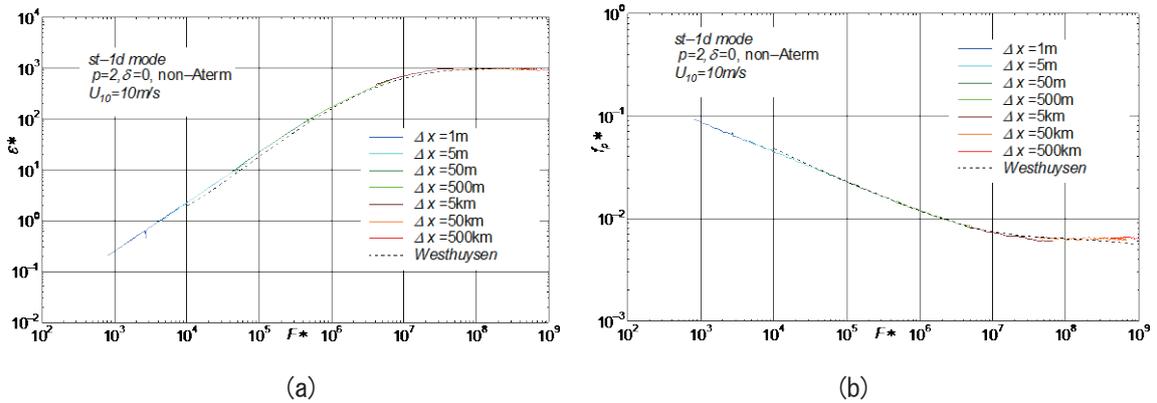


Figure 8 Reproduction of (a) ε^*-F^* relation and (b) $f_p^*-F^*$ relation by Westhuysen et al.(2007) using stationary one-dimensional(*st-1d*) mode of SWAN associated with parametric generation term and $\delta = 0(U_{10} = 10 \text{ m/s}$; $\Delta x = 1 \text{ m}$, 5 m , 50 m , 500 m , 5 km , 50 km and 500 km).

Fig. 9はA項無しとした定常2次元 (*st-2d*) および定常1次元 (*st-1d*) 計算 (いずれも $\delta = 0$) より得た T_p と $T_{m-1,0}$ の関係および両者による $T_{m-1,0}$ の関係を与える。定常2次元 (*st-2d*) 計算では $T_p = 1.22T_{m-1,0}$ とかなり大きい勾配値をとり、しかも $T_{m-1,0}$ が大きいほど勾配値 (比率) が大きくなる。これは (b) 図に示す定常1次元 (*st-1d*) の場合も同じであるが、(c) 図に与えるように定常2次元 (*st-2d*) 計算の場合の $T_{m-1,0}$ がやや大きい。いずれにしても、両者の結果は経験的に得られた関係 $T_p = 1.05T (\approx 1.05T_{m-1,0})$ より大きくはずれることになる。

以上のように、ここでの計算により Westhuysen ら^[3]による計算結果 (ε^* や f_p^* と F^* の関係) をほぼ再現できたけれども、これらの結果に従うかぎり、 T_p と $T_{m-1,0}$ の間の係数は経験的に得られた係数よりかなり大きくなってしまい、現実にそぐわないことになる。減衰項において $p=2$, $\delta=1$ とした計算によれば、 $T_p = 1.05T_{m-1,0} (\approx 1.05T)$ に近い関係が得られたが、 ε^* や f_p^* と F^* の関係は Westhuysen ら^[3]の関係よりずれる可能性がある。以上の各計算結果はこのスケールの対数表示図では Δx への依存性をほとんど顕在化させない。

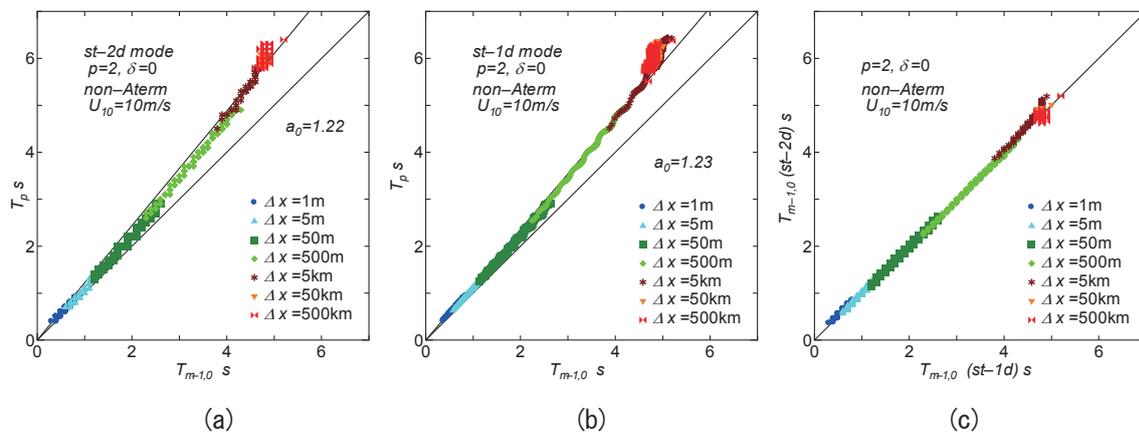


Figure 9 Relation between T_p and $T_{m-1,0}$ based on either *st-1d* or *st-2d* mode of SWAN associated with parametric generation term and $\delta=0(U_{10}=20\text{ m/s})$.

5. 間瀬ら^[7]の結果に対する再現テスト

間瀬ら^[7]は SWAN (Cycle 3, version 40.11) を用いて $U_{10} = 20\text{ m/s}$ の条件下の風波の発達計算 (非定常2次元 (*nst-2d*) 計算) を行い、 ε^* と F^* の関係および f_p^* と F^* の関係を図示しているが、後者の f_p^* はステップ状の値になっているので、 ε^* と F^* の関係のみを対象とする。計算条件は対象領域約 $100\text{ km} \times 100\text{ km}$, 50×50 , $\Delta x \approx 1.83\text{ km}$, $\Delta y \approx 2.22\text{ km}$, $\Delta t = 60\text{ s}$, $f = 0.04177 \sim 1\text{ Hz}$ で 39 個, $\Delta\theta = 10^\circ$ で 36 個, Wu 公式, A項無し, Komen の発達項, 減衰項で $p=2$, $\delta=0$ としている。ここでは、 $\Delta x = \Delta y = 2\text{ km}$ で 51×101 の領域 (A項有り) および 51×51 (A項無し) として、同様の非定常2次元 (*nst-2d*) 計算を行う。

Fig. 10 は上記の計算から得た ε^* と F^* の関係に加えて、Kahma・Calkoen^[8]の関係、間瀬ら^[7]の Fig. 2 に与えられた SMB 法による結果 ($C_d = 2.1 \times 10^{-3}$ for $U_{10} = 20\text{ m/s}$ で u_* 表示に変換) および同じく読取りソフトで Westhuysen ら^[3]の Fig. 2 または Fig. 1 から得たスプライン平滑化曲線を与える。これによると、A項無し (51×51 の領域) のケースでは今回の結果は間瀬ら^[7]の結果とほぼ符合するが、 $F^* = 10^5 \sim 10^6$ で今回の結果が若干大きくなっている。これは読取り誤差によるのかもしれない。いずれにしても、両者の対応はかなりよい。しかし、Westhuysen ら^[3]の結果や Kahma・Calkoen^[8]の結果より大きめの値を与える。A項有り (51×101 の領域) の場合にも同様の結果 (図省略) であるが、このケースの計算がもう一方の計算よりごくわずかに大きい値を生じる。これはy方向の領域の大きさ (側方境界) の影響によるものか、A項の有りと無しの影響によるものか明らかでない。

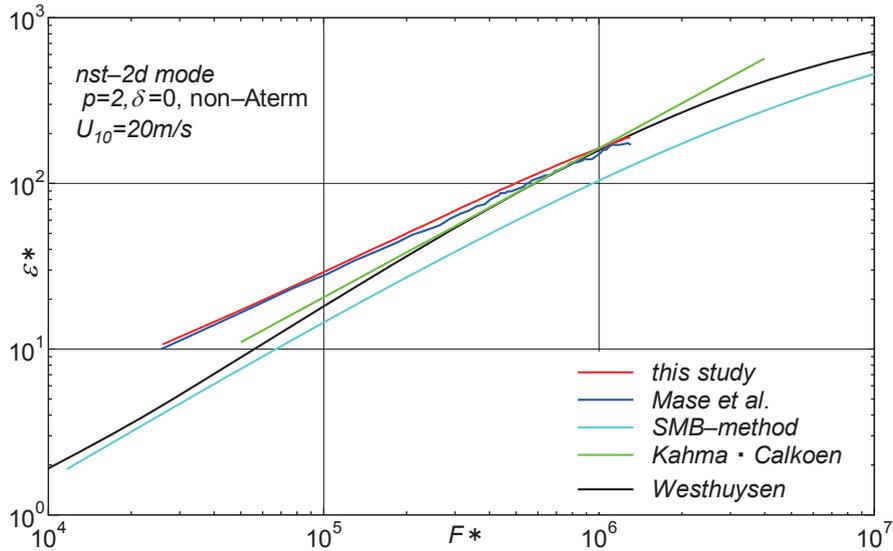


Figure 10 Reproduction of ε^*-F^* relation by Mase et al.(2001) based on *nst-2d* mode of SWAN associated with parametric generation term and $\delta = 0(U_{10} = 20 \text{ m/s}, t = 48\text{h})$.

6. 非定常2次元 (*nst-2d*) 計算結果の検討

ここでは、これまでと同様に $\Delta x = \Delta y = 5 \text{ km}$ で 201×401 に分割した対象領域（風上側は陸地，他の3方は開境界，水深 $1,000 \text{ m}$ ）で一様風速 $U_{10} = 20 \text{ m/s}$ の西風（ x 軸方向， $\theta_w = 0^\circ$ ）， $\Delta t = 10 \text{ min}$ ， $f = 0.02 \sim 1 \text{ Hz}$ の51個， $\Delta \theta = 10^\circ$ の36個， Wu 公式， A 項有り，Komenの発達項， $p = 2$ ， $\delta = 1$ の減衰項，伝播計算BSBT，を標準条件とした計算に加えて，つぎの1条件のみを変えた計算（① A 項無しの条件，② $p = 2$ ， $\delta = 0$ の条件，③ $\Delta t = 2 \text{ min}$ と 5 min の条件，④ $\Delta x = \Delta y = 10 \text{ km}$ （ $\Delta t = 10 \text{ min}$ ）の条件，⑤ $U_{10} = 5, 10, (20), 30, 40, 50, 60 \text{ m/s}$ の7通りの条件）を行い，各条件下での風波の発達特性をみる。このうち，① A 項の有りと無しの影響や② $\delta = 0$ と $\delta = 1$ の影響はすでにみている。これによると，非定常2次元 (*nst-2d*) 計算に基づくここでの標準条件による場合， A 項の影響はほとんどみられないが，Westhuysenら^[3]の結果に対する定常2次元 (*st-2d*) 計算では $F^* < 10^3 \sim 10^4$ の場合に A 項無し（パラメトリックなモデルで代用）のケースが A 項有りのケースより小さい値を与え，Westhuysenら^[3]の結果に近づくことをが示された。また，非定常2次元 (*nst-2d*) 計算において δ の影響は ε （または H ）や T_p のみならず，とくにモーメント周期 $T_{m-1,0}$ に強く及び， $\delta = 0$ のケースで小さい値を与えることが見出された。

Fig. 11 は標準条件および③と④の条件のもとに得られた $g^2 \varepsilon / u_*^4 (= \varepsilon^*)$ と $gt / u_* (= t^*)$ の関係（duration-limited condition）を(a) $F = 100 \text{ km}$ ，(b) $F = 500 \text{ km}$ ，(c) $F = 1,000 \text{ km}$ の場合に示す。これによると， $F = 100 \text{ km}$ の場合， 500 km や $1,000 \text{ km}$ の場合と比べて Δt が小さいほど発達段階（duration-limited condition）での早い発達と平衡状態（fetch-limited condition）でのより小さい値を与えるが， F の増加（ 500 km と $1,000 \text{ km}$ ）につれてそれらの差が小さくなる。ただし， $F = 1,000 \text{ km}$ の場合，過発達（over shoot）がみられ，必ずしも平衡値に達していない。要するに，発達段階（duration-limited condition）および平衡状態（fetch-limited condition）における波浪に及ぼす Δt の影響は F が小さいほど顕在化する。一方， Δx の影響は発達段階（duration-limited condition）でみられず，平衡状態（fetch-limited condition）で現われ， F が小さいほど Δx が大きいときに平衡値も大きくなる。 Δt の影響は発達段階（duration-limited condition）で， Δx の影響は平衡状態（fetch-limited condition）でみられ， F が小さいほど大きい。しかも前者の影響が後者のそれを上まわる。

Fig. 12 は標準条件のもとに 7 種類の風速 ($U_{10} = 5, 10, 20, 30, 40, 50, 60 \text{ m/s}$) に対して得た (a) $g^2 \varepsilon / u_*^4 (= \varepsilon^*)$ と $gF / u_*^2 (= F^*)$ の関係および (b) $u_* f_p / g (= f_p^*)$ と $gF / u_*^2 (= F^*)$ の関係を示す。ただし、各風速に対して F^* の値が小さい 10 ケースを省いている。図中には、Kahma・Calkoen^[8] の結果 (○印) や Westhuysen ら^[3] の結果に対するスプライン近似曲線も与える。これによると、 ε^* 、 f_p^* いずれの曲線も風速によらずほぼ 1 本の包絡線として表されるように見えるが、定常 2 次元 (*st-2d*) 計算 ($\delta = 0$) の場合と異なり、 ε^* は Westhuysen ら^[3] の結果より大きく、 f_p^* は小さい。すなわち、Westhuysen ら^[3] の結果と比べてエネルギー ε (波高 H)、ピーク周期 T_p ともに大きい。

Fig. 13 は各風速条件で得た T_p と $T_{m-1,0}$ の関係を与える。両者の関係はほぼ $T_p \approx 1.07 T_{m-1,0}$ で表され、観測資料から得られた $T_p = 1.05 T$ ($\approx 1.05 T_{m-1,0}$) に非常に近い。

以上のように、非定常 2 次元 (*nst-2d*) 計算 ($\delta = 1$) から ε^* と F^* の関係および f_p^* と F^* の関係がほぼ風速によらず一意的に得られるが、 ε^* の値は中間の F^* に対して観測資料から得られた Kahma・Calkoen^[8] の値より、極限值において PM スペクトルに基づく値よりそれぞれ大きいし、逆に f_p^* の値は小さいと言える。また、 T_p と $T_{m-1,0}$ の間の係数 (1.07) は Westhuysen ら^[3] の ε^* や f_p^* の特性をほぼ再現した定常 2 次元 (*st-2d*) 計算 ($\delta = 0$) に基づく係数 (≈ 1.2) と比べて観測資料より得られた係数 1.05 にかなり近い値を与える。つまり、用いた条件 (定常 (*st*), 非定常 (*nst*)) によらず $\delta = 0$ か $\delta = 1$ の選択) の SWAN では観測資料から得られた ε^* や f_p^* と F^* の関係 (Kahma・Calkoen^[8] の関係や PM スペクトルの関係) および観測資料から得られた T_p と $T_{m-1,0}$ の比の両者を同時に再現できないことになる。

なお、 ε^* あるいは f_p^* と F^* の関係において U_{10} の影響を調べた研究は今回がほぼ初めてであり、既往の研究は WAM による $U_{10} = 8 \text{ m/s}$ と 18 m/s に対する $g^2 \varepsilon / U_{10}^4 (= \tilde{\varepsilon})$ と $gF / U_{10}^2 (= \tilde{F})$ の関係を同時に記載した Komen ら^[10] の Fig. 3.22 の事例を除いて見当たらない。Komen ら^[10] の結果では、風速が大きい $U_{10} = 18 \text{ m/s}$ の場合に同一の \tilde{F} に対してより大きい $\tilde{\varepsilon}$ の値をとっている。今回の結果でも、 ε^* は風速 U_{10} によらずほぼ同一の値を示すが、以下に示すように、 $\tilde{\varepsilon}$ は U_{10} が大きい場合に、より大きい値をとることから、両者は整合する。

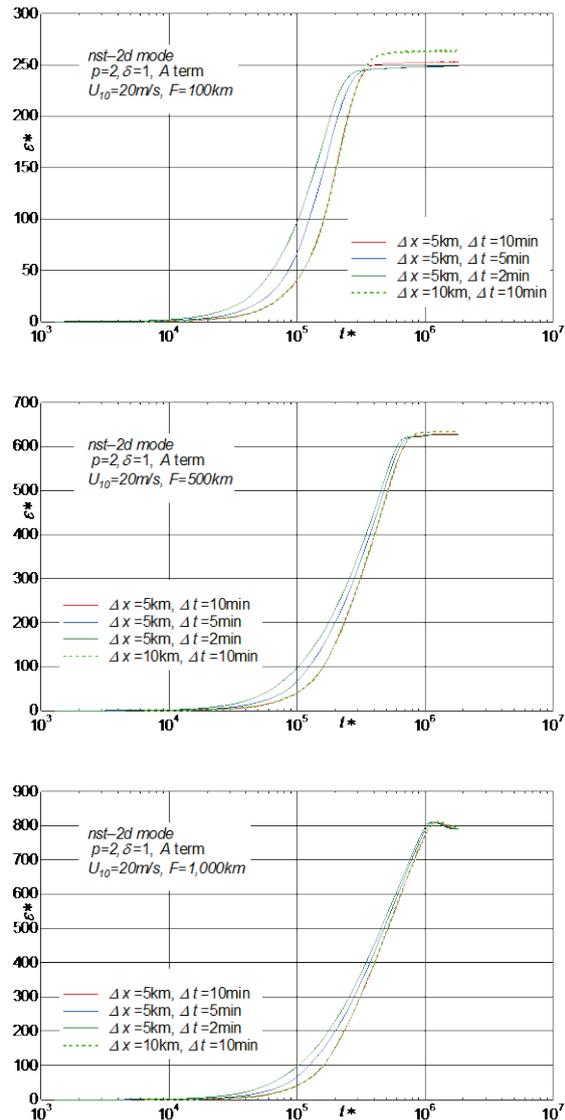


Figure 11 Effect of time increment Δt or space increment Δx on ε^*-t^* relation based on *nst-2d* mode of SWAN with *A* term and $\delta = 1$ ($U_{10} = 20 \text{ m/s}$, $t = 48 \text{ h}$ and $\Delta t = 2 \text{ min}, 5 \text{ min}, 10 \text{ min}$ for $\Delta x = 5 \text{ km}$ or $\Delta x = 5 \text{ km}, 10 \text{ km}$ for $\Delta t = 10 \text{ min}$).

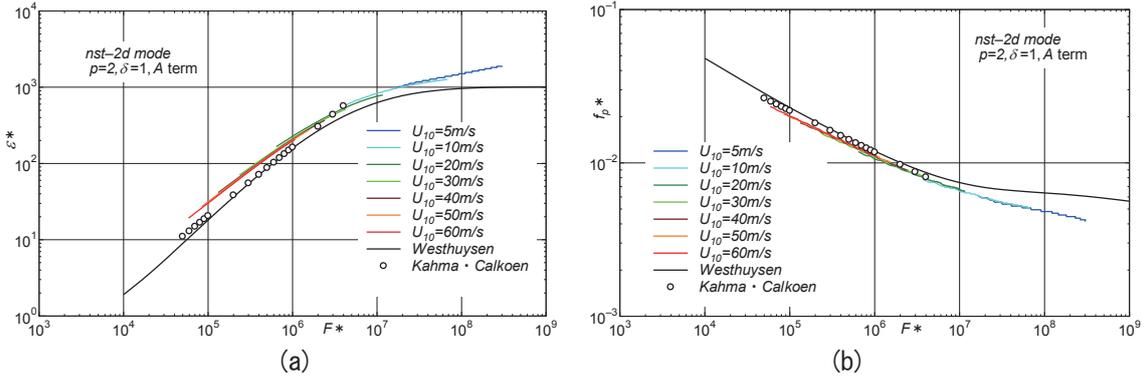


Figure 12 Relations between (a) ε^* and F^* and (b) f_p^* and F^* based on *nst-2d* mode of SWAN with *A* term and $\delta=1$ under wind speed condition of any of $U_{10}=5$ m/s, 10 m/s, 20 m/s, 30 m/s, 40 m/s, 50 m/s and 60 m/s ($t=96$ h for $U_{10}=5$ m/s, 10 m/s and 48 h for 20 m/s to 60 m/s).

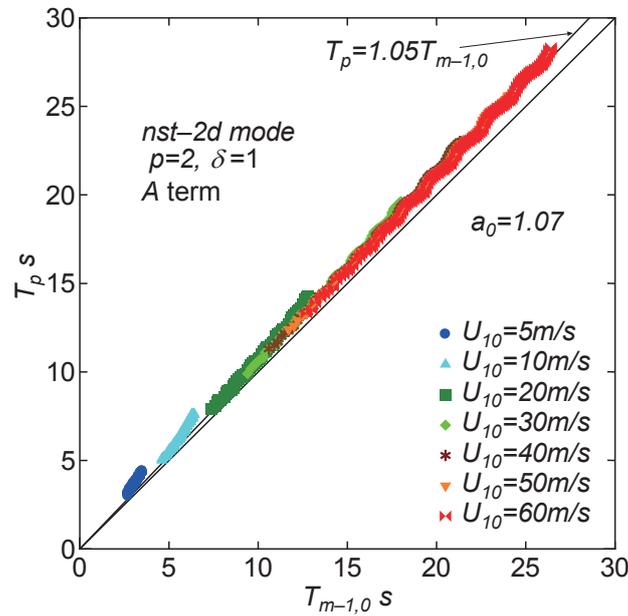


Figure 13 Relation between T_p and $T_{m-1,0}$ obtained under 7 wind speed conditions using *nst-2d* mode of SWAN with *A* term and $\delta=1$.

Fig. 14 は (a) $gH/U_{10}^2 (= \tilde{H})$ と $gF/U_{10}^2 (= \tilde{F})$ および (b) $gT_p/U_{10} (= \tilde{T}_p)$ と $gF/U_{10}^2 (= \tilde{F})$ の関係を示す。図中には Wilson^[11]に基づく SMB 法の結果 ($T_p = 1.05T$ を仮定) も与える。ここでは、SMB 法による結果と直接比較が行えるように $g^2\varepsilon/U_{10}^4 (= \varepsilon)$ や $U_{10}f_p/g (= \tilde{f}_p = U_{10}/gT_p)$ よりむしろ、 $gH/U_{10}^2 (= \tilde{H})$ や $gT_p/U_{10} (= \tilde{T}_p)$ を採用している。SMB 法による結果は周期式に対して $T_p = 1.05T$ および $1.05 \times 8.6 = 9.03$ としてそれぞれ次式で表される。

$$\tilde{H} = 0.30 \left\{ 1 - (1 + 0.004\tilde{F}^{1/2})^{-2} \right\}, \quad \tilde{T}_p = 9.03 \left[1 - (1 + 0.008\tilde{F}^{1/3})^{-5} \right] \quad (4)$$

図によると、 \tilde{H} はいずれのケースでも \tilde{F} とともに増加し、 $U_{10}=5, 10$ m/s のケースおよび $U_{10}=20, 30, 40, 50, 60$ m/s のケースでそれぞれ相互にかなり近い値をとる。これらの値は後者 (高風速) の場合に大きい。前者と後者のグループ ($U_{10} \leq 10$ m/s と $U_{10} \geq 20$ m/s のケース) で急上昇がみられる。風速がより大きい場合に \tilde{H} がより大きい値をとる特徴は前述した Komen ら^[10]の Fig. 3.22 の特徴と整合する。また、各風速に対する \tilde{H} は $\tilde{F} > 10^4$ の領域を除いて SMB 法による結果より大きいし、 $\tilde{F} > 10^4$ では $U_{10} \leq 10$ m/s の場合に小さい。

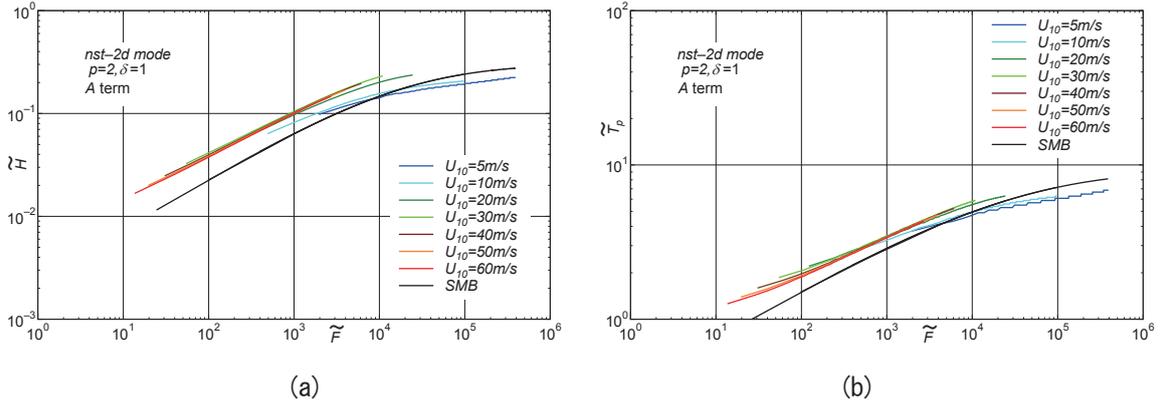


Figure 14 Relations between (a) \tilde{H} and \tilde{F} and (b) \tilde{T}_p and \tilde{F} based on *nst-2d* mode of SWAN with *A* term and $\delta = 1$ under wind speed condition of any of $U_{10} = 5$ m/s, 10 m/s, 20 m/s, 30 m/s, 40 m/s, 50 m/s and 60 m/s ($t = 96$ h for $U_{10} = 5$ m/s, 10 m/s and $t = 48$ h for 20 m/s to 60 m/s).

一方、 \tilde{T}_p も \tilde{F} とともに増加し、その挙動は \tilde{H} の場合と同様に、 $U_{10} = 5, 10$ m/s のケースと $U_{10} = 20, 30, 40, 50, 60$ m/s のケースに 2 分類され、両者のグループの曲線が $\tilde{F} = 7 \times 10^2$ 付近で交差する。したがって、この交点を境界として $\tilde{F} < 7 \times 10^2$ では風速が大きいほど \tilde{T}_p は小さくなる。逆に、 $\tilde{F} > 7 \times 10^2$ では \tilde{T}_p は大きくなり、しかも $U_{10} \leq 10$ m/s と $U_{10} \geq 20$ m/s のケース間で急上昇がみられる。SMB 法の曲線は $F^* < 5 \times 10^3$ でこれらより小さい値を、 $F^* > 5 \times 10^3$ で $U_{10} \leq 10$ m/s に対して大きい値を与える。

Fig. 15 は各 U_{10} に対する (a) $\varepsilon f_p^3 / g u_*$ と $gF / u_*^2 (= F^*)$ の関係、 (b) B_{T_p} と F^* の関係、 (c) B_T と F^* の関係、 (d) $\varepsilon f_p^3 / g U_{10}$ と gF / U_{10}^2 の関係を表す。ここで、

$$\begin{aligned} \frac{\varepsilon f_p^3}{g u_*} &= \left(\frac{g^2 \varepsilon}{u_*^4} \right) \left(\frac{u_* f_p}{g} \right)^3 = \varepsilon^* f_p^{*3} = \frac{1}{16} \left(\frac{gH}{u_*^2} \right)^2 \left(\frac{u_*}{gT_p} \right)^3 \\ &= \frac{1}{16} B_{T_p}^2 = \frac{1}{16 \times 1.05^3} \left(\frac{gH}{u_*^2} \right)^2 \left(\frac{u_*}{gT_{m-1,0}} \right)^3 = \frac{1}{18.522} B_T^2 \end{aligned} \quad (5)$$

$$B_{T_p} = (gH / u_*^2) (gT_p / u_*)^{-3/2} \quad (6)$$

$$B_T = (gH / u_*^2) (gT_{m-1,0} / u_*)^{-3/2} = (gH / u_*^2) (gT / u_*)^{-3/2} \quad (7)$$

である。 B_T はいわゆる Toba^[2]の 3/2 乗則における係数であり、ここでは Toba 係数 (0.062 とされる) と称する。 B_{T_p} は SWAN による計算結果では安定性に欠ける $T_{m-1,0}$ に代えて T_p を用いた Toba 係数 ($T_p = 1.05T_{m-1,0}$ として $B_{T_p} = 0.9294B_T$, $B_T = 0.062$ の場合 $B_{T_p} = 0.0576$) である。(a), (b) 図には Kahma・Calkoen^[8]の結果 (○印) を、(a), (b), (c) 図には Westhuysen ら^[3]の結果に対するスプライン近似曲線 ($F^* = 6 \times 10^4 \sim 3 \times 10^6$ では、Kahma・Calkoen^[8]の結果とほぼ対応) を与える。また (d) 図には、 $T_p = 1.05T$ とした SMB 法の式 (4)に基づく値および光易^[12]による局所平衡則 (○印)

$$\frac{\varepsilon f_p^3}{g U_{10}} = 6.84 \times 10^{-6}; \tilde{F} = 25 \sim 3,200 \quad (8)$$

を与える。これからつぎのことが言える。

① (a) 図をみると、 $\varepsilon f_p^3 / g u_*$ は ε^* と f_p^{*3} の積で表されることから、上下方向に多少の変動を伴うけれども、 F^* とともに増大して、最大値 2.8×10^{-4} をとったのち減少する。変動範囲は 1.5×10^{-4} から 2.8×10^{-4} であるから、2 倍弱ということになる。各 U_{10} に対する曲線 (それぞれ F^* の小さい側での 10 ケースを除く) は包絡線として 1 本の曲線に近似的にまとまっている。Westhuysen ら^[3]の結果を近似するスプライン曲線は $F^* <$

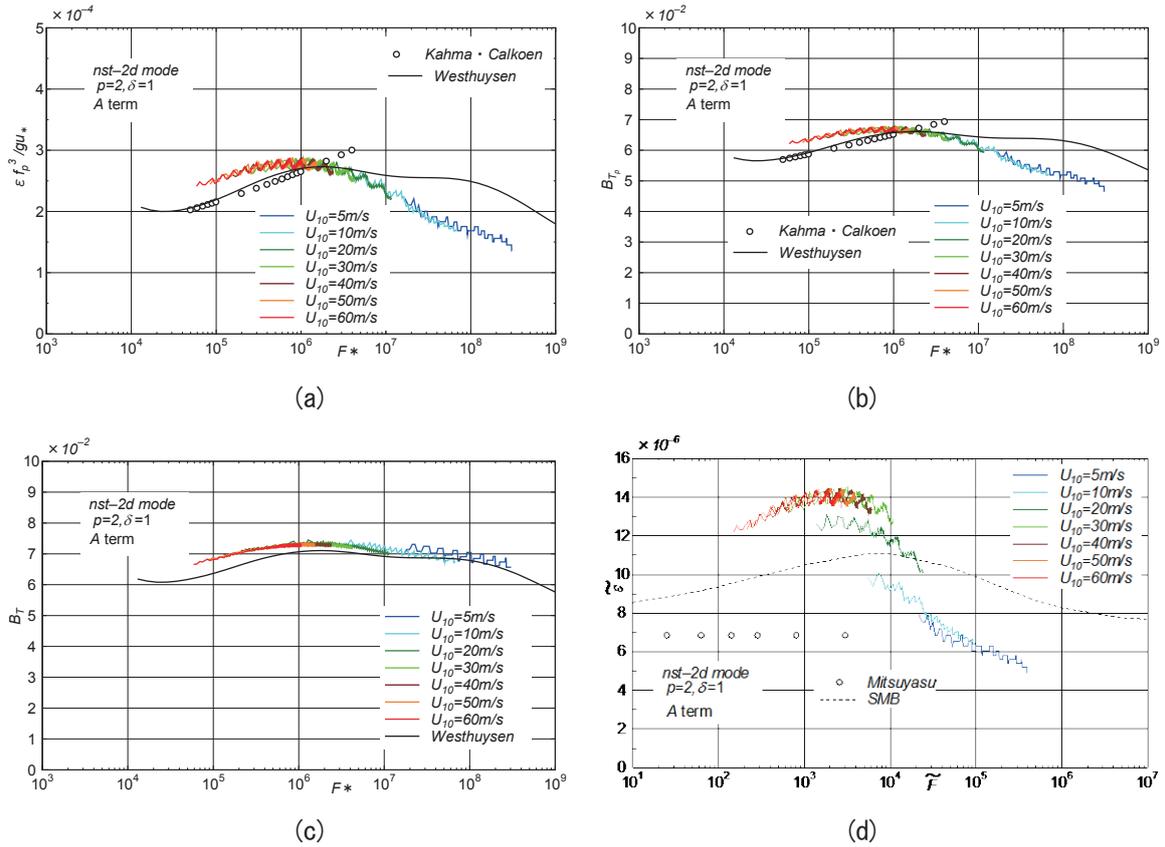


Figure 15 Relations between (a) $\varepsilon f_p^3/gu_*$ and F^* , (b) B_{T_p} and F^* , (c) B_T and F^* and (d) $\varepsilon f_p^3/gU_{10}$ and \tilde{F} based on *nst-2d* mode of SWAN with *A* term and $\delta=1$ under wind speed condition of any of $U_{10}=5$ m/s, 10 m/s, 20 m/s, 30 m/s, 40 m/s, 50 m/s and 60 m/s ($t=96$ h for $U_{10}=5$ m/s, 10 m/s and $t=48$ h for 20 m/s to 60 m/s).

10^6 で包絡線より小さく、 $F^* > 10^6$ で大きめの値を与え、今回の結果とあまりよく対応するとは言えない。これは(b)図の B_{T_p} についてもみられる。なお、PM スペクトルでは $\varepsilon f_p^3/gu_* = 1.93 \times 10^{-4}$ になる。要するに、 $\varepsilon f_p^3/gu_*$ は $F^* = 6 \times 10^4 \sim 3 \times 10^8$ に対して2倍程度の変動を伴う。

②(b)図に示す B_{T_p} および(c)図に示す B_T ($T_p = 1.05T_{m-1.0}$ を使用)は(a)図に示す $\varepsilon f_p^3/gu_*$ の平方根に比例するから、 F^* に伴う変化が緩やかになり、 B_{T_p} は0.048~0.066の範囲で、 B_T は0.066~0.073の範囲で変動し、 $F^* \approx 10^6$ でピーク値をとる。すなわち、SWANによる計算から求めたToba係数 B_T (B_{T_p} も)は定数とは言えないが、とくに B_T についてはその変動幅が0.007、すなわちに B_T の平均値の10%程度と小さい。しかし、その値は経験値0.062と比べて平均的に10%程度大きい。また、 B_T は $U_{10}=10$ m/sに対する定常1次元 (*st-1d*) あるいは定常2次元 (*st-2d*) 計算から得られたWesthuysenら^[3]の近似曲線と比較的よく符合する。要するに、SWAN (*nst-2d*, $\delta=1$)による計算はToba係数 $B_T=0.062$ を10%程度過大評価するものの、一定程度再現すると言えるかもしれない。

③ U_{10} を用いた $\varepsilon f_p^3/gU_{10}$ ($=\varepsilon$)と gF/U_{10}^2 ($=\tilde{F}$)の関係は gH/U_{10}^2 ($=\tilde{H}$)や gT_p/U_{10} ($=\tilde{T}_p$)の場合と同様に U_{10} ごとに異なる挙動、すなわち U_{10} への明瞭な依存性を示し、 $U_{10} \leq 10$ m/sの結果から $U_{10}=20$ m/sの結果そして $U_{10}=30$ m/sの結果へ U_{10} の増加とともに ε が急増するが、 $U_{10} \geq 30$ m/sでは ε は \tilde{F} に対して U_{10} の値によらずあまり変化しない。その値は光易^[12]による 6.84×10^{-6} より最大2倍大きい。また、SMB法による結果は中間の値(最大 11.1×10^{-6})の値をとる。

今回の結果によれば、 $g^2\varepsilon/u_*^4$ 、 u_*f_p/g や $\varepsilon f_p^3/gu_*$ には U_{10} (あるいは u_*)の影響があまりみられないのに対して、 U_{10} 表示によるこれらの諸量には U_{10} の影響が顕在化するのが大きな特徴である。

ところで, Takagaki ら^[13]は高速風洞水槽における実験結果を用いた次元解析に基づいて, 対数則における粗度長 z_0 が $\varepsilon f_p^3/g$ (m/s の単位) の関数として表示されること, 実験結果における $\varepsilon f_p^3/g$ が $U_{10} > 35$ m/s あるいは Iwano ら^[14]では 33.6 m/s で上限値 2.27×10^{-4} をとること, および $\varepsilon f_p^3/g$ は限界風速以下では U_{10} に比例することから, 海面抵抗係数 C_d に上限値 2.55×10^{-3} が存在することを明らかにした。これらは 10 m 高度換算風速が 70 m/s に及ぶ高速風洞水槽実験の結果や $U_{10} < 20 \sim 25$ m/s 以下の風速条件における小規模海域の現地観測結果に基づくものであり, 現地スケールでこれが成立するか否かは不明である。しかし, U_{10} が 30 m/s を越える状況での観測結果の入手はほぼ不可能であるから, SWAN による計算結果を用いてこの特性を調べる。

Fig. 16 は吹送距離 F をパラメータとして (a) $\varepsilon f_p^3/g$ (m/s の単位) と u_* (m/s) の関係, (b) $\varepsilon f_p^3/g u_*$ (無次元量) と u_* (m/s) の関係を表す。SWAN における Wu 公式は式(1)であり, $U_{10} = 26.9$ m/s に対する $C_d = 2.55 \times 10^{-3}$ を上限値とする。(a) 図では $\varepsilon f_p^3/g$ は F が大きいほど急な勾配で u_* とともに増加し, $U_{10} = 26.9$ m/s に対応する $u_* = 1.36$ m/s で頭打ちになる挙動を全く示さない。(b) 図においても $\varepsilon f_p^3/g u_*$ が $1.5 \times 10^{-3} \sim 2.8 \times 10^{-3}$ の範囲で F が小さいほど小さい値をとるだけで, $\varepsilon f_p^3/g u_* (= B_T^2/18.522 = B_T^2/16)$ が $u_* > 1.36$ m/s において u_*^{-1} に比例して減少する挙動もみられない。

要するに, SWAN によって, 実験結果の解析から得られた $\varepsilon f_p^3/g$ が $U_{10} > 33.6$ m/s で一定値をとる特性は全く再現できない。 $\varepsilon f_p^3/g u_* = \text{const1}$ (無次元量) は $H^2 \propto u_* T_p^3$ ($u_* < 1.36$ m/s), $\varepsilon f_p^3/g = \text{const2}$ (m/s の単位) は $H^2 \propto T_p^3$ ($u_* \geq 1.36$ m/s) を表すが, 上限値を設けた C_d 式の使用によっても, この挙動の再現は不可能であり, その方策は不明である。

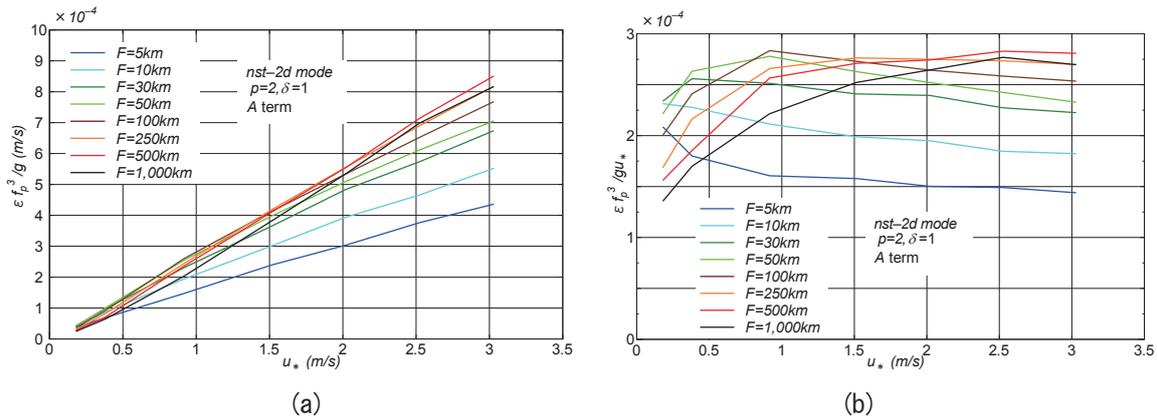


Figure 16 Relations between (a) $\varepsilon f_p^3/g$ and u_* with a parameter of F and (b) $\varepsilon f_p^3/g u_*$ and u_* with a parameter of F obtained under 7 wind speed conditions of $U_{10} = 5$ m/s, 10 m/s, 20 m/s, 30 m/s, 40 m/s, 50 m/s and 60 m/s using *nst-2d* mode of SWAN with *A* term and $\delta = 1$ ($t = 96$ h for $U_{10} = 5$ m/s, 10 m/s and $t = 48$ h for 20 m/s to 60 m/s).

7. 結 語

ここでは一様風条件下において SWAN version40.91ABC あるいは 41.01 で計算される風波の特性を調べた。得られた結果の概要はつぎのようである。

①4つのモード, すなわち定常1次元 (*st-1d*) と定常2次元 (*st-2d*), 非定常1次元 (*nst-1d*) と非定常2次元 (*nst-2d*) のモードにおいて定常(平衡)状態でも $g^2 \varepsilon / u_*^4 (= \varepsilon^*)$ や $u_* f_p / g (= f_p^*)$ が相互に異なり, しかもその間の大小関係に必ずしも系統性が見出されないことから, それぞれの妥当性を明確にするのは困難である。ただし, *nst-1d*モードと*nst-2d*モードでは減衰項における係数 δ の影響が明確に現れ, $\delta = 1$ のケース

では $\delta = 0$ のケースよりエネルギー ε (波高 H) やピーク周期 T_p が大きく評価される。

②観測結果の解析から得られた $g^2\varepsilon/u_*^4 (= \varepsilon^*)$ や $u_*f_p/g (= f_p^*)$ と $gF/u_*^2 (= F^*)$ の関係および PM スペクトルによる極限での値をほぼ満足する $U_{10} = 10$ m/s 条件での Westhuysen ら^[3]の結果は風波の発生項 A 項無し (パラメータモデルで代用), 減衰項における係数 $\delta = 0$ のもとでの定常 2 次元 (*st-2d*) および定常 1 次元 (*st-1d*) 計算によりほぼ得られるが, この結果は経験的な関係 $T_p = 1.05T (\approx 1.05T_{m-1,0})$ を満たさない。

③SWAN による計算結果には減衰項における係数 δ が非常に大きく影響する。

④SWAN による *nst-2d* 計算の結果には時間間隔 Δt の有意な影響が吹送距離 F が小さい場合ほど発達段階 (*duration-limited condition*) のみならず平衡状態 (*fetch-limited condition*) においても現れる。その程度は前者で卓越する。一方, 格子間隔 Δx の有意な影響は F が小さいほど平衡状態 (*fetch-limited condition*) でみられる。その程度は発達段階 (*duration-limited condition*) における Δt の影響の度合より小さく, 対数表示ではほとんど顕在化しない。これらのことから, 入力風条件に対して計算結果は計算条件ごとに変わり, 一意的に定まると言えない。また, A 項の有りと無しの影響も F^* が小さい場合に認められる。

⑤ $U_{10} = 5 \sim 60$ m/s の 7 種類とした A 項有り, $\delta = 1$ のもとでの非定常 2 次元 (*nst-2d*) 計算では ε^* や f_p^* に対する風速依存性はほとんどみられないが, Westhuysen ら^[3]の結果や観測結果から推定される ε^* より大きく f_p^* より小さい値を生じる一方, $T_p = 1.05T_{m-1,0}$ の関係をほぼ満足する結果が得られる。

⑥上記の *nst-2d* 計算から得られた $g^2\varepsilon/u_*^4$ や u_*f_p/g と gF/u_*^2 の関係においては⑤で述べたように, 風速の影響は顕在化せず, それぞれはほぼ 1 本の包絡線でまとめられる。一方, $g^2\varepsilon/U_{10}^4$ や $U_{10}f_p/g$ と gF/U_{10}^2 の関係においては U_{10} の影響が現れて, 異なる U_{10} をもつ 2~3 つの塊の曲線群になる。

⑦SWAN の *nst-2d* 計算 ($\delta = 1$) によって得られた Toba 係数 B_T は F^* とともに 0.066~0.073 の間で変化し, 平均値でみれば経験値 0.062 より約 10 %大きい。すなわち, 得られた B_T は定数と言えないが, その変動範囲はその平均値 0.070 の ± 5 %以内であり, 定数に近い特性をもつ。

⑧ $u_* > 1.36$ m/s といった高風速時に風速によらず $\varepsilon f_p^3/g$ が一定値をとるという高速風洞水槽実験から得られた挙動は C_d の上限値を設けた SWAN によっても再現できない。

以上に述べたように, 一様風条件での SWAN (おそらく WAM や WW3 といった他の第 3 世代波浪推算モデルも) の挙動には不透明な点も少なくないが, 現実面では気象庁 MSM (メソスケールモデル) による海上風分布を入力条件とする SWAN の波浪推算結果 (波高, 周期) は沿岸部の観測結果とかなりよく対応することが野中ら^[15]によって示されている。また, 最新の version41.01 では C_d に関して Wu 公式は削除され, $U_{10} = 31.5$ m/s で最大値 (2.03×10^{-3}) をとったのち高風速時ほど減少する C_d を与える Zijlema ら^[16]による 2 次式公式のみが採用されているので, 高風速時の波高・周期の発達がより抑制される傾向にある。

いずれにしても, $\varepsilon f_p^3/g$ の高風速時における頭打ち現象の波浪推算モデルによる再現は今後残された重要な課題であるかもしれない。

参 考 文 献

- [1] Booij, N., Ris, R.C. and L.H. Holthuijsen : A third-generation wave model for coastal regions, 1. Model description and validation, Jour. Geophys. Res., 104(C4), pp.7649-7666, 1999.
- [2] Toba, Y. : Local balance in the air-sea boundary process, 1. on the growth process of wind waves, Jour. Oceanogr. Soc. Japan, Vol.28, pp.109-120, 1972.
- [3] Van der Westhuysen, A.J., Zijlema, M. and J.A. Battjes : Nonlinear saturation-based whitecapping dissipation in SWAN for deep and shallow water, Coastal Eng., 54, pp.151-170, 2007.
- [4] Wu, J. : Wind-stress coefficients over sea surface from breeze to hurricane, Jour. Geophys. Res., 87(C2), pp.9704-9706, 1982.
- [5] 合田良實 : 耐波工学 港湾・海岸構造物の耐波設計, 鹿島出版界, 430p., 2008.

- [6] 山口正隆・野中浩一：波形統計量とスペクトル統計量の比に及ぼすスペクトル形状の影響の検討，土木学会論文集 B2 (海岸工学)，Vol.B2-65，No.1，pp.136-140，2009.
- [7] 間瀬 肇・平尾博樹・國富将嗣・高山知司：SWAN による波浪推算システムー閉鎖性湾内における波浪推算への適用一，京大防災研年報，第 44 号 B-2，pp.333-351，2001.
- [8] Kahma, K.K. and C.J. Calkoen : Reconciling discrepancies in the observed growth of wind-generated waves, Jour. Phys. Oceanogr., 22, pp.1389-1405, 1992.
- [9] 井上 公：一般化インバース理論に基づく離散データの平滑化，情報地質，10，pp.105-134，1985.
- [10] Komen, G.J., Cavaleri, L., Donelan, M., Hasselmann, K. Hasselmann, S. and P.A.E.M. Janssen : Dynamics and Modelling of Ocean Waves, Cambridge Univ. Press., 532p., 1994.
- [11] Wilson, B.W. : Numerical prediction of ocean waves in the North Atlantic for December, 1965, Deutsch. Hydrogr. Zeit., 18, pp.114-130, 1965.
- [12] 光易 恒：海洋波の物理，岩波書店，210p., 1995.
- [13] Takagaki, N., Komori, S., Suzuki, N., Iwano, K., Kumamoto, T., Shimada, S., Kurose, R. and K. Takahashi : Strong correlation between the drag coefficient and the shape of the wind sea spectrum over a broad range of wind speeds, Geophys. Res. Lett., Vol.39, L23604, pp.1-6, doi:10.1029/2012GL053988, 2012.
- [14] Iwano, K., Takagaki, N., Kurose, R. and S. Komori : Mass transfer velocity across the breaking air-water interface at extremely high wind speeds, TellusB, pp.1-8, 65, 21341, <http://dx.doi.org/10.3402/tellusb.v65i0.21341>, 2013.
- [15] 野中浩一・山口正隆・畑田佳男・宇都宮好博・日野幹雄：日本海沿岸における波高の極値の再検討，土木学会論文集 B2 (海岸工学)，Vol.70，No.2，2014 (印刷中).
- [16] Zijlema, M., van Vledder. G.Ph. and L.H. Holthuijsen : Bottom friction and wind drag for wave models, Coastal Eng., 65, pp.19-26, 2012.
- [17] Mitsuyasu, H. : On the growth of the spectrum of wind-generated waves I, Rept. Res. Inst. Appl. Mech., Kyushu Univ., Vol.16, pp.459-465, 1968.
- [18] 山口正隆・野中浩一・畑田佳男：海面抵抗係数と Toba 定数の変動に関する考察，工学ジャーナル (愛媛大学)，第 14 卷，2015 (投稿中).

付 録

1. 各種発達・減衰式の影響の検討

ここでは， $U_{10} = 20$ m/s の条件のもとに SWAN (A項あり) による非定常 2 次元 (*nst-2d*) 計算を本文 6. で検討した①Komen 式 ($p = 2$, $\delta = 1$) で①Wu 公式による場合および②2 次式による C_d の場合，③Janssen 式 (default 値 $C_{ds1} = 4.5$, $\delta = 0.5$) の場合，④Westhuysen ら^[3]の減衰式 (default 値 $C_{ds2} = 5 \times 10^{-5}$, $B_r = 1.75 \times 10^{-3}$) で Wu 公式による C_d の場合の 4 ケースについて $\Delta t = 10$ 分で行った。ここで，Zijlema ら^[6]による \tilde{U} に関する 2 次式は

$$C_d = (0.55 + 2.97\tilde{U} - 1.49\tilde{U}^2) \times 10^{-3} ; \tilde{U} = U_{10}/U_{ref}, U_{ref} = 31.5 \text{ m/s} \quad (9)$$

で表される。 U_{ref} は基準風速である。式(9)は $\tilde{U} = 1 (U_{10} = 31.5 \text{ m/s})$ で $C_d = 2.03 \times 10^{-3} (u_* = 1.424 \text{ m/s})$ の最大値をとり， $U_{10} = 5 \text{ m/s}$ で $0.98 \times 10^{-3} (u_* = 0.157 \text{ m/s})$ に， $U_{10} = 60 \text{ m/s}$ で $0.80 \times 10^{-3} (u_* = 1.698 \text{ m/s})$ に減少する。ただし， $U_{10} = 25 \text{ m/s}$ で $1.97 \times 10^{-3} (u_* = 1.109 \text{ m/s})$ ， $U_{10} = 40 \text{ m/s}$ で $1.92 \times 10^{-3} (u_* = 1.752 \text{ m/s})$ ， $U_{10} = 50 \text{ m/s}$ で $1.51 \times 10^{-3} (u_* = 1.943 \text{ m/s})$ であるから， $U_{10} = 25 \sim 40 \text{ m/s}$ の間の C_d の変化は小さい，いずれにしろ， $U_{10} > 31.5 \text{ m/s}$ で C_d は減少する。また， $U_{10} = 51 \text{ m/s}$ で $C_d = 1.45 \times 10^{-3} (u_* = 1.944 \text{ m/s})$ と， u_* としての最大値 1.944 m/s をとり $U_{10} > 51 \text{ m/s}$ では u_* はこれより小さくなる。すなわち，

U_{10} の値の如何によらず $u_* \leq 1.944$ m/sに抑えられる。これが果たして妥当か否か再考の余地がある。

Fig. A1は4種類の計算結果を(a) $H-t$ の関係、(b) T_p-t の関係(②を除く、いずれも図の錯綜を避けるために $F=50$ km, 200 km, 1,000 kmの3ケース)、(c) ε^*-F^* の関係、(d) $f_p^*-F^*$ の関係として図示したものであり、(c)、(d)図には Westhuysen ら^[3]の結果に対するスプライン近似曲線を与える。

(a)図によると、Komen 式と Westhuysen 式では H および T_p はいずれも t とともに増大し、 F が小さいほど時間的に最も早く平衡状態に達する。その値は F が大きいほど Komen 式の場合にやや大きい。Janssen 式では H 、 T_p ともに発達は他の式より急であり、とくに F が小さいほど overshoot (過発達) を伴って平衡値に達する。平衡値も $F=1,000$ km に対する T_p を除いて、他の2式による値より大きい。この結果、(c)図の ε^* は F^* とともに増加を示し、その値は Janssen 式で最も大きく2種類の Komen 式や Westhuysen 式でより小さい。(d)図の f_p^* については、これらの関係が逆転する。より詳細にみると、Wu 公式および2次式表示の C_d (前者の u_* が後者より大きい) を用いた Komen 式では、 ε^* や f_p^* および F^* に及ぼす u_* の変化の影響が現れない形態をとることから、 ε^* および f_p^* に関する両曲線はそれぞれほぼ重なり区別がつかない。また、Westhuysen 式による ε^* は Komen 式に比べて $F^* > 5 \times 10^5$ で小さく、 $F^* < 5 \times 10^5$ で若干大きくなる。 f_p^* は逆の傾向を与える。 $U_{10}=10$ m/s に対して得られた Westhuysen^[3]の結果に対するスプライン近似曲線との関係では、いずれの結果も ε^* に関しては大きく、 f_p^* に関しては小さい。以上のように、Komen 式 (Wu 公式) による結果

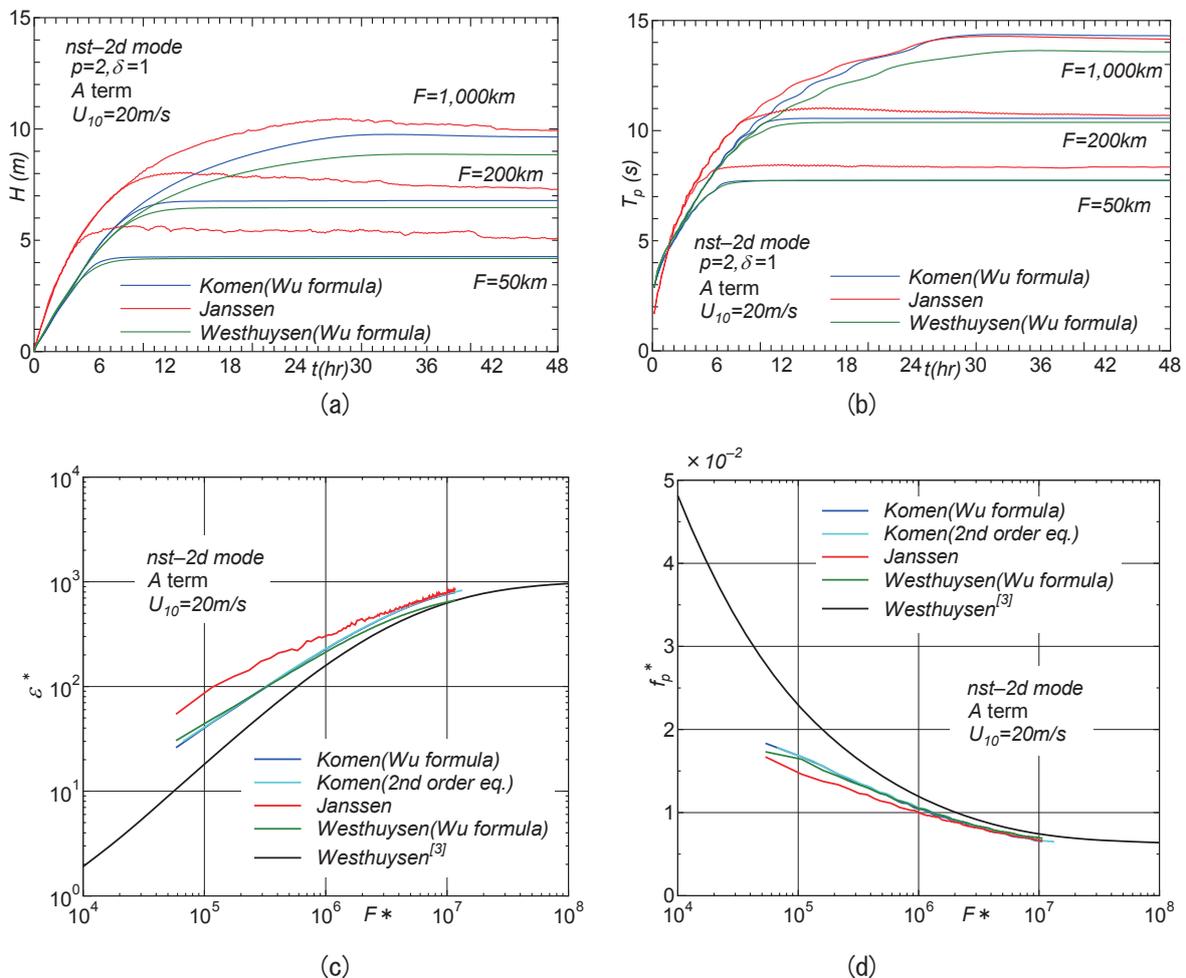


Figure A1 Relations between (a) H and t , (b) T_p and t , (c) ε^* and F^* and (d) f_p^* and F^* based on *nst-2d* mode of SWAN with $\delta = 1$ under wind speed condition of 20 m/s with $t=48$ hours duration, in cases where any of 5 combinations between dissipation term and C_d formula is used.

を基準にしてみれば、 H や T_p に関して Janssen 式は過大な値を、Westhuysen 式は小さめの値を与え、2次式表示の C_d 式ではさらに小さな値が得られることになる。

Fig. A2 は T_p と $T_{m-1,0}$ の関係を (a) Komen 式で Wu 公式使用、(b) Janssen 式、(c) Westhuysen 式で Wu 公式使用の場合についてそれぞれ示す。(a) 図の Komen 式では勾配値 $a_0 = 1.08$ で経験式 $T_p = 1.05T$ ($\approx 1.05T_{m-1,0}$)に近い係数をとるのに対して、(b) 図の Janssen 式では $a_0 = 1.17$ 、(c) 図の Westhuysen 式では $a_0 = 1.15$ をとり、いずれも係数が経験式のそれよりかなり大きくなる。この原因については、計算された周波数スペクトル $E(f)$ の形状を調べる必要があるが、現状ではその段階に至っていない。

以上のように、風波の発生・減衰項を Komen 式のほか Janssen 式や Westhuysen 式による場合、Komen 式による結果を基準にとれば、Janssen 式では ε (あるいは H) および T_p の過大な発達、Westhuysen 式では小さめの発達がみられる。また、 T_p と $T_{m-1,0}$ の関係における係数は Komen 式では経験式の係数 1.05 に近く、他の2式では1.15を越える。なお、Wu 公式使用の Komen 式では $F = 1,000 \text{ km}$ ($t = 48 \text{ h}$) に対して $\Delta t = 10$ 分 で $H = 9.65 \text{ m}$ 、 $\Delta t = 5$ 分 で $H = 9.63 \text{ m}$ と Δt の影響がほとんどみられないが、一方 Janssen 式では $\Delta t = 10$ 分 で $H = 10.0 \text{ m}$ 、 $\Delta t = 5$ 分 で $H = 9.24 \text{ m}$ と波高にかなり差を生じることを追記する。

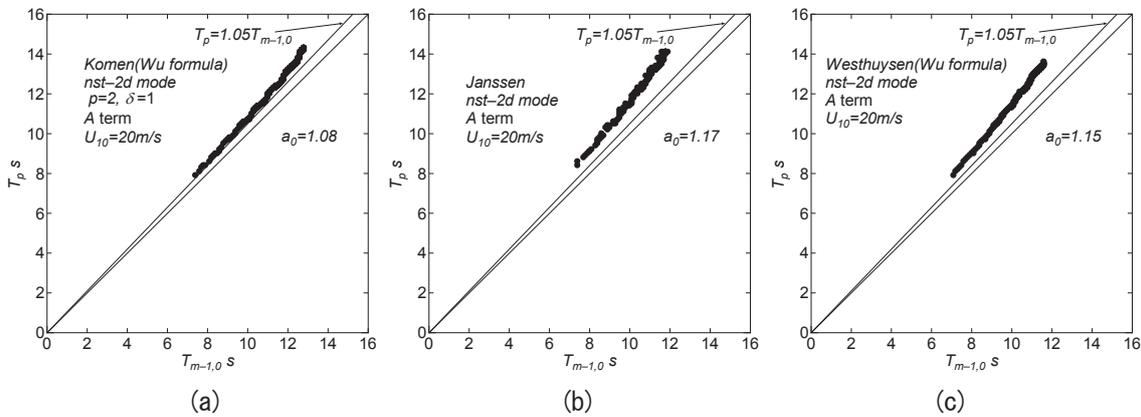


Figure A2 Relation between T_p and $T_{m-1,0}$ obtained under 20 m/s wind speed condition ($t=48 \text{ h}$) using *nst-2d* mode of SWAN with any of (a) Komen formulation ($\delta = 1$) and Wu C_d formula, (b) Janssen formulation and (c) Westhuysen formulation and Wu C_d formula.

2. 2次式表示の C_d 式に基づく検討

風速を $U_{10} = 5 \sim 60 \text{ m/s}$ の7種類とした場合の本文6.における非定常2次元 (*nst-2d*) 計算において Wu 公式に代えて Zijlema ら^[16]による2次式表示の C_d 式を採用した場合の結果を以下で述べる。計算条件は本文の6.に述べている。 $U_{10} = 20 \text{ m/s}$ に対する結果は上述の1.で与えている。

Fig. A3 は7種類の風条件に対して得た T_p と $T_{m-1,0}$ の関係を示す。これらは勾配値 $a_0 = 1.08$ の直線で近似され、経験的に得られた $T_p = 1.05T$ ($\approx 1.05T_{m-1,0}$)ともかなり近い。

Fig. A4 は (a) ε^* と F^* の関係、(b) f_p^* と F^* の関係、(c) $\varepsilon^* f_p^{*3}$ と F^* の関係、(d) B_T と F^* の関係、(e) \tilde{H} ($= gH/U_{10}^2$)と \tilde{F} ($= gF/U_{10}^2$)の関係、(f) $\tilde{T}_{m-1,0}$ ($= gT_{m-1,0}/U_{10}$)と \tilde{F} の関係を示す。(a), (b), (c), (d) 図に

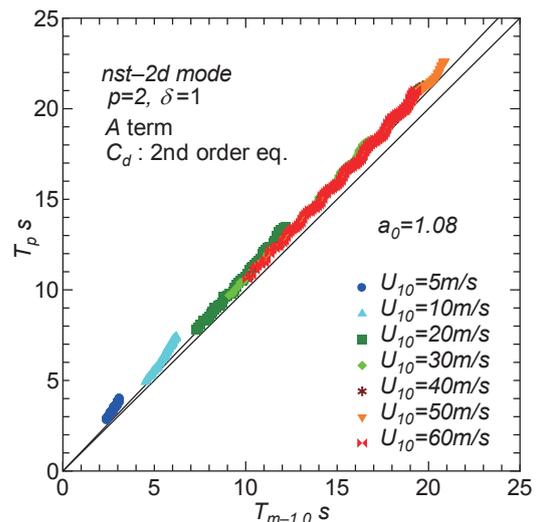


Figure A3 Relation between T_p and $T_{m-1,0}$ obtained under 7 wind speed conditions using *nst-2d* mode of SWAN with ($\delta = 1$ and 2nd order polynomial for C_d).

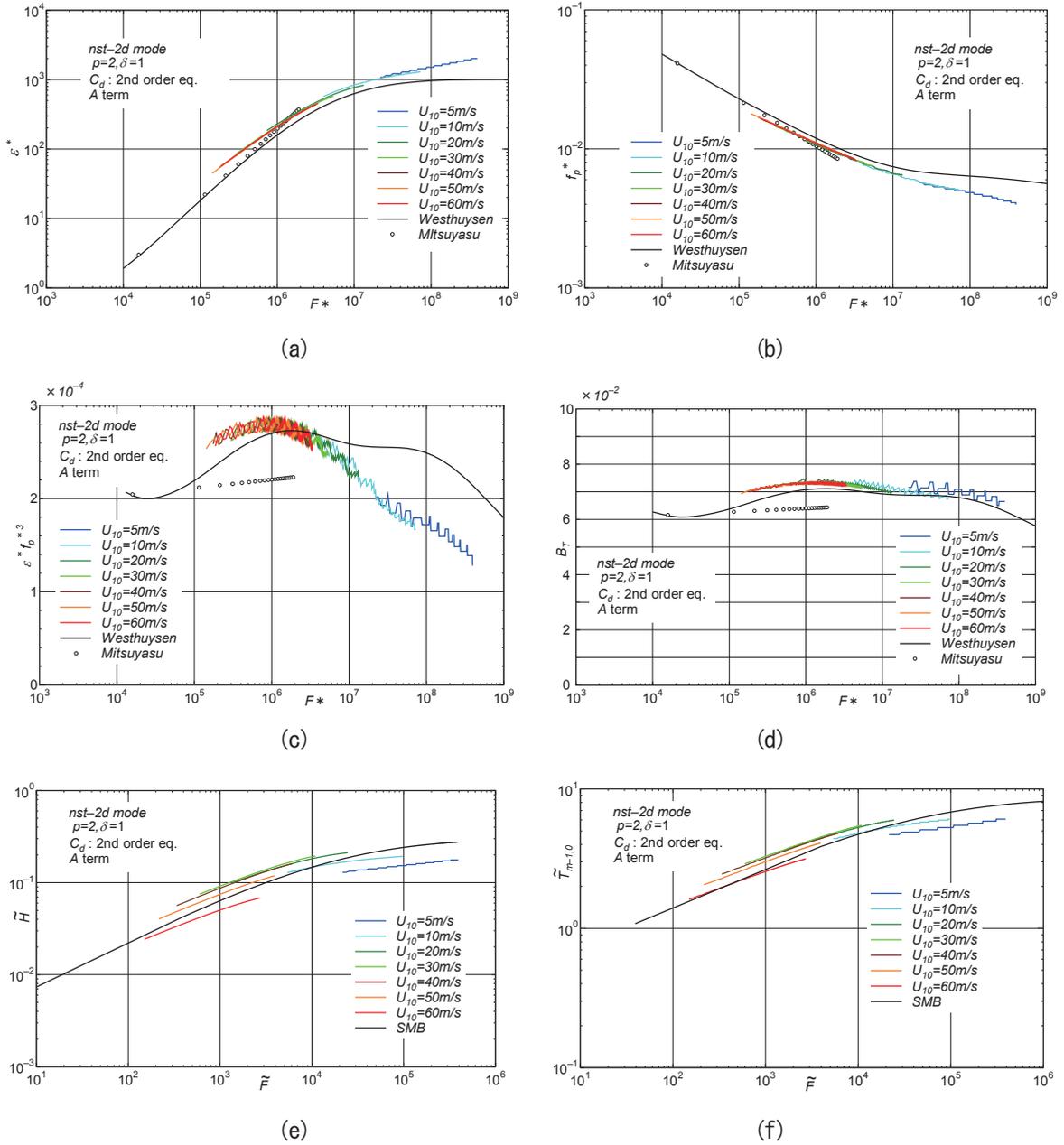


Figure A4 Relations between (a) ε^* and F^* , (b) f_p^* and F^* , (c) $\varepsilon^* f_p^{*3}$ and F^* , (d) B_T and F^* , (e) \tilde{H} and \tilde{F} and (f) $\tilde{T}_{m-1,0}$ and \tilde{F} based on *nst-2d* mode of SWAN with $\delta = 1$ and 2nd order polynomial for C_d under wind speed condition of any of 5m/s, 10m/s, 20m/s, 30m/s, 40m/s, 50m/s and 60m/s ($t=96$ h for $U_{10}=5$ m/s, 10m/s and $t=48$ h for 20 m/s to 60 m/s).

は Westhuysen ら^[3]の結果に対するスプライン近似曲線と Mitsuyasu^[17]による経験式を、(e), (f) 図には Wilson^[11]の SMB 法に基づく結果、を与える。ここで、Mitsuyasu^[17]による経験式は

$$H^* = 5.24 \times 10^{-2} F_*^{0.504}, T_p^* = 1.00 F_*^{0.330}; F_* = 1.6 \times 10^4 \sim 2 \times 10^6 \quad (10)$$

であり、これから次式が得られる (山口ら^[18])。

$$\varepsilon^* = 1.716 \times 10^{-4} F_*^{1.008}, f_p^* = 1.00 F_*^{-0.330}, \varepsilon^* f_p^{*3} = 1.716 \times 10^{-4} F_*^{0.018}, B_T = 5.64 \times 10^{-2} F_*^{0.009}; F_* = 1.6 \times 10^4 \sim 2 \times 10^6 \quad (11)$$

これらによると、風速 U_{10} によらず F_* とともに (a) 図の ε^* は増大、(b) 図の f_p^* は減少し、いずれもほぼ 1 本の包絡線で表される。Westhuysen ら^[3]のスプライン近似曲線と比べて包絡線は (a) 図の ε^* では大きく、(b) 図の

f_p^* はやや小さい。これらの挙動は Wu 公式を用いる場合と定性的にのみならず定量的にも対応する。また、(c) 図の $\varepsilon^* f_p^{*3}$ や (d) 図の B_T の F^* に伴う挙動も Wu 公式による場合と類似する。この場合、 B_T は 0.067~0.074 をとり、 F^* とともに若干変化するだけで、本文 6. の結果とあまり変わらない。これは、同一の U_{10} に対して Wu 公式より 2 次式による u_* が小さいため F^* と ε^* は大きく f_p^* は小さくなり、この結果、 ε^* 、 f_p^* 、 $\varepsilon^* f_p^{*3}$ 、 B_T と F^* の関係では位置関係が両公式の場合にあまり変わらないことによる。つまり、これら諸量と F^* の関係は C_d 式に関して Wu 公式か 2 次式かの影響をほぼ受けない。なお、Mitsuyasu^[17] の経験式のうち f_p^* は Westhuysen ら^[3] の結果に対するスプライン近似曲線よりやや小さい値をとるため、 $\varepsilon^* f_p^{*3}$ や B_T に対して差が拡大する。

一方、(e) 図の \tilde{H} および (f) 図の $\tilde{T}_{m-1,0}$ は \tilde{F} とともに増加するものの、 U_{10} ごとに異なる値をとり、本文 6. の挙動と同じく u_* 表示の場合のように一本の包絡線にまとまらない。すなわち、(e) 図の \tilde{H} や (f) 図の $\tilde{T}_{m-1,0}$ は同一の \tilde{F} に対して $U_{10} \leq 20$ m/s までは増加し、 $U_{10} = 30$ m/s でそれほど変わらず、 $U_{10} = 40$ m/s で少し減少し、 $U_{10} \geq 50$ m/s で高風速時ほど急減する。これは $U_{10} \geq 31.6$ m/s で減少する 2 次式表示の C_d 式の特徴を反映する。SMB 法との対応も本文 6. の結果とあまり変わらないが、平均的には SMB 法の曲線に近づいている。

以上のように、Komen による風波の発達・減衰の定式化において 2 次式表示の C_d を用いる場合には Wu 公式による C_d を用いる場合に比べて同一の U_{10} に対する u_* を小さく評価することから、 ε (あるいは H) や T_p もより小さい値を与えるが、 u_* に基づく無次元量 ε^* や T_p^* (あるいは f_p^*) では両 C_d 式の相違は見掛上ほぼ現れないと言える。

ついで、Fig. A5 は吹送距離 F をパラメータとした (a) $\varepsilon f_p^3/g$ (単位 m/s) と U_{10} (m/s) の関係、(b) $\varepsilon f_p^3/g U_{10}$ (無次元) と U_{10} (m/s) の関係を C_d に対して 2 次式と本文 6. で述べた Wu 公式の場合にそれぞれ表す。 C_d の 2 次式公式の場合、 $\varepsilon f_p^3/g$ は U_{10} とともに増加したのち、 $U_{10} \geq 40$ m/s であまり変わらない。正確には、 $U_{10} = 50$ m/s でピークをとり、 $U_{10} = 60$ m/s で減少する。これは 2 次式公式の特性をまさに反映する。ただし、同一の風速 U_{10} に対して F の影響が有意な大きさを伴い、 F の増大とともに $\varepsilon f_p^3/g$ が大きくなるが、 $F \geq 250$ km では若干減少する。一方、Wu 公式の場合 $\varepsilon f_p^3/g$ は U_{10} とともに単調増加する。10 m 高度換算風速 70 m/s に達する高速風洞水槽での実験に基づく Takagaki ら^[13] の結果では、 $U_{10} > 33.5 \sim 35$ m/s に対して $\varepsilon f_p^3/g$ は $(1.9 \sim 2.6) \times 10^{-4}$ の範囲で平均値 2.27×10^{-4} をとることが示されているが、SWAN による計算結果では 2 次式公式の場合でも $U_{10} \geq 40$ m/s で $\varepsilon f_p^3/g$ は $(2.7 \sim 6) \times 10^{-4}$ の範囲で平均値 4×10^{-4} を与える程度であり、限界風速および限界 $\varepsilon f_p^3/g$ とともに Takagaki ら^[13] の結果よりかなり大きい。しかも Takagaki ら^[13] の結果では $\varepsilon f_p^3/g$ の限界値 (2.27×10^{-4} ; $U_{10} > 33.6$ m/s) と C_d の限界値 (2.55×10^{-3} ; $U_{10} > 33.6$ m/s) が 1 : 1 の関係にあることから、 $U_{10} (> 31.5$ m/s) の増加とともに C_d が減少する 2 次式公式に基づく SWAN の結果とは整合しない。さらに、(b) 図の $\varepsilon f_p^3/g U_{10}$ と U_{10} の関係もその挙動に関して Takagaki ら^[13] の結果と整合する特性を示さない。

以上のように、 $U_{10} = 31.6$ m/s でピーク値 2.03×10^{-3} をとる 2 次式表示の C_d 式を用いた SWAN による計算結果は u_* 表示では、 ε^* 、 f_p^* 、 $\varepsilon f_p^3/g$ 、 B_T に関して $C_d = 2.55 \times 10^{-3}$ を上限値する Wu 公式による結果と定性的のみならず定量的にも符合する挙動を示すが、 U_{10} 表示では $U_{10} \geq 40$ m/s の高風速時に異なる挙動を与え、風波の発達が抑制される (波高 H や周期 $T_{m-1,0}$ の減少)。また、SWAN による計算結果は $U_{10} > 33.6$ m/s の高風速時に $\varepsilon f_p^3/g$ がほぼ一定値をとるといふ Takagaki ら^[13] の実験結果と定性的に対応するようにみえなくもない。しかし、Takagaki ら^[13] の結果では $U_{10} \geq 33.6$ m/s の領域で $\varepsilon f_p^3/g = 2.27 \times 10^{-4} (= \text{const})$ と $C_d = 2.55 \times 10^{-3} (= \text{const})$ が表裏一体の関係にあるので、SWAN による計算条件および結果と必ずしも整合しない。

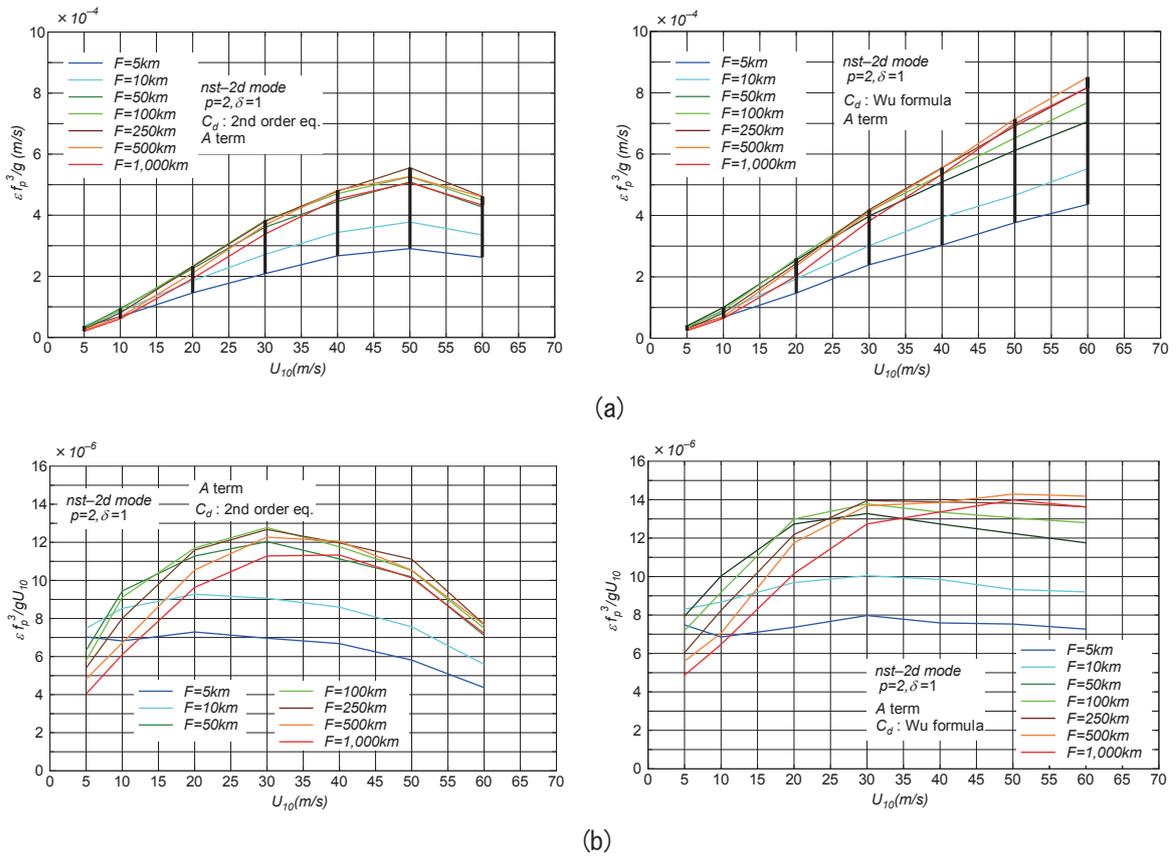


Figure A5 Relations between (a) $\varepsilon f_p^3/g$ and U_{10} with a parameter of F and (b) $\varepsilon f_p^3/gU_{10}$ and U_{10} with a parameter of F obtained under 7 wind speed conditions of $U_{10} = 5$ m/s, 10 m/s, 20 m/s, 30 m/s, 40 m/s, 50 m/s and 60 m/s using *nst-2d* mode of SWAN with $\delta = 1$, in cases where either the 2nd order polynomial formula or the Wu formula for C_d evaluation is applied ($t=96$ h for $U_{10}=5$ m/s, 10 m/s and $t=48$ h for 20 m/s to 60 m/s).

3. Westhuysen の定式化に基づく検討

ここでは、風速を $U_{10} = 5 \sim 60$ m/s の 7 種類与え、波の発達項と減衰項を Westhuysen ら^[3]の定式化、 C_d を Zijlema ら^[16]の 2 次式とした SWAN による計算結果を述べる。Fig. A6 は T_p と $T_{m-1,0}$ の関係を表す。各資料値の平均的な勾配値 a_0 は 1.13 であり、Komen の定式化において $p = 2$, $\delta = 0$ とした場合の $a_0 \approx 1.2$ と $p = 2$, $\delta = 1$ とした場合の $a_0 \approx 1.07$ の中間の値をとる。

Fig. A7 は (a) ε^* と F_* , (b) f_p^* と F_* の関係、(c) $\varepsilon^* f_p^{*3}$ と F_* , (d) B_{T_p} と F_* , (e) B_T と F_* , (f) \tilde{H} と \tilde{F} の各関係を表す。これらの特性は本文の Fig. 12 と Fig. 15 や付録の Fig. A4 で示した結果とほとんど変わらない。すなわち、 ε^* は Westhuysen ら^[3]に与えられた SWAN の default 値による結果に対するスプライン曲線や Kahma・Calkoen^[8]の経験式よりやや大きく、 f_p^* はやや小さい。 $\varepsilon^* f_p^{*3}$ やその平方根の 4 倍値である B_{T_p} は F_* とともに増加して $F_* = 10^6$ 付近でピーク値をとったのち減少す

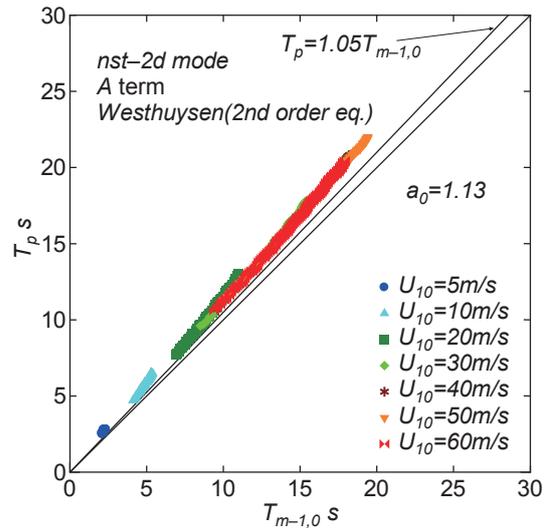


Figure A6 Relation between T_p and $T_{m-1,0}$ obtained under 7 wind speed conditions using *nst-2d* mode of SWAN with Westhuysen's formulation and 2nd order polynomial for C_d .

る。Toba 定数にあたる B_T は同様の増減挙動を示すものの、その変化は小さい。加えて、 \tilde{H} の各曲線は SMB 法の曲線の回りに集まるなどの特徴が指摘される。しかし細かくみると、 ε^* は $F_* > 10^7$ では SWAN の default 値に基づくスプライン曲線に漸近し、 $\varepsilon^* f_p^{*3}$ や B_{Tp} の値は $F_* < 10^6$ では当該スプライン曲線や Kahma・Calkoen^[8]の経験式に、より近い値をとる。また、 B_T は F_* に関しての変化が小さいものの、その値は既出の値より 10%程度大きく 0.071~0.078 をとる。さらに、 \tilde{H} の \tilde{F} に伴う挙動は U_{10} ごとに別々の値をとり、1本の曲線にまとまらない。

以上のように、Westhuysen ら^[3]の定式化による場合にも ε^* 、 f_p^* 、 $\varepsilon^* f_p^{*3}$ 、 B_{Tp} 、 B_T の F_* に関する挙動は前出の結果と変わらないが、細部においては多少の相違もみられる。これは \tilde{H} と \tilde{F} の関係についても言える。

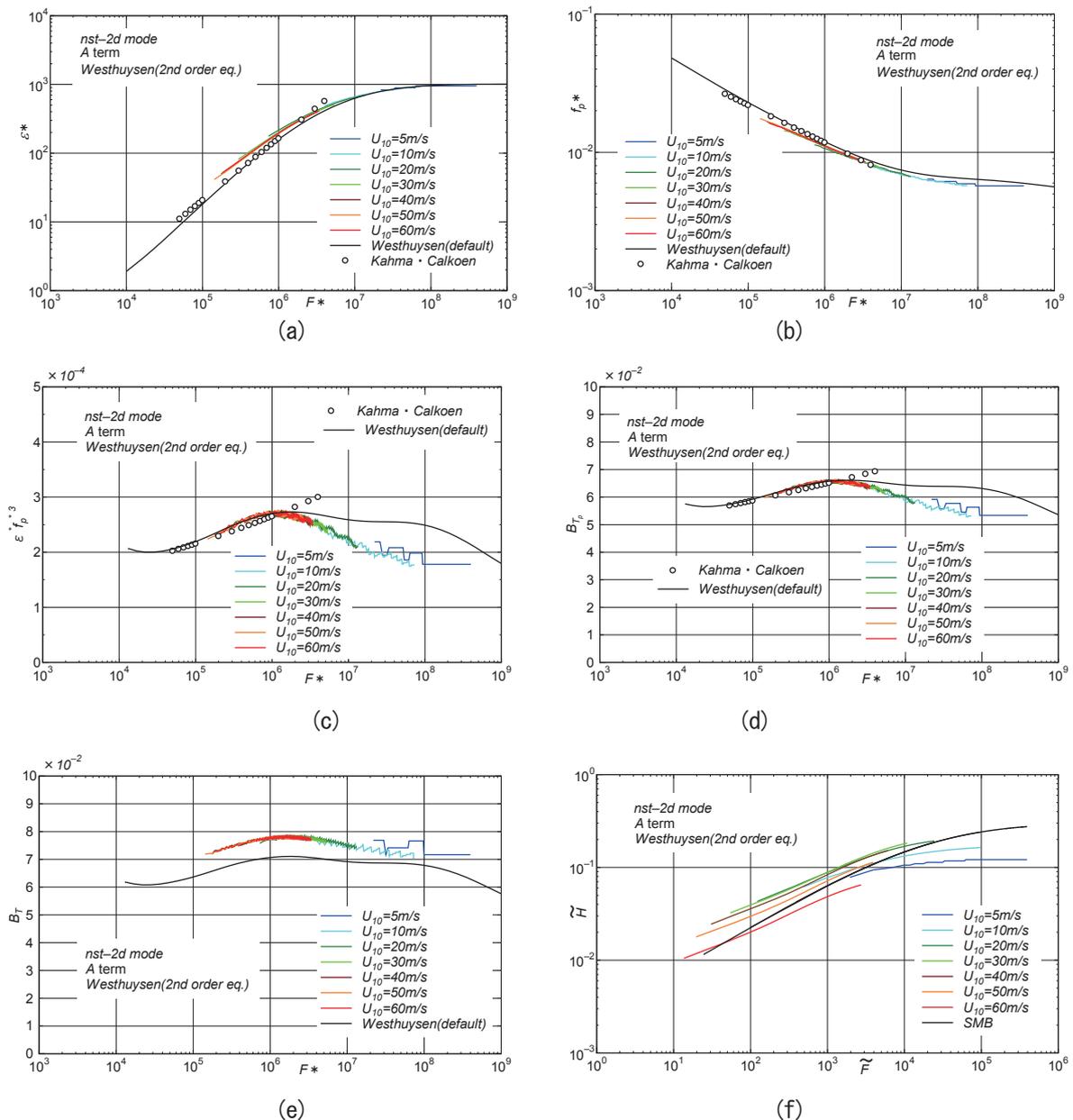


Figure A7 Relations between (a) ε^* and F_* , (b) f_p^* and F_* , (c) $\varepsilon^* f_p^{*3}$ and F_* , (d) B_{Tp} and F_* , (e) B_T and F_* and (f) \tilde{H} and \tilde{F} based on *nst-2d* mode of SWAN with Westhuysen's formulation and 2nd order polynomial for C_d under wind speed condition of any of $U_{10} = 5\text{m/s}$, 10m/s , 20m/s , 30m/s , 40m/s , 50m/s and 60m/s ($t=96$ h for $U_{10}=5$ m/s, 10m/s and $t=48$ h for 20 m/s to 60 m/s).

4. 非定常2次元 (nst-2d) モード計算における Δx の影響

本文4. では ε^* や f_p^* に及ぼす Δx の影響を調べた Westhuysen ら⁸⁾の結果に対する追計算と確認作業 ($U_{10} = 10 \text{ m/s}$) を定常2次元 (st-2d) モード計算および定常1次元 (st-1d) モード計算に基づいて行った。ここでは、非定常モードにおいて Δx の影響をみるために、 $U_{10} = 30 \text{ m/s}$ として非定常2次元モード計算 (nst-2d; A項あり, Wu 公式, $C_d \leq 2.55 \times 10^{-3}$, Komen による発達項, 減衰項の係数は $p=2, \delta=1$) を $\Delta x = 5 \text{ m}, 50 \text{ m}, 500 \text{ m}, 5 \text{ km}, 50 \text{ km}$ の5ケースについて行う。Table A1 は各ケースに対する計算条件 (Δx : 空間間隔, Δt : 時間間隔, t_e : 全吹送時間, N_t : 計算回数, $f_{min} \sim f_{max}$: 最低・最大周波数, N_f : 周波数の個数) を与える。方向データ数は間隔を $\Delta\theta = 10^\circ$ として36個である。 $U_{10} = 30 \text{ m/s}$ としたのは高風速条件での ε^* や f_p^* の挙動を調べるとともに、定常状態に至るまでの計算時間を短縮するためである。

Table A1 A list of wave computation condition used by SWAN-St.

Δx	Δt	N_t	t_e	$f_{min} \sim f_{max}$	N_f
5 m	4 s	360	24 min	0.02~5.0 Hz	59
50 m	20 s	360	2 hr	0.02~3.0 Hz	59
500 m	2 min	300	10 hr	0.02~2.0 Hz	51
5 km	10 min	288	48 hr	0.02~1.0 Hz	43
50 km	30 min	288	144 hr	0.02~1.0 Hz	43

Fig. A8 は各 Δx に対して $\varepsilon^*(=g^2\varepsilon/u_*^4)$ および $f_p^*(=u_*f_p/g)$ を $F_*(=gF/u_*^2)$ との関係として示したものであり、これまでと同様に始発境界端における数値的な擾乱の影響を避けるために、 F_* の小さい方から10個の資料を省いている。この操作によって、各 Δx に対する ε^* および f_p^* の資料値はいずれもおおむね1本の曲線上にプロットされる。すなわち、 ε^* や f_p^* に及ぼす Δx の影響はあまりみられない。また、これらの曲線は現地観測資料に基づく Kahma・Calkoen⁸⁾の経験式による結果 (○印) より ε^* に対してはやや大きく、 f_p^* に対してはやや小さい。

Fig. A9 は各 Δx に対する T_p と $T_{m-1,0}(\approx T)$ の関係を図示したものであり、その平均的な挙動は $T_p > 25 \text{ s}$ の部分を除いて $T_p = 1.07T_{m-1,0}$ で近似される。つまり、 ε^* や f_p^* と F_* の関係が Kahma・Calkoen⁸⁾の経験式より大きい値を示す本文中の事例 (Fig. 13) と同様に、 T_p と $T_{m-1,0}$ の間の係数は経験式 $T_p = 1.05T (= 1.05T_{m-1,0})$ における係数 (1.05) に近い値をとる。

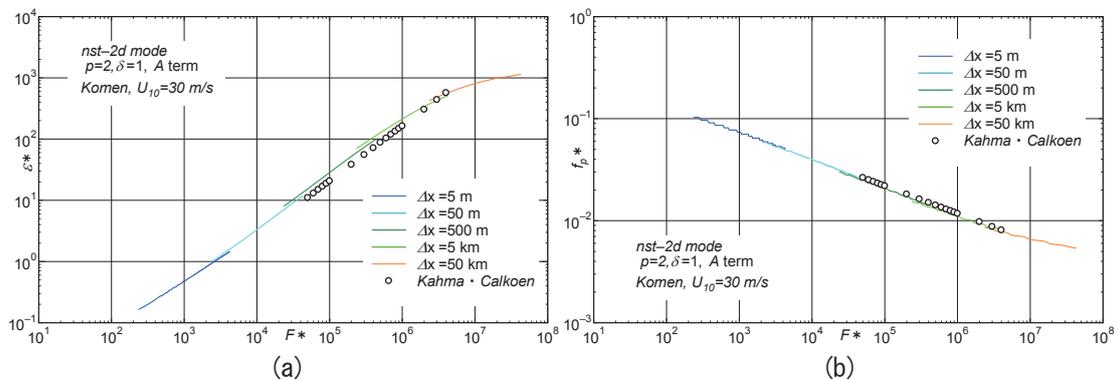


Figure A8 Relations between (a) ε^* and F^* and (b) f_p^* and F^* based on nst-2d mode of SWAN with A term and $\delta=1$ under space increment condition of any of $\Delta x = 5 \text{ m}, 50 \text{ m}, 500 \text{ m}, 5 \text{ km}, 50 \text{ km}$, in cases where wind speed U_{10} is 30 m/s.

Fig. A10 は種々の条件下での SWAN による計算から得られた ε^* および f_p^* と F_* の関係に対するスプライン曲線近似式および Kahma・Calkoen^[8] の経験式に基づく値 (○印) を与える。各曲線はつぎの結果に対応する。

- ① Komen の減衰式 ($p=2, \delta=1$) で C_d を Wu 式による計算 (赤線)
 - ② Komen の減衰式 ($p=2, \delta=1$) で C_d を Zijlema ら^[16] の 2 次式による計算 (黒の点線)
 - ③ Westhuysen の発達・減衰式で C_d を Zijlema ら^[16] の 2 次式による計算 (青の点線)
 - ④ Komen の減衰式 ($p=2, \delta=1$) で $U_{10}=30$ m/s とし Δx を 5 種類変えた場合の C_d を Wu 式による計算 (濃緑色の実線)
- (ここまでの①~④は *nst-2d* モード計算による。①~③では $F_* \approx (5\sim 15) \times 10^4 \sim 4 \times 10^8$, ④では $F_* = 3 \times 10^3 \sim 4 \times 10^7$)
- ⑤ Komen の減衰式 ($p=2, \delta=0$; default 値) で $U_{10}=10$ m/s に対する Westhuysen らの結果 (黒線; Westhuysen default)

⑥ Westhuysen らの発達・減衰式で $U_{10}=10$ m/s に対する Westhuysen らの結果 (淡赤色の実線; Westhuysen10)

⑦ Westhuysen らの発達・減衰式で $U_{10}=20$ m/s に対する Westhuysen ら^[19] (Fig. 6) の結果 (緑線; Westhuysen20)

(以上の⑤~⑦は *st-2d* or *st-1d* モード計算による。 $F_* = 10^4 \sim 10^9$)

ここから 1) 非常常 2 次元 (*nst-2d*) モード計算に基づく ε^* および 定常 2 次元 (*st-2d*) モード計算と 定常 1 次元 (*st-1d*) モード計算に基づく ε^* はそれぞれ集まってプロットされるが, *nst-2d* モード計算の場合の $\varepsilon^*(f_p^*)$ が *st-2d* あるいは *st-1d* モード計算の場合の $\varepsilon^*(f_p^*)$ より若干大きい (小さい) ことや, *st-2d* あるいは *st-1d* モード計算の場合の結果が Kahma・Calkoen^[8] の経験式による結果に近いことがわかる。なお, T_p と $T_{m-1,0}$ の間の係数は *nst-2d* モード計算の場合に 1.05 に近い値をとる。また, ⑥ $U_{10}=10$ m/s と ⑦ $U_{10}=20$ m/s に対する定常 2 次元 (*st-2d*) モードの SWAN による計算結果はほぼ符合しており, ε^* や f_p^* に及ぼす U_{10} の影響は実質的にみられない。これは Westhuysen ら^[3] と Westhuysen^[19] の各論文から再録したそれぞれの資料値 (ス

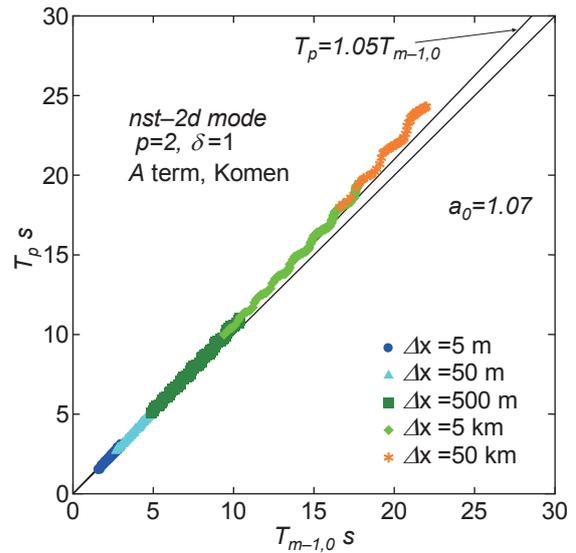


Figure A9 Relation between T_p and $T_{m-1,0}$ obtained under 5 space increment conditions using *nst-2d* mode of SWAN with A term and $\delta=1$, in cases where wind speed U_{10} is 30 m/s.

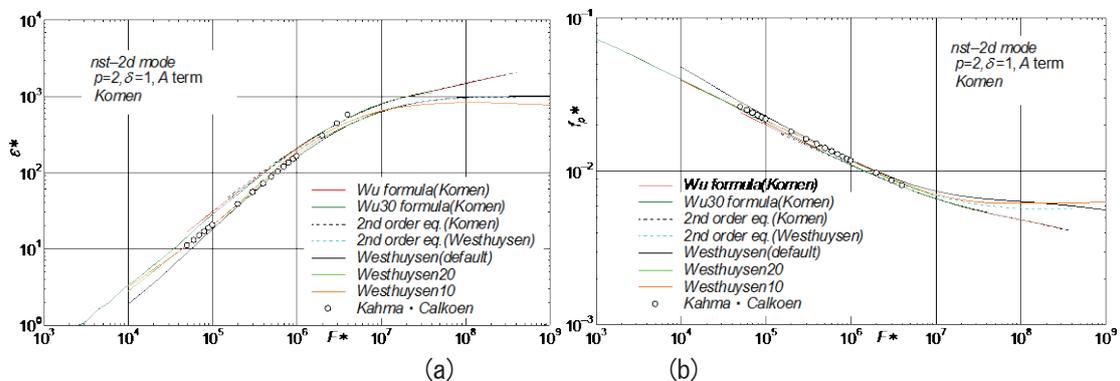


Figure A10 Spline curves fitted to relation between (a) ε^* and F_* and (b) f_p^* and F_* obtained by SWAN with various conditions, and full circle plots based on Kahma・Calkoen^[8] empirical relation.

プライン近似曲線) を Fig. A10 に示すように同時作図することにより明らかになった結果であり、第3世代波浪推算モデルにおいて風速の影響を検討した既往の研究結果の参考文献[10]に次ぐ2例目にあたる。

以上の結果を再度まとめると、つぎのことが言える。

- 1) $nst-2d$ モード計算においても ε^* や f_p^* に及ぼす Δx の影響は小さい。
- 2) $nst-2d$ モード計算では $st-2d$ ($st-1d$) モード計算より ε^* が大きく、 f_p^* が小さい。また、 $st-2d$ ($st-1d$) モード計算の結果が Kahma・Calkoen^[8]の経験式に基づく結果に近い値を与える。
- 3) T_p と $T_{m-1,0}$ の間の係数は $nst-2d$ モード計算の場合に 1.05 より若干大きい 1.07~1.08 をとるが、 $st-2d$ ($st-1d$) モード計算では 1.2 に達する。

5. 観測資料に基づく fetch law

欧米の研究者による論文では、一様風条件下での風波に関する fetch law として現地観測資料に基づく Kahma・Calkoen^[8]の経験式が引用されることが多い。一方、わが国では実験資料に基づく Mitsuyasu^[17]の経験式が用いられる。こうした事情から、ここでは前出の結果と重複するけれども、両者の結果を対比しながら、その内容を述べる。まず Kahma・Calkoen^[8]の経験式は式(3)で表される。

$$\varepsilon^* = 6.5 \times 10^{-4} F_*^{0.9}, \quad f_p^* = 0.49 F_*^{-0.27}; \quad F_* = 5 \times 10^4 \sim 4 \times 10^6 \quad (12)$$

これらは無次元有義波高 H^* と無次元ピーク周期 T_p^* の表示では次式になる。

$$H^* = 1.02 \times 10^{-1} F_*^{0.45}, \quad T_p^* = 2.04 F_*^{0.27} \quad (13)$$

ここに、 $H^* = gH/u_*^2$ 、 $T_p^* = u_* T_p/g$ である。一方、Mitsuyasu^[17]の経験式は式(10)および式(11)に与えられる。これらを改めて示せば、次式である。

$$H^* = 5.24 \times 10^{-2} F_*^{0.504}, \quad T_p^* = 1.00 F_*^{0.330}; \quad F_* = 1.6 \times 10^4 \sim 2 \times 10^6 \quad (14)$$

$$\varepsilon^* = 1.716 \times 10^{-4} F_*^{1.008}, \quad f_p^* = 1.00 F_*^{-0.330} \quad (15)$$

Kahma・Calkoen^[8]の式と Mitsuyasu^[17]の式では、対応する係数やべき数および適用範囲が若干異なる。

ついで、波高と周期の $3/2$ 乗則の形で表せば、 $T_p = 1.05T$ 、 $T^* = u_* T/g$ (T : 有義波周期) として、Kahma・Calkoen^[8]の式では、

$$B_{T_p} = H^* T_p^{*-3/2} = 3.50 \times 10^{-2} F_*^{0.045}, \quad B_T = H^* T^{*-3/2} = 3.76 \times 10^{-2} F_*^{0.045} \quad (16)$$

Mitsuyasu^[17]の式では、

$$B_{T_p} = H^* T_p^{*-3/2} = 5.24 \times 10^{-2} F_*^{0.009}, \quad B_T = H^* T^{*-3/2} = 5.64 \times 10^{-2} F_*^{0.009} \quad (17)$$

で表される。 B_T は Toba 定数と呼ばれ、 $B_T = 0.062$ をとるとされるが、Kahma・Calkoen^[8]の式および Mitsuyasu^[17]の式のいずれも無次元吹送距離 F_* に依存する係数を与える。しかし、 F_* への依存性は Kahma・Calkoen^[8]の式では $F_*^{0.045}$ 、Mitsuyasu^[17]の式では $F_*^{0.009}$ となり、両式ともに全体としては弱いとは言え、Kahma・Calkoen^[8]の式で相対的に強い。Kahma・Calkoen^[8]の式に基づく式(16)の第1式はこれを2乗後16で割ることにより

$$\varepsilon^* f_p^{*3} = 7.65 \times 10^{-5} F_*^{0.090} \quad (18)$$

Mitsuyasu^[17]による式(17)の第1式も同様に

$$\varepsilon^* f_p^{*3} = 1.72 \times 10^{-4} F_*^{0.018} \quad (19)$$

と書き換えられる。

引用文献 (付録)

- [19] Van der Westhuysen, A.J. : Spectral modeling of wave dissipation on negative current gradients, Coastal Eng., 68, pp.17-30, 2012.

近年における日本海での異常波浪の再現計算

Hindcasting High Waves in the Japan Sea Generated by Recent Severe Storms

山口正隆*・野中浩一**・畑田佳男***

Masataka YAMAGUCHI*, Hirokazu NONAKA** and Yoshio HATADA***

Wave hindcasting in the Japan Sea using either the 2nd generation model YH3 or the 3rd generation model SWAN was conducted for each of the 8 severe storms which brought about very large waves along the Japanese coastal areas and/or swell-like high waves along the east coastal areas of Korea, in cases where hourly sea wind distribution is taken from the MSM(meso-scale model)-based winds products provided by JMA(Japan Meteorological Agency). The accuracy of each wave model is discussed on the basis of the comparison between hindcasts and measurements for the time variations of wave height and wave period at any of many stations deployed along not only the Japanese coast but also the Korean east coast, and then spatial distribution of the storm-generated maximum wave height was investigated. The main results are as follows. 1)both models reproduce well the time variations of wind waves measured during a storm and SWAN model yields a slightly better estimate than YH3. 2)in a general sense, either of the models evaluates well the swell-like high waves along the east coast of Korea but gives poor verification for the swell-like waves called 'Yorimawari-nami' in Toyama Bay associated with February-Storm in 2008 as did previous studies. 3)estimate for the largest maximum wave height generated by the concerned 8 severe storms is over 13 m in the offshore area of the Tohoku region, while it reaches over 9 m in the northern offshore area of the east coast of Korean Peninsula.

Key Words ; Japan Sea, recent severe storms, wind waves, swell-like waves, Japanese coast, east coast of Korea, MSM-based winds, YH3 and SWAN wave models.

1. 緒 言

最近、わが国の日本海沿岸では太平洋岸など他の沿岸海域と同様に既往最大波高に達するか、あるいは上まわるほどの異常波浪が生起することが少なくないことから、沿岸部の防災対策上これらの波浪を適正に再現・評価する必要に迫られている。また、韓国の東海岸（東岸）では日本海を伝播するうねり性異常波浪により大規模な海岸災害が繰り返し生じてきたことから、同様の状況にある。

従来こうした状況を再現するための波浪推算は手間のかかる作業であったが、最近では高い精度の気象資料（海上風分布資料）の整備と公開、および高度化された第3世代の波浪推算モデルのフリーソフトと

*愛媛大学名誉教授

Prof. Emeritus, Ehime University

**（前）愛媛大学工学部環境建設工学科

（former）Department of Civil and Environmental Engineering, Faculty of Engineering, Ehime University

***愛媛大学大学院理工学研究科（工学系）生産環境工学専攻

Engineering for Production and Environment, Graduate School of Science and Engineering, Ehime University

原稿受理 平成26年10月31日

しての公開によって、比較的手軽に行える作業となりつつある。すなわち、日本海を対象とした波浪推算では、全球規模の気象資料を入力条件としたメソ気象モデル (MM5, WRF など) による地形解像度の海上風計算と第 3 世代の波浪推算モデル (WAM, WAVEWATCH3 (WW3), SWAN) による波浪推算を組合わせたストーム時波浪推算が行われてきたが、メソ気象モデルの適用にはかなりの専門知識と習熟が必要となる。しかし、気象庁は 2002 年 5 月 15 日以降空間解像度 $\Delta x = 10 \text{ km}$ 、時間間隔 6 時間の (風) 解析値資料や 1 時間ごとの (風) 予報値資料の公表を開始して以来、いくつかの変更を経て 2007 年 11 月 21 日以降では地形解像度 $\Delta x = 5 \text{ km}$ 、時間間隔 3 時間の解析値資料と 1 時間間隔の予報値資料を提供しており、気象モデルの高度化や地形解像度と時間間隔のかなりの細密化をはかっている。したがって、これらの風資料を公表されている第 3 世代の波浪推算モデルへの入力条件とすることによって、メソ気象モデルの適用なしに適正な波浪推算の結果が得られると期待される。

そこで、本研究では 2003 年～2012 年の間の 8 ケースの特徴的なストームに対して日本海における波浪推算を気象庁による海上風分布資料の入力条件のもとに第 3 世代モデルの SWAN^[1]と第 2 世代モデルの YH3^[2]により実施し、わが国の日本海沿岸や韓国東岸での多数の観測地点における観測資料との比較に基づいて、その妥当性を検討する。また、推算資料に基づいて各ストームにおける最大波高の空間分布の特徴を調べる。

2. 海上風分布資料および波浪推算の方法

2.1 気象庁風資料と対象ストーム

気象庁は段階的に高度化された MSM (メソスケールモデル) を使用して得た空間解像度 Δx 、時間間隔 Δt の (風) 解析値資料と (風) 予報値資料を公表している。これらの資料と波浪推算対象ストームの期間はつぎのようである。

(a) 2002 年 5 月 15 日～2004 年 8 月 31 日の期間

$\Delta x = 10 \text{ km}$, $\Delta t = 6 \text{ h}$ の解析値と $\Delta t = 1 \text{ h}$ の予報値, 静力学モデル

① 2003 年 12 月 17 日～20 日; 直江津で観測最大 (有義) 波高 $H_{max} = 9.23 \text{ m}$

(b) 2004 年 9 月 1 日～2006 年 2 月 28 日の期間

$\Delta x = 10 \text{ km}$, $\Delta t = 6 \text{ h}$ の解析値と $\Delta t = 1 \text{ h}$ の予報値, 非静力学 (NH) モデル

② 2004 年 11 月 26 日～28 日; 深浦で $H_{max} = 10.36 \text{ m}$, 酒田で $H_{max} = 10.65 \text{ m}$

(c) 2006 年 3 月 1 日～2007 年 5 月 15 日の期間

$\Delta x = 5 \text{ km}$, $\Delta t = 3 \text{ h}$ の解析値と $\Delta t = 1 \text{ h}$ の予報値, 非静力学 (NH) モデル

③ 2006 年 10 月 22 日～25 日; 韓国東岸うねり

④ 2007 年 1 月 6 日～8 日; 福井で $H_{max} = 8.16 \text{ m}$

⑤ 2007 年 2 月 14 日～16 日; 酒田で $H_{max} = 9.58 \text{ m}$

(d) 2007 年 5 月 16 日～2007 年 11 月 20 日

$\Delta x = 5 \text{ km}$, $\Delta t = 3 \text{ h}$ の解析値と $\Delta t = 1 \text{ h}$ の予報値, 予報時間 33 時間に延長, 非静力学 (NH) モデル

(e) 2007 年 11 月 21 日～

$\Delta x = 5 \text{ km}$, $\Delta t = 3 \text{ h}$ の解析値と $\Delta t = 1 \text{ h}$ の予報値, 非静力学 (NH) モデルの更新に伴い MSM 用の地形データを変更

⑥ 2008 年 2 月 22 日～24 日; 寄りまわり波, 韓国東岸うねり (22～24 日)

⑦ 2010 年 12 月 28 日～2011 年 1 月 2 日; 韓国東岸うねり (～1 月 4 日)

⑧ 2012 年 4 月 3 日～4 日; 東北・北陸沿岸で既往最大波高発生

以上の解析値資料と予報値資料を組み合わせると $\Delta t = 1 \text{ h}$ ごとの海上風分布資料とする。すなわち、メソスケールモデル (MSM) (南北方向 $N22.4^\circ \sim N47.6^\circ$ 、東西方向 $E120^\circ \sim E150^\circ$ の領域、解像度 $0.05^\circ \times 0.0625^\circ$ 、

505×481に分割)による3時間間隔解析風に1時間間隔予報値を組入れて1時間間隔のMSM風資料をMSM風の領域で作成する。ただし、実際には緯度・経度座標表示として2006年2月28日以前の(a), (b)で緯度×経度(0.1°×0.125°), 2006年3月1日以降の(c), (d), (e)で緯度×経度(0.05°×0.0625°)ごとに与えられる。その精度は最近のものほど高いと期待される。対象ストームは最大級の異常波高の生起(①, ②, ④, ⑤, ⑧), 異常波高と巨大寄りまわり波の生起(⑥)および韓国東岸での高波高うねりの生起(③, ⑦)と付随的に⑥)という特徴から選択している。各ストームの概況および波浪推算結果の考察は新しいものから過去に遡って順次個別に後述する。

2.2 波浪推算モデルと計算条件

(1) SWAN Version40.91ABC

SWAN^[1]は風波の発生・発達項, Hasselmann らの DIA 近似に基づく4波共鳴非線形相互作用項, パルスモデルによる深海性砕波減衰項, 流れによる相互干渉(wave action スペクトルの保存則を使用), shoaling, 屈折(回折), 底面摩擦の各項, 3波共鳴非線形相互作用項, 浅海・極浅海での砕波減衰項よりなる(深海)・浅海・極浅海用波浪推算モデルであり, 座標系, ソース関数および伝播計算法などに多くの選択肢をもつ。ここでは, Komen らによる発達項, Wu 公式による海面抵抗係数 C_d とその上限値 $C_{dmax} = 2.1 \times 10^{-3}$ を基本条件とし, 球面座標系を採用する。空間解像度は緯度・経度方向に $\Delta\lambda = \Delta\phi = 0.1^\circ$, 周波数条件は $f = 0.04 \sim 1$ Hz の31個(隣接周波数比1.1), 方向間隔 $\Delta\theta = 10^\circ$ の36個, 計算時間間隔 $\Delta t = 5$ 分とする。

Fig. 1は波浪推算領域である $N33^\circ \sim N47.6^\circ$, $E125^\circ \sim 145^\circ$ の領域を示す。図には, ここで使用する観

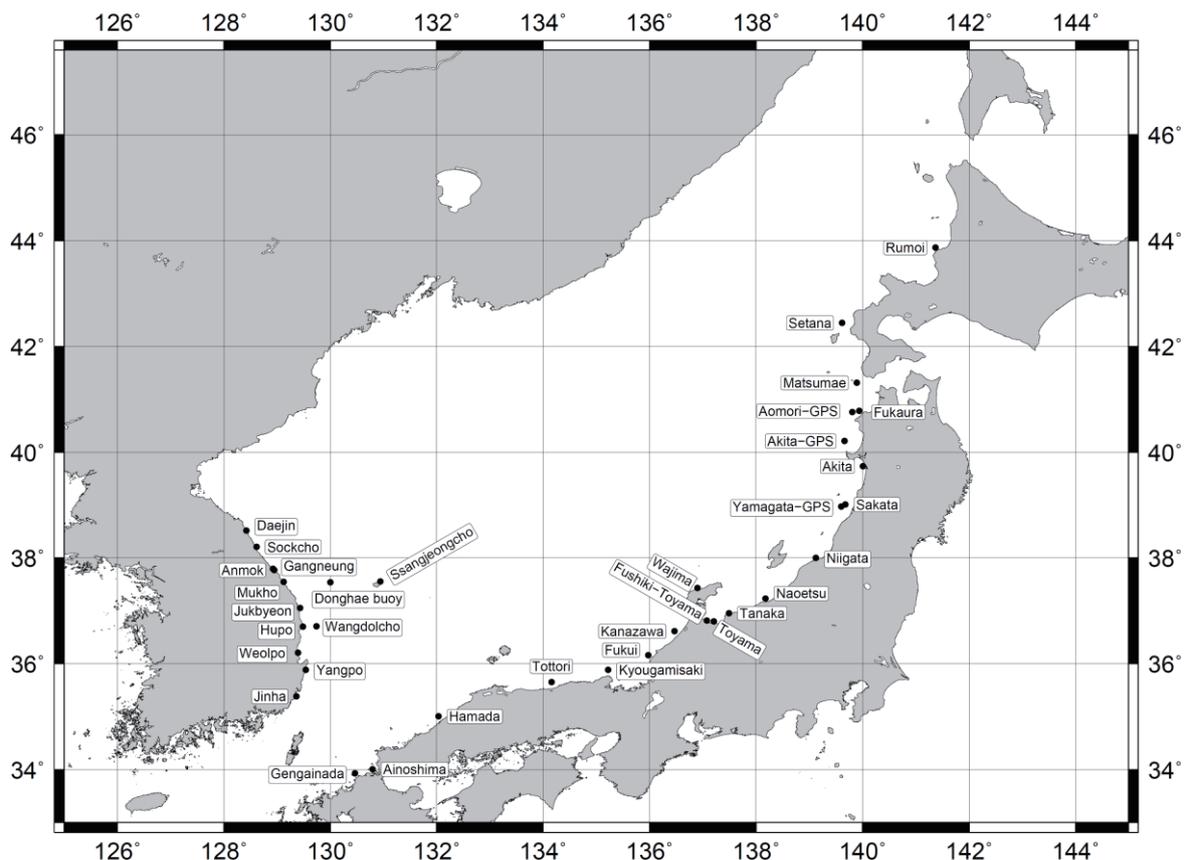


Figure 1 Area of MSM-based sea wind distribution data in the Japan Sea provided by JMA(Japan Meteorological Agency) and wave hindcasting area of the Japan Sea with location of wave measurement stations of Japanese coasts

測資料が得られたわが国の日本海沿岸のみならず韓国沿岸での波浪観測地点名を与える。1 時間ごとの海上風分布は 5 分間隔で線形補間する。境界条件として、領域 4 辺上の陸上のみならず海上の格子点で方向スペクトル値を 0 とする。境界を通じて入射する波浪の影響は大きくないので、この仮定は妥当と考えられる。

(2) 格子点浅海モデル (YH3)

これは風波の発生・発達、パラメータ化された 4 波共鳴非線形相互作用、平衡周波数スペクトルによる砕波減衰, shoaling, 屈折, 底面摩擦, 浸透, 浅海砕波を考慮する第 2 世代のデカルト座標系波浪推算モデル^[2]である。推算対象領域は北緯 40°を基線に南北方向の間隔 $\Delta x = 11$ km, 東西方向の間隔 $\Delta y = 8.5$ km とし, 周波数条件を $f = 0.04 \sim 0.5$ Hz で不等分割した 24 個, 方向条件を $\theta = 0 \sim 360^\circ$ で $\Delta\theta = 10^\circ$ で等分割した 36 個, 時間間隔を $\Delta t = 5$ 分とした。YH3 の発達項は 10 m 高度風速 U_{10} で表示されている。境界条件として領域 4 辺上の格子点で方向スペクトルの値 0 を与える。今回の計算では SWAN と同様に周波数スペクトルの-1 次積率に基づく平均周期 $T_{m-1,0}$ を有義波周期 T とする^{[3], [4]}。

2.3 波浪観測資料 (日本海沿岸と韓国東岸)

波浪推算の精度を検討するため、わが国の日本海沿岸で北東側から南西側にかけて配置されている多数の波浪観測地点のうち使用する波浪推算領域で解像されない局所地形の影響を受ける瀬棚や松前、富山湾内の地点 (田中、富山、伏木富山) や藍島、領域端に近い留萌を除く最大 15 地点の波浪観測資料を用いるが、何らかの理由で推算値と観測値があまりにかけ離れている地点の記録は除外する。また、記録が得られている場合 (2012 年 4 月 3 日~4 日の低気圧のみ) には、東北北部の日本海沿岸沖合に展開されている 3 基の GPS 波浪計記録 (青森県西岸沖, 秋田県沖, 山形県沖) の記録も用いる。Fig. 2 は 22 波浪観測地点と水深を与える。なお、2008 年 2 月 23 日~24 日の低気圧時には寄りまわり波に対する再現性をみるために富山湾湾口の田中と湾奥の伏木富山における観測資料を用いる。

ついで、韓国東岸における波浪観測資料はそれぞれの関連する論文に掲載された図から読取り用ソフトによって得た記録を用いる。これらは以下のようなものである。すなわち 2006 年 12 月 22 日~25 日の低気圧に対



Figure 2 Location of wave measurement stations along Japanese coast facing the Japan Sea.

して Ssangjeongcho (ウツリュウ島), Donghae Buoy, Wangdolcho の 3 地点 (波高のみ) のほか, 前記の 2006 年 10 月 22 日~25 日の低気圧に加えて, 2008 年 2 月 22 日~24 日と 2010 年 12 月 28 日~2011 年 1 月 2 日の各低気圧に Sokcho, Mukho, Hupo, Jinha の 4 地点, このほか 2010 年 12 月 28 日~2011 年 1 月 2 日の低気圧ではこの 4 地点に加えて, Daejin, Gangneung, Jukbyeon, Weolpo, Yangpo の 5 地点の合計 9 地点で, 2008 年 2 月 22 日~26 日の低気圧では Anmok で, それぞれ波高・周期系列図が提示されているので, 読取り用ソフトにより波高・周期の時系列資料を作成する。ここで, 波高は有義波高 H , 周期は有義波周期 T を指す。韓国東岸の Daejin から Jinha に至る 9 地点 (おそらく Anmok も) における波高計は水圧式であり, 波高はスペクトルから, 周期は zero-cross 法で算出されている。このため, 波高・周期, とくに周期の観測資料の精度に問題がある。また, Donghae ではブイ式波高計, 残り 2 地点では不明である。

波浪推算の解像度は 0.1° あるいは約 10 km, 沿岸波高計の位置は海岸から 1~2 km 以内 (韓国東岸では水深 20 m 以浅) であるから, 両者は必ずしも適正な比較とならない点に留意する必要がある。

3. ストーム時波浪推算結果の精度検証

3.1 2012 年 4 月 3 日~4 日低気圧

(1) ストームの概況

この低気圧は日本海で 2012 年 4 月 3 日 3 時の 1000 hPa から 3 日 21 時の 964 hPa へと急速に発達し, 日本海を含め日本周辺海域で暴風が吹送した。この結果, 東北地方から北陸地方の沿岸にかけて巨大波浪が来襲し, 最大波高は酒田で 11.01 m (第 2 位波高 10.65 m), 輪島で 9.32 m (第 2 位波高 8.12 m), 福井で 9.16 m (第 2 位波高 8.16 m) を記録し, 既往最大波高 (括弧内の第 2 位波高) を更新した。また, GPS 波高計記録として山形県沖で 12.39 m, 秋田県沖で 11.21 m が得られた。以上は暫定値であり, 川口ら^[5]による最終報告では金沢で 10.85 m, 福井で 9.96 m となっているが, 秋田における 12.22 m とともにそれらの時系列やその絶対値からみて適正な値と考えられないので, 採用していない。

(2) 波浪推算条件

ここでは(a) C_d 式 (山口ら^[6]), (b)風波の発達項, (c)地形解像度, を変えた波浪推算を行う。まず, Komenらによる発達項, 地形解像度 0.1° としたうえで, C_d 式に対して SWAN で与えられた Wu 式

$$C_d = \begin{cases} (0.8 + 0.065U_{10}) \times 10^{-3} & ; U_{10} > 7.5 \text{ m/s} \\ 1.2875 \times 10^{-3} & ; U_{10} \leq 7.5 \text{ m/s} \end{cases} \quad (1)$$

において, ①上限値を $C_{dmax} = 2.1 \times 10^{-3}$ (SWAN-St), ②上限値を SWAN で推奨された $C_{dmax} = 2.5 \times 10^{-3}$ (SWAN-Wu) とする。加えて,

③Mitsuyasu・Kusaba 式 (SWAN-MK)

$$C_d = \begin{cases} (0.581 + 0.063U_{10}) \times 10^{-3} \leq 2.55 \times 10^{-3} & ; U_{10} \geq 8 \text{ m/s} \\ 1.085 \times 10^{-3} & ; U_{10} < 8 \text{ m/s} \end{cases} \quad (2)$$

④Takagaki らの式 (SWAN-Ta)

$$C_d = \begin{cases} \{0.4/\ln(3.12 \times 10^6/U_{10}^2)\}^2 & ; U_{10} < 33.6 \text{ m/s} \\ 2.55 \times 10^{-3} & ; U_{10} \geq 33.6 \text{ m/s} \end{cases} \quad (3)$$

⑤これを近似した Iwano らの式 (SWAN-Iw)

$$C_d = \begin{cases} 4.4 \times 10^{-4} U_{10}^{1/2} & ; U_{10} < 33.6 \text{ m/s} \\ 2.55 \times 10^{-3} & ; U_{10} \geq 33.6 \text{ m/s} \end{cases} \quad (4)$$

⑥ U_{10} に関する 2 次式で表した Zijlema ら^[7]の式 (SWAN-Zi)

$$C_d = \{0.55 + 2.97(U_{10}/U_{ref}) - 1.49(U_{10}/U_{ref})^2\} \times 10^{-3} ; U_{ref} = 3.15 \text{ m/s} \quad (5)$$

を用いる。式(5)の C_d は $U_{10} = 31.5$ m/s で最大値 2.03×10^{-3} をとり、 $U_{10} > 31.5$ m/s で U_{10} とともに減少する。

ついで、風波の発達・減衰項を option として与えられた⑦Janssen の式とする計算 (SWAN-Ja), ⑧Westhuysen の式で Wu の式(1) ($C_d \leq 2.1 \times 10^{-3}$) を用いる計算 (SWAN-WW), ⑨Westhuysen の式で Zijlema らの式(5) を用いる計算 (SWAN-WZ), さらに Komen による発達式, Wu による C_d 式 ($\leq 2.1 \times 10^{-3}$) とする⑩の場合で $\Delta x = 0.05^\circ$ の条件 (SWAN-D5) を用いる計算をそれぞれ行う。他の共通する条件として、伝播計算は BSBT (風上 1 次差分スキーム), 3 波共鳴項はなし, 流れ項はなし, とする。ここでは YH3 のモデルの結果を含めて 11 通りの計算結果を提示し, その特性をみる。

(3) 波高・周期の観測結果との比較

Fig. 3 は YH3 と①~⑤の 5 通りの SWAN による (有義) 波高 H および (有義波) 周期 T の時系列と観測時系列の比較を酒田において示す。このうち (a) 図は YH3 と Wu 公式で $C_{dmax} = 2.1 \times 10^{-3}$ とした標準条件での SWAN による結果 (①SWAN-St) による結果を, (b) 図は SWAN による 5 種類の結果 (①SWAN-St, ②SWAN-Wu, ③SWAN-MK, ④SWAN-Ta, ⑤SWAN-Iw) を与える。⑥~⑩の結果は図の錯綜を避けるため, 省略する。(a) 図において YH3, SWAN-St とともに, 観測結果にみられる波高や周期の時間変化をよく再現する。(b) 図においては, いずれの SWAN による結果でも波高や周期の時間変化は類似するものの, SWAN-Wu が最も大きい値を, SWAN-St が最も小さい値を, SWAN-MK, SWAN-Ta, SWAN-Iw はいずれもこれらの中間の値を与える。

Fig. 4 は錯綜を避けるため, 推算値を YH3 と SWAN-St に限定した場合に波高・周期観測時系列との比較を東北沖とその沿岸から北九州沿岸に至る秋田県沖, 山形県沖, 深浦, 直江津, 輪島, 金沢, 浜田, 玄界灘の 8 地点について示す。いずれの推算値も急激な風波の発達と緩やかな減少に関して観測値とかなりよく対応する。

Fig. 5 は秋田, 新潟 (ともにほぼ欠測) と瀬棚, 松前, 藍島 (地形による遮蔽効果大), 留萌を除く日本海沿岸 13 観測地点における波高 H , 周期 T , 最大 (有義) 波高 H_{max} に対する推算値と観測値の散布図を順次 YH3 と 10 種類の SWAN に対して示す。このうち, YH3 による結果 (a 図) および SWAN-St による結果 (b 図) はすでに野中ら⁸⁾ (ただし, 観測地点の位置に対して前回と若干異なる取扱い) で提示している。ここで注意すべきは推算資料と観測資料における最大波高の出現時刻がそれぞれにおける誤差や記録の不備等により必ずしも一致しないケースがある点であり, この結果, H の散布図と H_{max} の散布図において個々の資料値が符合しないケースも十分に生じうる。これは当該ストームのみならず他のケースのストーム時においても同様である。さて, Fig. 5 の結果を順次みると, つぎのようである。

1) YH3, SWAN-St とともに, 推算値は最大波高を含めて観測値とよく対応するが, 図中に誤差指標として与えた相関係数 ρ および原点を通る直線の勾配値 a_0 によると, SWAN-St が YH3 よりやや高い精度を示唆する。以下, SWAN による結果を相互比較する。

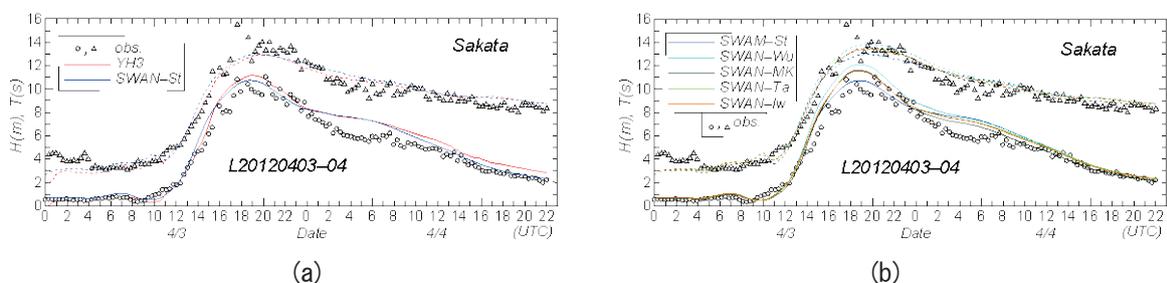


Figure 3 Comparison between hindcasts and measurements for time variations of (significant) wave height H and (significant) wave period T at Sakata station during 2012.4.3-4 Storm, in cases where (a) YH3 and SWAN wave models or (b) 5 kinds of SWAN models are applied.

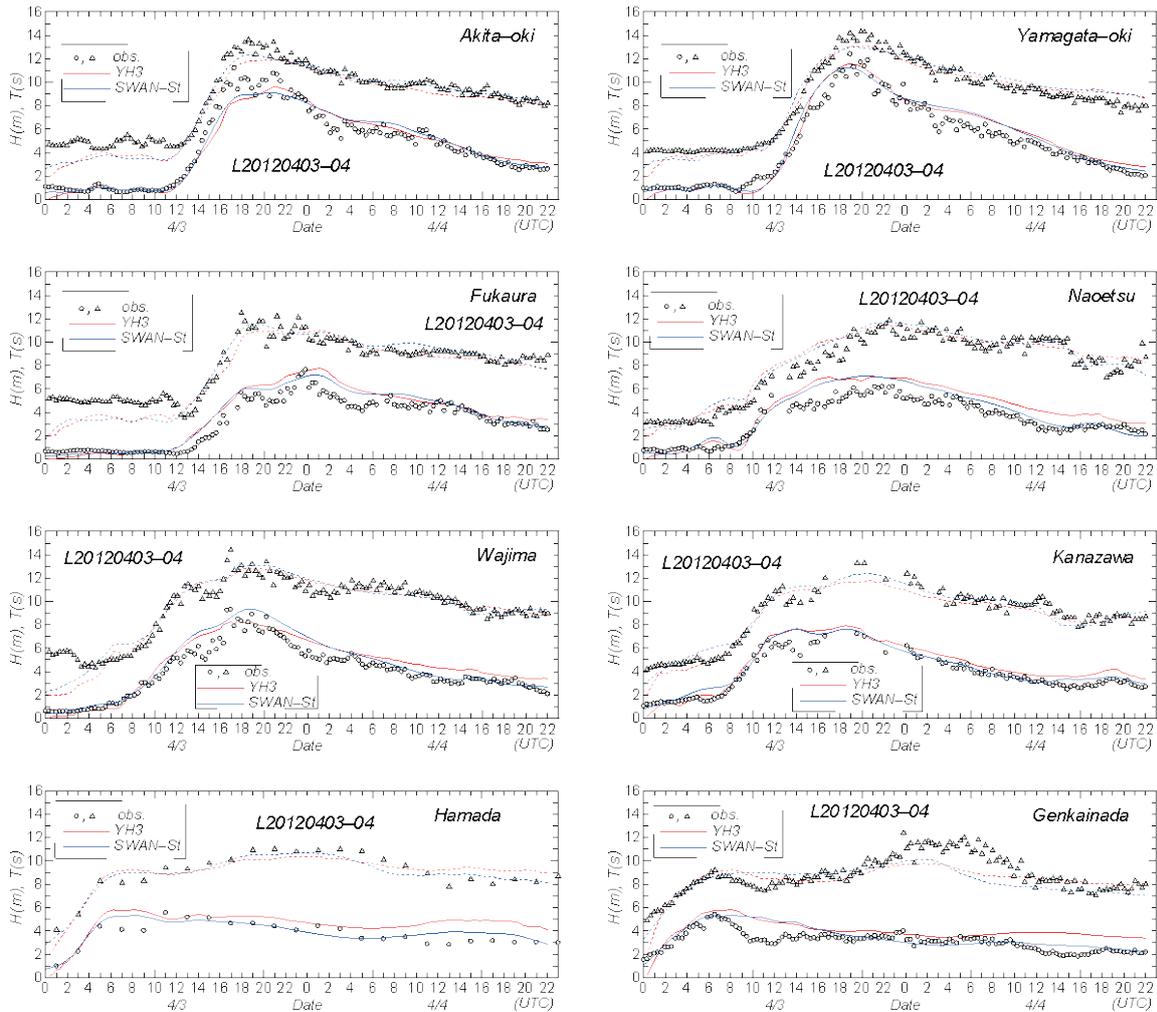


Figure 4 Comparison between hindcasts and measurements for time variations of wave height H and wave period T at each of 8 measurement stations during 2012.4.3-4 Storm, in cases where YH3 and SWAN wave models are applied.

2)SWAN-St と SWAN-Wu を比べると、 C_d の上限値の増加によって、SWAN-Wu がとくに H_{max} に対してより大きい値を与え、観測値との対応も向上するが、時系列特性を表す H 図や T 図でもより大きい推算値を与える。全体として SWAN-Wu の精度が SWAN-St より高いとは言えない。これは $C_{dmax} = 2.1 \times 10^{-3}$ を標準条件 (SWAN-Standard ; SWAN-St) とした理由である。

3)SWAN-MK は H_{max} のみならず H や T に対して SWAN-St よりやや良好な精度を与える。

4)SWAN-Ta や SWAN-Iw も SWAN-MK と同様に SWAN-St よりやや高い再現性をもつように見える。3者のうちでは SWAN-MK の精度がわずかに低い傾向にある。

5)SWAN-Ja は H_{max} のみならず、 H や T に対して観測値より過大な値を与えるので、風波の発達項に対してあまり適切な選択と言えない。

6)SWAN-Zi, SWAN-WW, SWAN-WZ は SWAN-St より小さい値を与えるが、誤差指標ではあまり差がない。

7)SWAN-D5 によれば、地形解像度を 0.1° から 2 倍にして 0.05° としても、SWAN-St に比べて有意な精度の向上は示唆されないことから、複雑な地形に囲まれた海域は別として、外海に開いた海域では 0.1° 格子網でも有用な結果が得られる。

Table 1 は Fig. 5 の各図に与えた誤差指標 (ρ, a_0) の一覧である。推算値が観測値より大きめの値 ($a_0 > 1$) や小さめの値 ($a_0 < 1$) を与える特性の差はある程度示唆されるものの、相関係数 ρ の差はあまりなく、いずれも推算値と観測値の間で有意な直線関係を示唆する。

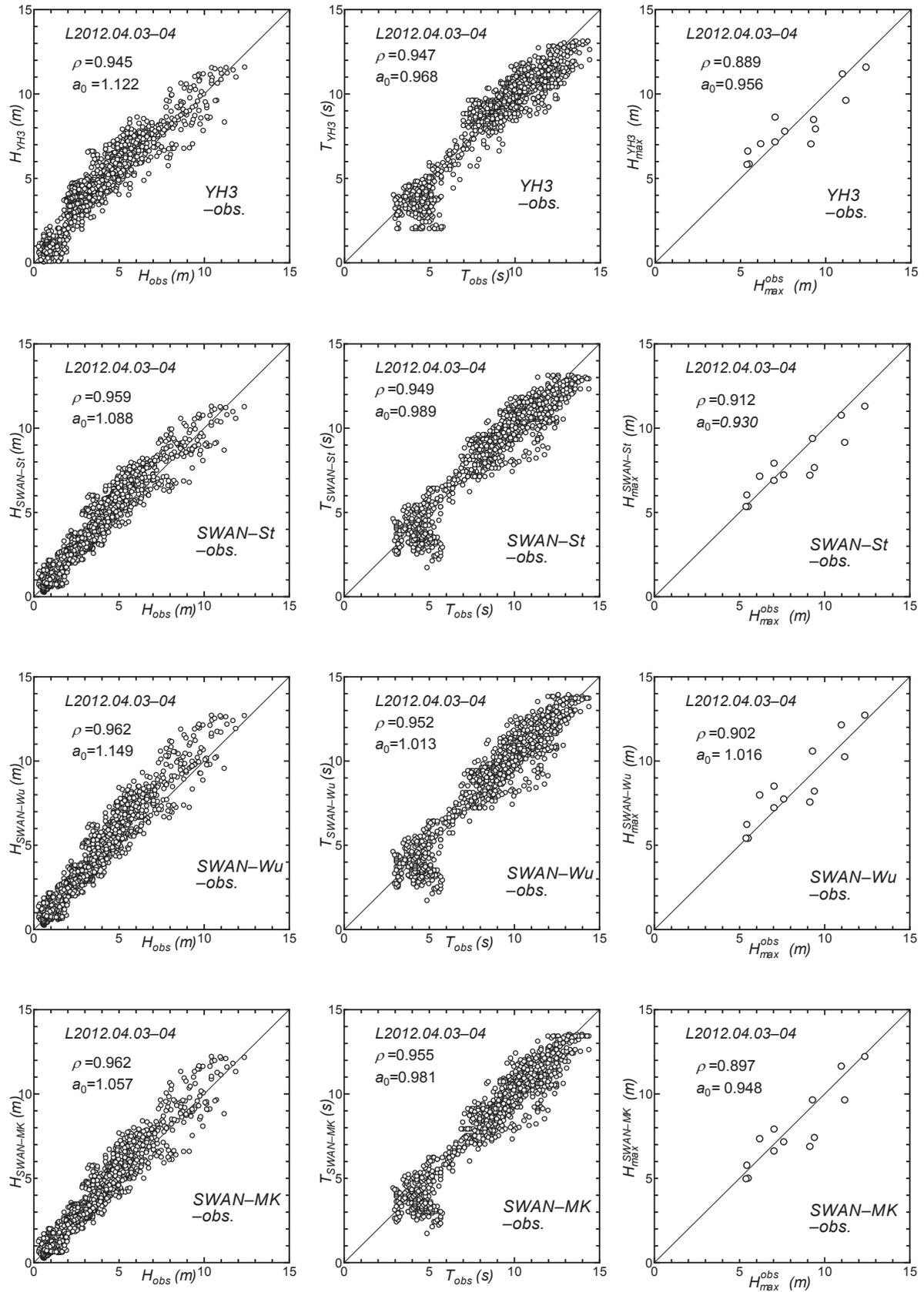


Figure 5 Scatter plot between hindcasts and measurements for any of time-varying wave height H , time-varying wave period T and maximum (significant) wave height during a storm H_{max} under various wave model conditions in 2012.4.3-4 Storm case(1).

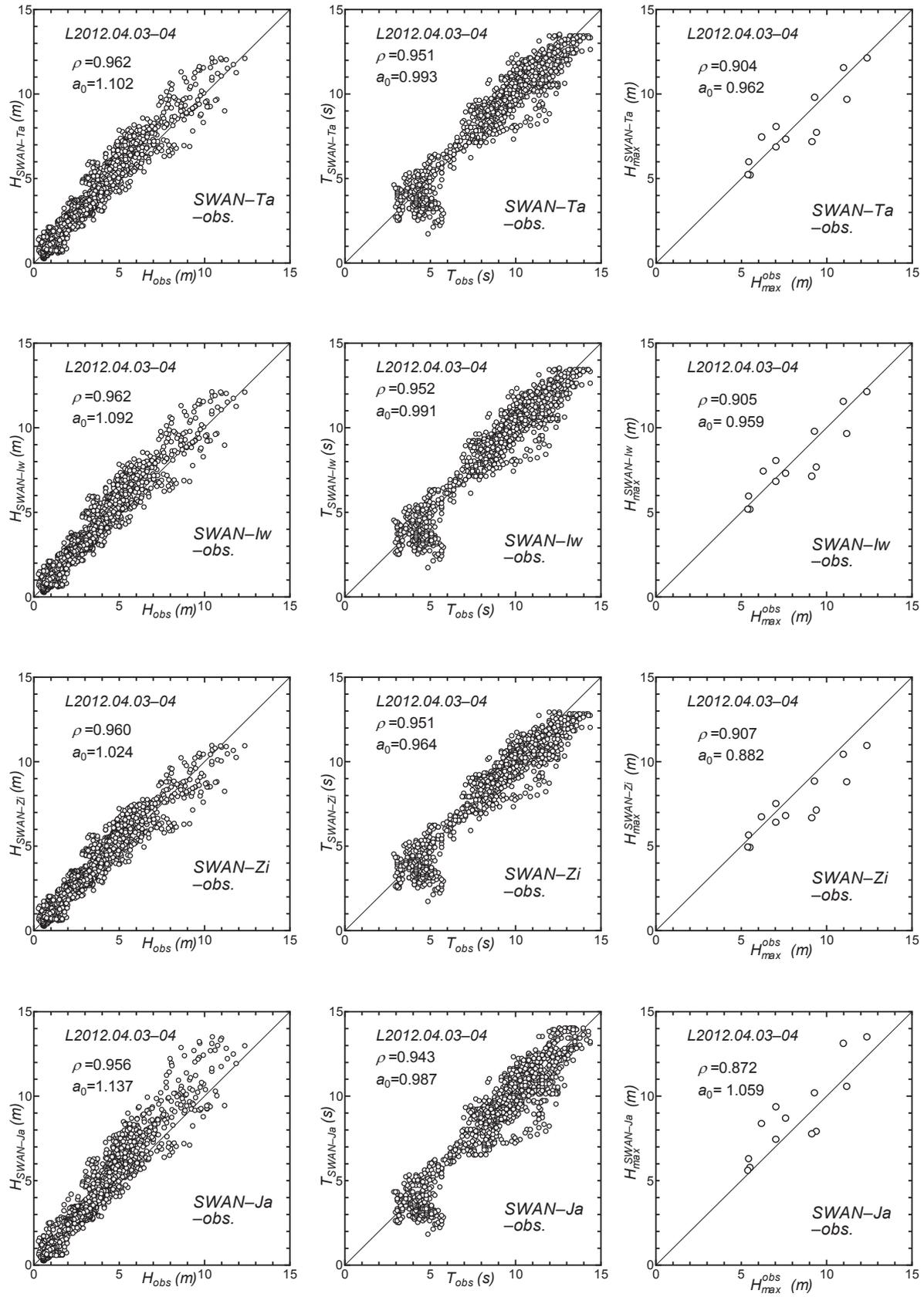


Figure 5 Scatter plot between hindcasts and measurements for any of time-varying wave height H , time-varying wave period T and maximum (significant) wave height during a storm H_{max} under various wave model conditions in 2012.4.3-4 Storm case(2).

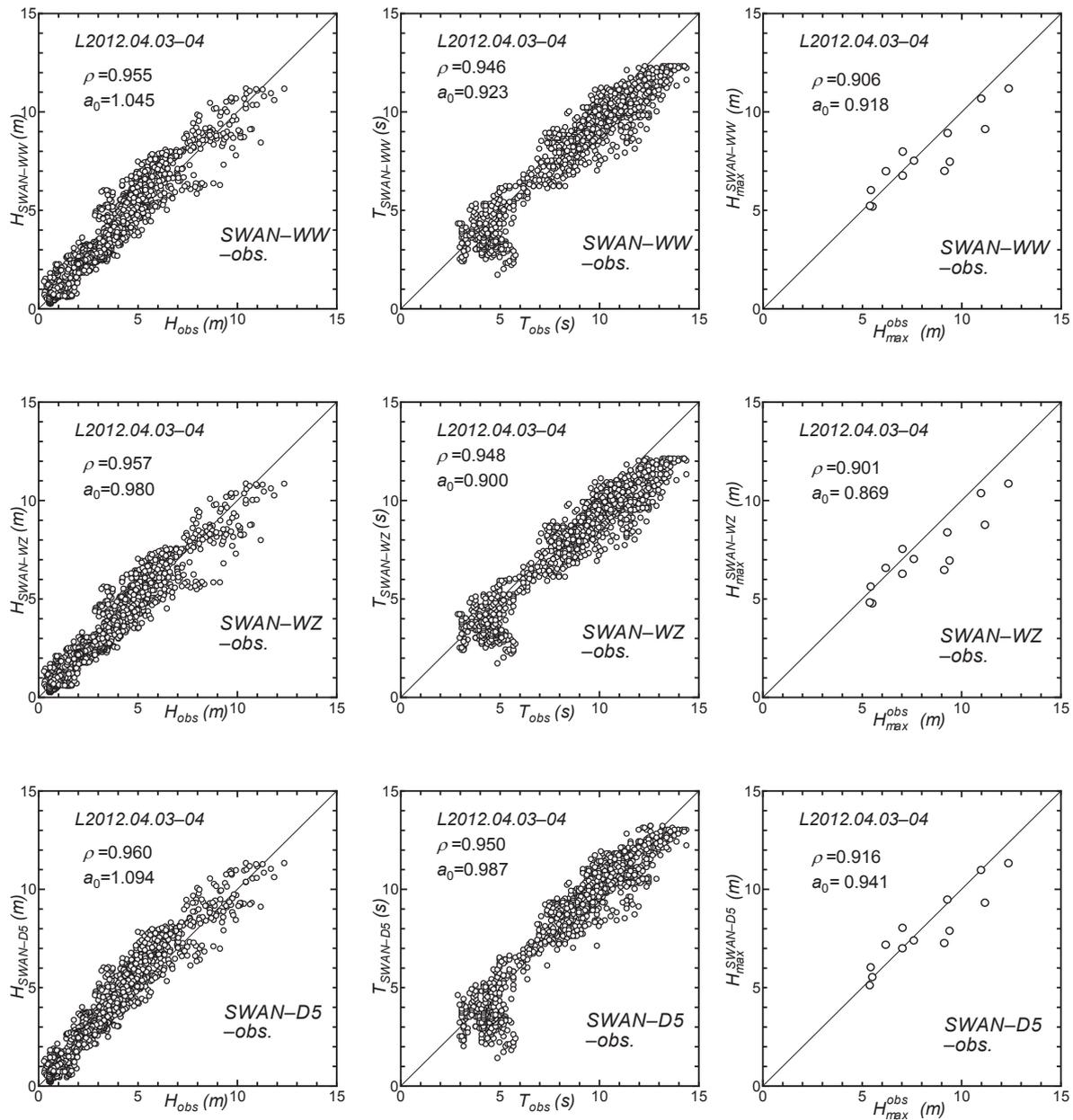


Figure 5 Scatter plot between hindcasts and measurements for any of time-varying wave height H , time-varying wave period T and maximum (significant) wave height during a storm H_{max} under various wave model conditions in 2012.4.3-4 Storm case(3).

Fig. 6は最大波高 H_{max} の空間分布を YH3, SWAN-St, SWAN-Wu, SWAN-MK, SWAN-Ta, SWAN-Iw, SWAN-Zi, SWAN-Ja, SWAN-WW, SWAN-WZ, SWAN-D5について与える。YH3とSWAN-Stによる結果は野中ら⁶⁾に示したものである。これによると、いずれのモデルでも秋田の南西側 ($i(x) = 59, j(y) = 147$)に最大波高の最大域が形成されており、そこから対岸の大陸側や朝鮮半島側に向けて楕円状に最大波高が減少する空間分布をとる。最大波高の最大値 H_{maxM} とこれに伴う周期 T_{maxM} をTable 2に与える。最大波高の最大値はYH3で13.01 m, SWAN-Stで13.16 mとほぼ対応するが、SWAN-Wuで15.12 mとかなり大きくなり、SWAN-Ta, SWAN-Iw, SWAN-MKで中間の値14.32~14.44 mをとる。SWAN-WZ, SWAN-Zi, SWAN-WWでは12.37~12.82 mである。しかし、Janssenの発達項を使用するSWAN-Jaでは15.47 mをとり、SWAN-Wuよりさらに大きい値を与える。なお、地形解像度 0.05° のSWAN-D5では最大値は13.23 mと地形解像

Table 1 A list of error indices for wave height, wave period and maximum wave height indicated in Figure 5.

model	H		T		H_{max}	
	ρ	a_0	ρ	a_0	ρ	a_0
YH3	0.945	1.122	0.947	0.968	0.889	0.956
SWAN-St	0.959	1.088	0.949	0.989	0.912	0.930
SWAN-Wu	0.962	1.149	0.952	1.013	0.902	1.016
SWAN-MK	0.962	1.057	0.955	0.981	0.897	0.948
SWAN-Ta	0.962	1.102	0.951	0.993	0.904	0.962
SWAN-Iw	0.962	1.092	0.952	0.991	0.905	0.959
SWAN-Zi	0.960	1.024	0.951	0.964	0.907	0.882
SWAN-Ja	0.956	1.137	0.943	0.987	0.872	1.059
SWAN-WW	0.955	1.045	0.946	0.923	0.906	0.918
SWAN-WZ	0.957	0.980	0.948	0.900	0.901	0.869
SWAN-D5	0.960	1.094	0.950	0.987	0.916	0.941

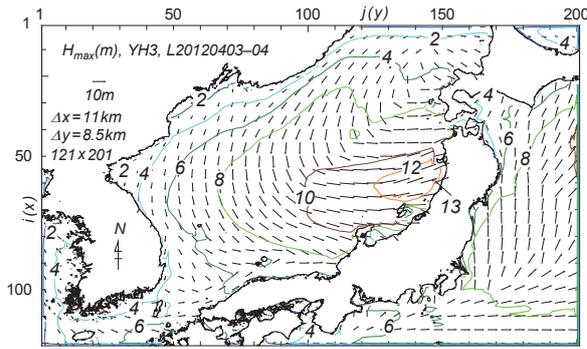
Table 2 A list of spatially largest maximum wave height H_{maxM} associated with corresponding wave period T_{maxM} during a storm and appearance location under various model condition in 2012.4.3-4 Storm case.

model	H_{maxM} (m)	T_{maxM} (s)	i, j
YH3	13.01	13.7	59, 147
SWAN-St	13.16	13.6	"
SWAN-Wu	15.12	14.4	"
SWAN-MK	14.44	14.1	"
SWAN-Ta	14.32	14.1	"
SWAN-Iw	14.32	14.1	"
SWAN-Zi	12.68	13.4	"
SWAN-Ja	15.47	13.8	"
SWAN-WW	12.82	12.9	"
SWAN-WZ	12.37	12.7	"
SWAN-D5	13.23	13.6	119, 292

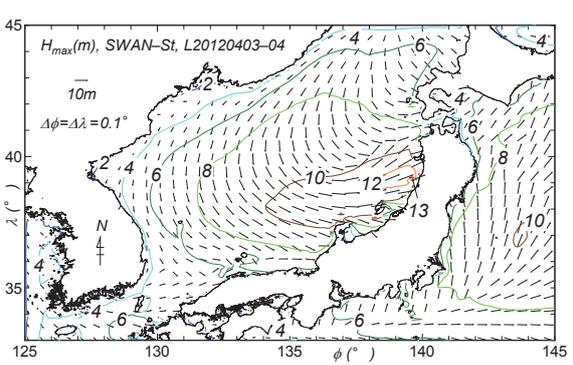
度 0.1° の SWAN-St の 13.16 m とほとんど変わらない。

以上の結果を要約すると、既往最大級の異常波高を生起した当該低気圧時の波浪に対して SWAN ($C_{dmax} = 2.1 \times 10^{-3}$) の精度は YH3 と同様にかなり良好であり、むしろ YH3 より若干高いが、適用する C_d 式により最大波高がかかなり変化することから、いずれを用いるべきか判断に迷うことや Wu 式 ($C_{dmax} = 2.5 \times 10^{-3}$) による C_d や Janssen による発達項を用いると、それぞれやや過大な最大波高が得られることが言える。また外海に開いた沿岸地点では地形解像度 0.1° と 0.05° による推算結果にあまり差はみられない。

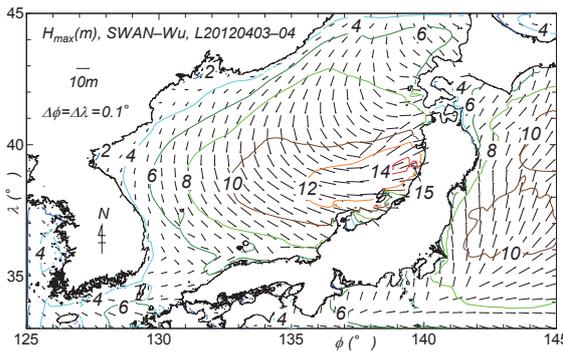
なお、森ら^[9]はこのストーム時の日本海沿岸における波高観測資料と波浪推算資料を用いて波高と個々波の最高波高との関係を検討している。また、Lee^[10]は波浪推算結果を山形県沖および秋田県沖の GPS 波浪計記録と比較して、その妥当性を確認するとともに、日本海における波浪特性を考察している。



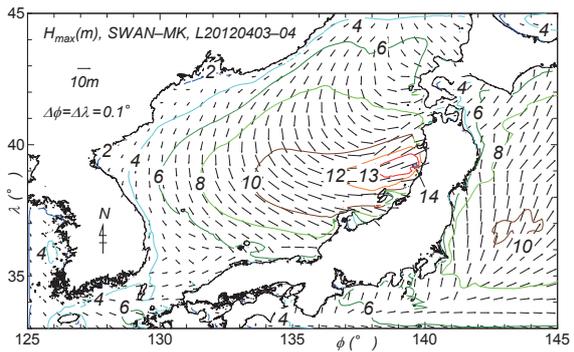
(a) YH3



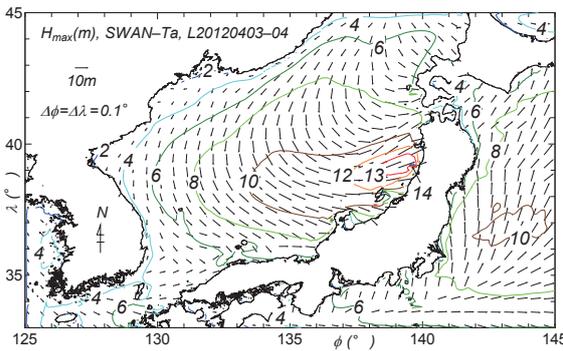
(b) SWAN-St



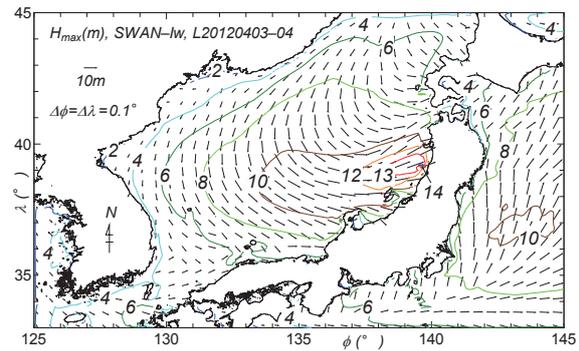
(c) SWAN-Wu



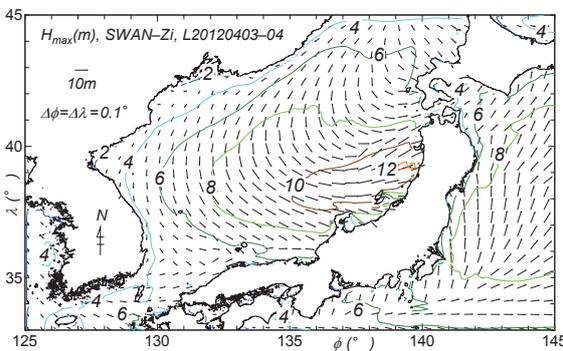
(d) SWAN-MK



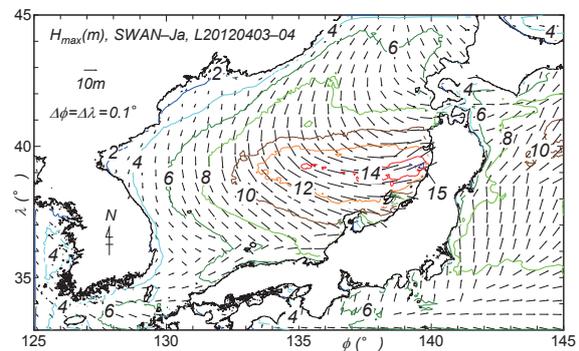
(e) SWAN-Ta



(f) SWAN-Iw



(g) SWAN-Zi



(h) SWAN-Ja

Figure 6 Spatial distribution of maximum wave height H_{max} during 2012.4.3-4 Storm hindcasted under various model condition such as (a) YH3, (b) SWAN-St, (c) SWAN-Wu, (d) SWAN-MK, (e) SWAN-Ta, (f) SWAN-Iw, (g) SWAN-Zi, (h) SWAN-Ja, (i) SWAN-WW, (j) SWAN-WZ, (k) SWAN-D5(1).

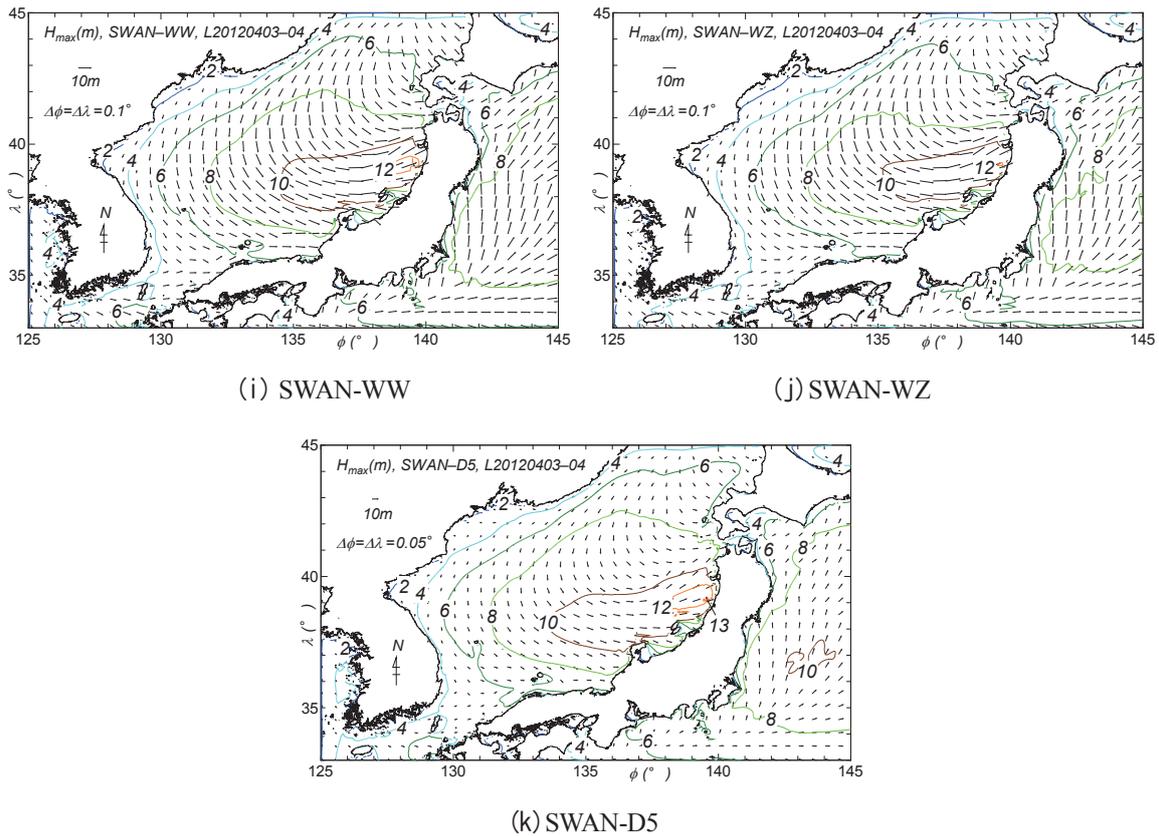


Figure 6 Spatial distribution of maximum wave height H_{max} during 2012.4.3-4 Storm hindcasted under various model condition such as (a) YH3, (b) SWAN-St, (c) SWAN-Wu, (d) SWAN-MK, (e) SWAN-Ta, (f) SWAN-Iw, (g) SWAN-Zi, (h) SWAN-Ja, (i) SWAN-WW, (j) SWAN-WZ, (k) SWAN-D5(2).

3.2 2010年12月28日～2011年1月2日低気圧

(1) ストームの概況

2010年12月28日に日本海にあった低気圧が発達して29日に三陸沖に進んで冬型気圧配置となったが、30日には日本海と四国沖における2つ玉低気圧が発達、31日には三陸沖に達して強い冬型気圧配置となり、2011年1月2日まで継続した。このストーム時には日本海沿岸中部の輪島での最大波高5.08mから西南部の玄界灘で5.83mと、これらの沿岸域で5～6mの波高が観測されたが、中部から北部の沿岸では4m以下である。むしろ太平洋側の東北沖合では8m以上の異常波高が観測された。Oh・Jeong^[11]によれば、韓国東岸で波高4～6mのうねり性高波浪が観測されている。

(2) 波高・周期の観測結果との比較

Fig. 7は波高・周期時系列に対する推算値(YH3, SWAN-St)と観測値の比較を日本海沿岸では輪島と玄界灘の2地点および韓国東岸では北から南にかけてDaejin(水深 $h=17.5$ m), Gangneun(13.0m), Jukbyen(18.0m), Yangpo(17.8m)の4地点で示す。SWAN-Stでは空間解像度 0.1° 、Wu公式においては $C_d \leq 2.1 \times 10^{-3}$ の標準条件を用いる。韓国東岸での観測値はOh・Jeong^[11]のFig. 2とFig. 3から読取っているため、読取り誤差も小さくない。これによると、日本側の観測地点ではいずれも推算時系列と観測時系列はかなりよく符合するが、YH3がやや過大な値を生じる。一方、韓国東岸でもうねり性波浪に対して両モデルは観測結果と比較的よい対応を与えるが、周期については小さめの値を示す。観測値は水圧式波高計によっているので、大きめに評価されていることから、推算値と観測との多少の乖離はやむを得ない。細部でみれ

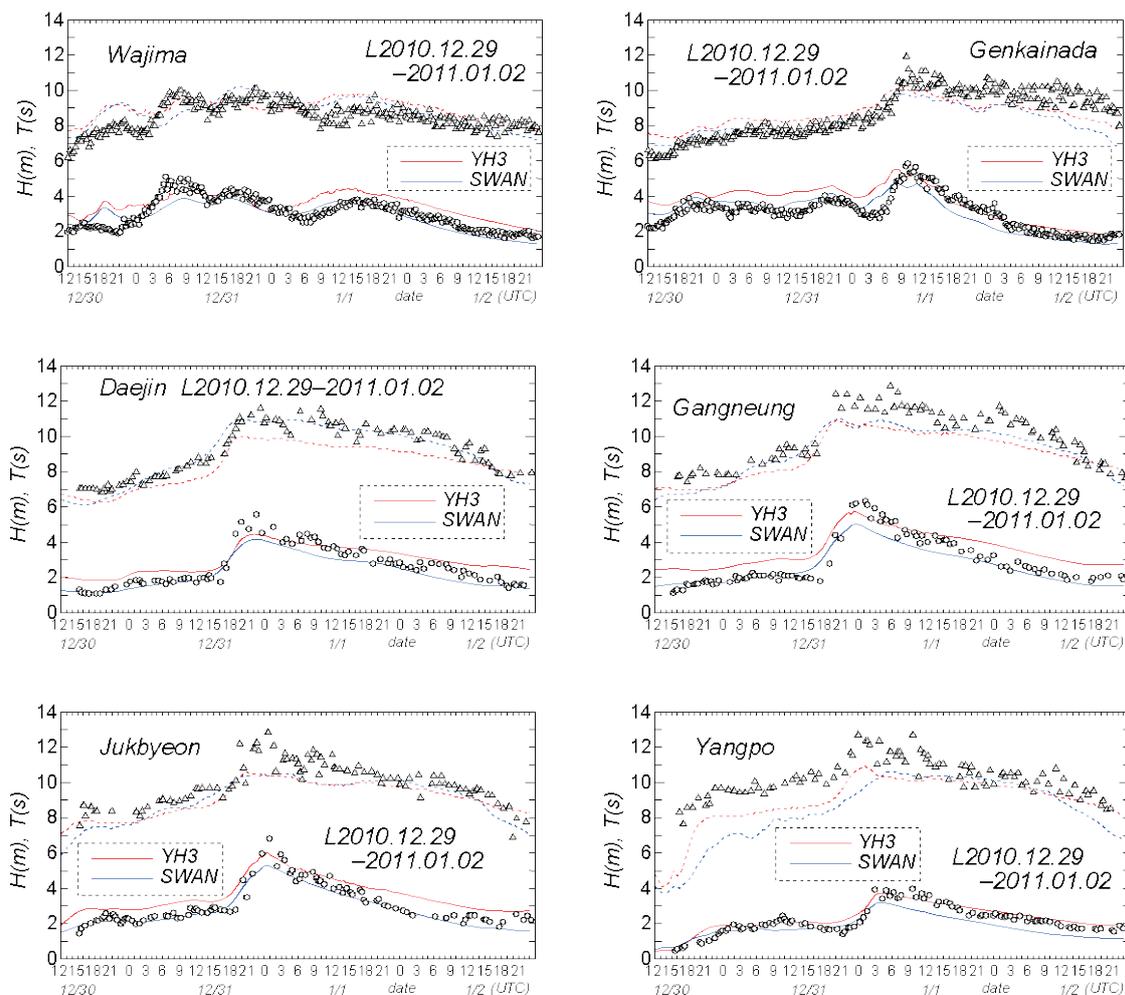


Figure 7 Comparison between hindcasts and measurements for time variations of wave height H and wave period T at each of 2 Japanese and 4 Korean east coastal stations during 2010.12.28-2011.1.2 Storm, in cases where YH3 and SWAN wave models are applied.

ば、YH3はSWANよりやや大きい波高を与え、ピーク値付近でSWANより観測値に近い値を生じるが、それ以外の時点では観測値を上まわる傾向にある。

Fig. 8は深浦から玄界灘に至る10観測地点における推算値(YH3, SWAN-St)と観測値の散布図を(時別)波高 H 、(時別)周期 T 、最大波高 H_{max} について示し、Table 3は誤差指標の一覧を与える。 H_{max} 図では、最大波高(観測年報; NOWPHAS2010)のみ記載された山形県沖と秋田県沖のGPS記録を加えることにより、対象観測地点数は12である。波高に関してYH3では日本側および韓国側の両地点、とくに日本側地点で観測値よりやや大きい値を与えるのに対して、SWAN-Stでは日本側地点で観測値と平均的に符合し、韓国側地点では小さい値をとる。また最大波高でも、両モデルによる推算値と観測値の平均的対応はよいが、YH3は日本側地点で大きめの値を、SWAN-Stは日本側、韓国側いずれの地点でも小さめの値を与える。

周期については短い値の場合に推算値と観測値の乖離が目立つ。両モデルによる推算値と観測値の対応は悪くないが、全体としては波高に比べて周期に対する再現性がやや低い。いずれのモデルでも過小評価となる低い周期部分を除くと、YH3はSWAN-Stよりやや高い精度を示す。以上のように、推算値と観測値の対応は日本側地点と韓国側地点でやや異なるが、韓国側地点の波浪記録は水圧式波高計によっていることから、両者の対応の違いがとくに周期に関して生じることになる。

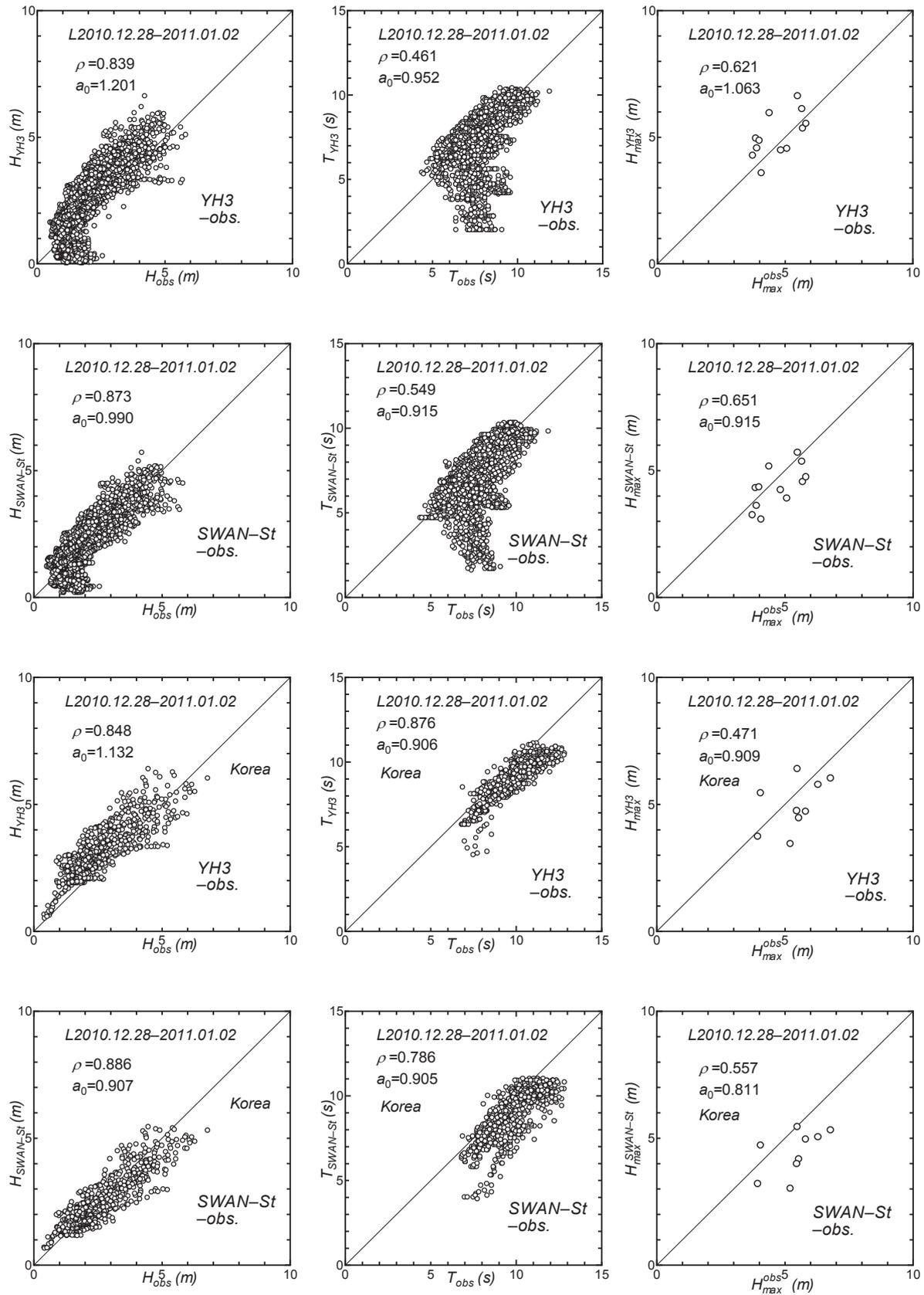


Figure 8 Scatter plot between hindcasts and measurements for any of wave height H , wave period T and maximum wave height during a storm H_{max} at measurement stations along Japanese coast or east coast of Korea in 2010.12.28–2011.1.2 Storm, in cases where YH3 and SWAN-St wave models are applied.

Table 3 A list of error indices for wave height, wave period and maximum wave height indicated in Figure 8.

model(loc.)	H		T		H_{max}	
	ρ	a_0	ρ	a_0	ρ	a_0
YH3(Japan)	0.839	1.201	0.461	0.952	0.621	1.063
SWAN(Japan)	0.873	0.990	0.549	0.915	0.651	0.915
YH3(Korea)	0.848	1.132	0.876	0.906	0.471	0.909
SWAN(Korea)	0.886	0.907	0.786	0.905	0.557	0.811

Fig. 9 は最大波高の空間分布を YH3 と SWAN-St について与える。両モデルによる空間分布はよく似ている。すなわち、波高は北海道西側海域から北九州沖合や韓国東岸の南部沖合に向けて増加し、波向も NE をとる。YH3 では 6m 波高域のみならず 7m 波高域が広範に広がっている。一方、SWAN-St では日本海の西側海域で 6m 波高域が広がるが、韓国東岸の中部沖合での 7m 域は局所的にもみられない。要するに、YH3 が SWAN-St よりやや大きい波高（日本海では最大で約 0.75 m）を生じていることがわかる。波高に対する観測結果との対応をみても、YH3 がやや大きめの推算値を与えている。因みに、最大波高の最大値 H_{maxM} と相当する周期 T_{maxM} およびその出現位置 $(i(x), j(y))$ は YH3 で 7.30 m, 10.7s, (66, 66), SWAN-St で 6.88 m, 10.2s, (72, 66) である。以上のように、このストーム時には日本海の西南部沿岸や韓国東岸でうねり性高波浪が生じている。その特性は YH3 や SWAN-St によってある程度以上再現されると言えよう。

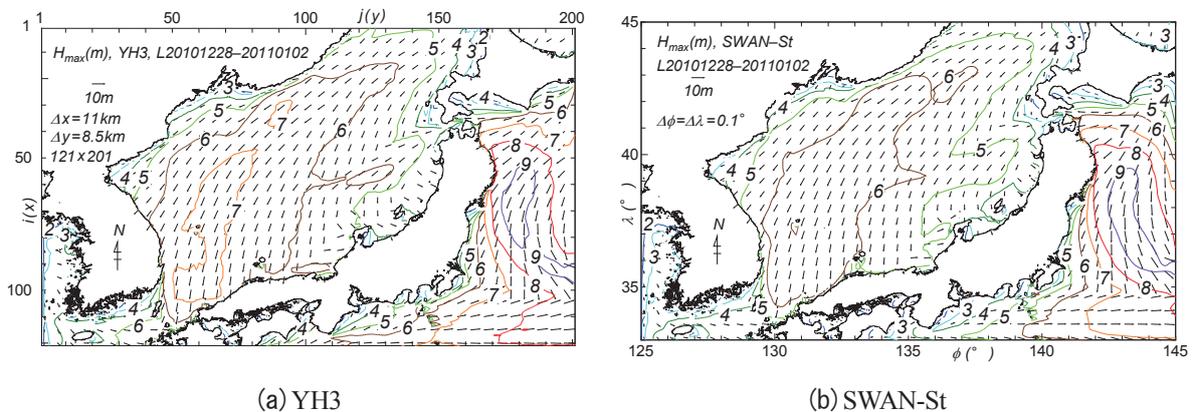


Figure 9 Spatial distribution of maximum wave height H_{max} during 2010.12.28-2011.1.2 Storm hindcasted with (a) YH3 wave model or (b) SWAN-St wave model.

3.3 2008年2月22日～24日低気圧

(1) ストームの概況

このストームでは 2008 年 2 月 22 日と 23 日に発生した日本海と関東沖の低気圧が発達しながら東進し、24 日にそれぞれ三陸沖と東方沖に達したのち停滞して、強い冬型の気圧配置になった。この発達した低気圧によって 23～24 日に日本海全域で強風・高波高の状態が続き、東北と北陸の沿岸で 6m を越える高波が来襲した。最大波高は酒田で $H_{max} = 7.99$ m, 輪島で 7.73 m が記録された。富山湾では北海道沖に停滞した低気圧に伴い、いわゆる寄りまわり波が来襲し、その規模は最大で 10m（富山で 9.92m を観測）に迫るとされた。この結果、佐渡島や富山湾を含む北陸沿岸を中心に、重大な海岸災害が生じた。このストーム時の

波浪の推定に関して多くの研究（間瀬ら^[12]，永井ら^[13]，李ら^[14]，犬飼ら^[15]，駒口ら^[16]，Leeら^[17]，Leeら^[18]，など）が実施されたが，どの研究も富山湾における観測最大波高 9.92 m の再現に成功していない。著者らの感覚では 9.92 m は大きすぎる値であり，せいぜい 6 m 台でないかと推測される。また，当該ストームは韓国東岸に有意な大きさのうねりをもたらしていることから，これに関して Kimら^[19]，前出の Oh・Jeong^[11]，Yukら^[20]によりうねり性波浪の推算・観測研究が行われている。

(2) 波高・周期の観測結果との比較

Fig. 10 は YH3 および SWAN-St（空間解像度 0.1°，Wu 公式において $C_d \leq 2.1 \times 10^{-3}$ ）による波高および周期の推算時系列と観測時系列の比較を日本海沿岸の 8 地点（酒田，直江津，輪島，金沢，浜田，玄界灘，田中，伏木富山）で示す。田中と伏木（富山）における図の提示は富山湾における寄りまわり波の挙動をみるためである。これらの図によると，YH3 と SWAN-St のいずれも全体として波高・周期の観測時系列をよく再現するが，発達期やピーク時の波高をやや過大評価する傾向にある。周期については，SWAN-St は浜田以西の地点で減衰期にむしろ増加する観測周期の挙動をよく再現する。YH3 も同様の挙動を示すけれども，減衰期に SWAN-St より小さい値をとり，観測周期からも少し乖離する傾向を示す。この傾向は西側の地点ほどやや目立ち，Fig. 11 で述べる韓国東岸の観測地点で顕在化する。ただし，韓国東岸の観測周期は

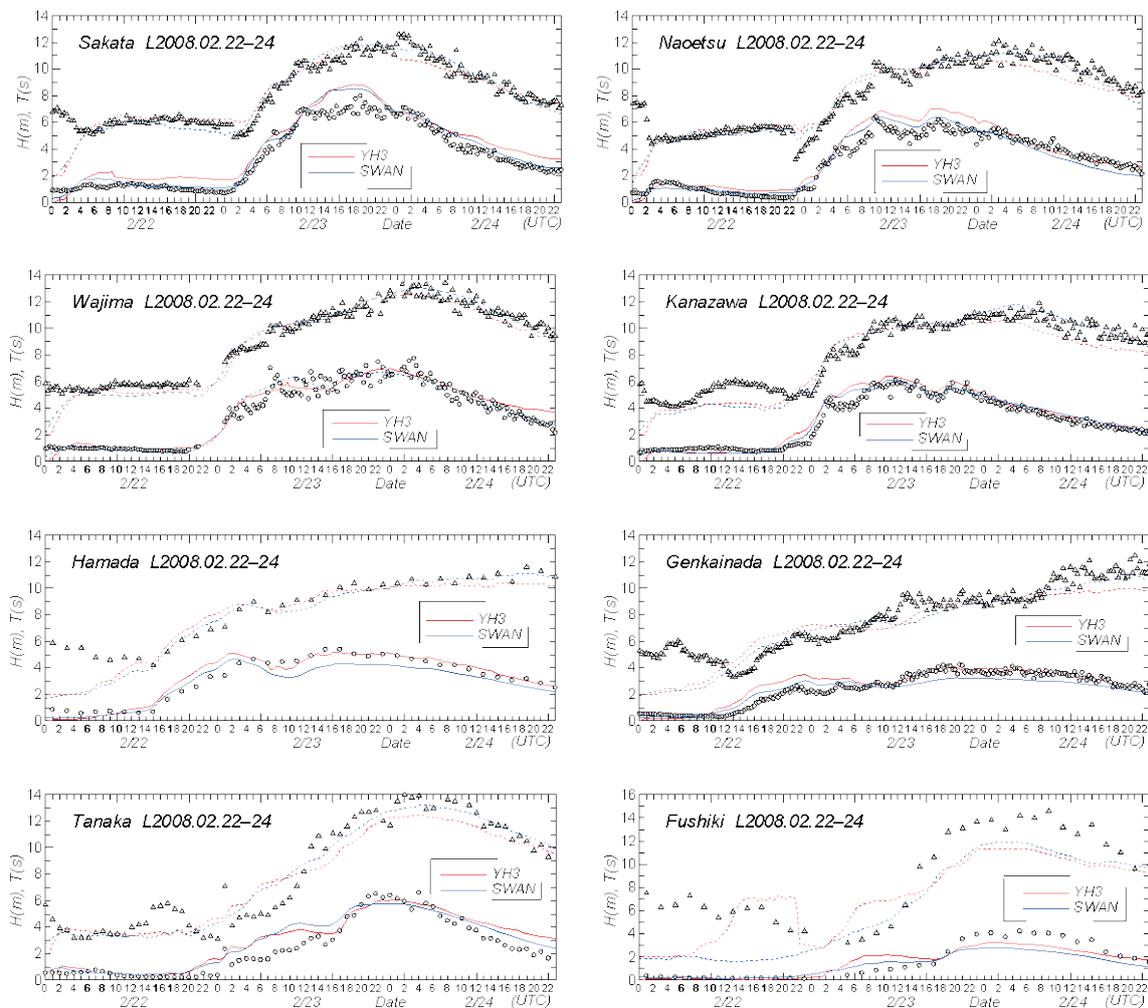


Figure 10 Comparison between hindcasts and measurements for time variations of wave height H and wave period T at each of 8 measurement stations during 2008.2.23-24 Storm, in cases where YH3 and SWAN wave models are applied.

大部分水圧式波高計によっているので、過大な値を与える可能性も否定できない。

また、寄りまわり波に関連して富山湾口沿岸の田中では YH3, SWAN-St とともに観測値とよく符合するが、富山湾内の伏木富山では、波高・周期の両者に関して YH3, SWAN-St いずれも観測値より小さい値を生じている。より詳細には、田中における波高に関して YH3 は SWAN-St とあまり変わらないが、周期に関してはより小さい値を与える。しかし、いずれにして今回の計算では既往の研究と同様に、富山湾における 10 m 近い最大波高の出現を全く再現できない。この点に関して再度多方面から詳しく調べる必要がある。

メソ気象モデル WRF と SWAN を使用した間瀬ら^[12]の結果およびメソ気象モデル MMS と WW3 あるいは SWAN を使用した李ら^[14]の結果と比べても、直江津、輪島での観測値との対応は同程度である。また、間瀬ら^[12]は田中で 5 m を越える波高の推算値と予測値を与え、これは Fig. 10 に示した観測値とも近いようにみえる。一方、李ら^[14]の結果は伏木富山において低めの波高を与える。ただし、間瀬ら^[12]は伏木富山の結果を、李ら^[12]は田中の結果を提示していない。以上の結果は本研究の成果とそれほど変わらない。

Fig. 11 は韓国東岸沖合の Ssangjeongcho (ウツリュー島)^[17]、東岸沿岸の Sokcho^[11]、Anmok^[17]、^[19]、^[20]、Mukho^[11]、Hupo^[11]、Jinha^[11]における波高・周期時系列に対する推算値と観測値の比較を示す。推算値は 2 月 22 日から 24 日にかけての緩やかな波高や周期の経時変化に関して観測値とよく符合するようにはみえるが、論文に掲載された錯綜した図から読み取った観測値には有意な読み取り誤差が含まれる可能性もあるため、明確な比較が難しい点もある。

個別にみると、Ssangjeongcho では波高に関していずれの推算値もやや大きめの値を与える。周期に関しては低めの値を生じるが、比較的良好に対応する。この地点における波高計の種類は明らかでない。韓国における波浪観測体制から考えて、ブイ式(wave rider)によるものと推測される。両モデルのうち、YH3 は SWAN-St よりやや大きい波高と小さめの周期をとり、観測値との関係では SWAN-St の方がよい対応を、とくに 24

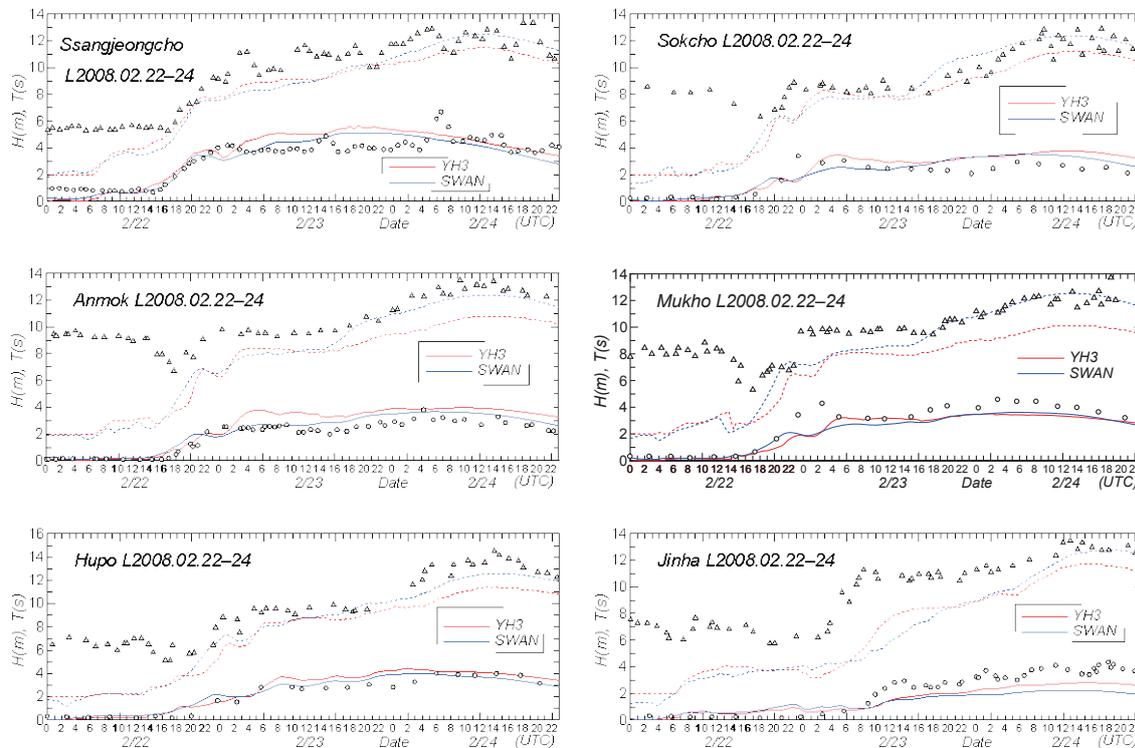


Figure 11 Comparison between hindcasts and measurements for time variations of wave height H and wave period T at each of 5 measurement stations along east coast of Korea during 2008.2.23-24 Storm, in cases where YH3 and SWAN wave models are applied.

日の周期に対して与える。これは残りの5地点についても言える。ただし、Mukho, Hupo, Jinhaでは両モデルはほぼ同じ波高値を示す。また観測値と比べると、Jinhaでは両モデルとも過小な波高と周期を与える。

全体としてみれば、YH3とSWAN-St、とくにSWAN-Stは2008年2月22~24日低気圧時において韓国東岸沖合と沿岸のうねり性高波高の経時変化（時間経過とともにあまり変化しない波高や緩やかに増加する周期）の挙動を比較的良好に再現すると言える。ただ、周期に対するモデルの過小評価の傾向はSsangjeongchoを除く地点（おそらくAnmokも含む）で用いられた水圧式波高計による観測周期の特性（高周波成分の水理的filteringによる周期の過大評価）によるところも少なくないと考えられる。

さらに、既往の推算値との比較結果と比べると、YH3やSWAN-StのうちとくにSWAN-Stによる結果は、SsangjeongchoやAnmokにおいてはKimら^[19]やYukら^[20]の結果と、AnmokにおいてはLeeら^[17]の結果と同程度の対応を与えるようにみえる。

Fig. 12は地形解像度を2倍（YH3で5.5×4.3 km、SWAN-Stで0.05°）とした場合の波高・周期時系列の比較を直江津、田中、伏木と韓国東岸のSokchoについて示す。これによると、地形解像度の向上によって推算値と観測値の対応はわずかに向上しているようにみえるけれども、伏木富山における過小評価の傾向は解消されていない。

Fig. 13は波高 H 、周期 T 、最大波高 H_{max} についての推算値と観測値の間の散布図をYH3（11×8.5 km）とSWAN-St（0.1°解像度）に対して与える。観測地点は日本側で深浦、酒田、新潟、直江津、輪島、金沢、福井、鳥取、浜田、玄界灘の10地点であり、田中と伏木富山を除いている。また韓国側ではSsangjeongcho, Sokcho, Anmok, Mukho, Hupo, Jinhaの6地点である。Table 4は H 、 T 、 H_{max} に対する誤差指標の一覧をモデル別（YH3とSWAN-St）、地域別（JapanとKorea）に表す。YH3およびSWAN-Stによる日本側の結果をみると、 H 、 T 、 H_{max} のいずれによっても推算値と観測値の関係は概略のところ45°直線で近似されており、両者の対応が良好であることがわかる。ただし、 H に関してその勾配値 a_{0H} が示すように、推算値は観測値より全体としてやや大きい。とくにYH3はSWAN-Stより波高をさらに大きめに評価する。また周期に関しては、時系列に関する比較図でみたように、波浪の減衰期にYH3による推算値は観測値を過小評価するので、相関図において相関係数 ρ と勾配値 a_0 が小さくなっている。最大波高 H_{max} について図ではYH3がSWAN-Stより観測値とよい対応を示すようにみえるが、 ρ と a_0 は必ずしもこの特徴を支持しない。これは大きい H_{max} について観測値との乖離があることによる。

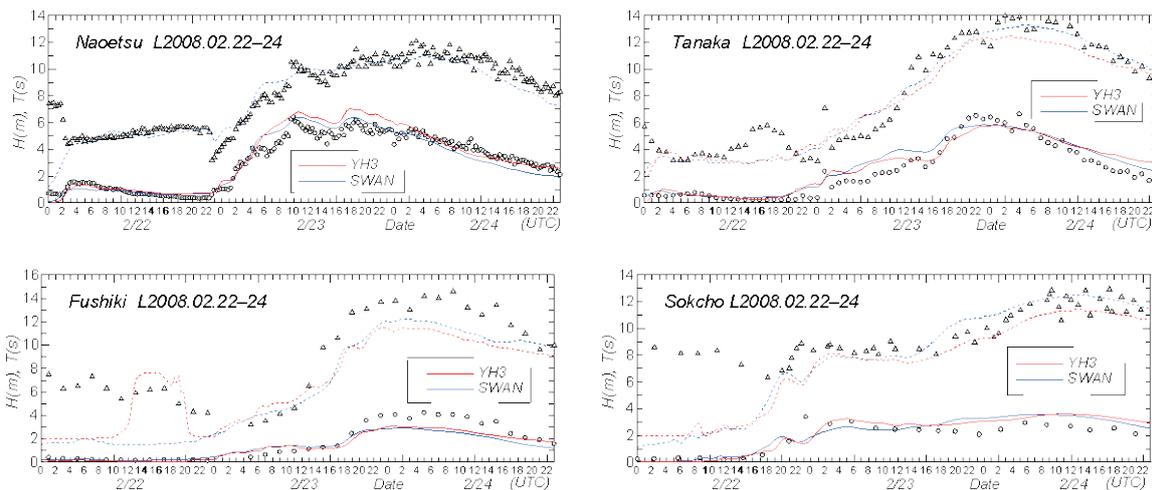


Figure 12 Comparison between hindcasts and measurements for time variations of wave height H and wave period T at each of 3 Japanese coastal stations and 1 Korean east coastal station during 2008.2.23-24 Storm, in cases where YH3 and SWAN wave models with doubled space resolution are applied.

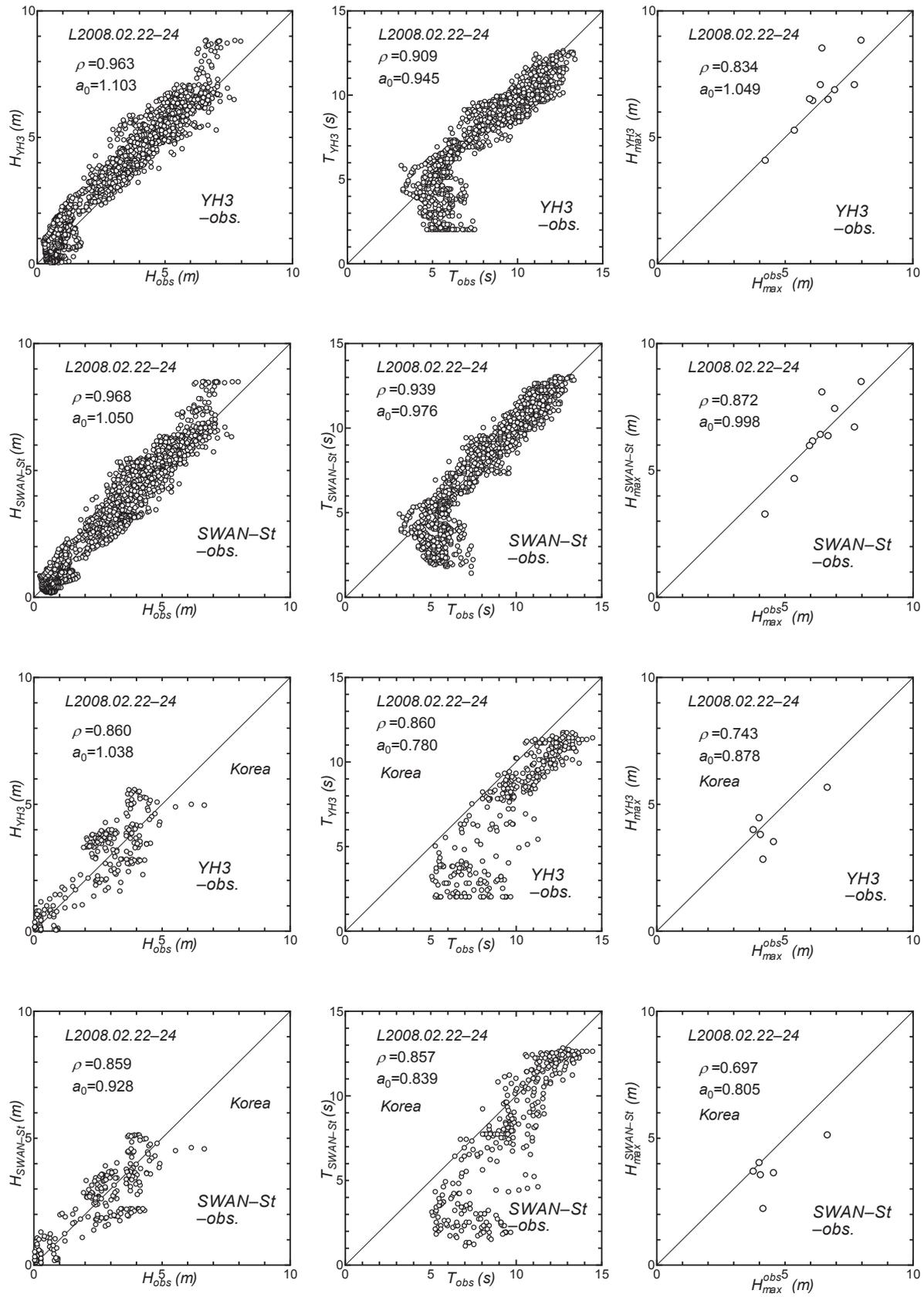


Figure 13 Scatter plot between hindcasts and measurements for any of wave height H , wave period T and maximum wave height during a storm H_{max} at measurement stations along Japanese coast and east coast of Korea in 2008.02.22-24 Storm, in cases where YH3 and SWAN-St wave models are applied.

Table 4 A list of error indices for wave height, wave period and maximum wave height indicated in Figure 13.

model(loc.)	H		T		H_{max}	
	ρ	a_0	ρ	a_0	ρ	a_0
YH3(Japan)	0.963	1.103	0.909	0.945	0.834	1.049
SWAN(Japan)	0.968	1.050	0.939	0.976	0.872	0.998
YH3(Korea)	0.860	1.038	0.860	0.780	0.743	0.878
SWAN(Korea)	0.859	0.928	0.857	0.839	0.697	0.805

韓国東岸の地点においても時系列図で推算値と観測値の対応関係をみたように、 H および T に関する散布図はかなりの資料のばらつきを示す。このなかで、波高については平均的には推算値と観測値はある程度対応するが、周期については推算値が観測値をかなり下まわる。両モデルでは SWAN-St が YH3 に比べて観測値にやや近い値を与えることから、この資料値が 45°直線により近くプロットされている。この結果は相関係数 ρ より勾配値 a_0 に反映されている。最大波高 H_{max} に関しては、いずれのモデルも小さめの値を与えるが、YH3の方が SWAN-St より観測値に近い値を示し、 ρ や a_0 もこれを支持する。

Fig. 14 は最大波高 H_{max} の空間分布を YH3 と SWAN-St について与える。最大波高の最大値 H_{maxM} と相当する周期 T_{maxM} およびその出現場所（秋田沖）の位置 ($i(x)$, $j(y)$) は YH3 で 9.83 m, 12.1 s, (51, 137), SWAN-St で 9.82 m, 12.3 s, (51, 138) であるから、両者はほぼ一致する。いずれのモデルでも H_{max} はここを中心に三方に減少してゆき、大陸側で 4 m を形成する。波向は N 方向を主とする。両モデルの挙動はかなり類似する。

既往の結果と比べると、間瀬ら^[12]は富山湾を含む北陸沿岸の波高分布を 4 時点で与えているが、図からは分布状況が明瞭にみえない。一方、李ら^[17]および Lee ら^[17]は日本海全域、東北・北陸地方沖合海域、富山湾周辺の最大波高 H_{max} の空間分布を与えている。これによると、 H_{max} の最大域は佐渡島の北側海域に現れ、その値は 10 m を越え 11 m より小さい、今回の SWAN-St による結果と比べると、最大域は若干南側に位置し、その値も 1 m 程度大きい。また、犬飼ら^[15]は気象庁 MSM 風資料を入力条件とした SWAN による波浪推算から佐渡島周辺の北陸沿岸海域で 11 m を越える波高域の広範な出現を示しており、今回の結果や李ら^[14]や Lee^[17]の結果よりさらに大きい波高を与える。さらに、永井ら^[13]は傾度風モデル（速報天気図による気圧）による海上風分布を入力値とする WAM に基づく波浪推算から酒田沖に 12 m 波高域を与えると

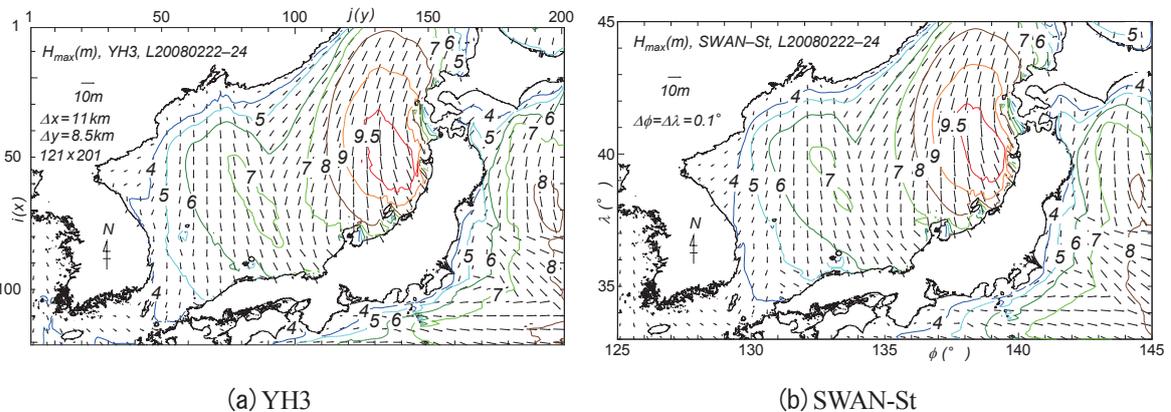


Figure 14 Spatial distribution of maximum wave height H_{max} during 2008.02.22-24 Storm hindcasted with (a) YH3 wave model or (b) SWAN-St wave model.

もに、伏木富山における波高・周期について推算結果は観測結果と符合するが、富山では全くの過小評価となっていることを示している。さらに、Lee ら^[18]は風速の増強によって伏木富山における観測結果の波浪推算による説明を行っているが、あまり合理的と言えない。

韓国東岸については、上述したように、Lee ら^[17]は Gangneung 近くの Anmok における波高・周期の観測値と MM5 による海上風分布を入力とする WW3 による推算値の比較から、波高に関しての比較的よい対応と周期に関しての過小評価を示している。また、Yuk ら^[20]も ECMWF 風入力 SWAN による推算値と観測値（前述の Anmok とウツリュウ島の Ssangjeongcho）との比較を行っている。後者についてもある程度の対応を示しているが、観測資料（とくに波高）の時間変動が大きすぎて適正な比較となっていない。さらに、Kim ら^[19]は MM5 による入力風あるいは RDAPS/KMA による入力風のもとで SWAN（構造（直交）格子網と非構造（三角形）格子網）による推算結果を Ssangjeongcho および Anmok における観測結果と比較し、波高に関してある程度の再現性を確認しているが、周期に関しては過小評価の傾向を与えている。要するに、本研究と同様な比較事例となっている。

以上の結果をまとめると、YH3 は H 、 T の時系列や H_{max} をおおむね適正評価するが、波高を多少過大評価するとともに、減衰期の周期を過小評価する傾向にある。SWAN-St は YH3 と同様、あるいは YH3 以上に適正な挙動を与えるが、局所的には異常値が出ることもある。また、両モデルとも富山湾内では波高を過小評価することから、地域を限定した詳しい研究が必要である。さらに、韓国東岸のうねり性波浪に対する再現性はいずれのモデル、とくに SWAN-St で悪くないが、1,000 km を越えるうねり性波浪の伝播を適切に評価する難しさは残る。

最大波高 H_{max} の最大値 H_{maxM} は YH3 で 9.8 m、同じく SWAN-St で 9.8 m、間瀬ら^[12]で提示なし、李ら^[14]で 10 m 以上、犬飼ら^[15]で 11 m 以上、永井ら^[13]で 12 m 以上と評価されており、出現場所は佐渡島の沖合北側海域である。今回の値は既往の推定値より小さいが、沿岸の複数の観測地点において推算値と観測値は平均的によく符合するので、いずれのケースが適切な推定値かは判定できない。

3.4 2007年2月14日～16日低気圧

(1) ストームの概況

2007年2月14日日本海を進んだ低気圧や沿海州から東へ進んだ低気圧が北海道の南海上や北海道の東へ達し、強い冬型の気圧配置を形成した。この結果、日本海では東北沿岸にある深浦で最大波高 $H_{max} = 8.65$ m、秋田で 8.74 m、酒田で 9.58 m、能登半島先端にある輪島で 6.91 m の高波高が観測された。

(2) 波高・周期の観測結果との比較

Fig. 15 は時系列に対する推算値と観測値の比較事例を深浦、酒田、直江津、輪島で示す。いずれの地点でも YH3、SWAN-St のモデルによらず推算値は発達期から平衡期を経て減衰期に至る過程の波高・周期に対する観測値の挙動とよく符合する。細部で見ると、YH3 は酒田と輪島の減衰期、直江津の最盛期と減衰期で波高をやや大きく、深浦と酒田でピーク時付近の周期をやや小さく評価する。SWAN-St は深浦でのピーク時付近で大きめの波高を与え、直江津や輪島の減衰期で波高や周期をやや小さく評価する。

Fig. 16 は深浦から玄界灘に至る 12 地点における H 、 T 、 H_{max} についての推算値と観測値の散布図を、Table 5 は誤差指標の一覧を示す。YH3 は H 、 T の両者について平均的に観測値とよい対応を示すが、SWAN-St よりやや低い観測値との対応を生じ、波高についてやや大きめの値を、周期についてもやや低めの値を与える。これらの特徴は誤差指標のうち勾配値 a_0 に現れている。また、両者とも H_{max} に関して観測値と平均的によい対応を示すが、大きい H_{max} についてはやや低めの評価となっている。

Fig. 17 は H_{max} の空間分布を示す。いずれのモデルでも最大域は酒田の南西側で佐渡島北東側の海域に現れ、最大値も 9 m を若干越える。因みに、最大波高の最大値 H_{maxM} とその周期 T_{maxM} および出現場所は YH3 で 9.09 m、11.5 s、(61, 142-143)、SWAN-St で 9.20 m、11.9 s、(62, 142-144) であるから、相互にかなり近

い値をとる。波高はこの最大域から西側の朝鮮半島に向けて減少する。波向はW方向を主体とし、下記の2007年1月6日～11日低気圧時より反時計方向に2方位傾く。この低気圧時に酒田で観測された H_{max} は

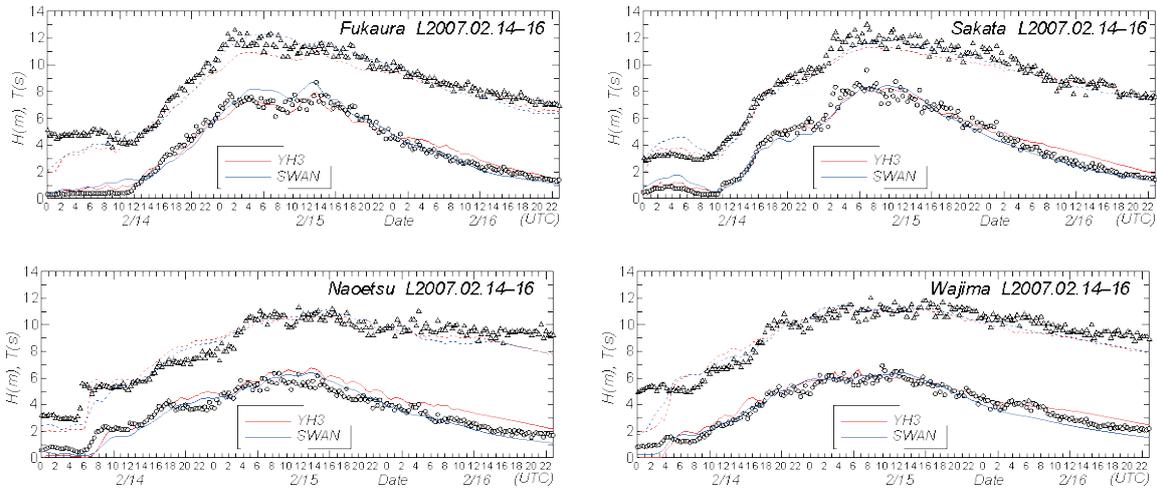


Figure 15 Comparison between hindcasts and measurements for time variations of wave height H and wave period T at each of 4 measurement stations along Japanese coast during 2007.2.14-16 Storm, in cases where YH3 and SWAN wave models are applied.

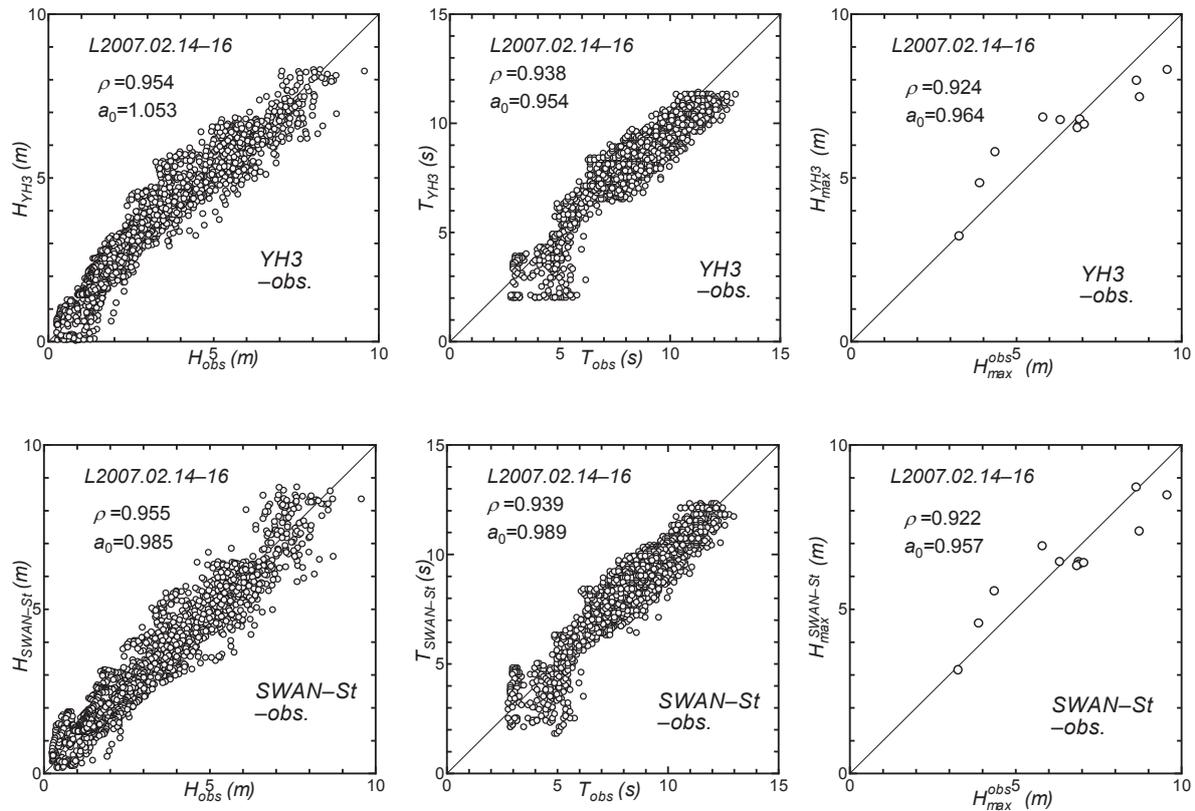


Figure 16 Scatter plot between hindcasts and measurements for any of wave height H , wave period T and maximum (significant) wave height during a storm H_{max} at 12 measurement stations along Japanese coast in 2007.2.14-16 Storm case, in cases where YH3 and SWAN-St wave models are applied.

Table 5 A list of error indices for wave height, wave period and maximum wave height indicated in Figure 16.

model	H		T		H_{max}	
	ρ	a_0	ρ	a_0	ρ	a_0
YH3	0.954	1.053	0.938	0.954	0.924	0.964
SWAN	0.955	0.985	0.939	0.989	0.922	0.957

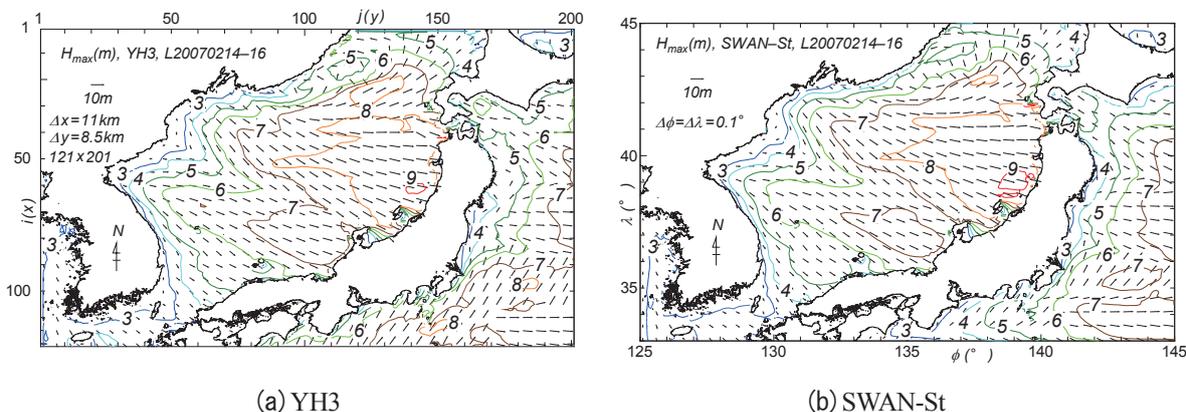


Figure 14 Spatial distribution of maximum wave height H_{max} during 2007.02.14-16 Storm hindcasted with (a) YH3 wave model or (b) SWAN-St wave model.

9.58 mであるから、Fig. 16 でみたように、推算値は観測値より 1 m 程度低い。気象庁 MSM 風資料は 2.1 に分類した(c)段階のモデルによっているの、最新の(e)段階による資料より精度が低いのかもしれない。

3.5 2007 年 1 月 6 日～8 日低気圧

(1) ストームの概況

2007 年 1 月 6 日に日本海と本州南岸を進んだ 2 つ玉低気圧のうち、後者は発達しながら三陸沖を通過して 7 日に北海道南部、千島列島へと進み、強い冬型の気圧配置を形成した。この結果生じた N 寄りの強風により、北陸沿岸のうち新潟沖で最大波高 $H_{max} = 8.28$ m, 直江津で 7.65 m, 金沢で 7.79 m, 福井で 8.16 m の高波高が観測された。

(2) 波高・周期の観測結果との比較

Fig. 18 は波高・周期時系列の比較事例を酒田、新潟沖、金沢、玄界灘において与える。いずれのモデルによる推算値も北から南に至る地点でも観測値とかなりよく符合する。ただし、酒田においてピーク時に推算値が観測値よりやや大きい。これは玄界灘（最大波高 4 m 以下）でも同様である。個別にみると、YH3 は新潟の減衰期や玄界灘の全期間の波高についてやや大きめの値を与える。SWAN-St は玄界灘の発達期でやや小さめの値を生じる。周期については両モデルとも同様の値を示し、全体としてやや低めの値をとる。

Fig. 19 は深浦から玄界灘に至る 10 地点（直江津：欠測、輪島：高波高部欠測）の H , T , H_{max} についての推算値と観測値の散布図を、Table 6 は誤差指標の一覧を示す。YH3 は波高に関してやや大きめの値をとり、周期に関しては平均的に観測値に近いが、やや小さい値を与える。SWAN-St は波高に関して観測値と比較的よい対応を示すが、周期に関してはやや小さめの値を与える。 H_{max} に対しては YH3, SWAN-St, ともに比較的よい対応を与える。SWAN-St は YH3 に比べていずれの誤差指標についても ρ が 1 に近く、また波高について a_0 も平均的に 1 をとることから、SWAN-St の精度が少し高いことを表す。

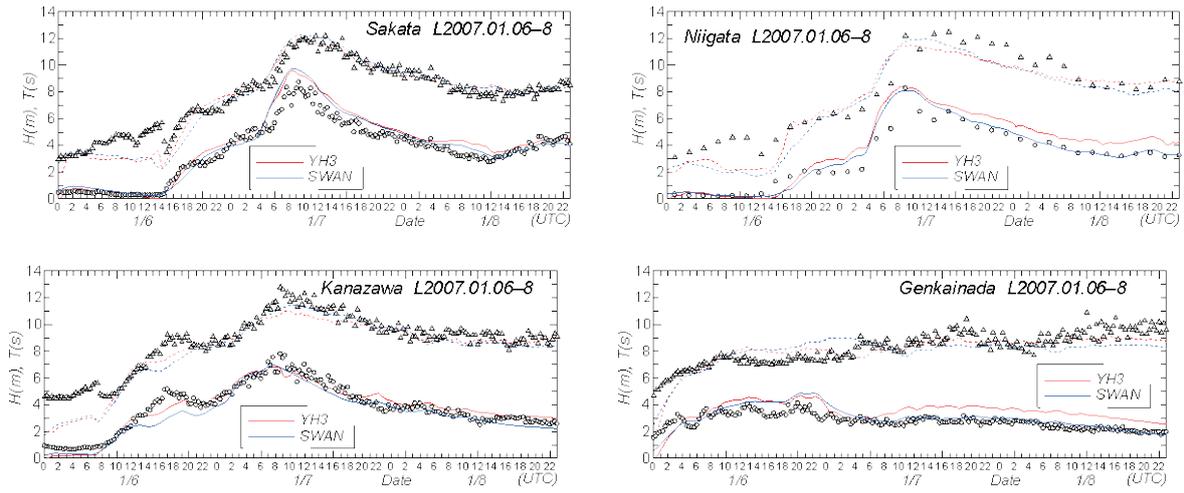


Figure 18 Comparison between hindcasts and measurements for time variations of wave height H and wave period T at each of 4 measurement stations along Japanese coast during 2007.1.6-8 Storm, in cases where YH3 and SWAN wave models are applied.

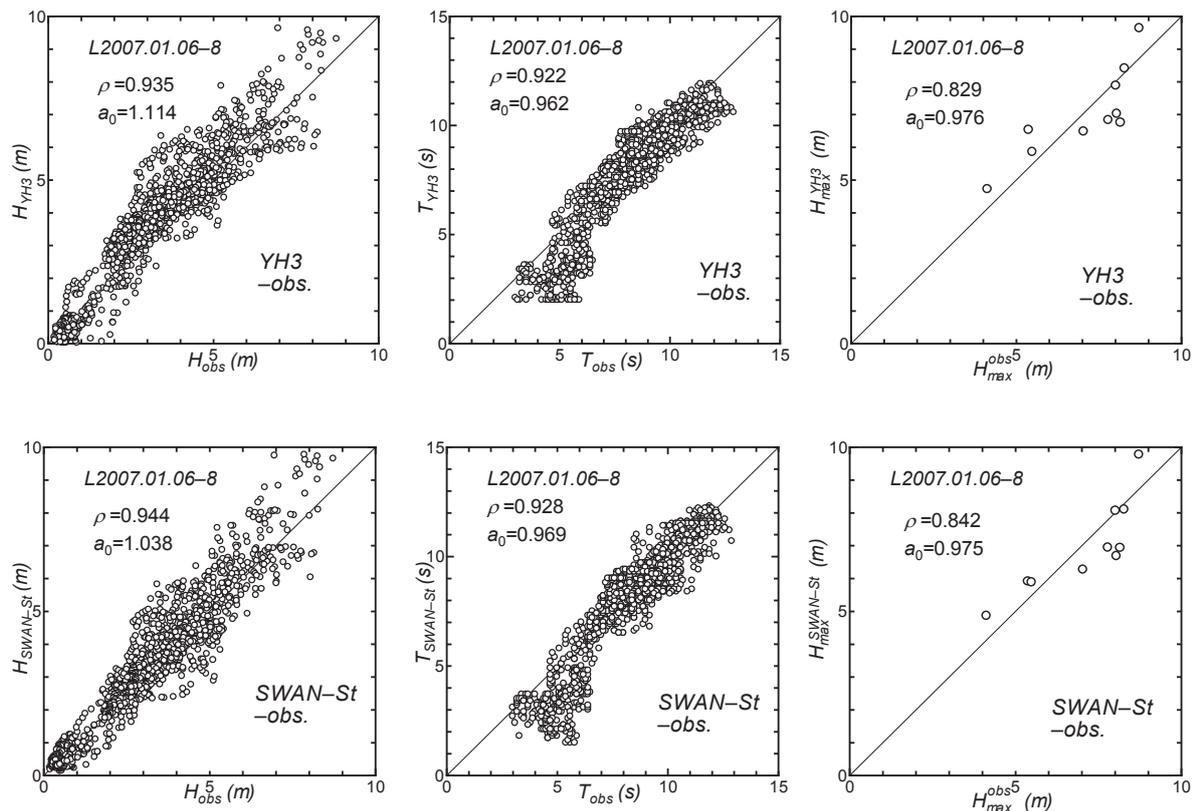


Figure 19 Scatter plot between hindcasts and measurements for any of wave height H , wave period T and maximum (significant) wave height during a storm H_{max} at 10 measurement stations along Japanese coast in 2007.1.6-8 Storm case, in cases where YH3 and SWAN-St wave models are applied.

Fig. 20は H_{max} の空間分布を与える。いずれのモデルの場合にも波高10mの最大域は酒田の沖合に現れ、そこから大陸側に減少する。酒田における H_{max} の観測値は8.73 mであるから、Fig. 17でもみたように、推算値が観測値より1 m程度大きい。新潟沖ではよい一致が得られる。波向は全体としてN~NNWである。両モデルによる空間分布は類似するが、YH3による最大域がSWAN-Stによるものよりやや狭い。因みに、最大波高の最大値 H_{maxM} と相当する周期 T_{maxM} および出現場所はYH3で10.22 m, 11.7 s, (61, 147), SWAN-Stで10.68 m, 12.2 s, (59, 147)であるから、上記の特徴が現れている。

Table 6 A list of error indices for wave height, wave period and maximum wave height indicated in Figure 19.

model	H		T		H_{max}	
	ρ	a_0	ρ	a_0	ρ	a_0
YH3	0.935	1.114	0.922	0.962	0.829	0.976
SWAN	0.944	1.038	0.928	0.969	0.842	0.975

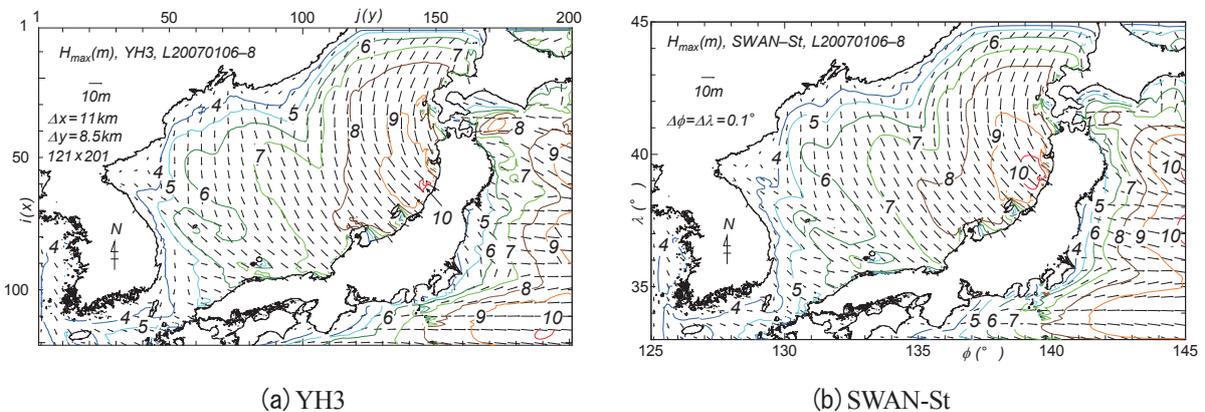


Figure 20 Spatial distribution of maximum wave height H_{max} during 2007.1.6-8 Storm hindcasted with (a) YH3 wave model or (b) SWAN-St wave model.

3.6 2006年10月22日~25日低気圧

(1) ストームの概況

2006年10月23日に黄海北部、朝鮮半島を通過した低気圧が日本海に入るとともに、四国沖から発生した低気圧が東へ進み、シベリアから中国東北部の高気圧との間で強い気圧傾度の場合が形成された結果、東寄りの強風が吹送しやすい状況になった。24日以降も太平洋側の低気圧の東への進行や優勢な高気圧の東方への進行に伴い、東寄りの強風が吹きやすい状況が継続した。このため、日本海沿岸の西南部で高波が出現し、浜田で最大波高 $H_{max} = 5.76$ m, 玄界灘で5.34 mが観測された。

一方、韓国の東岸でも23日に高波浪が来襲し、最北端にあたる Sokcho では最大波高9.69 m, ピーク周期12.8 sが観測されている^[20]。このストームに対してYukら^[20]はECMWFによる風を入力条件とするSWANによる波浪推算を実施し、Sokchoをはじめ5地点における波高・周期の観測時系列との比較・検討や最大波高分布についての考察を加えている。そして、彼等以前に行われたKim・Lee^[21]による推算結果より高い精度をもつとしている。

(2) 波高・周期の観測結果との比較

Fig. 21 は YH3 および SWAN-St により推算した波高・周期時系列と観測時系列の比較を輪島，鳥取，浜田，玄界灘の 4 地点で示す。YH3, SWAN-St による推算値はともに観測値とよく符合する。YH3 と SWAN-St の推算精度に対する優劣は地点に依存するので，判断できないが，YH3 は SWAN-St より波高をやや大きめに評価するようである。

Fig. 22 は直江津から玄界灘に至る 8 地点における波高 H ，周期 T ，最大波高 H_{max} に対する推算値と観測値の間の散布図を YH3 と SWAN-St の場合にそれぞれ与える。直江津より北東側の地点（新潟から深浦）では波高が最大でも 2 m 以下と小さいうえに，周期の挙動も安定しないので，比較対象から省いている。まず波高については，YH3 はやや大きめの値を，SWAN-St はやや小さめの値を与えるが，推算値と観測値の対応はよい。YH3 によるばらつきが SWAN-St によるものより少し大きい。周期については，YH3 は小さめの値を与え，ばらつきも大きいのにに対して，SWAN-St はより観測値に近い値を生じ，ばらつきも小さい。要は，SWAN-St が YH3 より若干よい対応を示す。 H_{max} に関しては，いずれの推算値も観測値とよく対応するが，この場合には YH3 が SWAN-St より観測値とよく符合する結果を与える。

Table 7 は誤差指標の一覧である。波高については相関係数 ρ でみれば，YH3, SWAN-St とともに観測値とのかなり高い相関を与えるが，勾配値 a_0 でみると，YH3 はやや大きめの値を，SWAN-St は小さめの値を与える。周期については SWAN-St が YH3 より高い精度を示すが，最大波高については YH3 が SWAN-St より高い相関とよい対応を示唆する。

Fig. 23 は韓国東岸の 5 地点（Sokcho, Gangneung, Mukho, Hupo, Jinha ; いずれも水深は 20 m 以下）での Yuk ら^[20]による観測波高・周期時系列を YH3 と SWAN-St による推算時系列と比較したものである。Oh・Jeong^[11]が示したように，観測波高のピークは北部の Sokcho から南東部の Jinha に向けて出現時刻を遅らせ，中部以南で波高を減少させる挙動を示す。北側 3 地点（Sokcho, Gangneung, Mukho）のピーク波高は，いずれもほぼ 8 m を越える。ただし，観測値は時間的に起伏の大きい挙動を与える図から読み取っているため，読取り誤差は無視し得ないであろう。さて，推算値と観測値の対応は北側から地点別につぎのようである。

1) Sokcho では YH3, SWAN-St とともに波高と周期の観測値の時間変化をよく再現するが，発達期では観測値に比べて遅れた挙動をとる。SWAN を用いた Yuk ら^[20]の結果では推算値に比べて全期間で低い値をとく

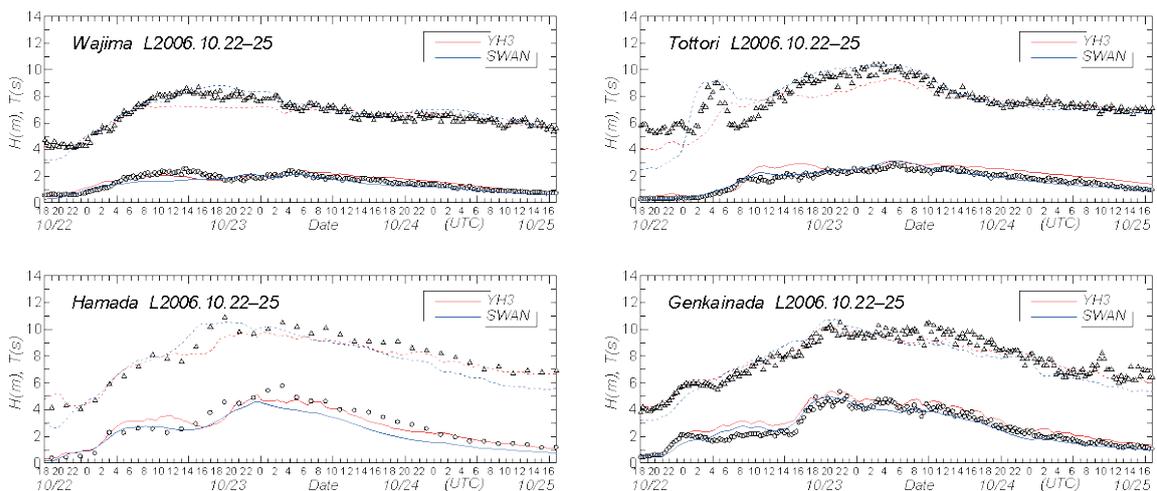


Figure 21 Comparison between hindcasts and measurements for time variations of wave height H and wave period T at each of 4 measurement stations along Japanese coast during 2006.10.22-25 Storm, in cases where YH3 and SWAN wave models are applied.

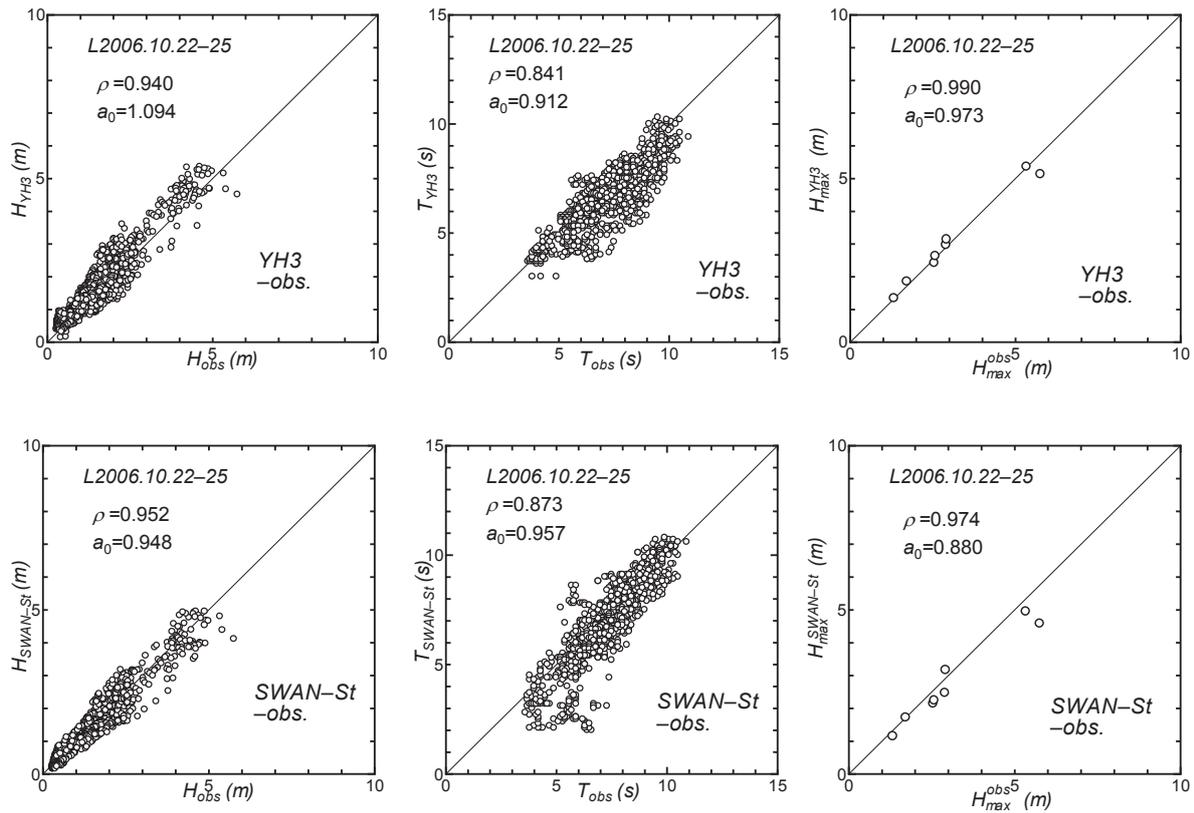


Figure 22 Scatter plot between hindcasts and measurements for any of wave height H , wave period T and maximum (significant) wave height during a storm H_{max} at 8 measurement stations along Japanese coast in 2006.10.22-25 Storm, in cases where YH3 and SWAN-St wave models are applied.

Table 7 A list of error indices for wave height, wave period and maximum wave height indicated in Figure 22.

model	H		T		H_{max}	
	ρ	a_0	ρ	a_0	ρ	a_0
YH3	0.940	1.094	0.841	0.912	0.990	0.973
SWAN	0.952	0.948	0.873	0.957	0.974	0.880

に波高に関して与えている。

2)Gangneung では YH3 と SWAN-St による推算値はストーム期間の全体で観測値とよく符合するが、周期に対してより低い値を与える。これは Sokcho でもみられる。観測記録が水圧式波高計によっていることを考慮すると、ある程度当然の結果である。Yuk ら^[20]による結果でも推算値と観測値のよい対応がみられるが、減衰期では推算波高の減少が急激であって、観測波高からの乖離が目立つ。

3)Mukho でも両モデルによる推算値と観測値との対応は良好であるが、発達期において YH3 は観測値より短い周期を与える。Yuk ら^[20]の結果では推算波高はストーム期間の全体で観測波高より低い値をとるが、推算周期は観測周期とよく符合する。つまり、波高の再現性は不足しているが、周期の再現性は良好という

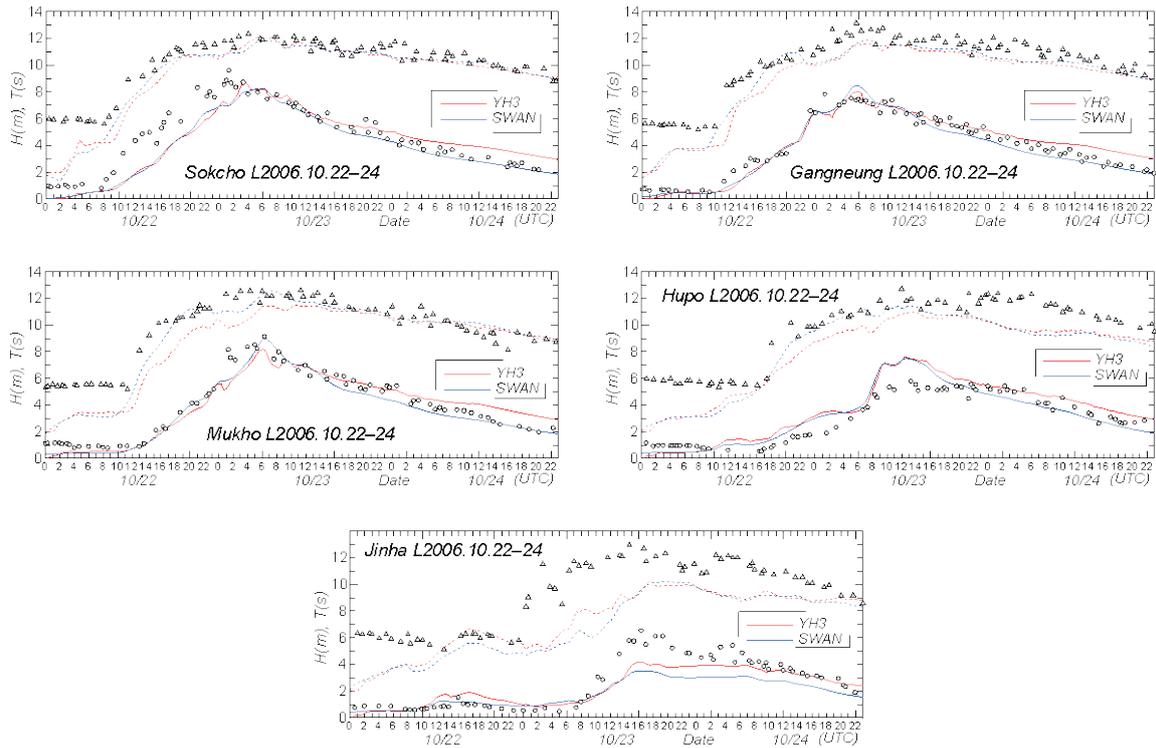


Figure 23 Comparison between hindcasts and measurements for time variations of wave height H and wave period T at each of 5 measurement stations along east coast of Korea during 2006.10.22-24 Storm, in cases where YH3 and SWAN wave models are applied.

特徴がみられる。

4)Hupo では YH3, SWAN-St とともに波高に関して減衰期後半を除いて過大評価となっている。一方、周期に関してストームの全期間で過小評価となっている。Yuk ら^[20]の結果では推算波高は発達期から減衰期前半で観測波高とよく符合するが、減衰期後半の波高や全期間の周期について過小評価となっている。要するに、発達期から最盛時には Yuk ら^[20]の推算値の再現性が高いが、それ以外ではいずれの結果でも推算値と観測値の間に有意な相違がみられる。

5)最も南東側に位置する Jinha では YH3 による減衰期の波高を除いて YH3 と SWAN-St による推算値は観測値よりかなり小さい値を与える。この挙動は Yuk ら^[20]の結果においても同様である。

今回の結果では、より南東側に位置する Jinha で推算値と観測値の隔たりが目立ち、過小評価の傾向が著しい。この原因が海上風の精度にあるのか、約 10 km あるいは 0.1° という沿岸波浪に対して低い使用格子網の地形解像度にあるのか、などに関しては現段階では明らかでないが、とりわけ周期に対する観測精度が低い水圧式波高計が水深 20 m 以浅の地点に設置されていることから、地点ごとに異なる地形解像度の影響も無視しえないと推測される。

Fig. 24 は韓国東岸沿岸 5 地点における波高 H 、周期 T 、最大波高 H_{max} に対する推算値と観測値の散布図を YH3 および SWAN-St の場合にそれぞれ示す。いずれも波高 H に関しては平均的にある程度以上に良好な対応がみられるが、周期 T に関しては過小評価が目立つ。最大波高 H_{max} に対しては上位の 3 地点ではよい対応を示すものの、下位の 2 地点では推算値と観測値の隔たりが大きい。波高 H に対して SWAN-St が YH3 より平均的に小さい値を与えるのに対して、周期 T と最大波高 H_{max} については両モデルは同程度の対応をとり、有意な差はみられない。

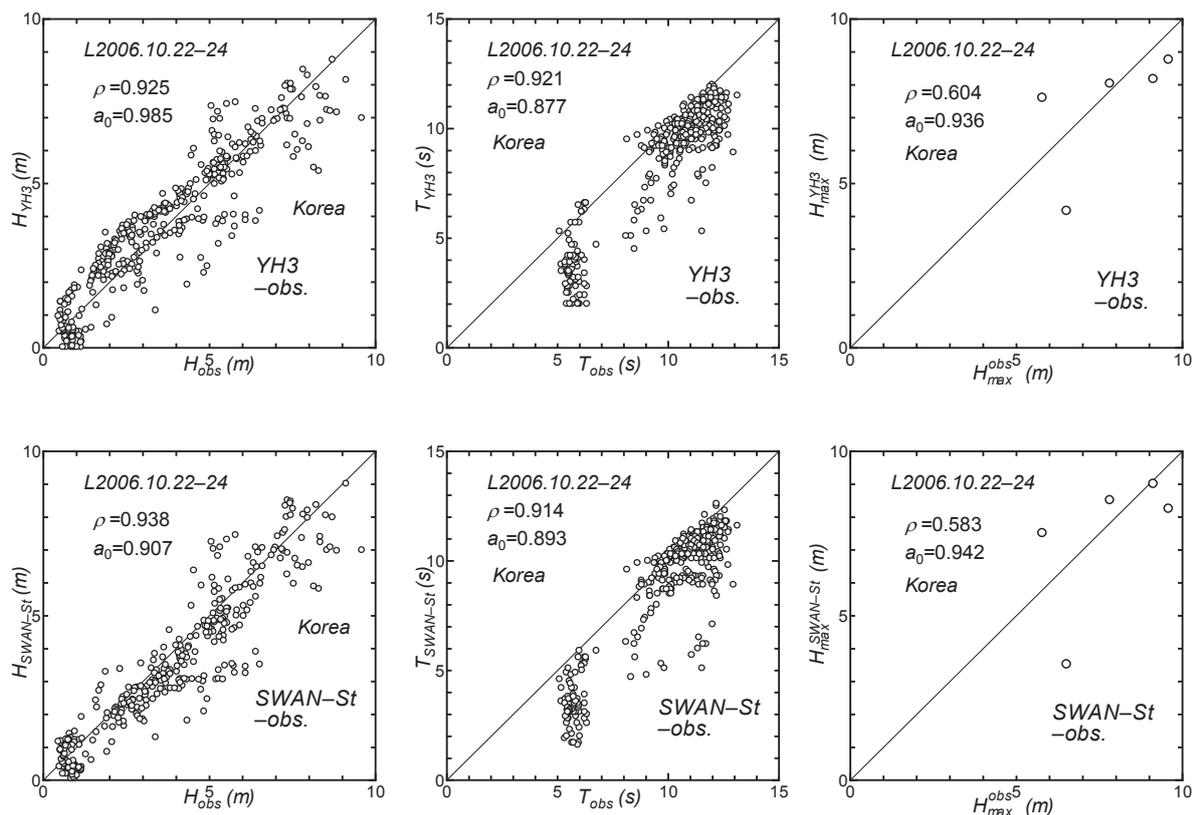


Figure 24 Scatter plot between hindcasts and measurements for any of wave height H , wave period T and maximum wave height during a storm H_{max} at 5 measurement stations along east coast of Korea in 2006.10.22-24 Storm, in cases where YH3 and SWAN-St wave models are applied.

Table 8 A list of error indices for wave height, wave period and maximum wave height indicated in Figure 24.

model	H		T		H_{max}	
	ρ	a_0	ρ	a_0	ρ	a_0
YH3	0.925	0.985	0.921	0.887	0.604	0.936
SWAN	0.938	0.907	0.914	0.893	0.583	0.942

Table 8 は誤差指標の一覧である。Fig. 24 に示した資料値の散布状況を反映して、波高 H に対して SWAN-St による相関係数 ρ が YH3 によるものよりかなり小さい。これは Fig. 24 でみたように、減衰期において SWAN-St が YH3 より小さい値を与える傾向（観測値は両推算値の中間をとる傾向）を反映した結果である。この特徴を除けば、両モデルによる結果に有意な差はみられない。

Fig. 25 は Ssangjeongcho (ウツリユー島), Donghae (Buoy), Wangdolcho における観測波高時系列と YH3 および SWAN-St による推算波高時系列の比較を示す。観測資料は著者らにとって読解不能な韓国語で書かれた Kim・Lee^[21]から再録しているので、観測条件の細部は不明である。これらの図によると、いずれの地点でもモデルによらず推算値と観測値の対応は不十分である。すなわち、

1) Ssangjeongcho では非常に激しい起伏をもつ観測波高時系列に対して、平均的にみると両推算波高は発達期で追従するが、最盛期から減衰期で過大となっている。

2) Donghae および Wangdolcho でも前半部と後半部で推算波高と観測波高のある程度有意な対応関係がみられなくもないが、最盛時付近では観測波高はほとんど変化しないのに対して、推算波高は増減を伴っており、両者にかんがりの隔たりがある。

また、Kim・Lee^[22]に与えられた SWAN による推算波高は観測波高に全く追従しない。しかし、2005 年 10 月 20~25 日の低気圧に対しては当該ケースより少しよい対応関係が得られている。さらに、Lee・Yamashita^[22]では 2005 年 10 月 20 日~25 日の低気圧と 2006 年 10 月 22 日~25 日の当該低気圧の 2 ケースを扱っているが、大部分の図と説明は前者のケースに限られるので、当該ケースについて検討できない。上述した韓国東岸沿岸の 5 観測地点での観測波高と推算波高の有意な対応関係を考慮すると、2006 年 10 月 22 日~25 日低気圧時の上記 3 地点における観測値の精度に根本的な問題があるように思われる。

Fig. 26 は最大波高 H_{max} の空間分布を YH3 および SWAN-St について与える。最大波高の最大域は韓国東岸の中央部から北側の海域に出現しており、YH3 では 8 m 域が広範に出現し、9 m 域も広くみられる。一方、SWAN-St では 8 m 域が広がるが、9 m 域はごく局所的にすぎない。両モデルによる 8 m 域はおおむね対応するものの、YH3 では最大域はより北側に位置し、9 m 域がかなり広い。最大波高はこれらの最大域

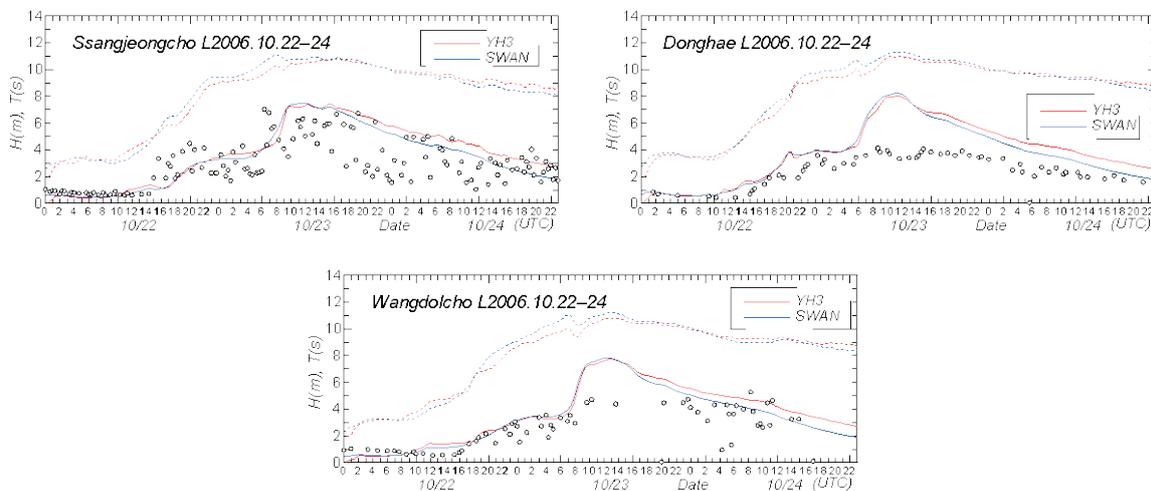


Figure 25 Comparison between hindcasts and measurements for time variations of wave height H and wave period T at each of 3 measurement stations at far-offshore and onshore locations of east coast of Korea during 2006.10.22-25 Storm, in cases where YH3 and SWAN wave models are applied.

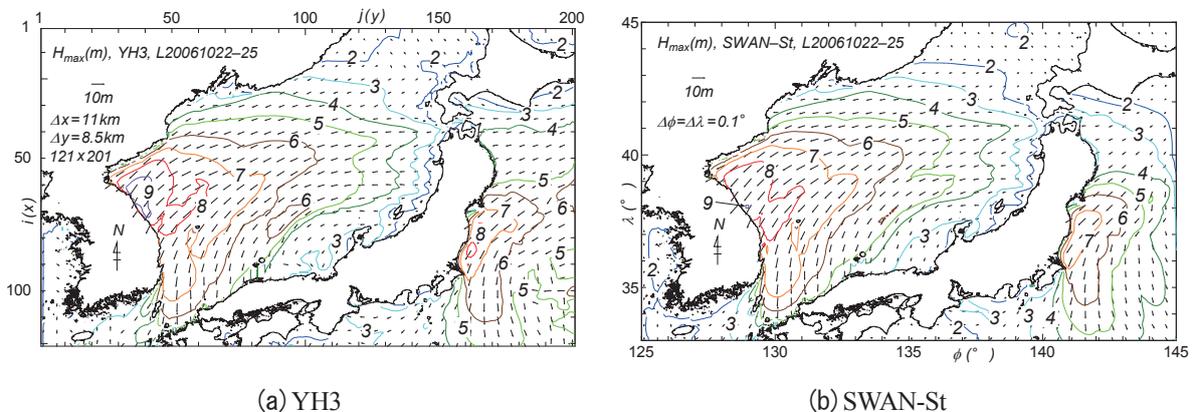


Figure 26 Spatial distribution of maximum wave height H_{max} during 2006.10.22-25 Storm hindcasted with (a) YH3 wave model or (b) SWAN-St wave model.

から E 方向に減少し、3 m 域の先端が津軽海峡に達している。韓国東岸での波向は全体として NE 寄りである。因みに、最大波高の最大値 H_{maxM} とその周期 T_{maxM} および出現場所は YH3 では 9.55 m, 11.5 s, (63, 37), SWAN-St では 9.01 m, 11.3 s, (71, 41)であるから、YH3 の場合に H_{maxM} は 0.5 m 大きく、出現位置も北西側にずれている。

これらの H_{max} の分布図を Yuk ら^[20]の Fig. 7 と比べると、分布状況は似ているが、Yuk ら^[20]の 8 m 域は今回のいずれの結果よりも狭いことから、Yuk ら^[20]による最大波高 H_{max} は今回の結果より全体として小さいように思われる。これは海上風分布として空間解像度 0.25° (時間間隔はたぶん 6 時間) の ECMWF による解析風を使用したことに起因する可能性がある。

まとめとして、YH3 と SWAN-St は北陸から九州北部に至る日本側の観測地点のみならず韓国東岸沿岸の北東側観測地点における波高・周期の観測結果をよく再現するが、その精度は SWAN-St の場合にやや高いと言える。ただし、韓国東岸における最大波高の最大値に対しては、YH3 が SWAN-St より 1 m 弱大きい値を示し、YH3 が観測値により近い値を与える。

3.7 2004 年 11 月 26 日～28 日低気圧

(1) ストームの概況

2004 年 11 月 26 日に日本海北部を発達しながら東北東に進んだ低気圧は 27 日にオホーツク海に入ってさらに発達し、日本付近は強い冬型の気圧配置になり、29 日まで続いた。この結果、日本海沿岸の北部で高波が生じ、酒田で $H_{max} = 10.65$ m (2012 年までの第 2 位値)、深浦で 10.36 m (2012 年までの第 1 位値)が記録された。

(2) 波高・周期の観測結果との比較

2.1 で示したように、当該ストームが属する期間では気象庁 MSM 風解析値資料の空間解像度は $\Delta x = 10$ km, 時間間隔 $\Delta t = 6$ 時間と空間・時間解像度が(c) (2006 年 3 月 1 日～2007 年 5 月 15 日の期間) 以降の期間における資料と比べて半分になっており、海上風分布資料の精度低下は免れないものと推測される。

Fig. 27 は波高・周期時系列に対する推定値と観測値の比較を深浦、酒田、直江津、輪島、浜田、玄界灘の 6 地点で示す。いずれの推算値も日本海沿岸の北側地点から南西側地点でそれぞれ急激な発達とその後の緩やかな減少を示す観測値とよく符合するし、推算値のうちでは周期を含めて YH3 が SWAN-St よりよい対応を与える。しかし、巨大波高が生じた深浦ではピーク時波高に対して YH3 は観測値に比べて SWAN-St より一層過小評価となっているし、酒田では YH3, SWAN-St の両モデルともピーク値付近の波高・周期を低く評価する。これは空間変化の著しい風や波の場に対して地形解像度や時間解像度、とくに前者が不足することに起因する可能性が高い。

Fig. 28 は日本海沿岸の 10 波浪観測地点 (上記 6 地点と新潟、金沢、経ヶ岬、鳥取の 4 地点) における推算値と観測値の散布図を波高 H , 周期 T , 最大波高 H_{max} それぞれについて与える。YH3 では波高 H についてやや大きい値を与えるが、高波高になるほど過小評価の傾向を示す。最大波高 H_{max} にも低～中間波高時の若干の過大評価の傾向と高波高時の過小評価の傾向がみられる。周期 T に関してもその傾向がうかがえる。SWAN-St では波高 H に関して全体を通して過小評価の傾向にあり、高波高時には資料値の 45°直線からの隔たりが大きい。最大波高 H_{max} については推算値と観測値の平均的対応はよいが、高波高時に低い値を与える。周期 T についても過小評価が目立つ。推算値と観測値の対応は YH3 の方が SWAN-St よりよい。これらの特性は Table 9 に一覧を掲げた各誤差指標の値に反映されている。全体を通じてみると、2.1 に示した(b) 期間における気象庁 MSM 風資料の品質がそれ以降の期間におけるものより、やや劣る特性が波浪推算の結果にも現れていると推測される。これは次に述べる 2003 年 12 月 17 日～20 日のストームに対する結果から一層明らかになる。

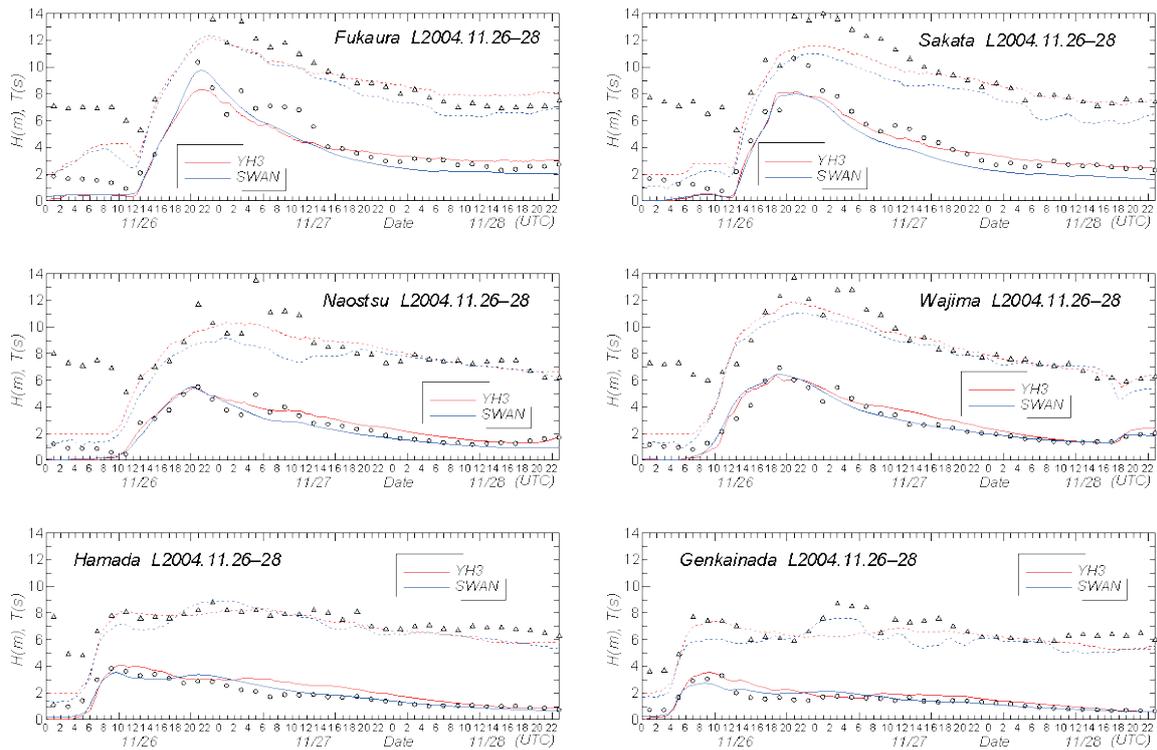


Figure 27 Comparison between hindcasts and measurements for time variations of wave height H and wave period T at each of 6 measurement stations along Japanese coast during 2004.11.26-28 Storm, in cases where YH3 and SWAN wave models are applied.

ついで、Fig. 29 はストーム期間中における最大波高 H_{max} の空間分布を(a) YH3 と(b) SWAN-St の場合に示す。いずれの結果でも最大波高 H_{max} の 10 m 域は北海道南西端から東北北西端にかけての沖合海域に出現し、そこを中心に等値線が西方向に延びている。最大値は 11 m を越える。このため、日本沿岸の波高は観測結果との比較でみたように、南西側の地点 (玄界灘) から北側の地点 (深浦) に向けて次第に増大する特徴を示す。また、YH3 が SWAN-St よりやや広い高波高域を与えるものの、その空間分布はよく似ており、両者の実質的な差は少ない。波向は W を主体とし、N 寄りをとった他のストーム時の波向の空間分布と異なっている。

ところで、最大波高の最大値 H_{maxM} と相当する周期 T_{maxM} および出現位置は YH3 では 11.46 m, 12.7 s, (33, 144), SWAN-St では 13.40 m, 12.6 s, (32, 146)となっており、SWAN-St における H_{maxM} が約 2 m 大きいものの、 T_{maxM} や出現場所にそれほど相違はない。しかし、 H_{max} の出現位置 (32, 146) における水深は 613 m, そのまわりの 4 地点の水深は 48 m, 587 m, 968 m, 318 m をとり、水深 48 m 地点との間で水深の空間変化が非常に大きくなっている。SWAN ではこのように水深の空間変化が著しい場合に、非現実的な波高が算出される場合が時々見出される。今回の事例ではそれほど突出した波高となっていないが、それでも過大な値となっていると考えられる。最大波高の最大値 H_{maxM} と相当する周期 T_{maxM} としては、YH3 の場合と同じ位置 (33, 144) における 11.10 m, 11.6 s が適切な値でないかと推測される。ただし、周期 T_{maxM} が YH3 の場合と比べて小さすぎるかもしれない。

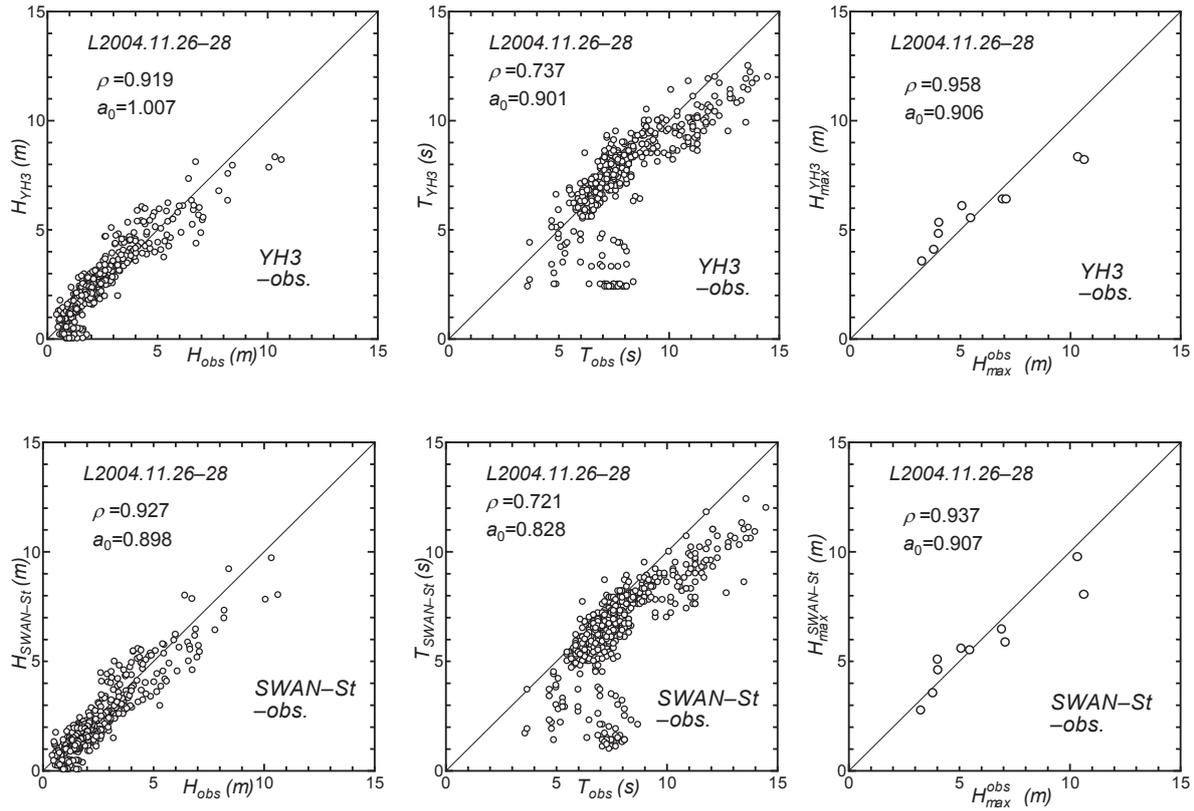


Figure 28 Scatter plot between hindcasts and measurements for any of wave height H , wave period T and maximum (significant) wave height during a storm H_{max} at 10 measurement stations along Japanese coast in 2004.11.26-28 Storm, in cases where YH3 and SWAN-St wave models are applied.

Table 9 A list of error indices for wave height, wave period and maximum wave height indicated in Figure 28.

model	H		T		H_{max}	
	ρ	a_0	ρ	a_0	ρ	a_0
YH3	0.919	1.007	0.737	0.901	0.958	0.906
SWAN	0.927	0.898	0.721	0.828	0.937	0.907

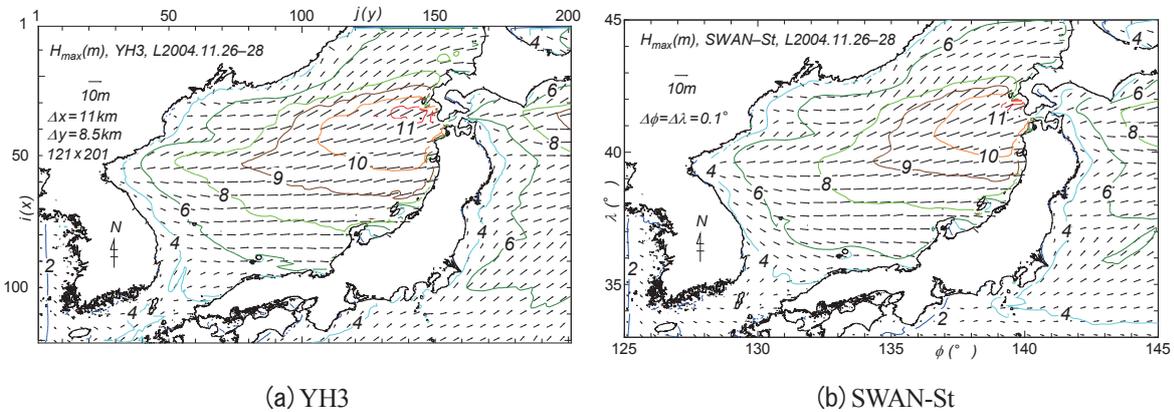


Figure 29 Spatial distribution of maximum wave height H_{max} during 2004.11.26-28 Storm hindcasted with (a) YH3 wave model or (b) SWAN-St wave model.

3.8 2003年12月17日～20日低気圧

(1) ストームの概況

2003年12月17日に日本海西部から、また関東南岸沖からそれぞれ低気圧が発達しながら東および北東に進み、18日にさらに発達するとともに、19日には別の低気圧が加わって日本付近で強い冬型の気圧配置に変わり、20日には日本の東海上で低気圧が台風並みに発達した。日本海の沿岸では新潟沖で最大波高 $H_{max} = 7.50$ m, 直江津で9.24 m, 輪島で7.62 m などの高波高が観測された。直江津での9.24 mは2012年までの既往最大波高(第1位値)にあたる。

(2) 波高・周期の観測結果との比較

当該ストームは気象庁MSM資料としては(a)2002年5月15日～2004年8月31日の期間に属することから、空間解像度 $\Delta x = 10$ km, 時間間隔 $\Delta t = 6$ 時間で静力学モデルにより得られた結果を利用することになる。したがって、海上風分布資料の品質・精度は上述した(b)期間におけるものより一層低いと考えられる。

Fig. 30は推算値と観測値に基づく波高・周期資料時系列を酒田, 新潟, 直江津, 金沢, 浜田, 玄界灘の6地点で与える。いずれの推算値も全体として観測値にみられる波高・周期の増加・減少の挙動に追従するものの、12月19日の発達期で過大な値を与え、また12月20日の9時頃の観測値における波高・周期の増加・減少をとくに直江津では再現せず、過小評価となっている。これまでに述べてきた各ストーム時の波高・周期に対する推算値と観測値の対応を考慮すると、これは海上風分布の推定精度が相対的に低いことによると推定せざるを得ない。このように、推算値と観測値の対応は十分でないが、YH3がSWAN-Stよりやや良好な対応を与えている。

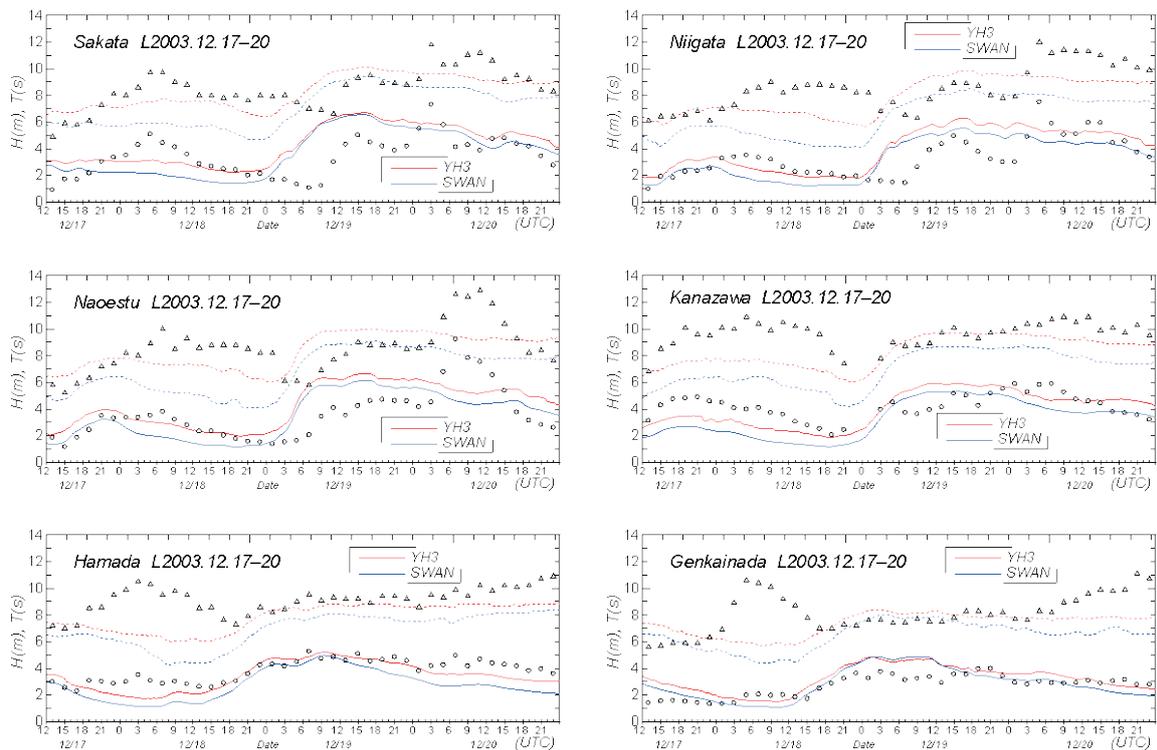


Figure 30 Comparison between hindcasts and measurements for time variations of wave height H and wave period T at each of 6 measurement stations along Japanese coast during 2003.12.17-20 Storm, in cases where YH3 and SWAN wave models are applied.

なお、金ら^[23]、駒口ら^[16]、Lee ら^[17]は MMS による海上風分布を入力条件とする WW3 を用いた波浪推算値が直江津における観測値を比較的よく再現するとしているが、急激な発達・減衰を示し、ピーク波高が 9.24 m に達した観測値と必ずしも対応せず、時系列に対しても過大な値を、最大値に対して過小な値を与えていることから、ここでの結果ほどでないとしても両者の対応は不十分と言わざるを得ない。

Fig. 31 は 10 地点（上記 6 地点と深浦、輪島、経ヶ岬、鳥取の 4 地点）における波高 H 、周期 T 、最大波高 H_{max} に対する推算値と観測値の間の散布図を YH3 と SWAN-St の両モデルについて示す。また、Table 10 は誤差指標の一覧である。誤差指標をみるまでもなく、波高、周期についてはいずれのモデルでも資料値の 45°直線まわりのばらつきが大きく、推算値と観測値の対応が不十分であることを表している。ただし、周期については、YH3 が SWAN-St より観測値との若干よい対応を示す。最大波高についても、資料のばらつきが大きいが、中間波高部で推算値が観測値より大きく、高波高部で小さい傾向や、YH3 が SWAN-St よりその傾向が少なく観測値との若干よい対応を与えることがわかる。しかし、いずれにしるこの事例に対

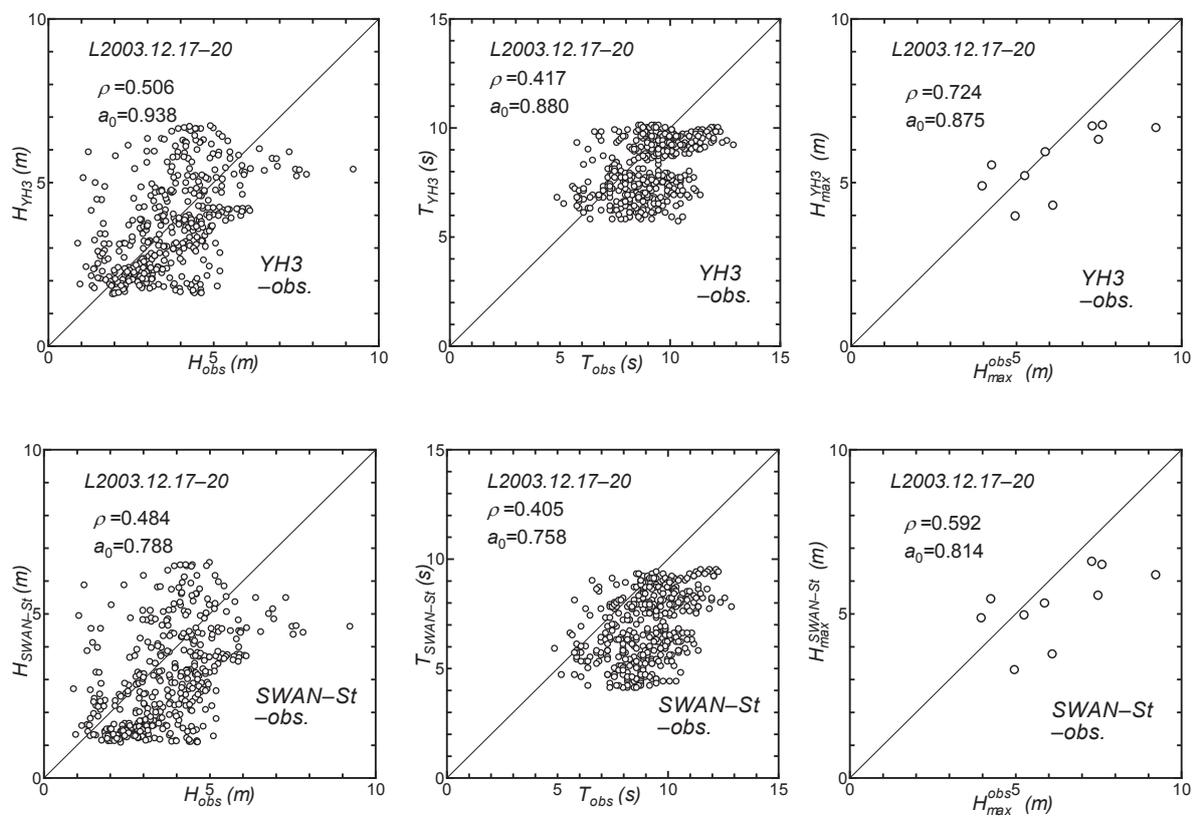


Figure 31 Scatter plot between hindcasts and measurements for any of wave height H , wave period T and maximum (significant) wave height during a storm H_{max} at 10 measurement stations along Japanese coast in 2003.12.17-20 Storm, in cases where YH3 and SWAN-St wave models are applied.

Table 10 A list of error indices for wave height, wave period and maximum wave height indicated in Figure 31.

model	H		T		H_{max}	
	ρ	a_0	ρ	a_0	ρ	a_0
YH3	0.506	0.938	0.417	0.880	0.724	0.874
SWAN	0.484	0.788	0.405	0.758	0.592	0.814

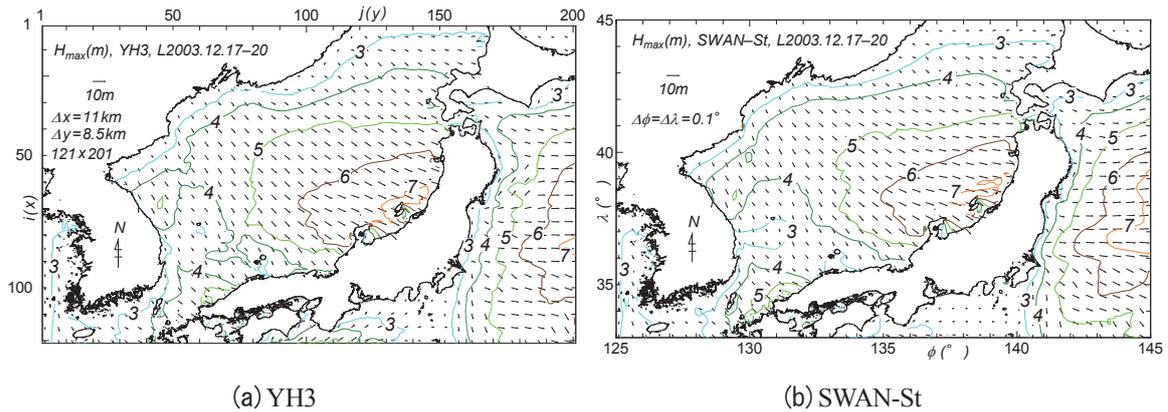


Figure 32 Spatial distribution of maximum wave height H_{max} during 2003.12.17-20 Storm hindcasted with (a) YH3 wave model or (b) SWAN-St wave model.

する推算値と観測値の対応のレベルは、上述の 7 事例に比べて低い。その要因は個々のストームの特性のほか、入力条件とした海上風分布の品質にあると言わざるを得ない。

Fig. 32 は最大波高 H_{max} の空間分布を YH3 と SWAN-St について与える。その最大域は佐渡島の周辺に出現しているが、等値線の値は 7 m であるから、直江津で観測された 9.24 m よりかなり低い。やはり風速が過小評価されているのであろう。また最大波高は佐渡島周辺から対岸のロシア沿海州沿岸の 3 m に向けて半楕円状に減少する。波向は NW である。因みに、最大波高の最大値 H_{maxM} と相当する周期 T_{maxM} および出現位置は YH3 では 7.15 m, 10.3 s, (66, 143)ほか 1 地点、SWAN-St では 7.11 m, 9.6 s, (66, 142)ほか 3 地点であり、出現場所はそれぞれ佐渡島周辺の複数地点になっている。両モデルによる H_{maxM} は約 7.1 m であって、直江津での最大（観測）波高 9.24 m より 2 m 以上低いし、新潟沖や輪島での最大（観測）波高（7.50 m, 7.62 m）にも及ばない。要するに、10 m 波高域が北陸沿岸のかなり沖合から佐渡島沖合に移動する挙動が提示されている駒口ら^[6]の結果を考慮すると、今回の結果では海上風分布、したがって最大波高が過小評価されている可能性が高いと推測される。

3.9 全体のまとめ

ここでは、8 ケースのストームに対する結果をまとめて推算値の全体的特性を議論する。Table 11 は 8 ケースのストームに対する誤差指標をモデル別（YH3 と SWAN-St）、地域別（日本側と韓国側）によるまとめ一覧であり、ストームの特性は○印の番号と発生年（2007 年では月も）で示す。①2003 年ストーム時には波高や周期に対する相関係数 ρ は他のストーム時に比べて小さいので、議論からはずすこととする。そこで、まず日本側の結果をみると、YH3 では韓国東岸のうねり性高波浪に注目した⑦2010-2011 年ストーム時には日本側で波浪の発達あまりみられないことから、波高 H のみならず周期 T や最大波高 H_{max} に対する相関係数がともに小さい。また同様に、韓国側でのうねりに注目した③2006 年ストーム時ならびに海上風分布資料の精度がやや低い②2004 年ストーム時には、周期 T に対する相関係数が相対的に小さくなっている。これらの指摘は SWAN-St の場合にもあてはまる。残りの 4 ケース（⑧2012, ⑥2008, ⑤2007-2, ④2007-1）においては波高 H , 周期 T , 最大波高 H_{max} に対する再現性はかなり高いし、周期に対する相関係数が相対的に若干小さい上述の 2 ケース（③2006 と②2004）においても、これを除く各指標値（ ρ と a_0 ）は波高 H および最大波高 H_{max} のみならず、勾配値 a_0 からみて周期 T においてもかなり高い精度を示唆する。

一方、韓国側では波高や周期に対する相関は日本側の結果と比べて全体的に低く、周期に対する勾配値 a_0 もこれが水圧式波高計記録によっているため、1 より有意な程度に小さくなっている。また、最大波高

Table 11 Summary of error statistics for each of 8 storm cases at measurement stations along the Japan coast and east coast of Korea.

No. storm (year)	YH3(Japan)						SWAN-St(Japan)					
	H		T		H_{max}		H		T		H_{max}	
	ρ	a_0	ρ	a_0	ρ	a_0	ρ	a_0	ρ	a_0	ρ	a_0
⑧2012	0.945	1.122	0.947	0.968	0.889	0.956	0.959	1.088	0.949	0.989	0.912	0.930
⑦2010-2011	0.839	1.201	0.461	0.952	0.621	1.063	0.873	0.990	0.549	0.915	0.651	0.915
⑥2008	0.963	1.103	0.909	0.945	0.834	1.049	0.968	1.050	0.939	0.976	0.872	0.998
⑤2007-2	0.954	1.053	0.938	0.954	0.924	0.964	0.955	0.985	0.939	0.989	0.922	0.957
④2007-1	0.935	1.114	0.922	0.962	0.829	0.976	0.944	1.038	0.928	0.969	0.842	0.975
③2006	0.940	1.094	0.841	0.912	0.990	0.973	0.952	0.948	0.873	0.957	0.974	0.880
②2004	0.919	1.007	0.737	0.901	0.958	0.906	0.927	0.898	0.721	0.828	0.937	0.907
①2003	0.506	0.938	0.417	0.880	0.724	0.875	0.484	0.788	0.405	0.758	0.592	0.814

No. storm (year)	YH3(Korea)						SWAN-St(Korea)					
	H		T		H_{max}		H		T		H_{max}	
	ρ	a_0	ρ	a_0	ρ	a_0	ρ	a_0	ρ	a_0	ρ	a_0
⑦2010-2011	0.848	1.132	0.876	0.906	0.471	0.909	0.886	0.907	0.786	0.905	0.557	0.881
⑥2008	0.860	1.038	0.860	0.780	0.743	0.878	0.859	0.928	0.857	0.839	0.697	0.805
③2006	0.925	0.985	0.921	0.887	0.604	0.936	0.938	0.907	0.914	0.893	0.583	0.942

H_{max} については相関係数がとくに SWAN-St の場合に小さいし、勾配値 a_0 にもその傾向がみられる。要するに、韓国東岸では日本海を長距離伝播するうねり性高波浪が卓越することや波浪記録が水深 20 m 以浅に設置された水圧式波高計（計測上波高の精度に問題があり、周期を長めに評価する傾向）によっていることから、波浪推算における地形解像度（約 10 km, 0.1° ）の不足や海上風の推定精度の不足と相まって、推算精度の確保が日本側に比べて難しい状況にある。

Fig. 33 は①2003 年ストームを除く 7 ケースの各ストーム時の地点別最大波高 H_{max} に対する推算値と観測値の間の散布図を YH3 と SWAN-St について示す。YH3 は全体として平均的に観測値とよく符合する結果を与え、SWAN-St も同様の挙動を示す。YH3 と SWAN-St を比べると、SWAN-St において若干資料値の 45° 直線まわりのばらつきが小さいが、最大級の波高に対して観測値より低めの値を与える。この結果は相関係数 ρ と勾配値 a_0 に現れている。SWAN においては平均風速 U_{10} に依存する Wu の C_d 式によって、風の摩擦速度を評価し、YH3 では波の発達項を U_{10} 表示の式、言わば一定値をとる C_d 式によって風の摩擦速度を計算していることに相当するので、SWAN におけるパラメータが YH3 より 1 つ多くなり、その結果たとえ他の項を同じと仮定しても SWAN の再現性がより高くなるのは当然とも考えられる。もちろん、YH3 における風波の発達式を u_* 表示に変え、 U_{10} 依存型の C_d 式を使用しても、YH3 の推算精度の向上が確約されないのは言うまでもない。

ついで、Fig. 34 はストーム別最大波高の空間分布を重ね合わせて得た①2003 年ストームを除く 7 ストーム時の最大波高の空間分布を YH3 と SWAN-St について示す。①2003 年ストーム時の最大波高は過小評価されているので、①2003 年ストーム時の結果を入れても Fig. 34 の挙動は変化しない。両モデルによる結果はかなり類似する。そこで YH3 の結果をみると、この場合いずれかのストーム時最大波高で全体の最大値をとる特性が反映される結果、全体の最大値の概略値は酒田付近沖合の 13 m（⑧2012 年ストーム）や朝鮮

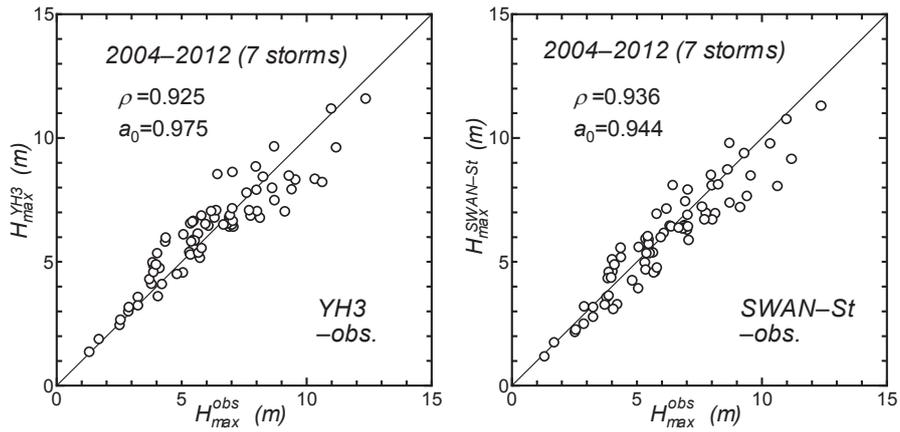
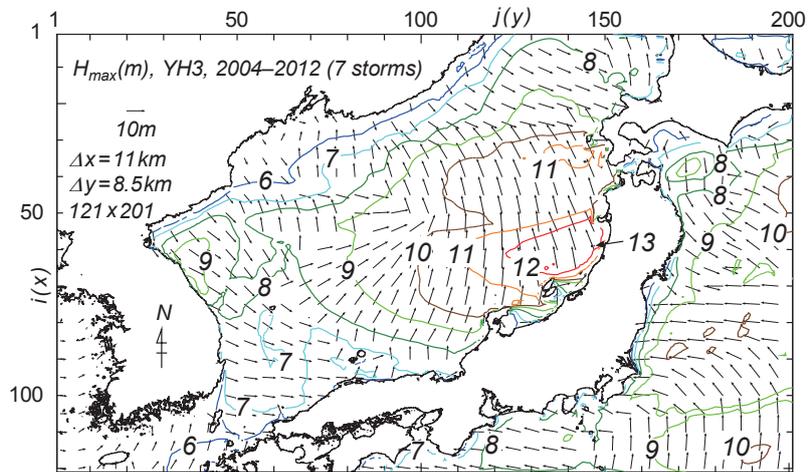
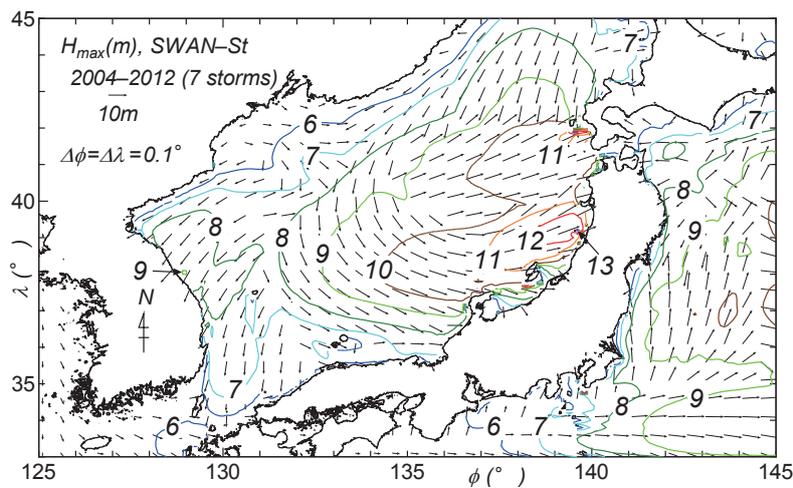


Figure 33 Scatter plot between hindcast and measurement for maximum wave height during a storm H_{max} at all measurement stations along Japanese coast in 7 severe storm cases over the year period from 2004 to 2012, in cases where YH3 and SWAN-St wave models are applied.



(a) YH3



(b) SWAN-St

Figure 34 Spatial distribution of maximum wave height H_{max} generated by 7 severe storms over the period from 2004 to 2012 hindcasted with (a) YH3 wave model and (b) SWAN-St wave model.

半島東岸北部の9m域(③2006年ストーム)のほか、北海道南西沖の11m(②2004年ストーム)や韓国東岸南部から玄界灘沖合にかけての7m(⑦2010年ストーム)が目につく。この図は過去数十年の間の既往最大波高の空間分布を与えるものでないが、過去最大級の波高が最近のこれらのストームによって生じた可能性を考慮すると、既往最大波高の特徴をある程度反映しているかもしれない。

4. 結 語

本研究では、2012年から2003年に遡って、この間に日本海で異常波浪を生起した8ケースの低気圧に対して気象庁MSMによる海上風分布を入力条件とする第2世代モデルYH3および第3世代モデルSWANに基づく波浪推算を実施し、北海道、東北から九州北部に至る日本海沿岸の波浪観測地点のみならず韓国東岸の波浪観測地点で得られた波高・周期時系列との比較を通じて各モデルの精度を検討するとともに、最大波高の空間分布を調べた。その観点は最大級の異常波浪のみならず富山湾での寄りまわり波と称されるうねり性高波浪ならびに韓国東岸でのうねり性高波浪に対する再現性の確認である。主要な結果はつぎのように要約される。

1)2004年9月1日以降、よりの確には2006年3月1日以降を対象とした気象庁による地形解像度 0.1° (あるいは 0.05°)の解析風と予報風からなる海上風分布を入力条件とする場合、地形解像度を約10kmとするYH3あるいは地形解像度を 0.1° とするSWANのいずれのモデルも観測波浪の特性をかなり良好な精度で再現するが、モデルとしてはSWANの精度がYH3よりやや高い。一方、2.1で述べた(a)2002年5月15日~2004年8月31日の気象庁解析・予報風資料を入力条件とする波浪推算結果の再現性に問題があることから、当該風資料の精度はあまり高くないと推測される。

2)寄りまわり波発生時に、いずれのモデルも富山湾湾口部までの波浪をよく再現するが、富山湾内の波浪に対しては既往の研究と同様に過小評価となり、異常な波高をとった寄りまわり波を再現できない。現段階では具体的な対応方法を見出せないが、今後何らかの工夫が是非とも必要である(付録A参照)。

3)いずれのモデルも韓国東岸で観測されたうねり性高波浪をある程度よく再現するが、観測値を発表論文の図からの読取りによっているため、そこに含まれる誤差が比較結果に及ぼす影響も無視し得ない。

4)最大波高 H_{max} の最大値は東北沿岸沖合で13mを越える。一方、対岸の朝鮮半島東岸の北部沖合でも9mを越えるケースもある。

以上要するに、気象庁提供の2004年9月1日以降、あるいは2006年3月1日以降の高地形解像度海上風分布を入力条件とする山口ら^[2]の第2世代の波浪推算モデルYH3およびBooijら^[1]の第3世代波浪推算モデルSWANによって、日本海における異常波浪をかなり高い精度で再現できると言える。

なお、2012年4月3日~4日の低気圧は日本海の東北・北陸沿岸に突出した既往最大波高を生起していることから、可能最大波高の現実的な値を得るために、この低気圧をモデル低気圧として風の場合を仮想的に移動させた場合や風速を一定の比率で増幅した場合の波浪推算を行い、最大波高の挙動を調べる研究も興味深いと考えられる。そこで、この検討結果を付録Bで述べる。

参 考 文 献

- [1] Booij, N., Ris, R.C. and L.H. Holthuijsen : A third-generation wave model for coastal regions, 1. Model description and validation, Jour. Geophys. Res., 104(C4), pp.7649-7666, 1999.
- [2] 山口正隆・畑田佳男・細野浩司・日野幹雄 : エネルギー平衡方程式に基づく浅海波浪の数値予知モデルについて, 第31回海岸工学講演会論文集, pp. 123-127, 1984.
- [3] 川口浩二・猪俣 勉・関 克己・藤木 峻 : 全国港湾海洋波浪観測年報 (NOWPHAS 2012), 港湾空港技術研究所資料, No.1282, 125pp., 2014.

- [4] 合田良實：耐波工学 港湾・海岸構造物の耐波設計，鹿島出版界，430p., 2008.
- [5] 山口正隆・野中浩一：波形統計量とスペクトル統計量の比に及ぼすスペクトル形状の影響の検討，土木学会論文集 B2 (海岸工学)，Vol.B2-65, No.1, pp.136-140, 2009.
- [6] 山口正隆・野中浩一・畑田佳男：海面抵抗係数と Toba 定数の変動に関する考察，工学ジャーナル (愛媛大学)，第 14 巻，2015 (投稿中)。
- [7] Zijlema, M., vanVledder G.Ph and L. H. Holthuijsen : Bottom friction and wind drag for wave models, *Coast. Eng.*, 65, pp.19-26, 2012.
- [8] 野中浩一・山口正隆・畑田佳男・宇都宮好博・日野幹雄：日本海沿岸における波高の極値の再検討，土木学会論文集 B2 (海岸工学)，Vol.70, No.2, 2014 (印刷中)。
- [9] 森 信人・高木友典・川口浩二・加島寛章・間瀬 肇・安田誠宏・島田広昭：2012 年 4 月 3～4 日に日本海で急発達した低気圧による暴波浪特性，土木学会論文集 B2 (海岸工学)，Vol.69, No.2, pp.I_126-I_130, 2013.
- [10] Lee, H.S. : Abnormal storm waves in the East Sea(Japan Sea) in April 5-2012, *Jour. Coastal Res., Spec. Issue No.65*, pp.748-753, 2013.
- [11] Oh, S.H. and W.M. Jeong : Characteristics of high waves observed at multiple stations along the east coast of Korea, *Nat. Hazards and Earth Syst. Sci*, 13, pp.3503-3514, 2013.
- [12] 間瀬 肇・安田誠宏・Tracey H.Tom・辻尾大樹：富山湾沿岸に災害をもたらした 2008 年 2 月冬季風浪の予測と追算シミュレーション，海岸工学論文集，第 55 巻，pp.156-160, 2008.
- [13] 永井紀彦・平石哲也・河合弘泰・川口浩二・吉永宙司・大釜達夫：波浪観測網が捉えた 2008 年 2 月 24 日の日本海沿岸高波の特性，海岸工学論文集，第 55 巻，pp.146-150, 2008.
- [14] 李 漢洙・山下隆男・駒口友章・三島豊秋：メソ気象・波浪推算モデルによる 2008 年 2 月の寄り廻り波の再現計算，海岸工学論文集，第 55 巻，pp.161-165, 2008.
- [15] 犬飼直之・岡本 大：平成 20 年 2 月の佐渡島高波被害に関する研究，土木学会論文集 B2 (海岸工学)，Vol.B2-65, No.1, pp.1396-1400, 2009.
- [16] 駒口友章・李 漢洙・山下隆男：日本海中部沿岸における異常波浪の発生機構の検証，土木学会論文集 B2(海岸工学)，Vol.B2-65, No.1, pp.206-210, 2009.
- [17] Lee, H.S., Kim, K.O., Yamashita, T., Komaguchi, T. and T. Mishima : Abnormal storm waves in the winter East/Japan Sea : generation process and hindcasting using an atmosphere-wind wave modelling system, *Nat. Hazards and Earth Syst. Sci.*, 10, pp.773-792, 2010.
- [18] Lee, H.S., Komaguchi, T. and A. Yamamoto : Wintertime extreme storm waves in the East Sea (Japan Sea) : estimation of extreme storm waves in the Toyama Bay, Japan, *Proc. 7th Int. Conf. on Asian and Pacific Coasts(APAC2013)*, 2013.
- [19] Kim, K.O., Lee, H.S., Min, B.I and B.H. Choi : Hindcasting of high swell waves off the Eastern Korean Coast on 24 February 2008 using structured and unstructured wave models, *Jour. Coastal Res., Spec. Issue No.65*, pp.1073-1077, 2011.
- [20] Yuk, J.H., Kim, K.U., Choi, B.H. and K.T. Jung : Swell prediction for the East Korean Coast, *Proc. 7th Int. Conf. on Asian and Pacific Coasts (APAC2013)*, pp.705-712, 2013.
- [21] Kim, T.R. and K.H. Lee : Examination on the wave hindcasting of the abnormal swells in the East Coast(in Korean with English abstract), *Jour. of Korea. Soc. of Ocean Eng.*, 22, pp.13-19, 2008.
- [22] Lee, H.S. and T. Yamashita : On the wintertime abnormal storm waves along the east coast of Korea, *Proc. 6th Int. Conf. on Asian and Pacific Coasts(APAC2011)*, pp.1-18, 2011.
- [23] 金 庚玉・李 漢洙・山下隆男：ポーガス低気圧を援用した MM5 と WW3 の結合モデルによる冬季日本海の異常波浪の再現計算，海岸工学論文集，第 52 巻，pp.176-180, 2005.

付録 A : 富山湾における寄りまわり波の再現計算

本文では、2008年2月22日～24日の低気圧に伴う富山湾湾口部の田中における波浪の再現はほぼ可能であるのに対して、湾奥の富山や伏木富山においてはかなりの過小評価となっていることを述べた。この一因として、波浪推算における地形解像度 (0.1°) の不足が考えられるので、ここでは地形解像度を富山湾に向けて $1'$ (0.0167°) と $30''$ (0.0083°) と3段階で向上させた場合のSWANによる波浪推算の結果をみる。3段階目の $30''$ という相対的に低い地形解像度は入手し得た地形データの制約による。入力とする海上風分布は気象庁MSM風解析値・予報値 (空間解像度 0.05°) より得た1時間間隔値である。

Fig. A1 は第2段階の丹後半島から北海道西南部に至る領域 ($N35^\circ\sim 40^\circ$, $E135^\circ\sim 140^\circ$: 空間解像度 $1'$) および第3段階の能登半島から佐渡島に至る領域 ($N36.5^\circ\sim 38.5^\circ$, $E136.5^\circ\sim 139^\circ$: 空間解像度 $30''$) における最大波高 H_{max} と波向の空間分布をそれぞれ表す。また、Fig. A2 は第3領域で得られた田中、富山および伏木 (富山) における波高 H と周期 T の時系列に対する推算値と観測値の比較を与える。これらの図から、地形解像度を段階的に向上させた高地形解像度波浪推算によっても富山湾湾奥の富山や伏木富山、とくに富山における波浪状況を全く再現できないことが示される。時系列でみれば、高地形解像度化によって波高はむしろ小さくなっている。

寄りまわり波の発生に関して、北陸沿岸のうち富山湾湾口の田中までの各波浪観測地点における波高・周期時系列を波浪推算によってかなり適切に再現できるが、湾奥の富山や伏木富山では過小評価になるというのが畑田・山口^[24]の1998年時点 (実際には1989年) の研究結果であるが、より高精度の海上風分布や高地形解像度でのより高度な第3世代波浪推算モデルの利用によっても2014年時点で同様の結果しか得られないのは残念としか言いようがない。

湾奥における、とくに最大波高 10 m に達する富山での観測結果が正しいとして、富山湾における局所的な地形による風速の増強や複雑な海底地形による非線形的な波浪エネルギーの収束を考慮しても、富山で観測された 10 m に近い最大波高の再現は困難と考えられる。今のところ具体的な対応策は見当たらない。

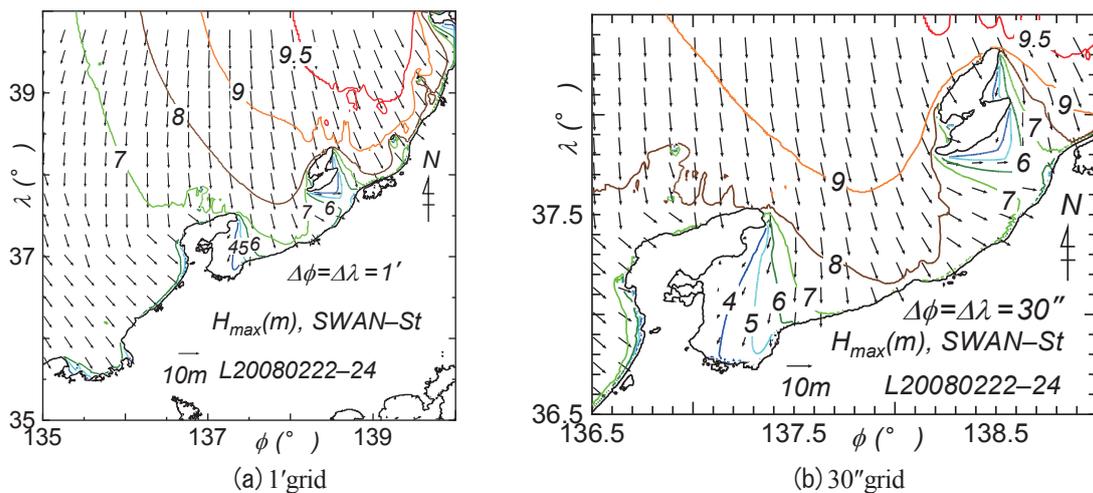


Figure A1 Spatial distribution of maximum wave height H_{max} during 2008.02.22-24 Storm hindcasted with SWAN-St wave model on nested grid of either (a) $1'$ space increment or (b) $1'+30''$ space increments.

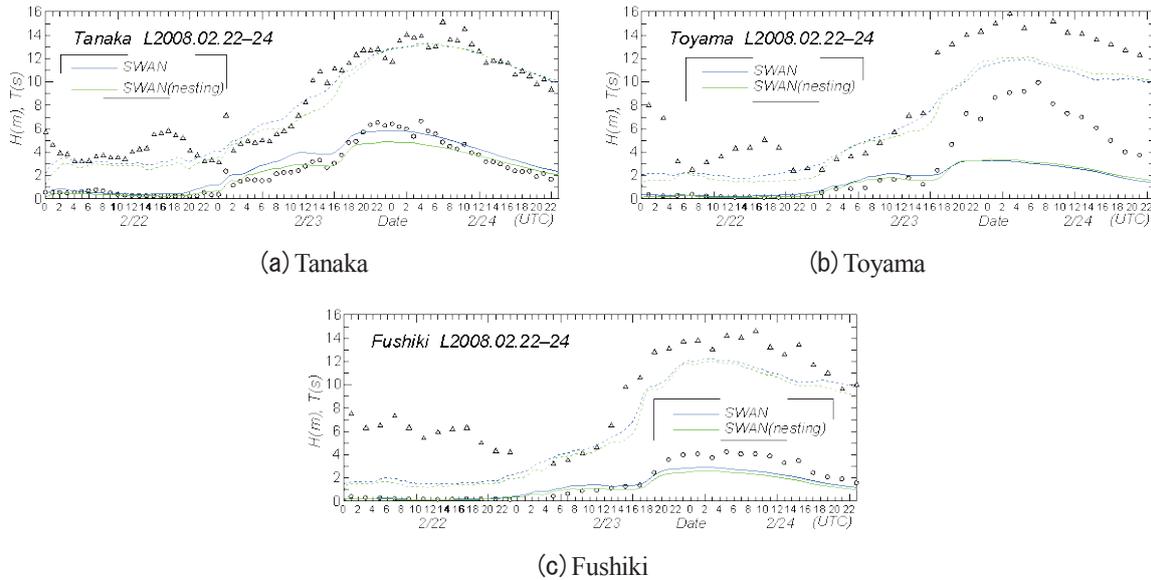


Figure A2 Comparison between hindcasts and measurements for time variations of wave height H and wave period T at each of 3 measurement stations in the Toyama bay during 2008.02.22-24 Storm, in cases where SWAN and nested SWAN wave models are applied.

参 考 文 献 (付録 A)

[24] 畑田佳男・山口正隆：富山湾における特異波浪「寄り回り波」の予測法に関する予備的検討，愛媛大学工学部紀要，第17巻，pp.261-271，1998.

付録 B：日本海北東部沿岸域における仮想時最大波高の推定

2012年4月3日～4日の低気圧は秋田や酒田の沖合海域で既往最大級の異常波高を生起したと推定されることから，当該低気圧に伴う海上風の時空間分布を1つの基準モードとして，1)領域全体で風速 U_{10} をそれぞれ $\alpha = 1.1, 1.15, 1.2, 1.25, 1.3$ 倍した場合の海上風分布を入力条件としたSWANおよびYH3による各5ケースの波浪推算，2)当該海上風分布をN方向およびS方向にそれぞれ2ケース（ 0.5° と 1° ）ずつ移動させた計4ケースのSWANによる波浪推算を実施し，風速の増強や強風域の移動に伴う最大波高 H_{max} の空間分布や最大波高 H_{max} の最大値 H_{maxM} と相当する周期 T_{maxM} およびその出現位置の変化を調べる。

Fig. B1は $\alpha = 1.1$ と $\alpha = 1.2$ とした場合のSWANおよびYH3による最大波高と平均波向の空間分布を与える。風速の増強によっても波高が増加するだけで，各モデルによる空間分布の状況はほとんど変わらない。Table B1は $\alpha = 1.1, 1.15, 1.2, 1.25, 1.3$ の5ケースに対する H_{maxM} と T_{maxM} および出現場所の一覧をSWANとYH3（括弧内）の場合に示す。SWANによれば， $\alpha = 1.0$ での $H_{maxM} = 13.16$ mから $\alpha = 1.2$ での17.48 m， $\alpha = 1.3$ での19.69 mへと増加する。出現場所は（59，147）に停っている。周期 T_{maxM} も H_{maxM} に応じて長くなる。また，こうした異常波浪の状況では絶対値として T_{maxM} の値（s単位）が H_{maxM} の値（m単位）を上まわる。最大風速は $\alpha = 1.0$ で $U_{max} \approx 31$ m/sであるから， $\alpha = 1.2$ では $U_{max} = 37$ m/s， $\alpha = 1.3$ では $U_{max} = 40$ m/sに達する。一方，YH3では $\alpha = 1.0$ での13.01 m， $\alpha = 1.2$ での17.40 m， $\alpha = 1.3$ での19.35 mをとり，SWANの場合と同程度の値を与える。これは周期の場合にも言える。しかし，最大値の出現場所は $\alpha = 1.0$ ではSWANの場合と同一であるが， $\alpha > 1$ では主に西方に数十 km 移動し，一定位置を占めるSWANの場合と異なる。Fig. B1を再度みると，最大値はSWANの方がYH3より若干大きいものの，これに次ぐ波高

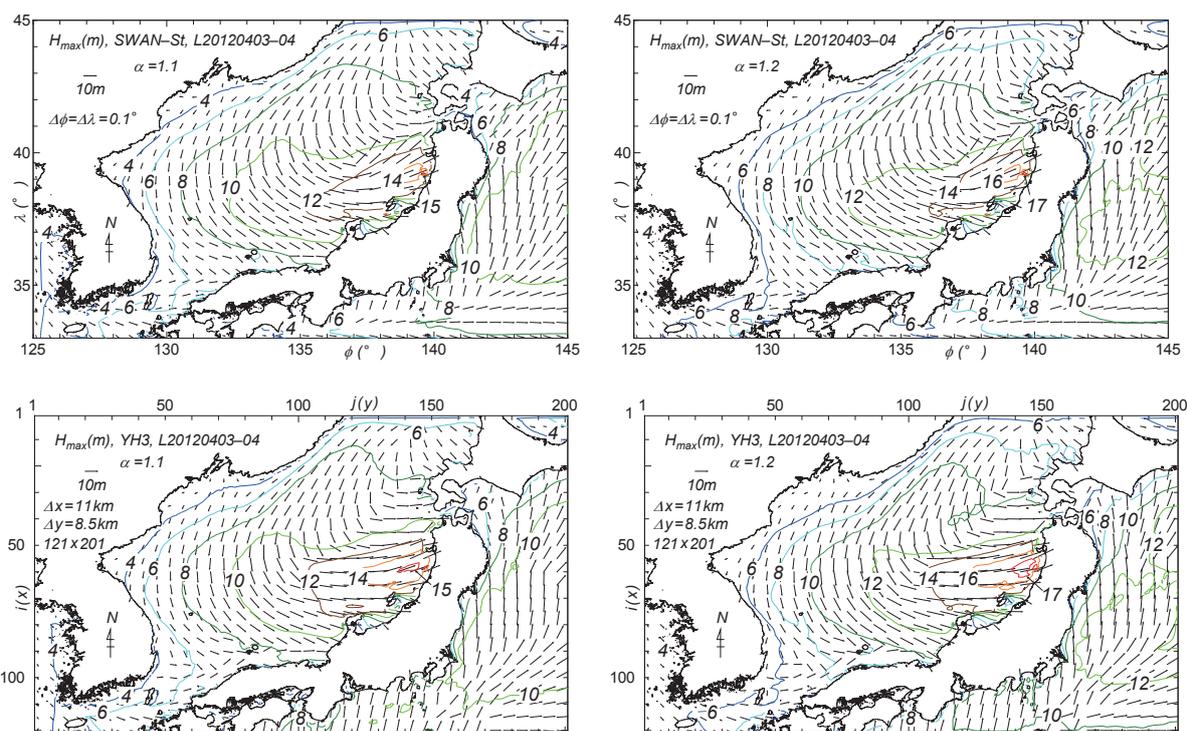


Figure B1 Spatial distribution of maximum wave height H_{max} during tentatively wind speed-increased 2012.04.03-04 Storm hindcasted by use of SWAN-St or YH3 under MSM-based winds conditions.

Table B1 A list of spatially largest maximum wave height H_{maxM} associated with corresponding wave period T_{maxM} and appearance location based on wave hindcasts by SWAN-St or YH3 in tentatively wind speed-increased 2014.04.03-04 Storm.

	H_{maxM} (m)	T_{maxM} (s)	location
α	SWAN(YH3)	SWAN(YH3)	(SWAN), (YH3)
1.0	13.16(13.01)	13.6(13.7)	(59,147), (59,147)
1.1	15.29(15.07)	14.5(14.5,14.6)	(59,147), (58,143) (58,144)
1.15	16.37(16.15)	15.0(15.1)	(59,147), (58,148)
1.2	17.48(17.40)	15.3(15.6)	(59,147), (57,145)
1.25	18.60(18.31)	15.8(15.7)	(59,147), (59,140)
1.3	19.69(19.35)	16.2(16.4)	(59,147), (59,144)

域の広さは SWAN の方が小さくなっており、3 次元的には最大波高の空間分布は SWAN の方が突出している特徴をもつ。

仮想的最大波高の推定において風速の増加をどの程度に見積もるべきか明らかでないが、20% ($\alpha = 1.2$) とすれば、当該低気圧時の最大風速約 31 m/s に対して約 37 m/s になり、必ずしも想定できない値でない。SWAN による場合、 $\alpha = 1.2$ に対して $H_{maxM} = 17.48$ m であり、当該低気圧 ($\alpha = 1.0$) に対する $H_{maxM} = 13.16$ m より 4.32 m 大きくなる。確率的低気圧モデルによる 10 万年間のシミュレーションで得られる最大風速は 40 m/s 以下、 H_{maxM} は 16 m、 $\alpha = 1.2$ とした場合には H_{maxM} は 17.48 m であるから、 $\alpha = 1.2$ とした場合 H_{maxM} はこれを 1 m 以上上まわる。

ついで、当該低気圧のコースを変更した場合の H_{max} と平均波向の空間分布の2例をFig. B2に与える。また、Table B2は4ケースのコース（基準ケースを含めて5ケース）変更に伴う H_{maxM} 、 T_{maxM} および H_{maxM} の出現位置の一覧を示す。コースをN方向に0.5°変更した場合、 H_{maxM} は標準ケースに比べて0.6 m減少し、出現場所もほぼN方向に移動する。逆にコースをS方向に0.5°変化させた場合も、 H_{maxM} は0.79 m減少し、最大値の出現場所もS寄りに移動する。標準ケースを含む5ケースの結果をみると、最大値の出現位置に相当する佐渡島周辺海域から青森県西側海域では H_{maxM} は12~13 mをとる。これらのうちの最大値は基準ケースの場合に生じているのは興味深い。一方、確率的低気圧モデルに基づく波浪シミュレーションの結果では、想定される最大波高は北陸から東北の沿岸とその沖合で15~16 mと推定されていることから、2012年4月3~4日低気圧の仮想的コース変更に伴う H_{maxM} はこれらの値を上まわらない。

2012年4月3~4日低気圧に対する仮想的低気圧についての波浪推算結果から、つぎのことが言える。
 1) 領域全体における風速増強 (αU_{10} 倍, $\alpha = 1.1, 1.15, 1.2, 1.25, 1.3$) は最大波高の空間分布をあまり変えずに最大波高全体の増加をもたらす。SWANによる最大波高の最大値 H_{maxM} は既往値 ($\alpha = 1.0$) に対する13.16 mから $\alpha = 1.3$ に対する19.69 mへ約50%増大するが、その出現場所は変化しない。YH3による H_{maxM} も同程度の値を与えるが、最大値の出現場所が α の変化とともにやや移動する。
 2) 当該低気圧のN方向あるいはS方向への人為的移動に応じて、最大波高 H_{max} の空間分布も変化するが、最大波高の最大値 H_{maxM} は当該低気圧時の値 (13.16 m) より小さくなることから、当該低気圧が同じ規模の低気圧に対して最大級の最大波高を生じるコースをとったことが推測される。

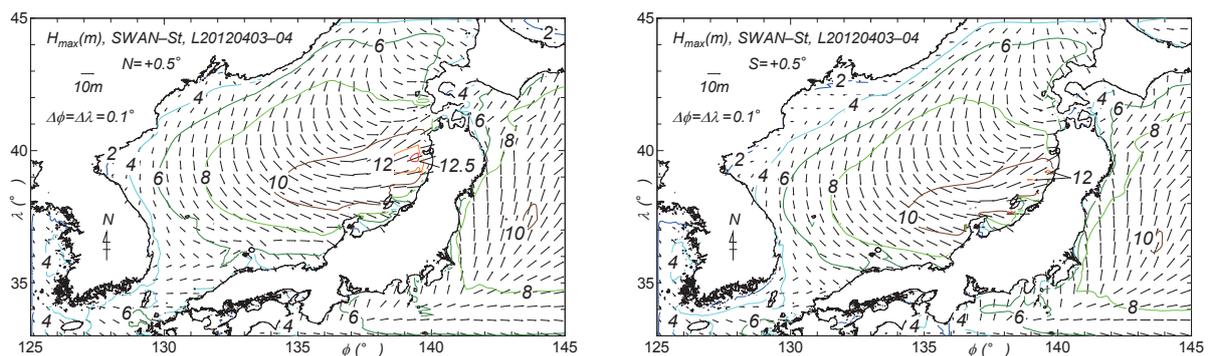


Figure B2 Spatial distribution of maximum wave height H_{max} during tentatively course-changed 2012.04.03-04 Storm hindcasted by use of SWAN-St under MSM-based winds conditions.

Table B2 A list of spatially largest maximum wave height H_{maxM} with corresponding wave period T_{maxM} and appearance location based on wave hindcasts by SWAN -St in tentatively wind speed-increased 2014.04.03-04 Storm.

	H_{maxM} (m)	T_{maxM} (s)	location
course change	SWAN	SWAN	(SWAN)
N 1°	12.61	13.4	(48,146), (49,146)
N 0.5°	12.56	13.3	(53,145), (54,145)
0°	13.16	13.6	(59,147)
S 0.5°	12.37	13.3	(59,147)
S 1°	11.25	12.3, 12.2	(69,132), (70,132)

東シナ海における台風時波高の極値の再評価 (補遺)

Re-Evaluating Extremes of Typhoon-Generated Wave Heights in the East China Sea(Supplement)

山口正隆*・野中浩一**・畑田佳男***

Masataka YAMAGUCHI*, Hirokazu NONAKA** and Yoshio HATADA***

Nonaka et al.(2013) re-evaluated extremes of (significant) wave height such as historical maximum wave height over the past 65 years and 100-year return wave height based on the hindcasting of typhoon- and low pressure-generated waves in the East China Sea connected to the Pacific Ocean. However, typhoon T1102 in 2011 was overlooked in the candidates of the intense typhoons in cases where the wave hindcasting was to be made, in spite of the fact that T1102 might have brought about the highest waves in some areas of the East China Sea. This study shows that T1102 gave rise to a 1.5 m or less increase of the historical maximum wave height and 0.5 m or less increase of the 100-year return wave height in a strip of sea area from southwest of Okinawa Island to Ishigaki Island which are closely situated to the typhoon track. Also, it indicates that the effect of either wave model difference such as YH3 and SWAN or input winds difference such as typhoon model winds and analysis-prediction combined-winds on T1102-generated maximum wave height distribution is not so significant, in cases where the wave height difference is less than 2 m at most. In addition, the possibility of new occurrences of the historical maximum wave height in the East China Sea associated with the most recent typhoon T1408 is preliminarily investigated based on similar wave hindcasting.

Key Words ; East China Sea, re-evaluation, extremes of wave heights, Typhoon1102, Typhoon1408, YH3 and SWAN wave models, typhoon model winds, analysis-prediction winds.

1. 緒 言

東シナ海では2012年に相次いで通過した強い勢力の台風によって生じた異常波高が従来の波高極値の推定結果に影響を及ぼすのではないかとこの観点から、野中ら^[1]は2012年までの既往台風や近年の低気圧・季節風に係わる波高資料およびモンテカルロシミュレーションで発生した台風時の波高資料を用いて、東シナ海における100年確率波高を含む波高の極値を再評価した。

波浪推算の対象とした台風は東シナ海のいずれかの小海域で年最大波高を生じたと推定される台風を含

*愛媛大学名誉教授

Prof. Emeritus, Ehime University

** (前) 愛媛大学工学部環境建設工学科

(former) Department of Civil and Environmental Engineering, Faculty of Engineering, Ehime University

***愛媛大学大学院理工学研究科 (工学系) 生産環境工学専攻

Engineering for Production and Environment, Graduate School of Science and Engineering, Ehime University

原稿受理 平成26年10月31日

めて毎年3~4ケース以上を選択した。2011年では4台風、すなわち台風T(20)1105(号), T1109, T1112, T1115を抽出したが、那覇で既往最大観測(有義)波高10.22mを生起したT1102を見落とししていた。したがって、T1102に伴う最大波高は海域によっては期間最大波高や確率波高の推定値を変える可能性がある。

そこで本研究では、まず従来の方法、すなわち台風モデル法による海上風分布を入力条件とした山口ら^[2]の格子点浅海モデル(YH3)による波浪推算をT1102に対して実施し、南西諸島沿岸各地の観測資料との比較によりその精度を検討するとともに、当該台風時波高を含めた極値解析を再度行い、東シナ海における期間最大波高や確率波高の変化を調べる。

ついで、気象庁解析値と予測値による海上風分布、第2世代の波浪推算モデルYH3^[2]に加えて、第3世代の波浪推算モデルSWAN^[3]と、それぞれの高度化をはかったT1102に対する波浪推算を南方と北方に領域拡大した東シナ海を含む北西太平洋領域で実施し、南西諸島沿岸地点における波浪観測資料との比較より推算精度の向上を確認するとともに、T1102に伴う台風時最大波高の空間分布の特性を金城ら^[4]による結果を含めて考察する。さらに、ごく最近に生起したT1408に対する波浪推算に基づいて同台風時の最大波高の規模を予備的に調べ、その結果を付録で述べる。また、T1216に伴う波浪推算結果を付加する。

2. 海上風および波浪推算の方法

2.1 台風時海上風分布

(1) 台風モデル風

台風内気圧分布を楕円型分布で近似し、台風属性を中心位置 (x_0, y_0) 、中心気圧 p_c 、平均台風半径 $R(=(a+b)/2)$ 、長軸・短軸半径比 b/a 、楕円長軸傾斜角 θ の6つの変量で代表させる。遠方場気圧 p_∞ は1013 hPaとする。海上風分布は楕円型気圧分布に伴う傾度風と台風の移動に伴う場の風をベクトル合成して求める(台風モデル法^[5])。6時間間隔の台風属性を30分ごとに線形補間して入力条件とし、格子間隔 $\Delta x = 40$ kmの格子網(南北(x)方向62×東西(y)方向36)で海上風の計算を行う。海上風への変換係数は0.6とする。このほか、格子間隔10 kmおよび5 kmの格子網で時間間隔をそれぞれ7.5分および3.75分として海上風分布を求める。期間は2011年5月20日3時~5月31日21時である。Fig. 1は格子間隔 $\Delta x = 40$ kmの場合の東シナ海領域を示し、図中にはT1102および後述するT1408の経路を与える。

(2) 気象庁資料

気象庁により公表されているメソスケールモデル(MSM)(南北方向N22.4°~N47.6°, 東西方向E120°~E150°の領域、解像度0.05°×0.0625°, 505×481に分割)による3時間間隔解析風に1時間間隔予測風を組入れて1時間間隔のMSM風資料を上記の領域で作成する。ついで、グローバルスペクトルモデル(GSM)(解像度0.5°×0.5°, 720×361に分割)による6時間間隔解析風資料を1時間ごとに線形補間したのち、これを空間に関してMSM資料の間隔で補間する。そして、全体の対象領域をN10°~N50°, E120°~E150°の領域として、MSM風資料がない北側領域(N47.6°~N50°, E120°~E150°)と南側領域(N10°~N22.4°, E120°~E150°)ではGSM風資料を組込んで海上風分布を作成す

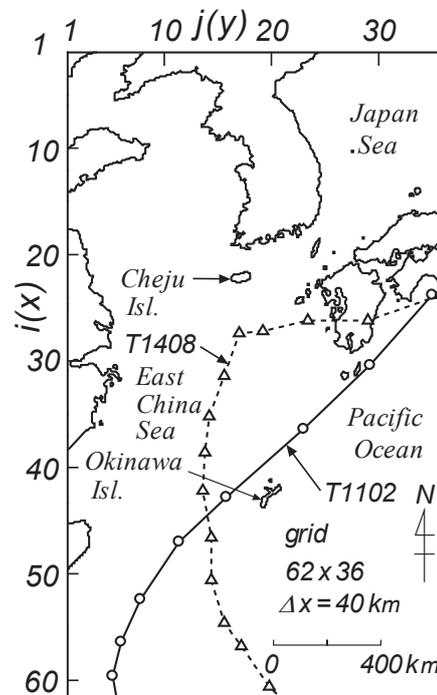


Fig. 1 Wave hindcasting area of the East China Sea and tracks of typhoons such as T1102 and T1408.

る。Fig. 2に示すように、対象領域は日本全体を含み、サハリンからフィリピンに至る広大な領域になっている。

2.2 波浪推算モデル

(1) 格子点浅海モデル (YH3)

これは風波の発生・発達, パラメータ化された非線形相互作用, 平衡周波数スペクトルによる碎波減衰, shoaling, 屈折, 底面摩擦, 浅海性碎波を考慮する第2世代の波浪推算モデル^[2]である。周波数条件は $f = 0.04 \sim 0.5$ Hzを不等分割した21個, 方向条件は $0 \sim 360^\circ$ を 20° で等分割した19個とする。計算時間間隔 Δt は $\Delta x = 40$ kmの格子網で30分, $\Delta x = 10$ kmの格子網で7.5分, $\Delta x = 5$ kmの格子網で3.75分である。このモデルでは, 外洋境界においてRoss^[6]の台風モデルに基づく方向スペクトルを各時間ステップで与える。

(2) SWAN Version40.91ABC

SWAN^[3]は風波の発生・発達項, HasselmannらのDIA近似に基づく4波共鳴非線形相互作用項, パルスモデルによる深海性碎波減衰項, 流れによる相互干渉(方向スペクトルのかわりにwave actionスペクトルを使用), shoaling, 屈折, 回折, 底面摩擦の各項, 3波共鳴非線形相互作用項, 浅海・極浅海での碎波減衰項などを考慮する第3世代の(深海)・浅海・極浅海用波浪推算モデルであり, 座標系, ソース関数や伝播計算法などに多くの選択肢をもつ。ここでは, これまでの使用経験から, Komenらによる発達項, Wu公式による海面抵抗係数 C_d の上限値を $C_{dmax} = 2.1 \times 10^{-3}$ とする。座標系には球面座標系を用いる。周波数条件は $f = 0.04 \sim 1$ Hzの31個, 方向条件は $\theta = 0 \sim 360^\circ$ を 10° で等分割した36個である。波浪推算領域はFig. 2に示す($N10^\circ \sim N50^\circ$, $E120^\circ \sim E150^\circ$)の領域を緯度・経度方向に空間解像度 $\Delta \lambda = \Delta \phi = 0.1^\circ$ で 401×301 に分割しており, 時間間隔として $\Delta t = 10$ 分を用いる。外洋の開境界ではoptionとして与えられたJONSWAPスペクトルと $\cos^2 \theta$ 型方向分布関数の積による方向スペクトルを入力する方式を採用する。YH3モデルの場合には, Fig. 2の領域における間隔を $\Delta x = \Delta y = 11$ kmとする直交座標系表示によるものとして $\Delta t = 10$ 分で計算を行う。

2.3 極値統計解析モデル

格子点別の年最大波高資料に対する極値統計解析では, 候補分布をGumbel分布と形状母数 k を27種類とするWeibull分布の計28種類, 位置・尺度母数の推定を最小2乗法(LSM), 確率波高の分散(標準偏差)の推定をjackknife法によるYamaguchi・Hatada^[7]のモデルを用いる。限られた対象ケース数を考慮して解析に使用する年最大波高資料は, 指定した下限値以下の資料を適宜削除したcensored資料とする。40 km格子網での年最大波高資料は1948~2012年(65年間)の391ケースあるいはT1102を含めて392ケースの台風に対するYH3モデルによる波浪推算から, 10 km格子網での年最大波高資料は同期間の149ケースあるいは150ケースの波浪推算からそれぞれ得ている。ここでは下限値を1 mとする。

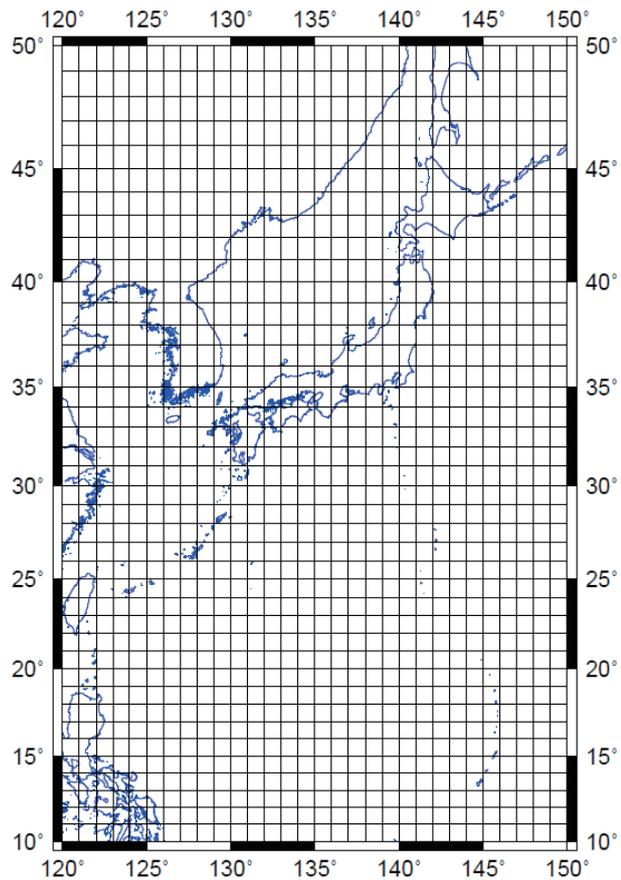


Fig. 2 Area of MSM- and GSM-based sea wind distributions in the Western Pacific Ocean provided by JMA(Japan Meteorological Agency).

3. 波高の極値の再検討

3.1 T1102 の特性と最大波高の空間分布

台風 T1102 (号) は 2011 年 5 月 21 日 21 時にヤップ島南の海上で発生, W 方向へ進んで 26 日 15 時にルソン島の東で 920 hPa にまで発達, その後進路を NE 方向に変え, 28 日 9 時には石垣島の南に到達した。このときの中心気圧は 940 hPa である。ついで 29 日 9 時には種子島の東方沖へ, 29 日 15 時には四国沖に進んで, 温帯低気圧に変わった。最大観測風速は那覇で 35 m/s (風向は SSW) と非常に強いが, 鹿児島では 11.1 m/s (WNW) と弱い。最大観測波高は那覇で 10.22 m (水圧式波高計), 平良沖で 7.10 m (水圧式波高計) と既往最大値を更新した。そのほか, 中城 (港) で 8.65 m (水圧式波高計), 石垣沖で 3.72 m (水圧式波高計, ピーク付近欠測), 名瀬で 5.48 m である。これらの地点の位置を後述の Fig. 4 で与える。

Fig. 3 は T1102 時の最大波高の空間分布を (a) $\Delta x = 40$ km 格子網, (b) $\Delta x = 10$ km 格子網, (c) $\Delta x = 5$ km 格子網の場合に示す。(a) 図 ($\Delta x = 40$ km) では 14 m 波高域が宮古島沖で NE-SW 方向に伸び, より低い値の等波高域も同様の空間変化を与える。10 m 以下の波高域は E 側と S 側の境界に達している。類似した波高の空間分布は (b) 図 ($\Delta x = 10$ km) や (c) 図 ($\Delta x = 5$ km) でもみられるが, これらの図ではごく局所的に 15 m 域が出現するとともに, 12 m 域や 14 m 域が (a) 図より NE 方向に伸び NW-SE 方向の幅が縮小する。この傾向は (c) 図 ($\Delta x = 5$ km) でより著しい。一方, 東シナ海では 4 m 域が (a) 図 ($\Delta x = 40$ km) より (b) 図 ($\Delta x = 10$ km) や (c) 図 ($\Delta x = 5$ km) で NE 側に若干移動しており, 九州西側の海域で (a) 図 ($\Delta x = 40$ km) より (b) 図 ($\Delta x = 10$ km) や (c) 図 ($\Delta x = 5$ km) の場合に波高が大きい特徴がみられる。地形解像度の向上 ($\Delta x = 40$ km から 10 km および 5 km へ) は最大波高の増大を当然生じるけれども, その程度は全体としては, それほど有意でない。

Fig. 4 は $\Delta x = 5$ km 格子網における奄美大島から沖縄本島, 宮古島, 石垣島, 西表島に至る海域の島々と等深線および波高観測地点の位置を示す。観測地点は名瀬 (奄美大島東シナ海側), 中城 (沖縄本島太平洋

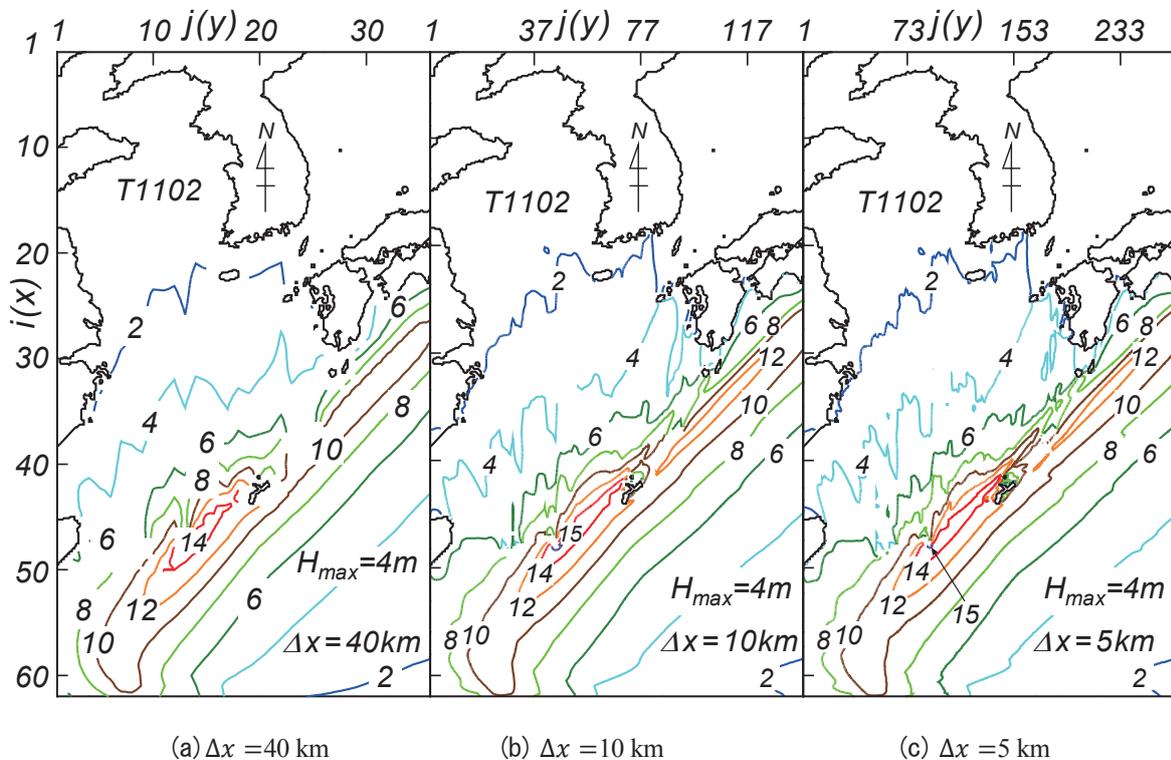


Fig. 3 Spatial distribution of T1102-generated maximum (significant) wave height on hindcasting area with grid distance of any of (a) 40 km, (b) 10 km and (c) 5 km.

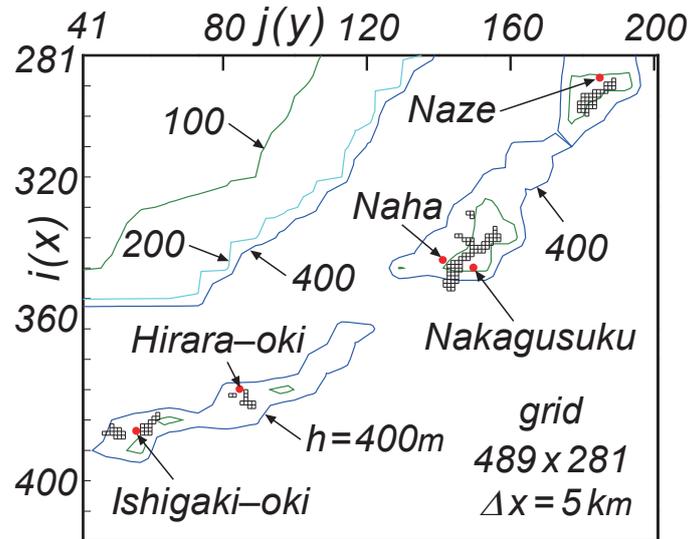


Fig. 4 Contour lines of water depth in the sea areas around Okinawa Islands on 5 km distance grid and locations of 5 measurement stations of coastal waves.

側), 那覇 (沖縄本島東シナ海側), 平良沖 (宮古島東シナ海側), 石垣沖 (石垣島東シナ海側と太平洋側) の5ヶ所である。このうち, 名瀬と中城では半平面以上の入射角度幅をもつので, 解像度 $\Delta x = 5 \text{ km}$ の格子網でも観測地点の波浪を適切に計算する条件をもつとみなされるけれども, 周辺地形が複雑であり, したがって外洋からの波浪の入射角度が制限される那覇や平良沖, 石垣沖では, 解像度 $\Delta x = 5 \text{ km}$ の格子網では地形条件に対応する適切な (地形による遮蔽効果を考慮した) 波浪推算条件となっていないので, 外洋で高精度の波浪推算が行われたとしても, これらの沿岸地点では一般に推算波高は観測波高より大きい値を与えられらる。

Fig. 5は5波浪観測地点における T1102 時の波高と周期の経時変化に対する推算値と観測値の比較を示す。波高に関して, 半平面以上の方向の波浪が入射する名瀬と中城では推算値と観測値はピーク値を含めて比較的良好に対応するが, 中城では推算値の時系列が観測値のそれより太った形状を与える。また, 那覇では推算値と観測値の時系列の変化形状は類似するものの, 推算値が全期間で観測値を上まわる。逆に, 平良沖 (宮古島) では推算値はとくにピーク付近以降で観測値より小さい値を与えて, 再現性が悪いし, 石垣沖 (石垣島) では推算値は観測値のピーク時以前の期間で観測値よりはるかに大きく, 観測値のピーク時以降で, ある程度観測値と対応する。これは波浪推算における地形解像度の不足によるところが大きいと推測される。各地点の地形特性を考慮し, 波高・周期計算において積算する方向スペクトルの方向範囲を人為的に限定すれば, 推算波浪の時系列が観測波浪の時系列より太くなる特徴を解消できるかもしれない。平良沖における過小評価の原因は明らかでないが, 比較地点を島による遮蔽効果の小さい1格子沖合に出してみる必要がある。

ついで, 周期についてみると, ピーク時以前の期間では推算値がうねりに伴う長い周期の観測値を再現できていないが, ピーク近傍時点以降では両者は比較的良好に対応する。しかし, 平良沖や石垣沖では波高のピーク時付近を除いて推算値と観測値の対応は不十分である。

金城ら⁴⁴はごく最近気象庁による6時間あるいは3時間間隔のGPV資料の使用に際してその時間内挿法に工夫を加えて, 気圧や風速・風向の連続的な時間変化の再現を可能にしたうえで, T1102時の沖縄周辺海域における波浪推算を行い, 那覇における気圧, 風速・風向と波高・潮位偏差の時系列や波高・潮位偏差ピーク値の再現性の向上を示している。しかし, この場合でも, 本研究の結果ほどでないにしても推算波高は

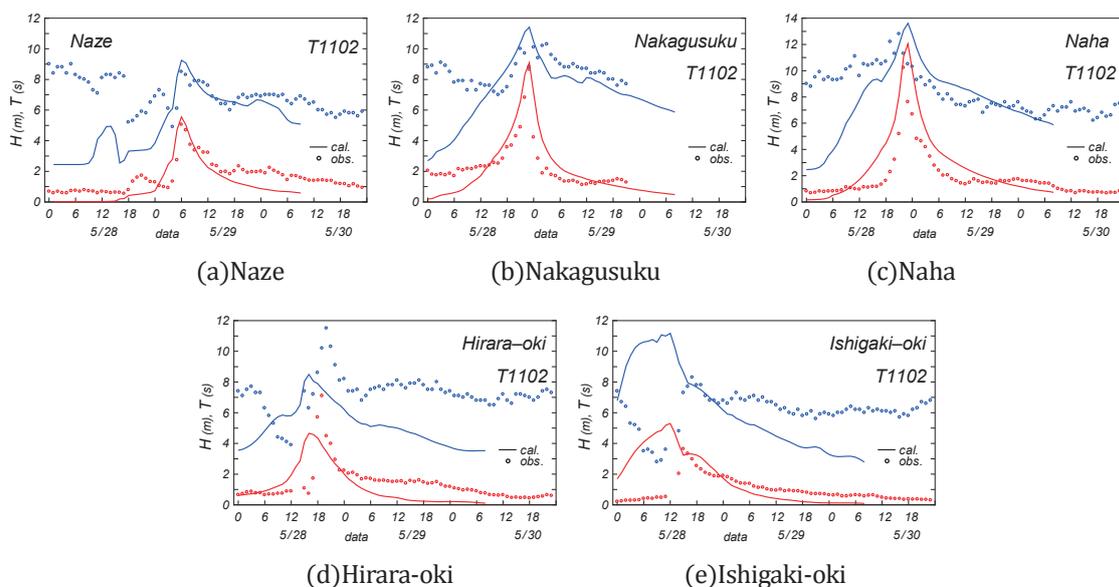


Fig. 5 Comparison between YH3 model-based hindcasts on 5 km grid and measurements for time variations of wave heights and wave periods at 5 coastal stations during T1102.

観測波高より太った時系列を与えるし、周期に関しても推算値と観測値の関係で Fig. 5 と同様の挙動をとる。ただし、波浪推算における地形解像度や推算条件は論文に一切書かれていないので、不明である。

3.2 T1102 時最大波高の導入に伴う波高の極値の変化

Fig. 6 は 1948～2012 年の 65 年間で格子間隔 $\Delta x = 40$ km の波浪推算に基づく T1102 時の最大波高の寄与を加味した期間最大波高 H_{max}^{48-12} (a), この寄与を加えない場合の期間最大波高 H_{max0}^{48-12} からの差 ΔH_{max}^{48-12} (b)および無次元相対差の $\Delta \tilde{H}_{max}^{48-12} (= \Delta H_{max}^{48-12} / H_{max0}^{48-12})$ の%値 (c)に対するそれぞれの空間分布を示す。

期間最大波高は南西諸島の南側にあたる東シナ海の太平洋側では 14～17 m で局所的に 17～18 m を上まわる。東シナ海では 14 m から NW 方向に黄海の 6～10 m に向けて小さくなり、九州西側で 14～16 m をとる。しかし、計算領域と対象台風の制約により、領域南西端付近の波浪は過小評価されている可能性が少なくない。期間最大波高は T1102 時最大波高を含めると、宮古島～石垣島の狭い帯状の海域で最大 1.5 m, 南側境界付近の西側の一部で 1 m 大きくなり、相対的最大波高差比 (%値) で最大 10 %に達する。ただし、後者は対象台風の選択状況に依存するので、すなわち南側境界の南側海域を NW と W 方向に進行する巨大台風に伴う波高を波浪推算結果の解析では考慮していないので、検討対象としない。

また、Fig. 7 は格子間隔 $\Delta x = 10$ km の波浪推算に基づく同様の結果を表す。期間最大波高の空間分布は Fig. 6 (a) 図と比べても基本的にあまり変わらないが、九州南西側海域や太平洋の西側で 16 m 域が出現し、局所的に多少大きくなっている。波高差 (b 図) や相対波高差比の%値 (c 図) も、それぞれ Fig. 6 の (b) 図、(c) 図と類似した挙動を示す。

Fig. 8 は格子間隔 $\Delta x = 40$ km の波浪推算に基づいて得られた (T1102 時最大波高の影響を含む) 100 年確率波高 H_{100} (a), 100 年確率波高差 ΔH_{100} (b) および T1102 時最大波高の影響を含まない 100 年確率波高で無次元化した相対確率波高差 $\Delta \tilde{H}_{100}$ の%値 (c) の空間分布を示す。100 年確率波高 H_{100} も太平洋側では 14～16 m, 局所的に 17 m 以上, 東シナ海では南～南東側の 14 m から北西部の黄海の北側で 6 m に小さくなり、九州西側では 14 m から 16 m に達する。これは期間最大波高の空間分布とかなり類似する。T1102 時最大波高の影響として、 H_{100} は宮古島～石垣島を含む狭い帯状の海域を中心に、T1102 の経路に沿って最大 0.5 m 大きくなり、相対確率波高差比では最大 5 %にあたる。

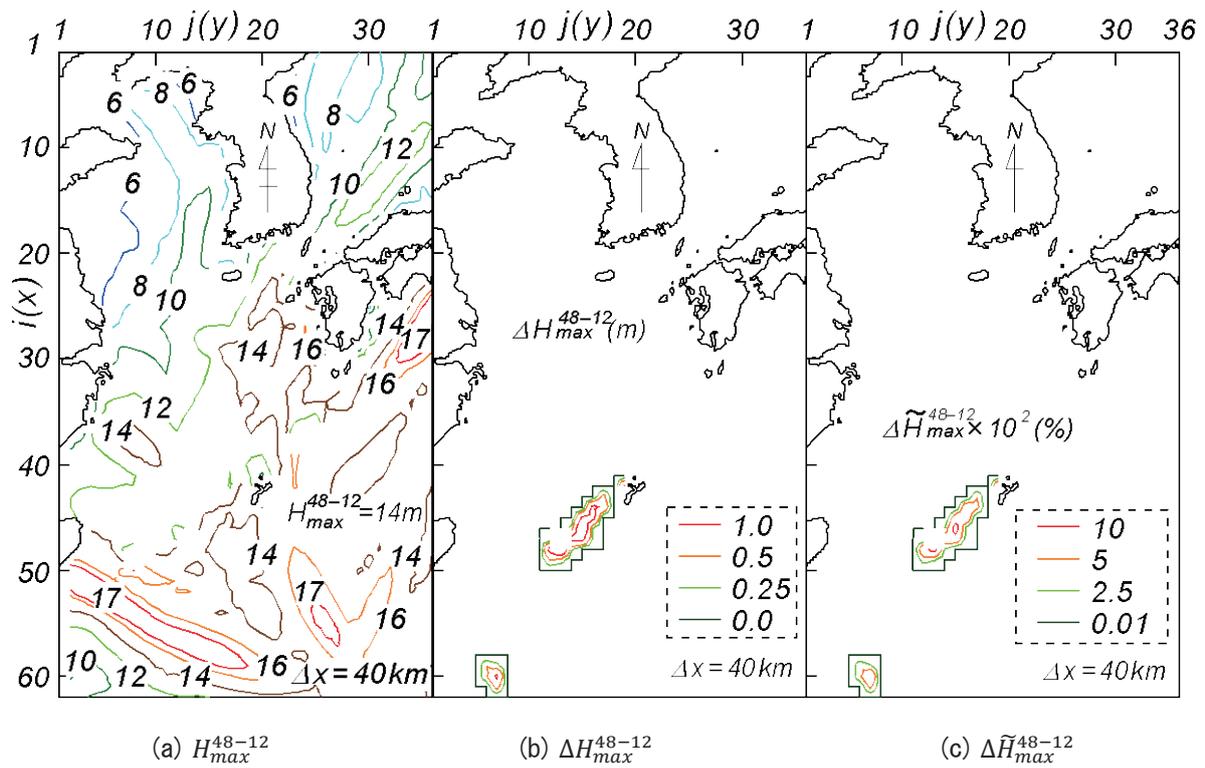


Fig. 6 Spatial distribution of maximum wave height H_{max}^{48-12} over 65 years from 1948 to 2012 (a) and effect of T1102-generated wave height on the distribution expressed by either (b) difference ΔH_{max}^{48-12} or (c) normalized relative difference $\Delta \tilde{H}_{max}^{48-12}$ (40 km grid).

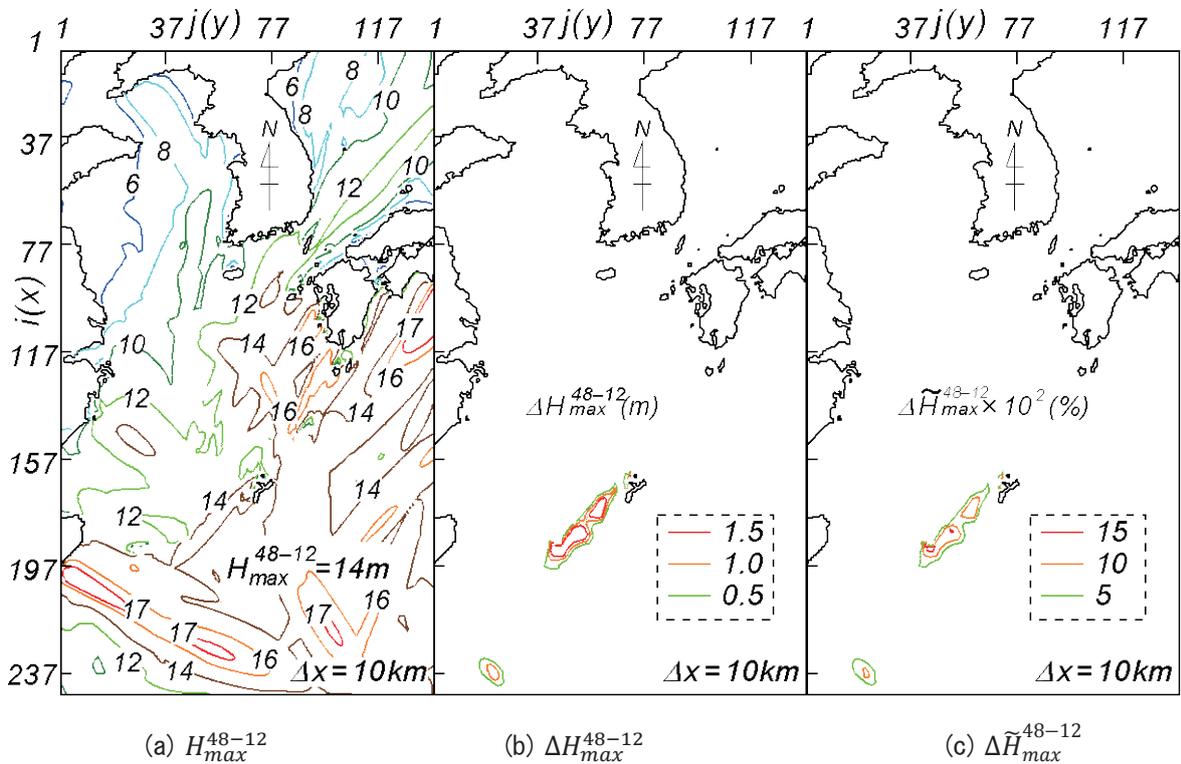


Fig. 7 Spatial distribution of maximum wave height H_{max}^{48-12} over 65 years from 1948 to 2012 (a) and effect of T1102-generated wave height on the distribution expressed by either (b) difference ΔH_{max}^{48-12} or (c) normalized relative difference $\Delta \tilde{H}_{max}^{48-12}$ (10 km grid).

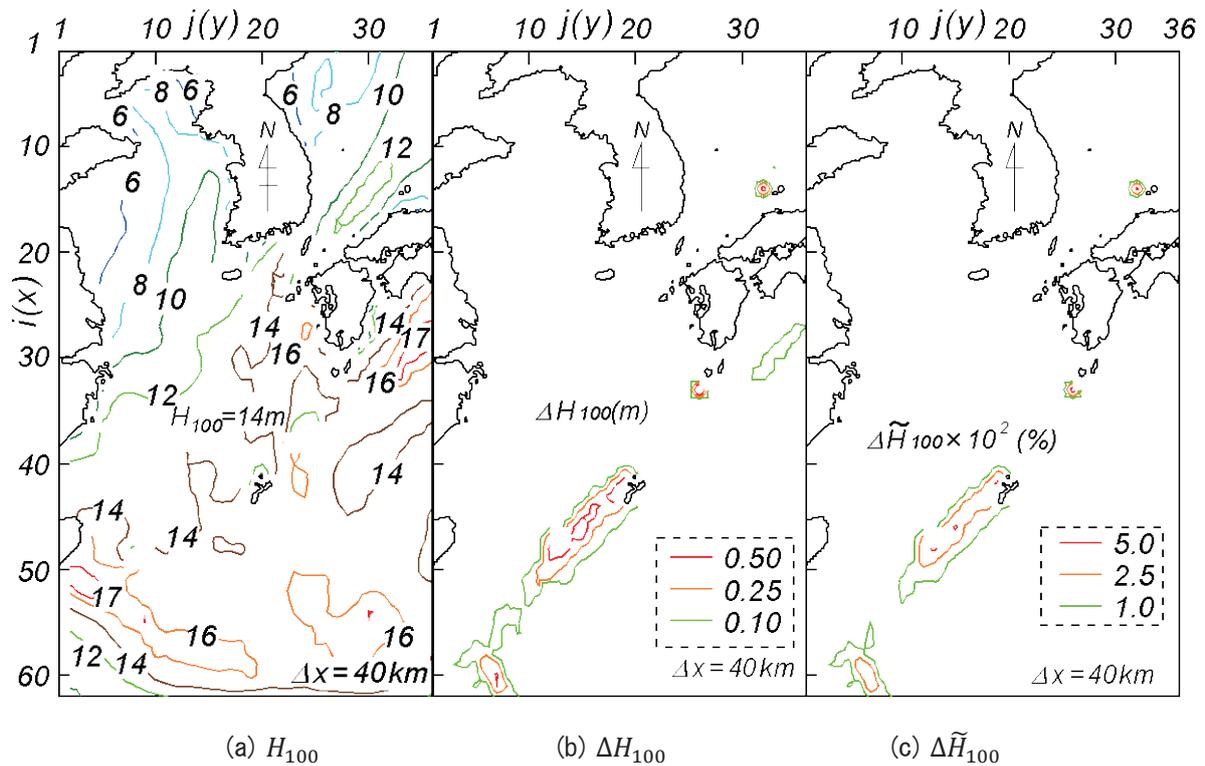
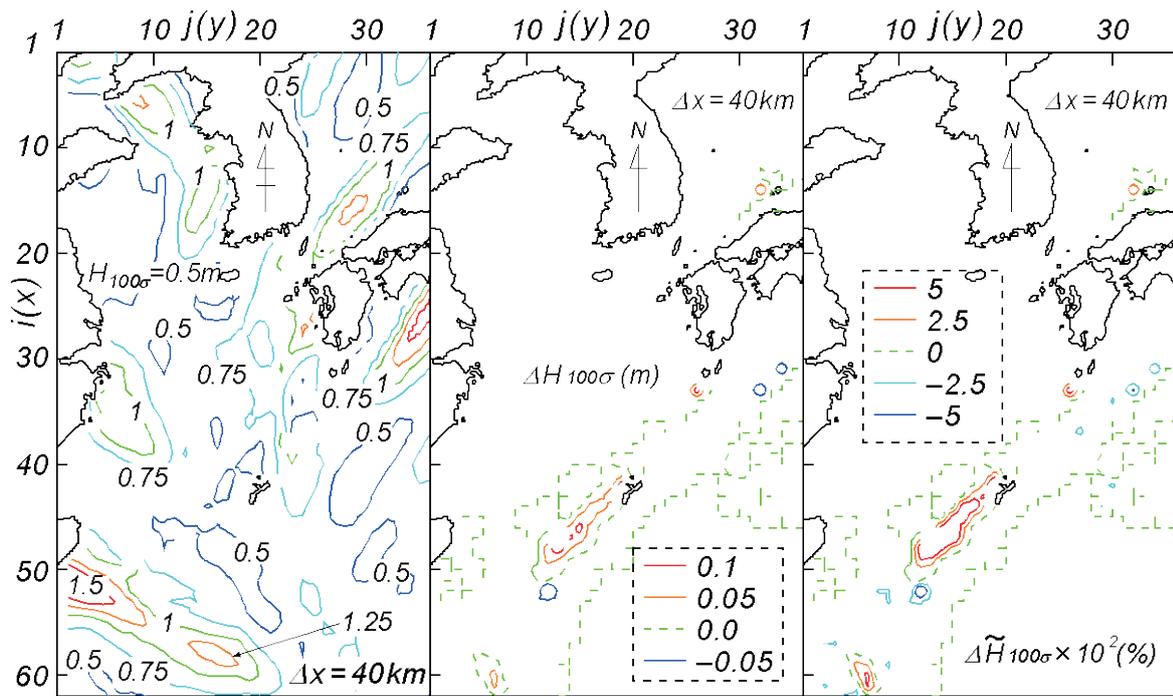


Fig. 8 Spatial distribution of 100-year return wave height H_{100} (a) and effect of T1102-generated wave height on the distribution of H_{100} expressed by (b) difference ΔH_{100} and (c) normalized relative difference $\Delta \tilde{H}_{100}$ (40 km grid).

Fig. 9 では 100 年確率波高の標準偏差 $H_{100\sigma}$ (40 km 格子網) についての結果を表す。 $H_{100\sigma}$ は大部分の海域で 1 m 以下であるが、四国沖や台湾沖で局所的に 1.5 m を越える。T1102 時最大波高の影響は T1102 の経路に沿って現れており、宮古島～石垣島の狭い帯状海域で最大 0.1 m、100 年確率波高の標準偏差の 5% 以上になる。

Fig. 10 は格子間隔 10 km の波浪推算結果に基づく 100 年確率波高 H_{100} の空間分布 (a) と波高差 ΔH_{100} (b) および相対波高差比 $\Delta \tilde{H}_{100}$ の % 値 (c) を表す。格子間隔 $\Delta x = 40$ km の場合と比べると、14 m 域の拡大や新たな 16 m 域の出現など若干の変化がみられるが、空間分布の基本的な特性に差はない。T1102 時最大波高の H_{100} に及ぼす影響も $\Delta x = 40$ km のケースと同様に T1102 の経路に沿って現れ、その最大値は宮古島～石垣島の狭い帯状海域で最大 1 m および 5% である。

Fig. 11 は 100 年確率波高の標準偏差 $H_{100\sigma}$ に対する結果 (10 km 格子網) を表す。40 km 格子網の結果と比べて $H_{100\sigma} 1.5$ m 以上の海域が多少拡大しているが、両者に有意な差はほとんどない。T1102 時最大波高の影響もこれまでと同様に T1102 の経路に沿って出現し、宮古島～石垣島の狭い帯状海域において $\Delta H_{\sigma 100}$ で最大 0.1 m、 $\Delta \tilde{H}_{100\sigma}$ で 15% を最大値とする。要するに、T1102 に伴う最大波高は宮古島～石垣島の帯状海域で 100 年確率波高およびその標準偏差に有意な影響を及ぼすことが言える。

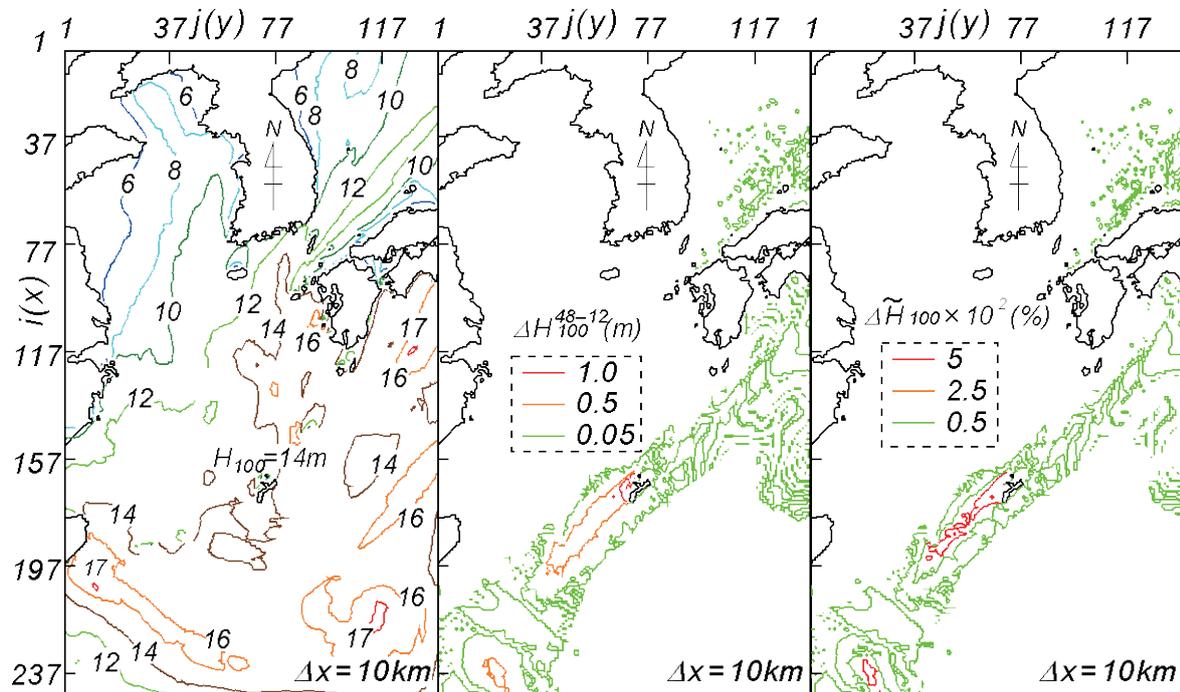


(a) $H_{100\sigma}$

(b) $\Delta H_{100\sigma}$

(c) $\Delta \tilde{H}_{100\sigma}$

Fig. 9 Spatial distribution of standard deviation of 100-year return wave height $H_{100\sigma}$ (a) and effect of T1102-generated wave height on the distribution of $H_{100\sigma}$ expressed by either (b) difference $\Delta H_{100\sigma}$ or (c) normalized relative difference $\Delta \tilde{H}_{100\sigma}$ (40 km grid).

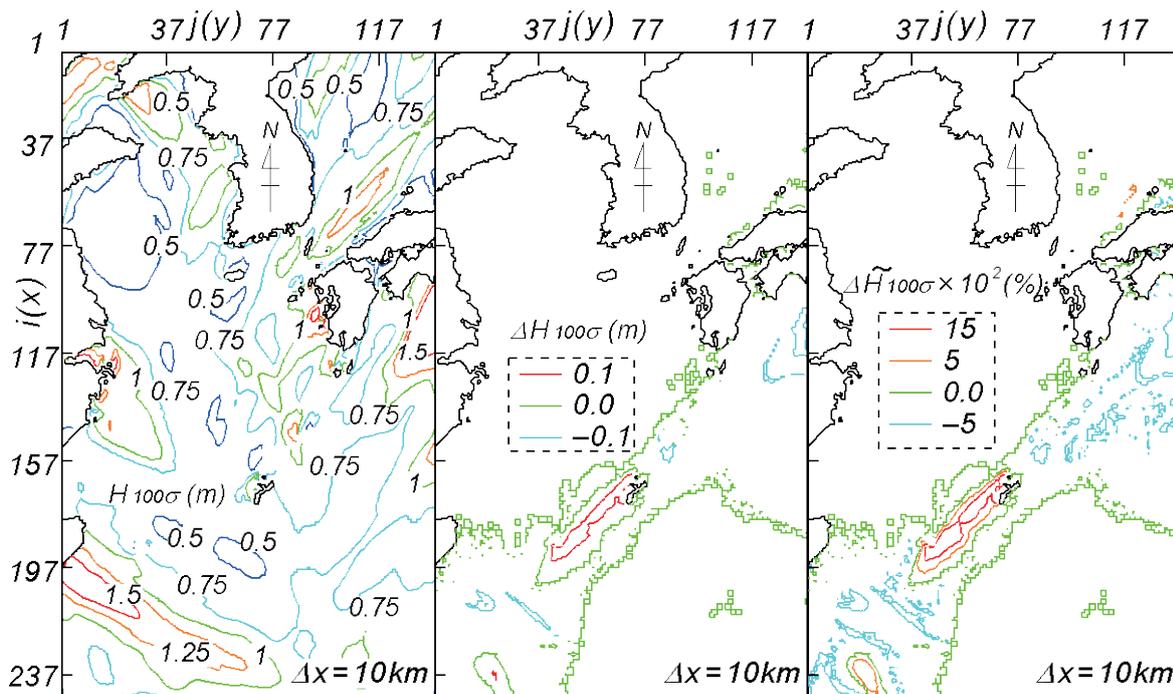


(a) H_{100}

(b) ΔH_{100}

(c) $\Delta \tilde{H}_{100}$

Fig. 10 Spatial distribution of 100-year return wave height H_{100} (a) and effect of T1102-generated wave height on the distribution of H_{100} expressed by (b) difference ΔH_{100} and (c) normalized relative difference $\Delta \tilde{H}_{100}$ (10 km grid).

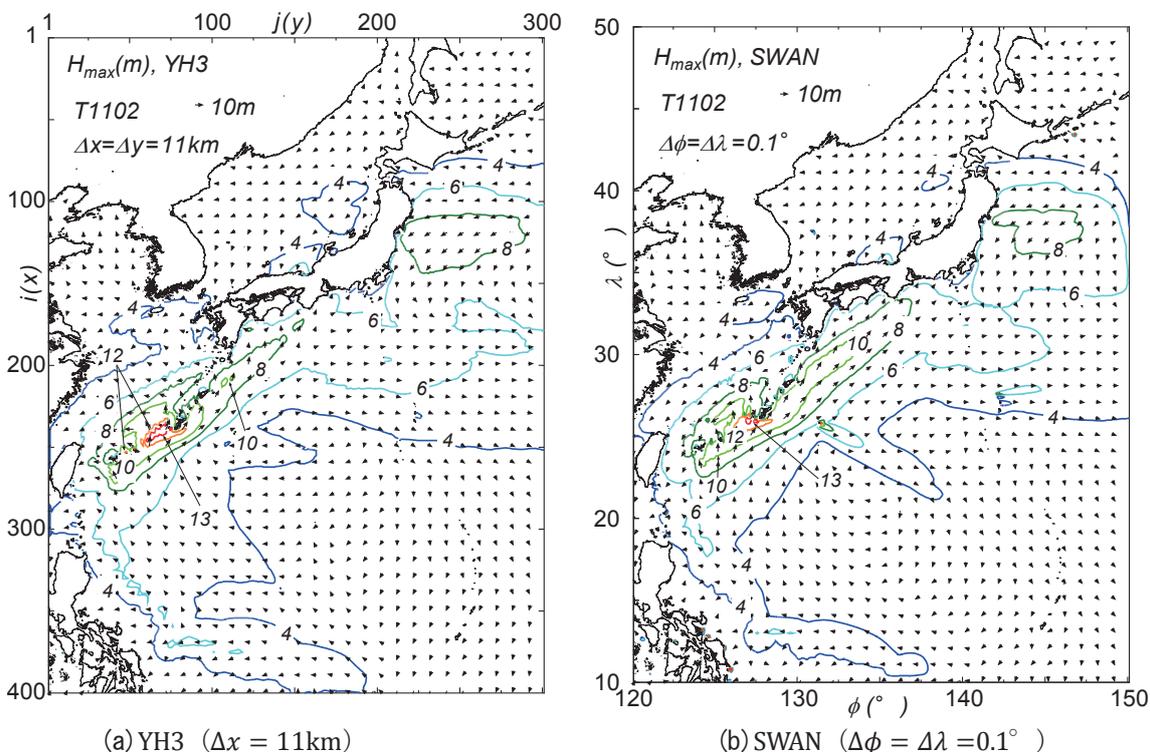


(a) $H_{100\sigma}$

(b) $\Delta H_{100\sigma}$

(c) $\Delta \tilde{H}_{100\sigma}$

Fig. 11 Spatial distribution of standard deviation of 100-year return wave height $H_{100\sigma}$ (a) and effect of T1102-generated wave height on the distribution of $H_{100\sigma}$ expressed by (b) difference $\Delta H_{100\sigma}$ and (c) normalized relative difference $\Delta \tilde{H}_{100\sigma}$ (10 km grid).



(a) YH3 ($\Delta x = 11\text{km}$)

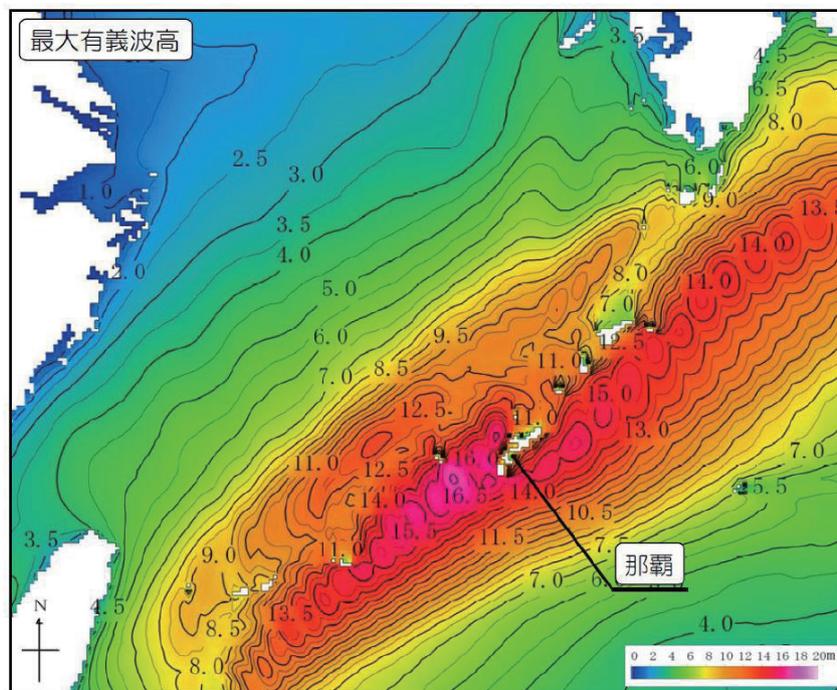
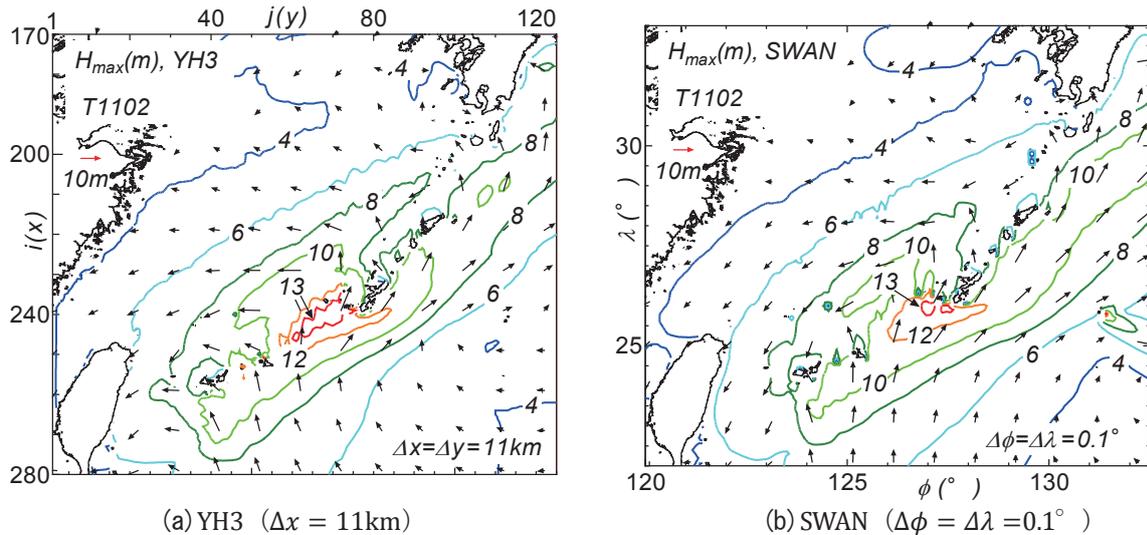
(b) SWAN ($\Delta\phi = \Delta\lambda = 0.1^\circ$)

Fig. 12 Spatial distribution of T1102-generated maximum wave height estimated using either YH3 model (a) or SWAN model (b) under the combination of MSM- and GSM-based winds condition.

3.3 気象庁海上風分布資料に基づく波浪推算

Fig. 12は気象庁MSMとGSMによる合成海上風分布を入力条件としてYH3(a図)およびSWAN(b図)を用いたT1102時の波浪推算より得た最大波高 H_{max} と波向の空間分布を示す。高波高域がT1102の経路に沿って形成されており、いずれものモデルでも沖縄本島南西側海域で最大13mをとる。しかし、SWANでは8mの等波高線が西表島付近から紀伊半島に至る細い帯状の海域に、10mの等波高線が石垣島東側から四国沖の海域に伸びているのに対して、YH3では8m域が四国沖に伸びるが、10m域は鹿児島島沖で孤立して出現するとともに、より小さめの波高を与える。逆に、石垣島付近ではSWANよりやや大きい値を与え、SWANによる結果で得られていない12m域が孤立して出現している。

こうした特徴を明確にするために、九州から台湾にかけての海域で最大波高 H_{max} の空間分布を示したのがFig. 13の(a)(YH3)と(b)(SWAN)であり、これらには金城ら^[4]の図(c図)を付加している。(a)図



(c) Kinjo et al.(2014)

Fig. 13 Area-focused spatial distribution of T1102-generated maximum wave height by YH3 wave model (a), SWAN wave model (b) and Kinjo et al.(2014).

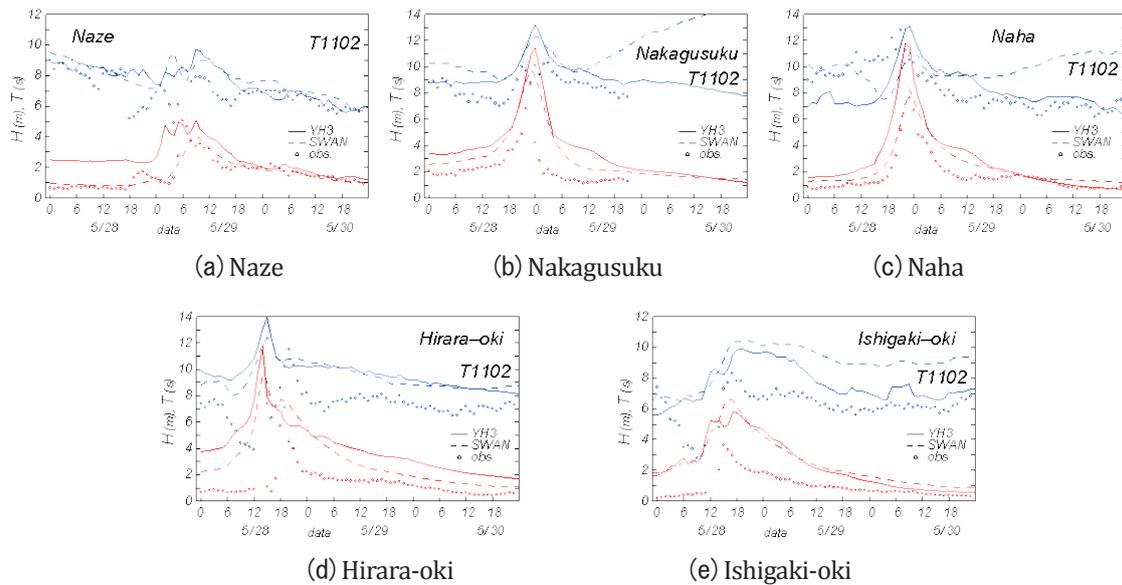


Fig. 14 Comparison between YH3- or SWAN-based hindcasts on either 11 km grid(YH3) or 0.1° grid(SWAN) and measurements for time variations of wave heights and wave periods at 5 coastal stations during T1102, in cases where the combination of MSM- and GSM-based winds condition is used.

と (b) 図によれば、最大波高の空間分布に関する上述の特徴（沖縄本島南西側海域での YH3 による SWAN より広い 13 m 域の出現、YH3 の結果ではみられない SWAN における九州・四国沖への 10 m 等波高線の延伸、YH3 における宮古島～石垣島間の 12 m 域の孤立的出現など）がみられる。要するに、沖縄本島南西側海域から宮古島、石垣島周辺の海域にかけては、YH3 が SWAN よりやや大きい値を生じ、鹿児島沖にかけては逆の傾向をとる。一方、金城ら⁴⁾の結果（図4 上図）では最大値が沖縄本島南西側海域で 16.5 m に達し、13 m 域も石垣島の南側海域から四国沖にまで延びている。最大波高の空間分布は類似するものの、T1102 の経路に沿う波高が SWAN や YH3 による結果より 3 m 以上大きい。波浪推算で用いられている海上風分布が異なるので、ある程度の相違は予想されるけれども、その差は有意な大きさを示す。しかし、现阶段では金城ら⁴⁾による海上風・波浪推算の諸条件が不明であるので、相違の原因を追跡できない。

Fig. 14 は Fig. 5 と同様に 5 沿岸波浪観測地点における波高・周期時系列に対する YH3 と SWAN による推算値と観測値の比較を与える。波浪推算における地形解像度 ($\Delta x = 11 \text{ km}$, $\Delta \phi = \Delta \lambda = 0.1^\circ$) は Fig. 5 の場合 ($\Delta x = 5 \text{ km}$) より低いので、推算波高が観測波高より大きい傾向にある。一方、周期に対しては YH3, SWAN いずれの推算値も観測値にみられる長い周期の到達を再現しており、この点が最盛時付近でしか観測結果との良好な対応を与えなかった Fig. 5 の結果（台風モデル風入力で YH3 モデルを適用）とかなり異なる。YH3 と SWAN による波高・周期の推算時系列をみると、波高に対して YH3 が大きめの値を与える地点が多いが、周期に対しては比較的良好に符合する地点と減衰期に観測値と比べても過大な値を与える地点に分かれる。YH3 ではスペクトルの 2 次積率に基づく平均周期、SWAN では-1 次積率に基づく平均周期を用いて有義波周期に換算（換算係数は YH3 で 1.22, SWAN で 1.0）しているが、減衰期ではこの差が拡大するのかもしれない。いずれにしろ、沿岸部での波浪観測資料の比較を行うには波浪推算の解像度が低すぎると考えられる。

4. 結 語

本研究では野中ら¹⁾で見落とされていた T1102 および付録で記述したごく最近の T1408 や追加的に試み

た T1216 (いずれも気象庁 MSM・GSM 合成風入力) に伴う最大波高が東シナ海における波高極値に及ぼす影響を検討し、つぎの結果を得た。

1) 台風モデル風を入力条件とする YH3 モデルによる波浪推算では、T1102 時に石垣島東側の海域から沖縄本島南西側海域にかけて 14 m 波高域が形成され、格子間隔 10 km や 5 km の高地形解像度計算では宮古島南側海域でごく局所的に 15 m 域もみられる。

2) 気象庁による海上風分布を入力条件とする SWAN や YH3 の各モデルによる波浪推算では波高 13 m の最大域が沖縄本島南西側海域に出現する。その場所は 1) の場合に比べてやや東側に位置し、波高が 1 m 以上小さい。これは台風モデルおよび気象庁モデルにおける海上風分布の相違によるものと推測されるので、その検討が必要である。また、金城ら⁴⁾の結果では最大波高は 16.5 m に達するが、その出現場所は気象庁海上風分布資料による場合に近い。SWAN や YH3 による最大波高の空間分布は類似するが、奄美大島から四国沖で SWAN がやや大きい波高を与える。

3) 沿岸波浪観測地点における推算波高と周期 (台風モデル風入力, 格子間隔 $\Delta x = 5$ km での YH3 モデル) は、外洋の波浪が入射する方向範囲が広い名瀬や中城では観測値と比較的よく対応するが、中城では推算値の時間変化の幅が観測値のそれより広い傾向を示す。一方、入射方向範囲が狭い地点では推算値と観測値の対応は低下するが、推算値の過大・過小評価の程度は各観測地点の地理的状况によって変わる。推算値と観測値の対応を改善させるためには、地形解像度の向上や海上風分布資料の高精度化のほか、入力方向範囲の限定など的人為的操作が必要と推測される。また、気象庁による海上風分布を入力条件とした波浪推算では地形解像度が低すぎたため (格子間隔 11 km または 0.1°), 沿岸部の波浪観測資料との適切な比較条件が整わず、一貫性のある検証結果が得られなかった。

4) T1102 時最大波高は宮古島から石垣島に至る狭い帯状の海域で期間最大波高を最大で 1.5 m, 100 年確率波高を 0.5~1 m 増大させることから、波高の極値の推定結果に有意な影響をもたらす。

5) T1408 時最大波高も局所的に既往最大波高の更新をもたらすことから、今後のさらなる検討が望ましい。

参 考 文 献

- [1] 野中浩一・山口正隆・畑田佳男・日野幹雄: 東シナ海における波高の極値の再評価, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol.69, No.2, I_101-I_105, 2013.
- [2] 山口正隆・畑田佳男・細野浩司・日野幹雄: エネルギー平衡方程式に基づく浅海波浪の数値予知モデルについて, 第 31 回海岸工学講演会論文集, pp.123-127, 1984.
- [3] Booij, N., Ris, R.C. and L.H. Holthuijsen: A third-generation wave model for coastal regions, 1. Model description and validation, Jour. Geophys. Res., 104(C4), pp.7649-7666, 1999.
- [4] 金城 賢・古川哲己・芝木秀之・鈴山勝之: 沖縄諸島および先島諸島における高精度波浪推算手法に関する研究, 土木学会論文集 B3 (海洋開発), Vol.70, No.2, pp.I_181-I_186, 2014.
- [5] 野中浩一・山口正隆・畑田佳男・伊藤吉孝: 拡張型確率的台風モデルを用いた波高の極値推定システム, 海岸工学論文集, 第 47 巻, pp.271-275, 2000.
- [6] Ross, D.B.: A simplified model for forecasting hurricane generated waves, Bull. American Meteorol. Soc., No.113, 1976.
- [7] Yamaguchi, M. and Y. Hatada: An extremal analysis system and its application to the estimation of extremes of meteorological and oceanographic elements around the coasts of Japan, Proc. WAVES97, Vol.2, pp. 932-946, 1997.
- [8] Zijlema, M., van Vledder, G.Ph. and L.H. Holthuijsen: Bottom friction and wind drag for wave models, Coastal Eng., 65, pp.19-26, 2012.
- [9] Van der Westhuysen, A.J., Zijlema, M. and J.A. Battjes: Nonlinear saturation-based whitecapping dissipation in SWAN for deep and shallow water, Coastal Eng., 54, pp.151-170, 2007.

付 録 A : T1408 時の最大波高の空間分布

1. 台風の概況

ここでは 2014 年の 7 月に沖縄地方を N 方向に縦断したのち九州南部から四国沖に東進した T1408 時の波浪推算結果をみる。Fig. 1 に経路の概略を示したように、T1408 は 2014 年 7 月 4 日 9 時にマリアナ諸島付近で発生、NW 方向に進行して 4 日 21 時に中心気圧 975 hPa、7 日 3 時にフィリピンの東で中心気圧 930 hPa にまで発達した。その後も強い勢力を維持したまま 8 日 9 時に宮古島の東北東 80 km を N 方向に、9 日 0 時には中心気圧 950 hPa と勢力をやや弱めたのち、北緯 32°付近で進路を E 方向に転じ、鹿児島県南部に上陸後、四国沖を進行した。T1408 は非常な強風を伴い、那覇で最大風速 33.1 m/s が観測された。気象庁波浪情報によれば、この暴風に伴い沖縄本島南西側の海域で波高は 14 m に達するとされた。T1102 時には沖縄本島付近で最大 11 m 強と解析されているから、T1408 に伴う最大波高の規模は T1102 時より大きいと推測される。なお、沿岸の波浪観測記録は最盛時で欠測になるとともに、不安定な値をとるため、最盛時付近では必ずしも信頼性のある結果と言えない。

2. 台風モデル風に基づく波浪推算

Fig. A1 は台風モデル風による海上風分布を入力条件とした場合の YH3 による最大波高 H_{max} の空間分布を (a) $\Delta x = 40$ km, (b) $\Delta x = 10$ km, (c) $\Delta x = 5$ km の各格子網での計算結果に基づいて与える。最大波高は (a) 図で 13 m (細かくは 13.83 m), (b) 図でも 13 m (同 13.63 m), (c) 図でも 13 m (同 13.45 m) であり、解像度の低い (a) 図の場合にむしろやや大きいが、空間分布の特徴はかなり類似する。すなわち、最大域は台風勢力が最強を示した宮古島と沖縄本島の間から南側の太平洋側で生じる。これは、後述するように、最大風速が太平洋側の最大 32 m/s から東シナ海での台風勢力の減衰に対応して 28 m/s 以下になる台風モデル風の特徴を反映した結果である。

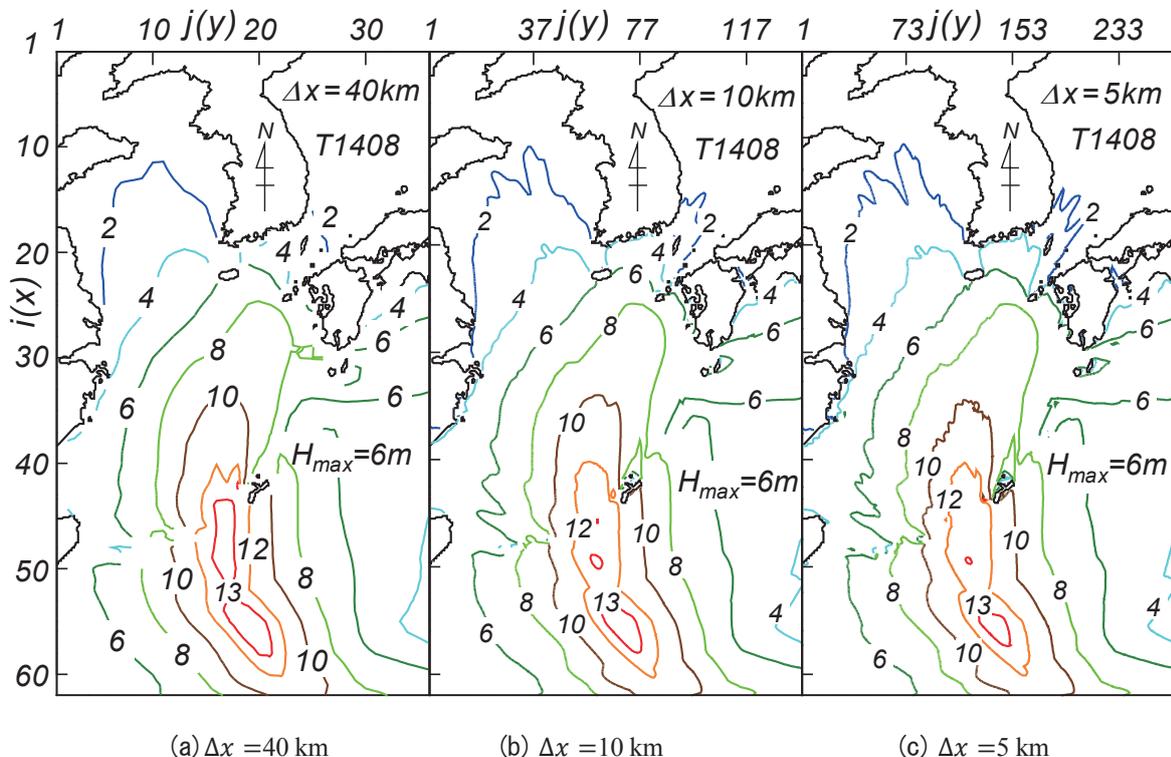


Fig. A1 Spatial distribution of T1408-generated maximum wave height on hindcasting area with grid distance of any of (a) 40 km, (b) 10 km and (c) 5 km.

ついで、Fig. A2 は本文の Fig. 6 ($\Delta x = 40$ km) および Fig. 7 ($\Delta x = 10$ km) に与えた 1948~2012 年の T1102 時最大波高を含む台風時最大波高の空間分布と同様に、T1408 時の最大波高を考慮して得た 1948~2014 年 (67 年間) の (a) 台風時最大波高 H_{max}^{48-14} , (b) T1408 時最大波高の寄与分 $\Delta H_{max}^{48-14} (= H_{max}^{48-14} - H_{max}^{48-12})$, (c) H_{max}^{48-12} に対する相対比率 $\Delta \tilde{H}_{max}^{48-14} (= \Delta H_{max}^{48-14} / H_{max}^{48-12})$ の % 値の空間分布を $\Delta x = 40$ km の場合に示す。1948~2014 年の台風時最大波高 H_{max}^{48-14} には 2013 年の台風時最大波高の影響が含まれていないが、気象庁波浪解析値資料によれば、東シナ海に異常波浪を生起した可能性のある T1324 時においても最大波高は 10 m を越えないことから、 H_{max}^{48-14} に寄与しないと考えられる。同様に、Fig. A3 は $\Delta x = 10$ km の場合の結果を示す。Fig. A2 の場合 ($\Delta x = 40$ km) でごく局所的にせいぜい 0.2 m, 2% の増加を、Fig. A3 の場合 ($\Delta x = 10$ km) で 0.6 m, 4% の増加を生じるにすぎない。

Fig. A4 は沖縄周辺の 5 沿岸波浪観測地点において波高・周期の時系列に対する推算値と観測値の比較を示す。巨大台風の通過に伴い外洋部では 10 m をはるかに越える波高が計算されているにもかかわらず、沿岸部では最大波高は 8 m を越える中域を除いて 5 m 以下を与える。両者の時系列特性は定性的に符合し、定量的にもある程度対応するが、時系列に対する一致度は必ずしも十分でない。

3. 気象庁海上風資料に基づく波浪推算

Fig. A5 は気象庁による MSM と GSM の合成に基づく海上風分布を入力条件とした場合の YH3 ($\Delta x = 11$ km) および SWAN ($\Delta \phi = \Delta \lambda = 0.1^\circ$) による T1408 時最大波高の空間分布をそれぞれ (a) 図 (YH3) と (b) 図 (SWAN) に示す。入力条件や波浪推算条件は T1102 に対するものと同じである。両図における波高の空間分布はかなり類似している。波高の最大値はいずれも沖縄本島とその南西海域で 16 m をとり、14 m 域も東シナ海においても広くみられることから、これらの海域でかなりの異常波高の生起をうかがわせる。つまり、YH3 と SWAN は同一の風条件に対して類似した波高分布を与える。

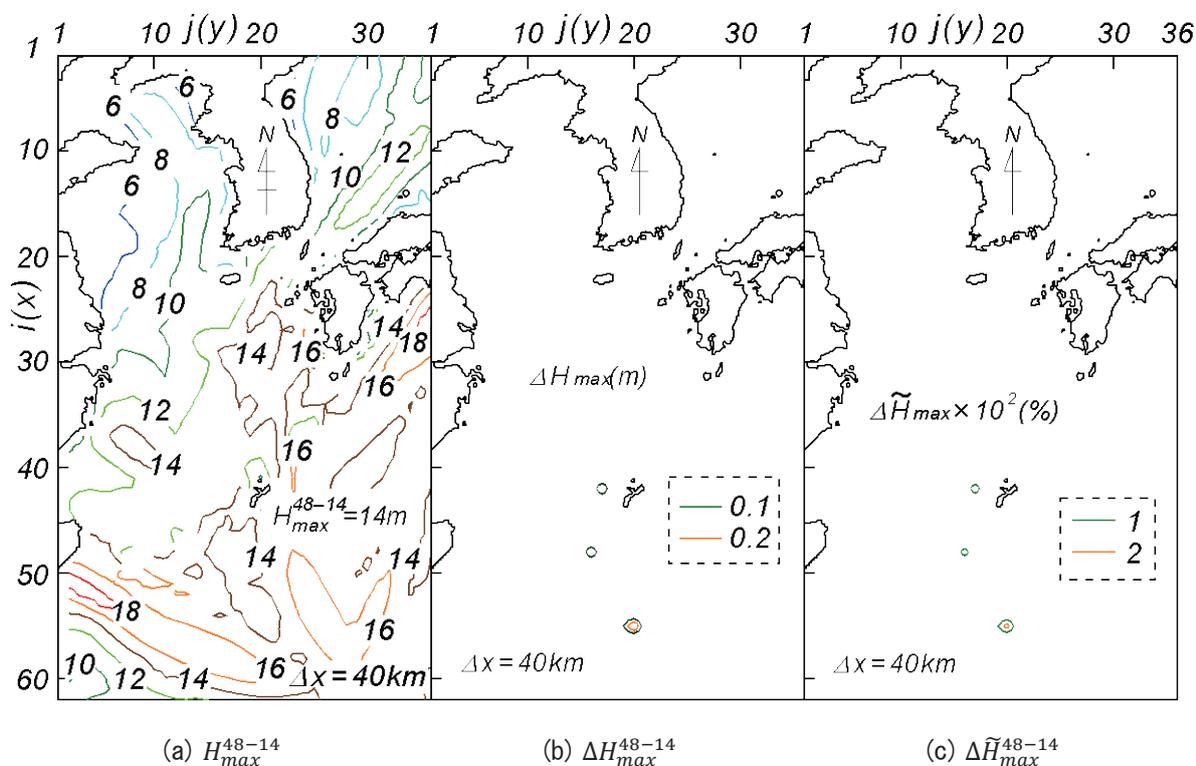
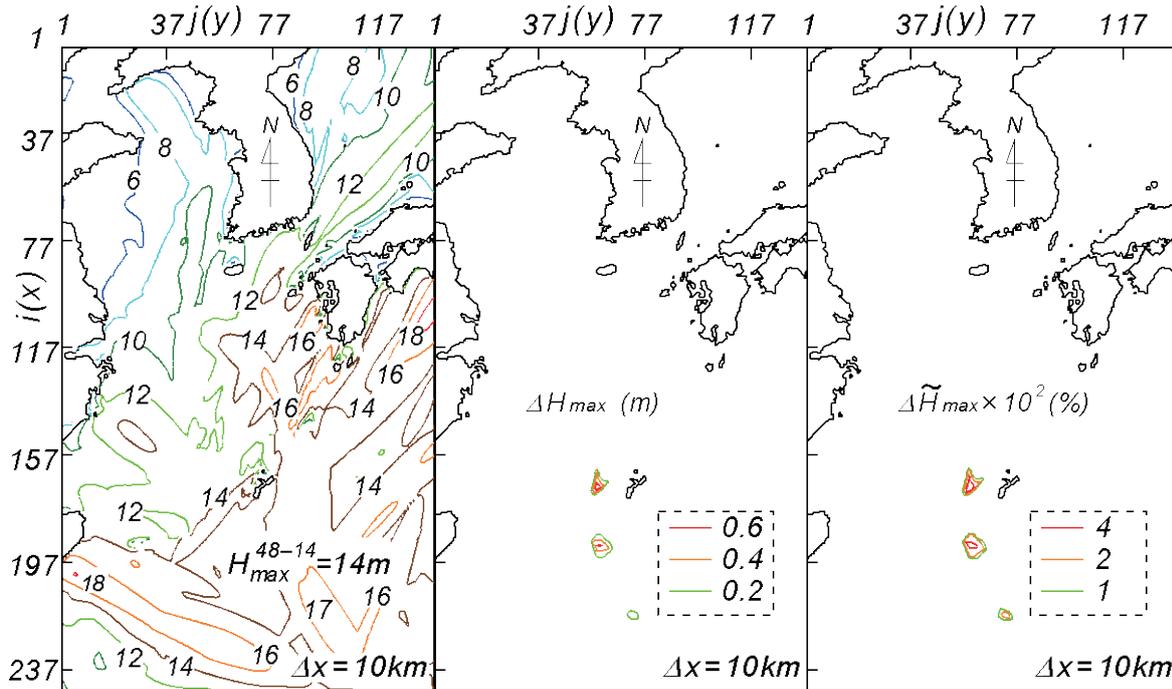


Fig. A2 Spatial distribution of maximum wave height H_{max}^{48-14} over 67 years from 1948 to 2014 (a) and effect of T1408-generated wave height on the distribution expressed by either (b) difference ΔH_{max}^{48-14} or (c) normalized relative difference $\Delta \tilde{H}_{max}^{48-14}$ (40 km grid).

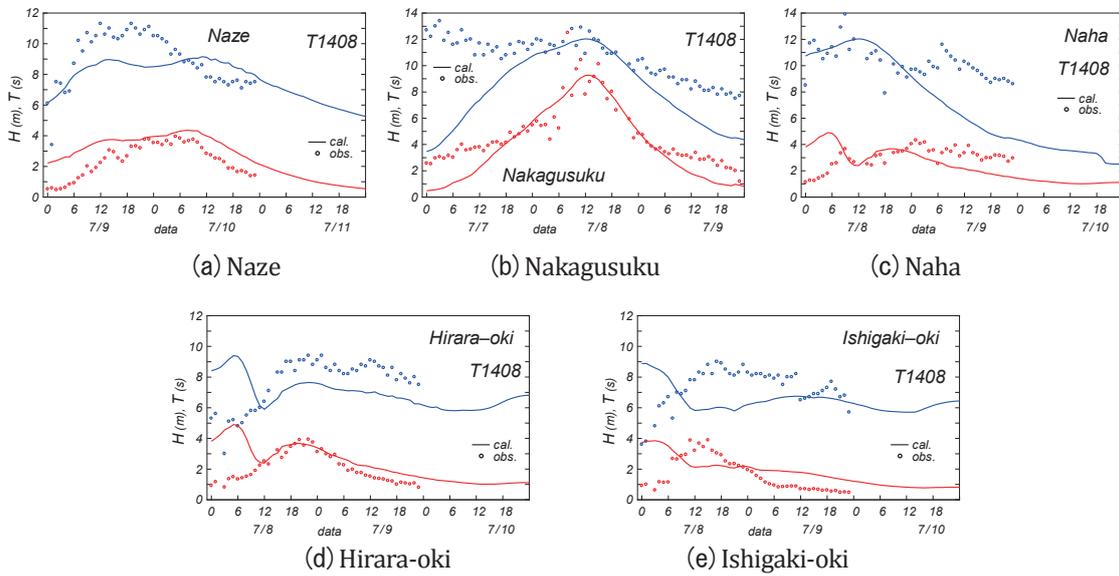


(a) H_{max}^{48-14}

(b) ΔH_{max}^{48-14}

(c) $\Delta \tilde{H}_{max}^{48-14}$

Fig. A3 Spatial distribution of maximum wave height H_{max}^{48-14} over 67 years from 1948 to 2014 (a) and effect of T1408-generated wave height on the distribution expressed by either (b) difference ΔH_{max}^{48-14} or (c) normalized relative difference $\Delta \tilde{H}_{max}^{48-14}$ (10 km grid).



(a) Naze

(b) Nakagusuku

(c) Naha

(d) Hirara-oki

(e) Ishigaki-oki

Fig. A4 Comparison between YH3 model-based hindcasts on 5 km grid and measurements for time variations of wave heights and wave periods at 5 coastal stations during T1408.

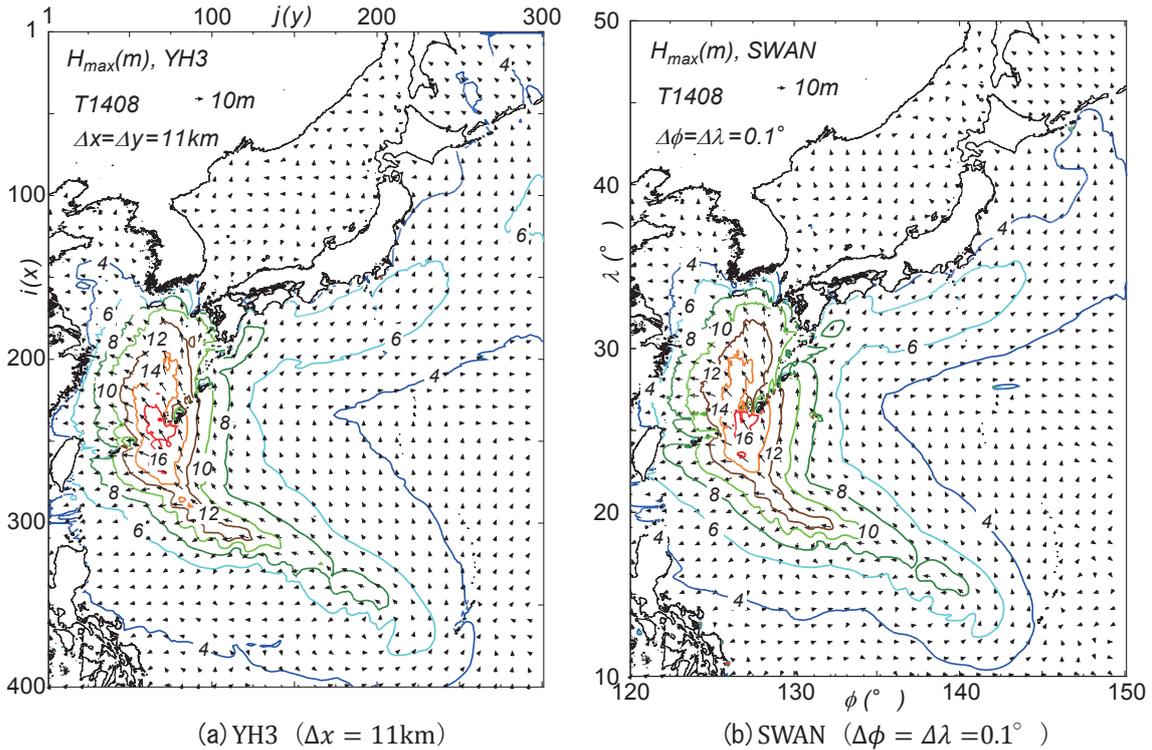


Fig. A5 Spatial distribution of T1408-generated maximum wave height estimated using either YH3 model (a) or SWAN model (b) under the combination of MSM- and GSM-based winds condition.

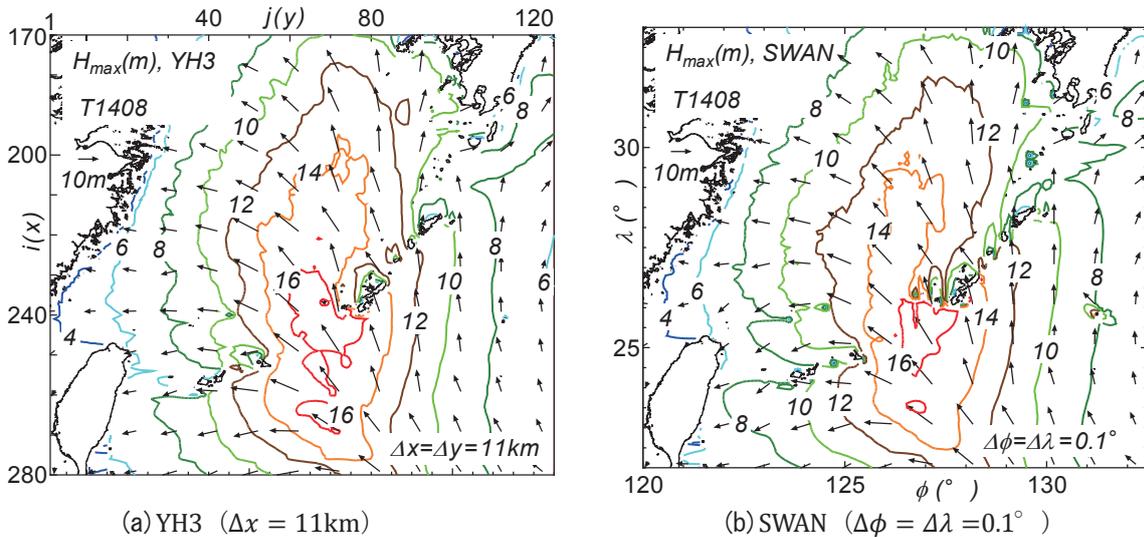


Fig. A6 Area-focused spatial distribution of T1408-generated maximum wave height by either YH3 model (a) or SWAN model (b).

Fig. A6 は南西諸島海域における Fig. A5 (a) 図 (YH3) と (b) 図 (SWAN) のクローズアップ図であり、この海域での最大波高の分布状況がよくわかる。すなわち、いずれの図でも 16m 波高域が沖縄本島南部の周辺海域から南側の太平洋に延び、北側の東シナ海側にも広がる。14m 域は太平洋側と東シナ海側に同程度の広さで延びている。これは後述する Fig. A9 に示す T1408 時最大風速 U_{max} の空間分布において $U_{10} = 32 \sim 36 \text{ m/s}$ の領域に対応する。両モデルの間では (a) 図の YH3 が (b) 図の SWAN よりやや大きい値を与える。

Fig. A7 は 5 沿岸波浪観測地点における波高・周期時系列に対する推算値 (YH3, SWAN) と観測値の比較を示す。これによると、中城における高波高の出現や他の 4 地点における 5 m 以下の波高の出現と波高・周期の時間変化に対して両推算値とも観測値と比較的よく符合しているようにみえるが、地形解像度 ($\Delta x = 11 \text{ km}$; 0.1°) の制約によって両者の隔たりがみられる点も否めない。

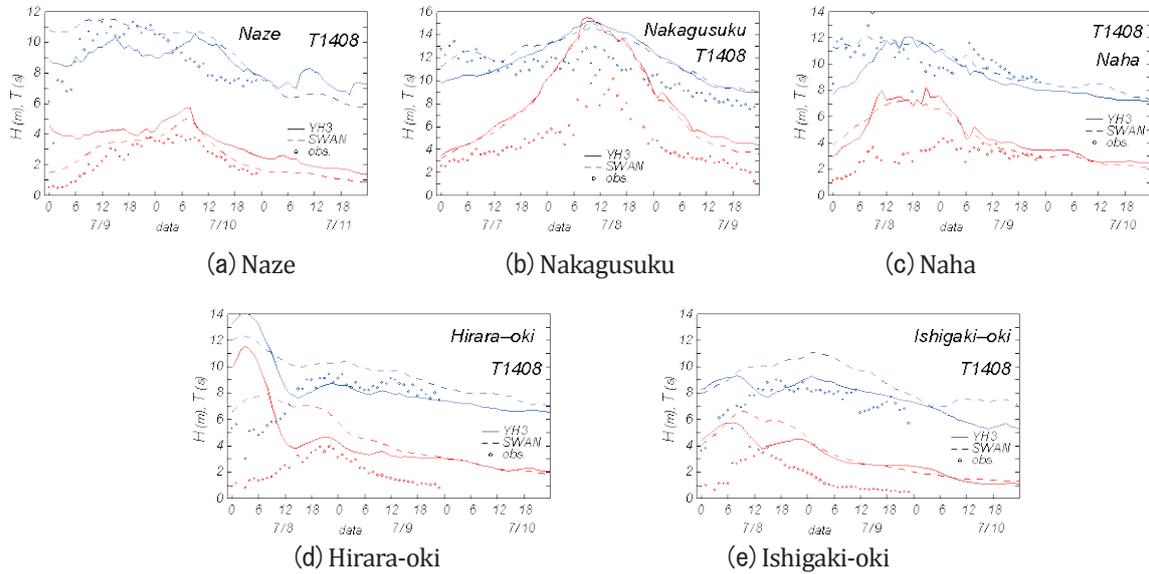


Figure A7 Comparison between YH3- or SWAN-based hindcasts on either 11 km grid (YH3) or 0.1° grid (SWAN) and measurements for time variations of wave heights and wave periods at 5 coastal stations during T1408, in cases where the combination of MSM- and GSM-based winds condition is used.

4. 台風モデル風および気象庁海上風資料に基づく波浪推算結果の比較

Fig. A8 は台風モデル風および気象庁 MSM-GSM の各資料に基づく T1408 時最大風速 U_{max} の空間分布を示す。(a) 図の台風モデル風によれば、台風経路 (右側) に沿って強風域が形成されており、沖縄本島南西側から南側の太平洋で 28 m/s 域が帯状に形成され、南端近くに 32 m/s 域も局所的にみられる。一方、(b) 図の MSM-GSM 図では同様の海域でしかもより広い範囲に 32 m/s 域が延び、 36 m/s 域も広範に分布し、南側ではごく局所的に 40 m/s も出現する。要するに、MSM-GSM 風の風速は台風モデル風のそれより 25~30% 大きいことから、この差が最大波高 14 m 弱の台風モデル風による最大波高分布図 (Fig. A1) と最大波高 16 m 強の MSM-GSM 風による最大波高分布図 (Fig. A5) に現れている。なお、(b) 図において台湾南部の東西方向の線より北側と南側で不連続的变化がみられるが、これは MSM と GSM における時空間解像度の相違により生じた結果であり、当然のことながら南側領域の GSM による風速が小さい。この図は最大風速 U_{max} を表しているため、両者の差が際立つことになる。

Fig. A9 は風速・風向の時系列に対する比較を沖縄本島周辺の 5 アメダス観測地点で示す。観測地点は (a) 名瀬 (奄美大島)、(b) 糸数 (中城)、(c) 安次嶺 (那覇空港) と那覇、(d) 鏡原 (平良沖)、(e) 盛山 (石垣沖) であり、各波浪観測地点に相当する位置としている。観測風速は風向・風速計の設置高度を考慮して $1/7$ 乗則により 10 m 高度風速 U_{10} に換算した。推算値は台風モデル風と MSM 風による。これによると、MSM 風は台風モデル風より大きい風速を与えるが、いずれも観測値と類似した時間変化を表すものの、観測値との定量的な対応は不十分である。風向については両モデルとも観測値に近い時間変化を与えており、とく

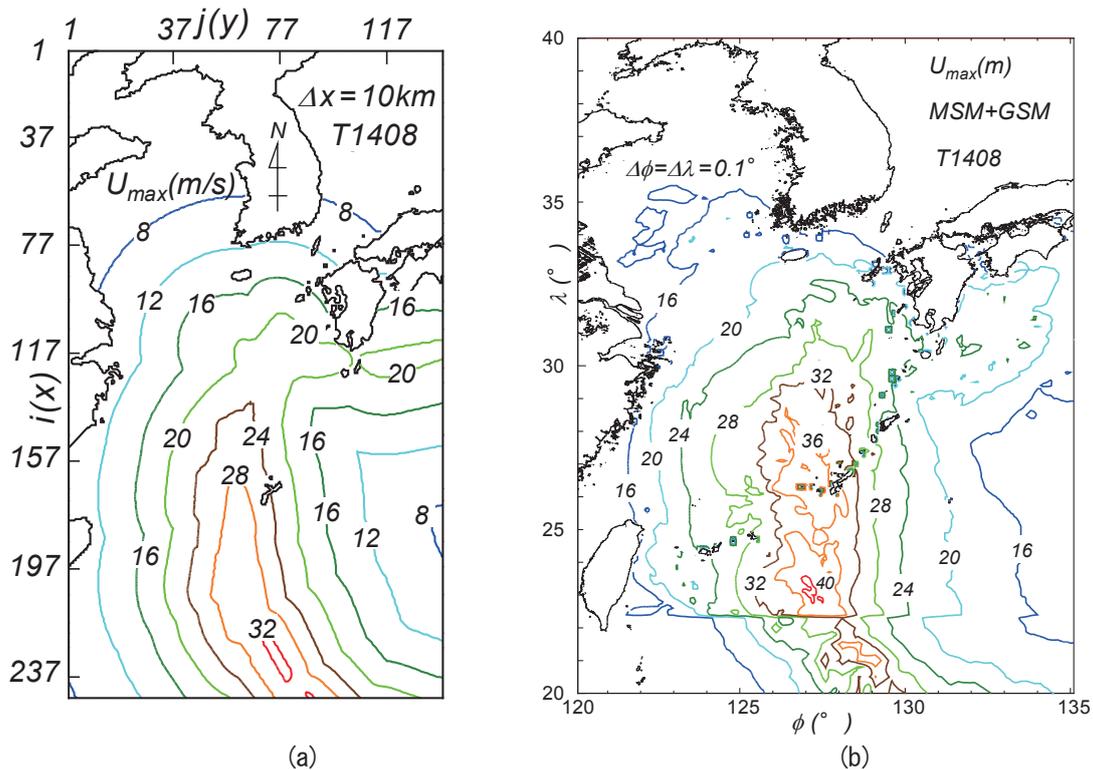


Figure A8 Spatial distribution of maximum wind speed during T1408 based on (a) typhoon model winds and (b) MSM-GSM-combined winds.

に MSM 風はいずれの地点の観測値とも定量的によく符合する。そもそも、アメダス地点の観測風は陸地地形の影響を受けた陸上風であり、MSM 風においても含まれない小地形や建物の影響を受けている可能性が高いことから、各モデル風との比較資料としては最適のものではないのはやむを得ない。

Fig. A10 は台風モデル風を入力条件とする YH3 に基づく波高の空間分布 (a)、MSM+GSM 風を入力条件とする YH3 に基づく波高の空間分布 (b)、MSM+GSM 風を入力条件とする SWAN に基づく波高の空間分布 (c) を 2014 年 7 月 7 日 21 時、8 日 12 時、9 日 0 時について与える。いずれの図でも台風の進行に伴い最大波高域が南側海域から東シナ海に向けて NE 方向に移動するが、台風モデル風の風速は MSM+GSM 風の風速より低いことから、台風モデル風を入力条件とする波高は相対的に低くなっている。一方、MSM+GSM 風では台風中心が東シナ海に進行してもその風速があまり減少しないため、14 m を越える波高域が 12 時間以上にわたり維持されている。台風の勢力そのものは台風が東シナ海に進行したのちにはやや減衰しつつあり、したがって台風モデル風では風速の減少を生じた結果、波高も小さくなりつつあるが、MSM 風の場合には風速の減少をそれほど示さないため、高波高がかなり長い時間維持されたと考えられる。ここで用いた MSM 風は 3 時間ごとの解析値と 1 時間ごとの予報値を合成して作成しているが、3 時間ごとの解析値のみを線形補間して使用した場合にもほぼ同様の波高分布の変化状況が得られることから、予報値の利用は波高分布の推算結果に影響しないと言える。要するに、台風モデル風と MSM 風の風速の違いに加えて、MSM 風による強風の持続期間が台風モデル風のそれより長い特性が東シナ海における波高分布の相違に現れている。

Fig. A11 は台風モデル風において海上風への変換係数 α を 0.6 から 0.7 および 0.75 に増した場合の YH3 による最大波高の空間分布 (a)、(b) および MSM+GSM 風を入力条件として SWAN における発達・減衰項を (c) Komen の式²⁾でかつ 2 次式による海面抵抗係数 C_d 式³⁾、(d) Westhuysen 式⁴⁾でかつ 2 次式による C_d 式⁵⁾

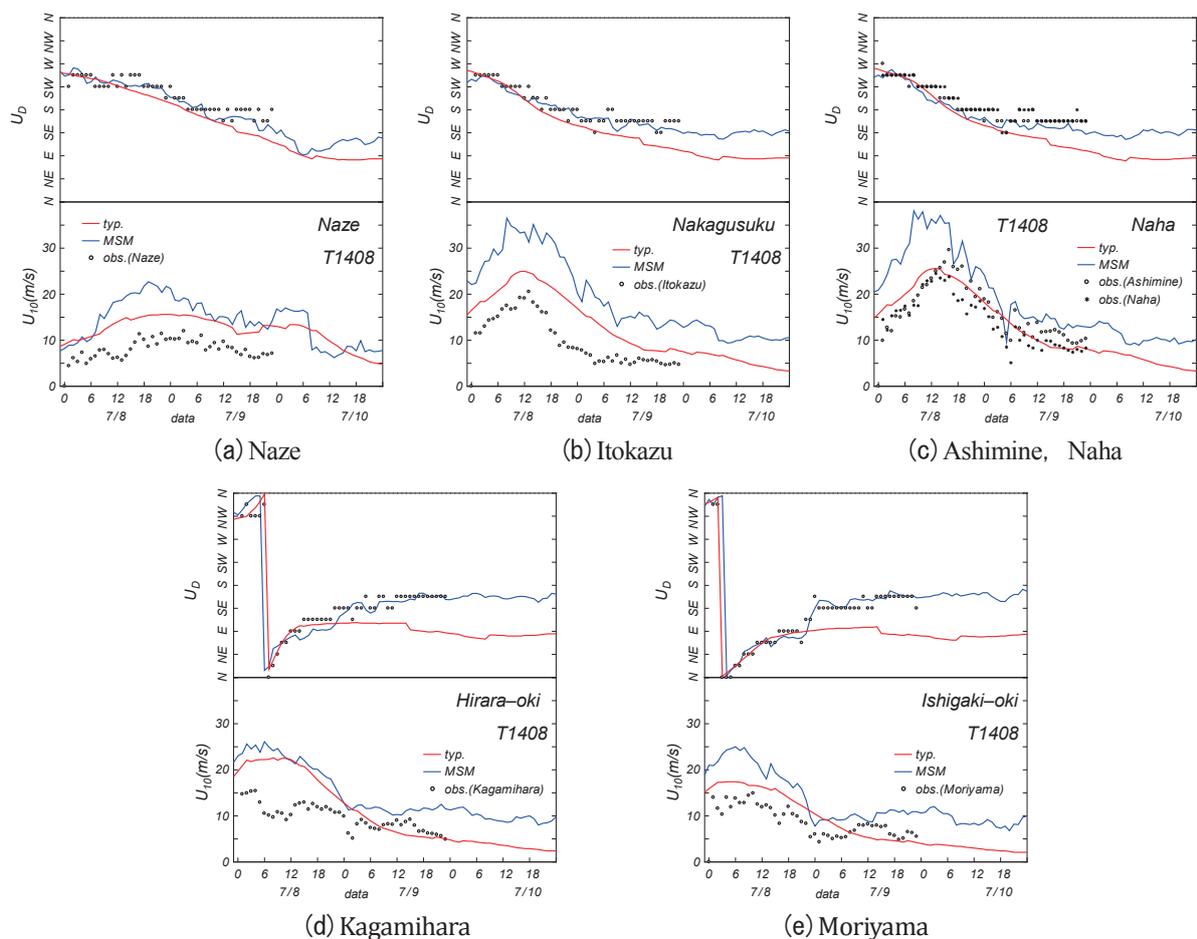


Figure A9 Comparison between typhoon model-based or MSM.GSM-based wind data and measurements for time variations of wind speed and wind direction at 5 coastal stations during T1408.

とする場合の最大波高の空間分布を与える。台風モデル風の風速を上げた図(a)と図(b)では波高の空間分布の状況はあまり変わらずに最大波高はそれぞれ最大で 2.5 m および 4 m 増大しているが、最大値の出現海域は沖縄本島南西端よりかなり南方に位置するので、これが沖縄本島南西端付近にある MSM+GSM 風入力の SWAN による結果とは様子を異にする。ついで、SWAN の結果のうち図(c)では 2 次式表示の C_d 式¹⁰⁾の使用に伴う同一風速 U_{10} に対する摩擦速度 u_* の低下によって最大波高が Fig. A6 (b) より最大 0.7 m 低くなっているが、空間分布の状況は変わらない。図(d)では、発達・減衰項に対する Westhuysen 式¹⁰⁾の使用により、最大波高は図(c)よりさらに低い値となっている。ただし、空間分布の状況はそれほど変わらない。この結果、図(d)に示す 2 次式表示の C_d 式¹⁰⁾使用の Westhuysen 式¹⁰⁾を用いた SWAN を適用して得られた最大波高の空間分布は、換算係数 0.6 の台風モデル風を用いた YH3 に基づく最大波高の空間分布 (Fig. A1) に多少近づくが、前述のように最大値の発生海域が異なる。いずれにしても、風および波浪に関して外洋部における観測資料が皆無であるので、いずれの結果がより適切な推定値かは明らかでない。

現在 Internet を通じて入手可能な海上風分布資料には、本研究で用いている気象庁 MSM・GSM 風資料のほか、①NOAA の National Climate Data Center による Blended winds product (空間解像度 0.25° , 6 時間間隔), ②ECMWF による表面風解析資料(空間解像度 0.75° , 6 時間間隔), ③NCEP による GFS (Global Forecast System) 中の解析風資料 (空間解像度 0.5° , 6 時間間隔) などがある。このうち①の Blended winds product は複数の衛星観測値を合成して相対的に高い地形解像度 (0.25°) で得られているが、軌道が限定されるため、欠損が存在し、波浪推算にすぐには使用できない。そこで、ここでは②の ECMWF 風資料と③の NCEP

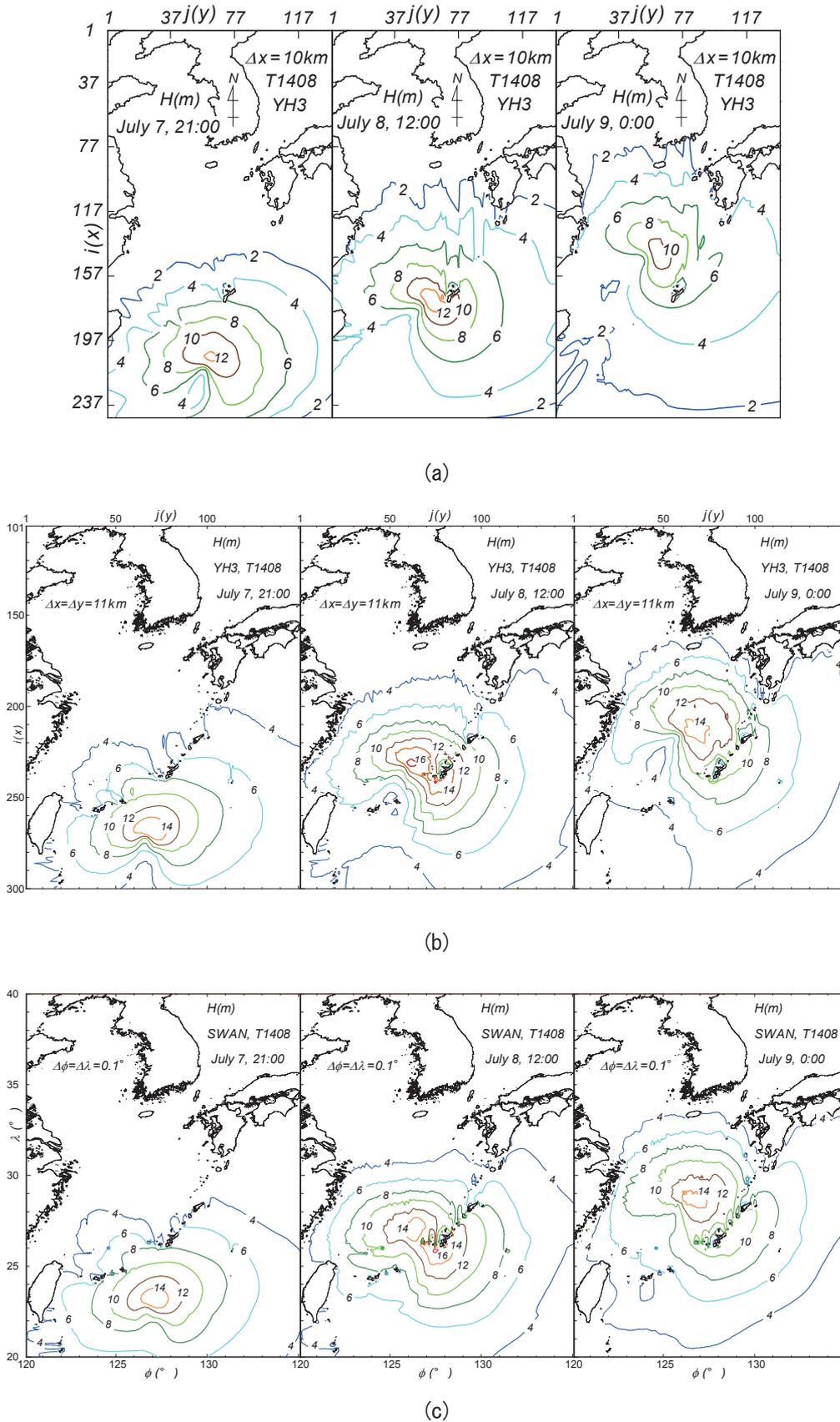
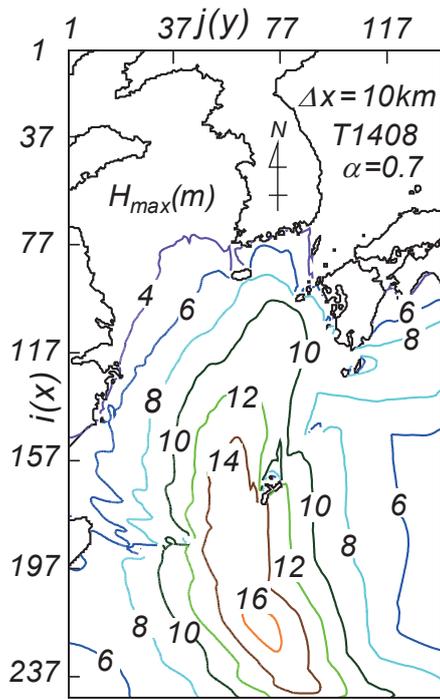
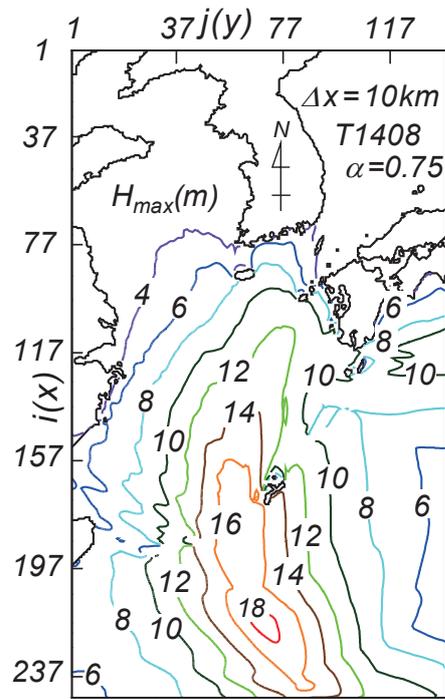


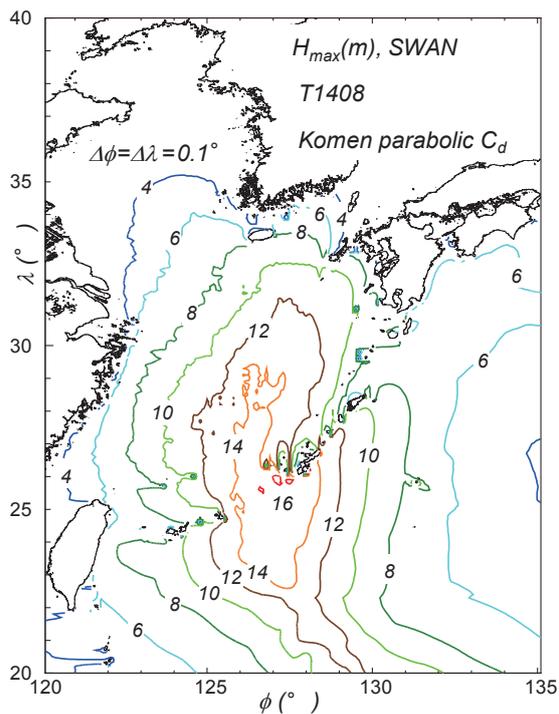
Figure A10 Time-space variations of T1408-generated wave heights estimated using any of (a) YH3 wave model under typhoon-model winds, (b) YH3 wave model with MSM-GSM-based winds and (c) SWAN with MSM-GSM-based winds at (1) July 7, 21:00, (2) July 8, 12:00 and (3) July 9, 0:00 in 2014.



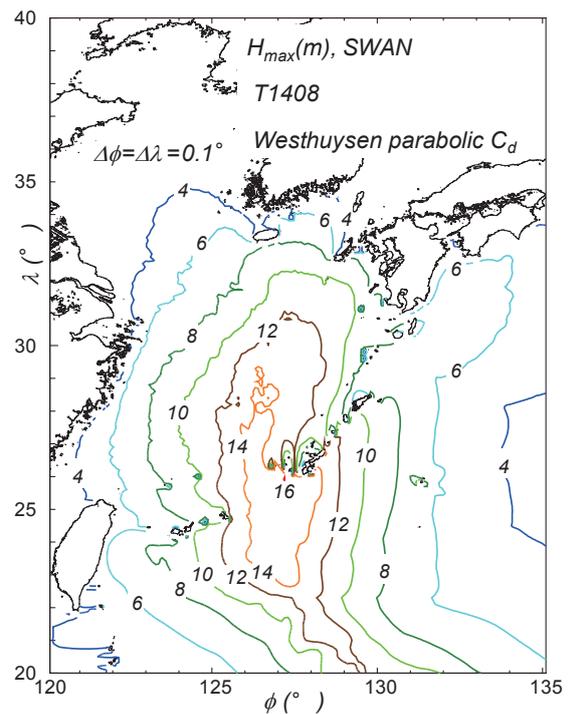
(a)



(b)



(c)



(d)

Figure A11 Spatial distribution of T1408-generated maximum wave height estimated using any of (a) YH3 wave model with sea wind coefficient of 0.7 in typhoon model winds, (b) YH3 wave model with sea wind coefficient of 0.75 in typhoon model winds, (c) SWAN wave model with Komen formulation and parabolic-type C_d formula under MSM-GSM-based winds condition and (d) SWAN wave model with Westhuysen formulation and parabolic-type C_d formula under MSM-GSM-based winds condition.

風資料を試行的に用いて SWAN ($C_d \leq 2.1 \times 10^{-3}$ とする Wu の C_d 公式, Komen による発達項と減衰項の定式化) による波浪推算を行う。

Fig. A12 は ECMWF 風資料 (空間解像度 0.75° , 6 時間間隔) を入力条件として $N20 \sim 50^\circ$, $E120 \sim 150^\circ$ の領域 (空間解像度 0.1°) で SWAN により時間間隔 $\Delta t = 5 \text{ min}$ で得た波浪推算の結果に基づく最大波高 H_{max} とこれを生起した時点の風速 U_{max}^* (最大風速 U_{max} にほぼ相当) の空間分布を与える。この場合の風速の最大値は約 30 m/s で台湾東方海域に出現する。最大波高は 13 m 以下で台湾北東海域にみられる。なお, ECMWF による波浪計算では最大波高の最大値は 12 m に達しない。東シナ海では 10 m 波高域が九州西側の広範な海域に広がる。MSM・GSM 合成風の場合と比べると, それぞれの空間分布は類似するが, 最大風速の最大値は約 10 m/s 小さく, 最大波高の最大値も約 3 m , 東シナ海での最大波高も約 2 m 小さい。この差は当然, ECMWF 風と MSM・GSM 風の時空間解像度の相違によるところがかなり大きい。

同じく, Fig. A13 は NCEP 風を入力条件とした SWAN (計算条件は Fig. A12 と同じ) による最大波高 H_{max} およびこれを生起した風速 U_{max}^* (准最大風速) の空間分布を示す。風速 U_{max}^* の最大値は 40 m/s を上まわり, 台湾の南東海域に出現し, 最大波高の最大値も台湾の東方海域で 18 m を上まわる。 U_{max}^* は ECMWF 風は言うまでもなく MSM・GSM 合成風の場合を上まわることから, 最大波高の最大値は 2 m 近く大きくなる。空間解像度 0.5° , 時間解像度 6 時間の NCEP 風の風速が空間解像度 0.05° , 時間解像度 1 時間の MSM・GSM 合成風の風速を上まわる原因は明らかでないが, 風速の大きさが最大波高に反映されている。空間解像度と可能であれば時間解像度がより高い ECMWF 風資料や NCEP 風資料を用いた検討および空間的・時間的欠損部を補填した①の Blended winds product を用いた検討が今後必要であろう。

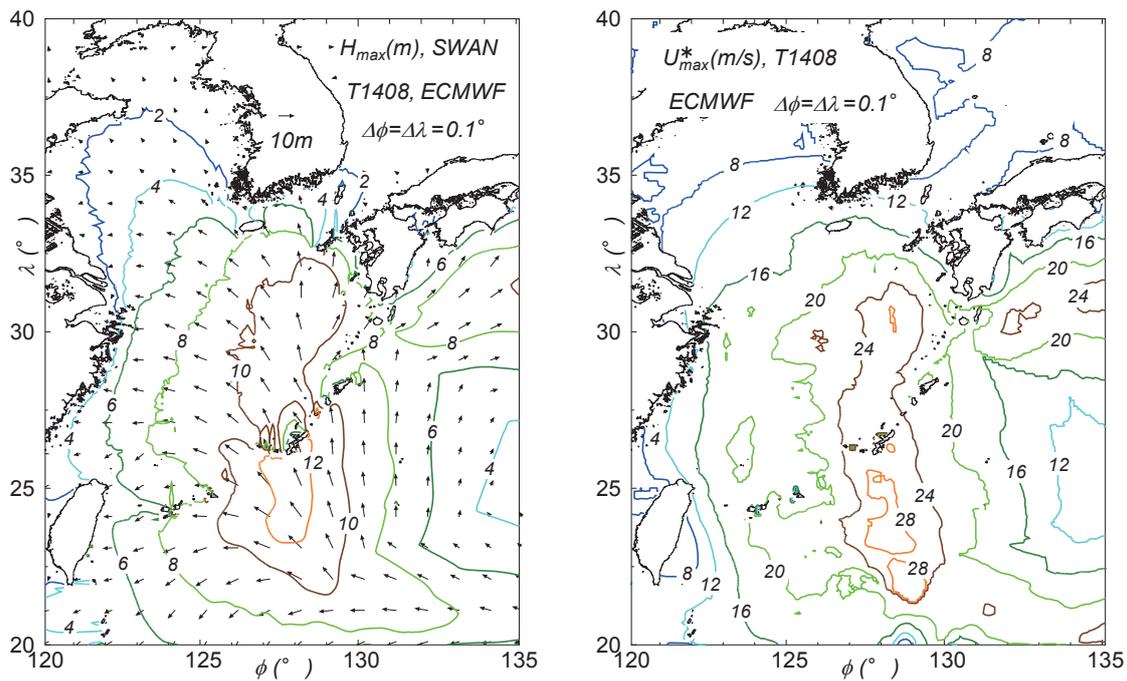


Fig. A12 Spatial distribution of T1408-generated maximum wave heights estimated using SWAN wave model associated with ECMWF winds and that of maximum wave heights-generated(quasi-maximum) winds.

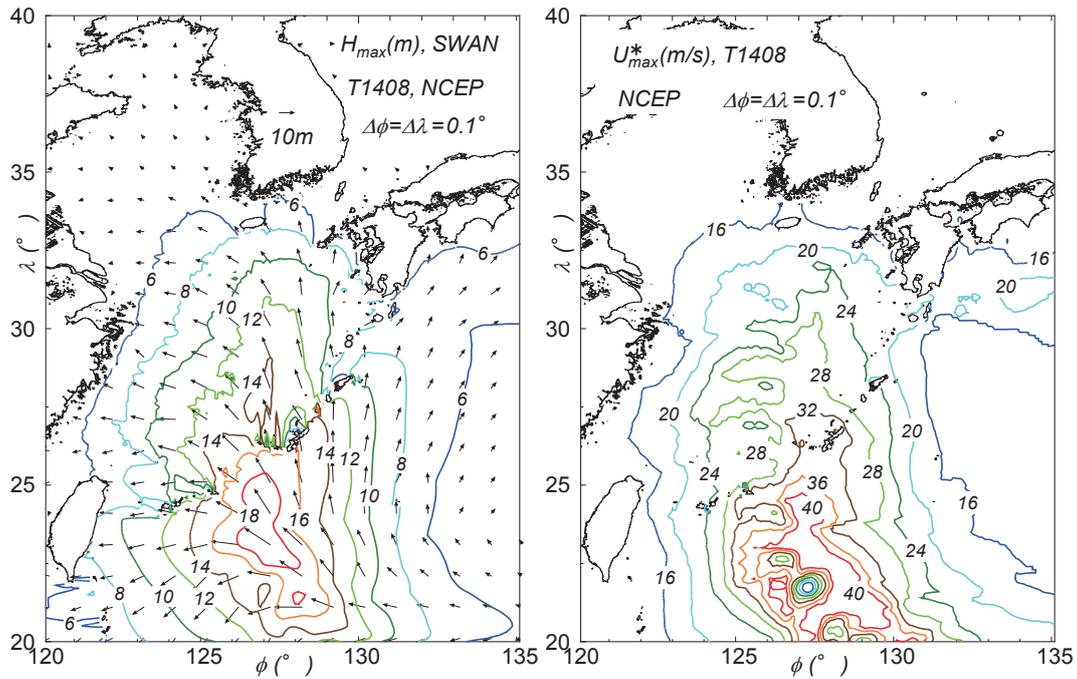


Fig. A13 Spatial distribution of T1408-generated maximum wave heights estimated using SWAN wave model associated with NCEP winds and that of maximum wave heights-generated(quasi-maximum) winds.

付 録 B : T1216 時の最大波高の空間分布

野中ら⁴⁾は T1216 に伴う東シナ海での最大波高は過去 67 年でみれば必ずしも最大級のものでないが、14 m にも及ぶ高波高となっていたと推定した。しかし、これは過去 67 年間の(台風時)年最大波高資料に対する極値統計解析を行うために、台風モデル風を入力条件とする山口ら⁴⁾の第 2 世代波浪推算モデル YH3 に基づく推算結果によっていた。ここでは、より詳細な検討を行うために、T1408 時と同様に気象庁 MSM 風資料と GSM 風資料から得た高地形解像度海上風分布を入力条件とする YH3 と SWAN による波浪推算を行い、T1216 時の最大波高の空間分布を調べる。海上風分布および波浪推算の内容は本文および付録 A で述べたものと同じであるが、台風時波高の空間分布の細部をみるために、空間解像度 0.05°および 0.5' とした 2 段階高地形解像度計算(空間解像度 0.1°の外部領域を含めて 3 段階)も行う。

T1216 は 2012 年 9 月 11 日にパラオ諸島北側海域で発生し、9 月 16 日から 17 日にかけて東シナ海中央線よりやや東側の海域を北上し、韓国南部に上陸した。Fig. B1 は T1216 時の東シナ海とその南側海域における 3 時間ごとの中心気圧と中心位置を示す。これから明らかなように、東シナ海における台風の中心気圧は 935~940 hPa と低く、T1216 はこの海域としては非常に強い勢力を保有している。

Fig. B2 は台風モデル風を入力条件とした YH3 (格子間隔 40 km) による T1216 時の最大波高 H_{max} の空間分布を野中ら⁴⁾から再録したものである。12~14 m の高波高域は台風経路(右側)に沿って南から北へ伸びており、最大値は南方領域のみならず五島列島付近で 14 m に達する。

ついで、Fig. B3 は北緯 N10~40°、東経 E120~150°の領域において MSM 風資料と GSM 風資料より得た 1 時間ごとの海上風分布を与えた場合の YH3 (11 km 間隔) および SWAN (0.1°間隔) による時間間隔 5 分とした波浪推算に基づく最大波高 H_{max} の空間分布を全領域および東シナ海とその周辺海域について与える。

これらによると、台風モデル風入力の Fig. B2 に対応した最大波高域が形成されているが、YH3 ではその最大値は 17 m 以上、SWAN では 16 m 以上に達する。この値は Fig. B2 の場合よりそれぞれ 3 m および 2 m 以上大きい。因みに、最大波高の最大値 H_{maxM} と相当する周期 T_{maxM} およびその出現位置は YH3 では 18.09 m, 16.0 s, (195, 84) および SWAN では 16.68 m, 14.5 s, (191, 84) であり、SWAN の場合に若干北側に位置する。また、沖縄本島のすぐ東側の海域にもそれぞれ 16~17 m 域 (YH3) や 14~16 m (SWAN) がみられる。台風モデル風を入力条件とする Fig. B2 ではこの波高域は形成されていないが、南方海域の境界近くで最大値 (14 m) が出現している。

Fig. B4 は最大波高の最大値がみられた五島列島周辺の海域における最大波高の空間分布の拡大図である。椏島を含む五島列島の南側では、いずれも最大波高 12~14 m とかなり大きく、波向は SSE をとる。

Fig. B5 は台風モデル風および MSM・GSM 合成風による最大風速 U_{max} の空間分布を示す。両者において空間分布の状況は似ているが、後者の場合に全体として風速が 6 m/s 以上大きい。最大風速の最大値 U_{maxM} とその出現位置は台風モデル風では 36.2 m/s, (275, 97) と (280, 95) および MSM・GSM 合成風では 43.9 m/s, (203, 85) であるから、後者が 7.7 m/s 大きい。この結果がより大きい波高として Fig. B3 の (a) と (c) や Fig. B4 の (a) に現れている。また、本文の T1102 時や T1408 時の最大波高の空間分布図でみたように、これまでの経験では同じ海上風分布条件において YH3 と SWAN による最大波高の最大値に有意な差はみられなかったが、T1216 時には YH3 が 1.41 m 大きい値を生じる。これは、10 m 高度風 U_{10} 表示の波の発達式を用いる YH3 では $U_{10} > 35 \sim 40$ m/s の超強風時にも風速の増大が波の発達計算にそのまま反映されるため、波高が単調に増大するのに対して、 C_d に上限値を設定した Wu 公式による SWAN では U_{10} の増加に伴う u_* の線形的増加に制限 ($U_{10} \geq 20$ m/s に対して $C_d = 2.1 \times 10^{-3}$, 摩擦速度 $u_* = 0.0458U_{10}$) が加わるので、超強風時ほど波高の発達が抑制されることによると推察される。

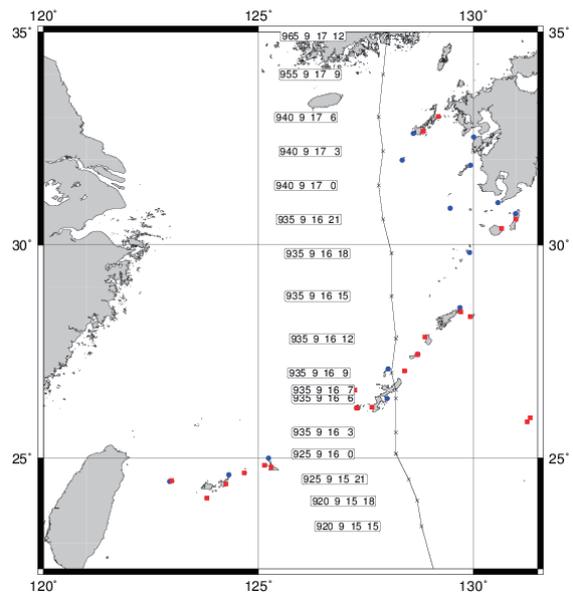


Fig. B1 Three hourly track and central pressure of T1216 in the East China Sea.

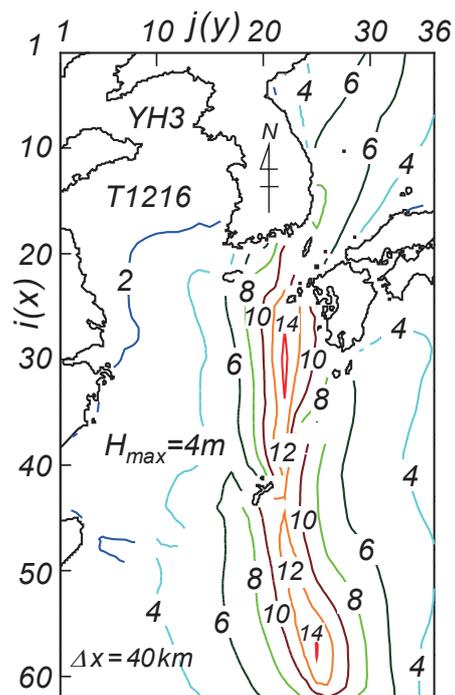


Fig. B2 Spatial distribution of T1216-generated maximum wave height on hindcasting area with grid distance of 40 km(after Nonaka et al^[1]).

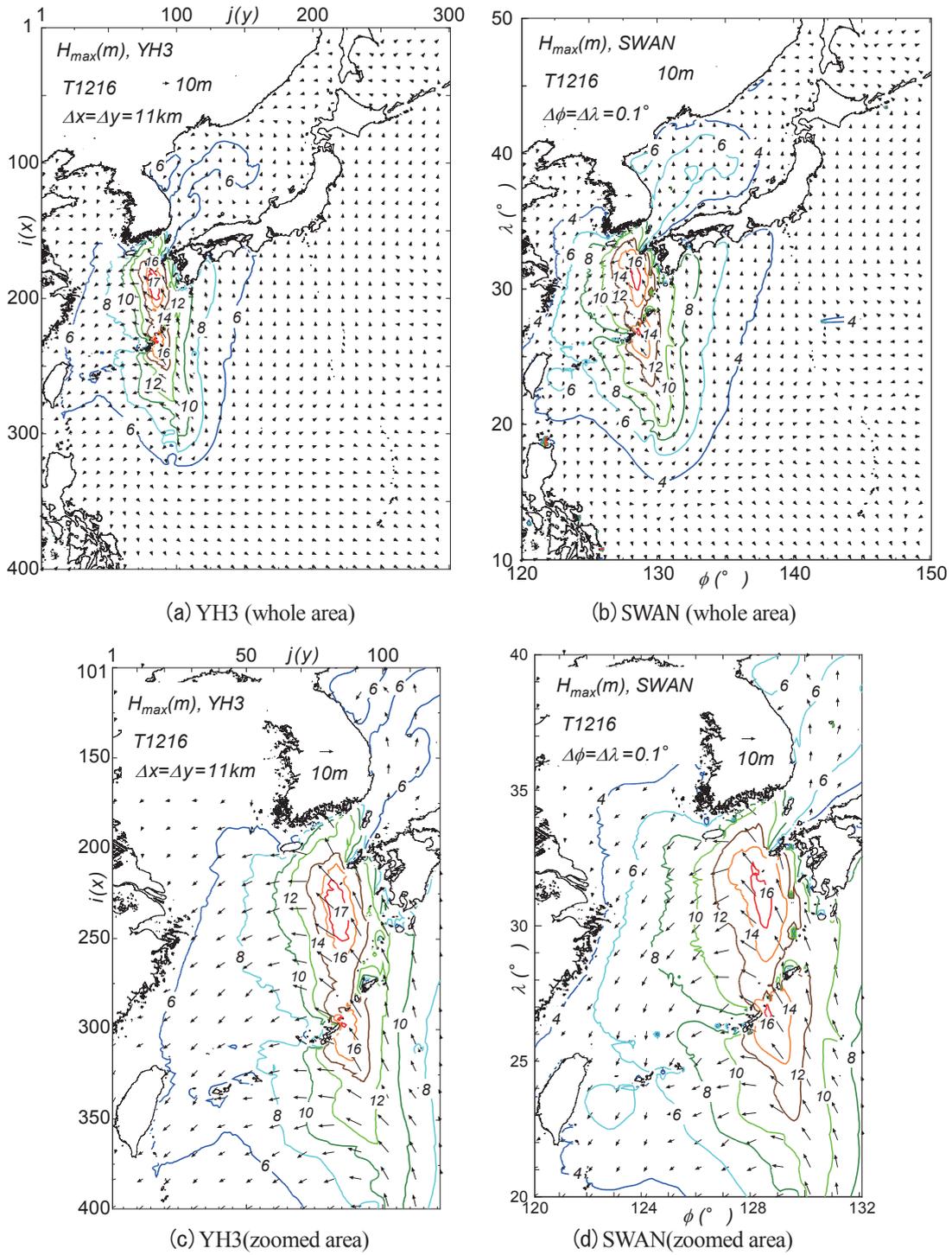
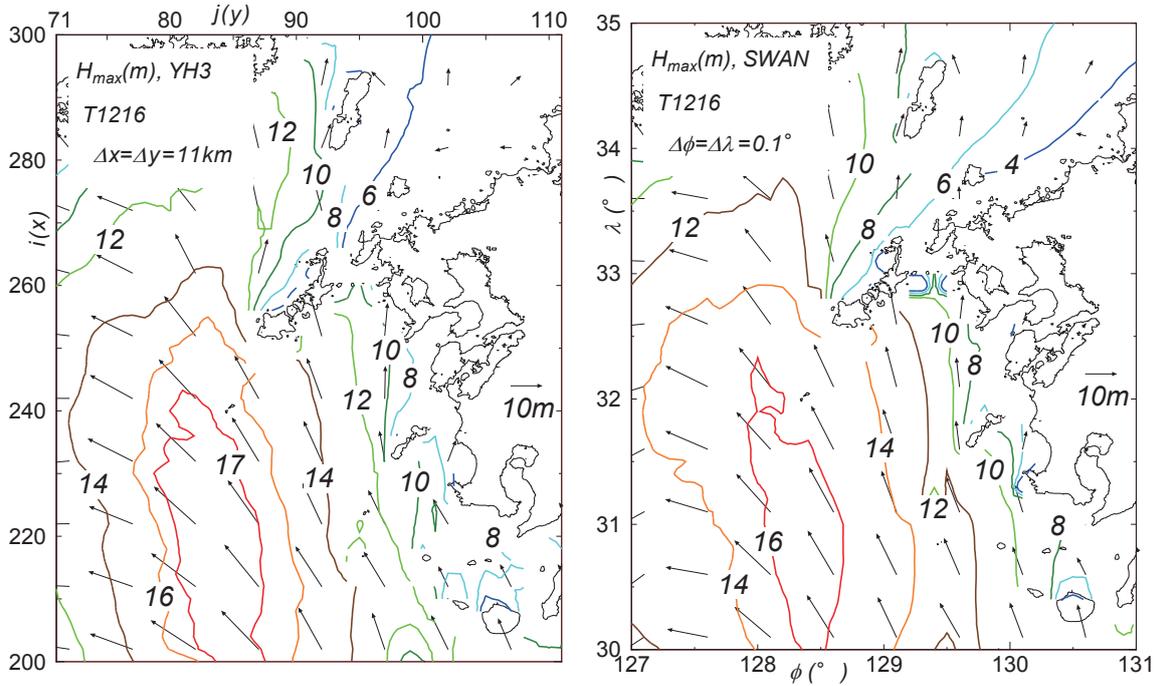


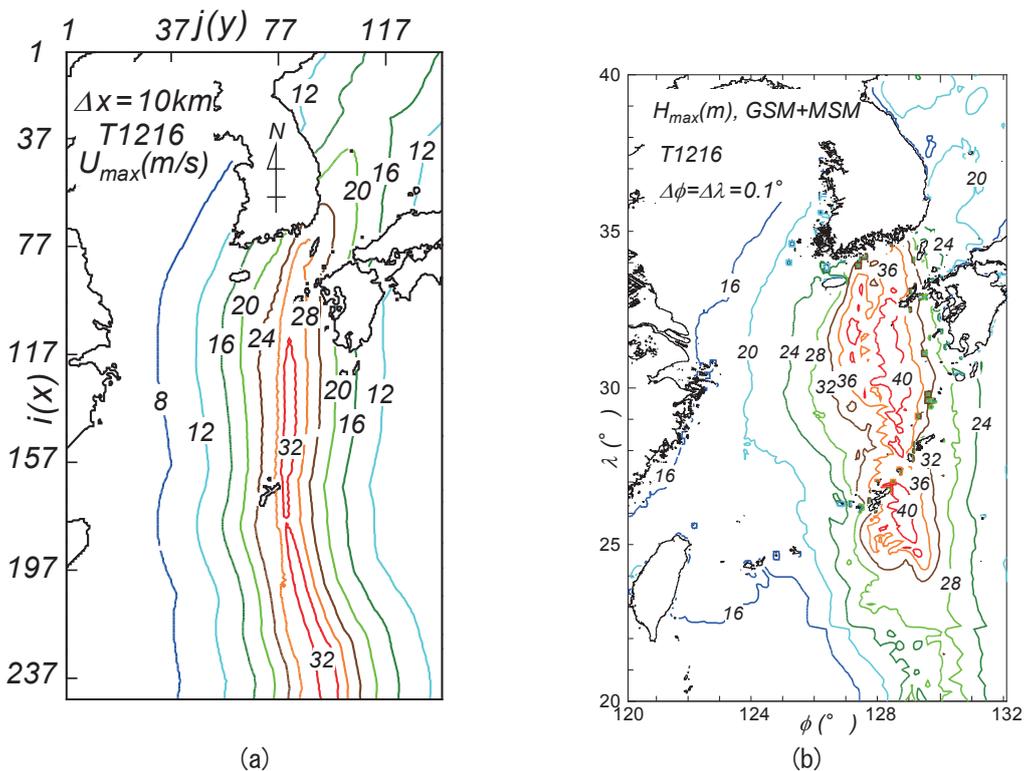
Fig. B3 Spatial distribution of T1216-generated maximum wave height on whole and zoomed areas estimated using either YH3 model or SWAN model under the combination of MSM- and GSM-based winds condition.



(a) YH3 ($\Delta x = 11\text{km}$)

(b) SWAN ($\Delta\phi = \Delta\lambda = 0.1^\circ$)

Fig. B4 Area-focused spatial distribution of T1216-generated maximum wave height by either (a) YH3 model or (b) SWAN model under the combination of MSM- and GSM-winds condition.



(a)

(b)

Fig. B5 Spatial distribution of maximum wind speed during T1216 based on (a) typhoon model winds and (b) MSM-based winds.

そこで、 $U_{10} \geq 30$ m/s の場合に $a_d = 1.24 - 0.008U_{10}$ を U_{10} に乗ずることによって高風速時ほど風速の減少をはかり、YH3 モデルにおいて波の発達を抑制する。因みに、 $U_{10} = 30$ m/s, 40 m/s, 50 m/s では a_d はそれぞれ 1.0, 0.92, 0.84 である。Fig. B6 は最大波高の空間分布を示す。その分布特性は Fig. B3 (a), (c) や Fig. 4(a) とあまり変わらないが、最大波高の最大値 H_{maxM} と相当する周期 T_{maxM} およびその出現位置は 16.60 m, 15.6 s, (191, 83) である。Fig. B3 (a) の結果と比べて、出現場所は SWAN による位置とほぼ一致し、

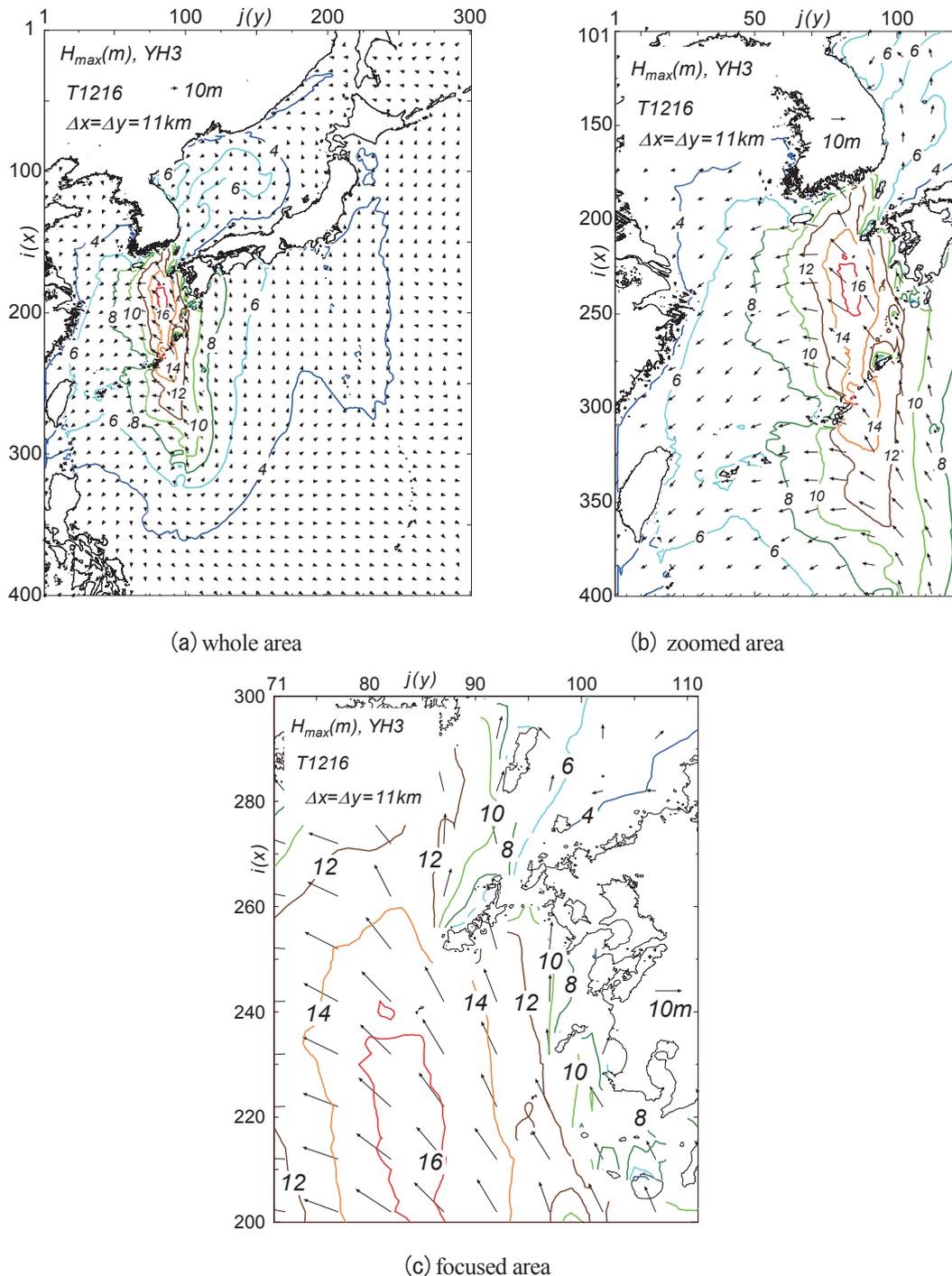


Fig. B6 Spatial distribution of T1216-generated maximum wave height on any of (a) whole area, (b) zoomed area and (c) focused area estimated using YH3 wave model with reduced higher wind speeds under the combination of MSM- and GSM-based winds condition.

H_{maxM} が 1.49 m 小さくなり, Fig. B3 (b), (d)やFig. 4 (b)に示した SWAN による結果に近づく。

Fig. B7 は SWAN において風速の 2 次式に基づく Zijlema ら¹⁰⁾の C_d 式および Westhuysen ら¹¹⁾の波の発達式と減衰式を用いた場合の MSM・GSM 合成風条件による T1216 時の最大波高 H_{max} の空間分布を (a) 全領域, (b) 東シナ海とその周辺領域, (c) 五島列島を含む九州西方海域において示す。Zijlema ら¹⁰⁾の C_d 式および Westhuysen ら¹¹⁾の式を使用する場合には, いずれも波高は低めに評価される。したがって, 最大波高の空

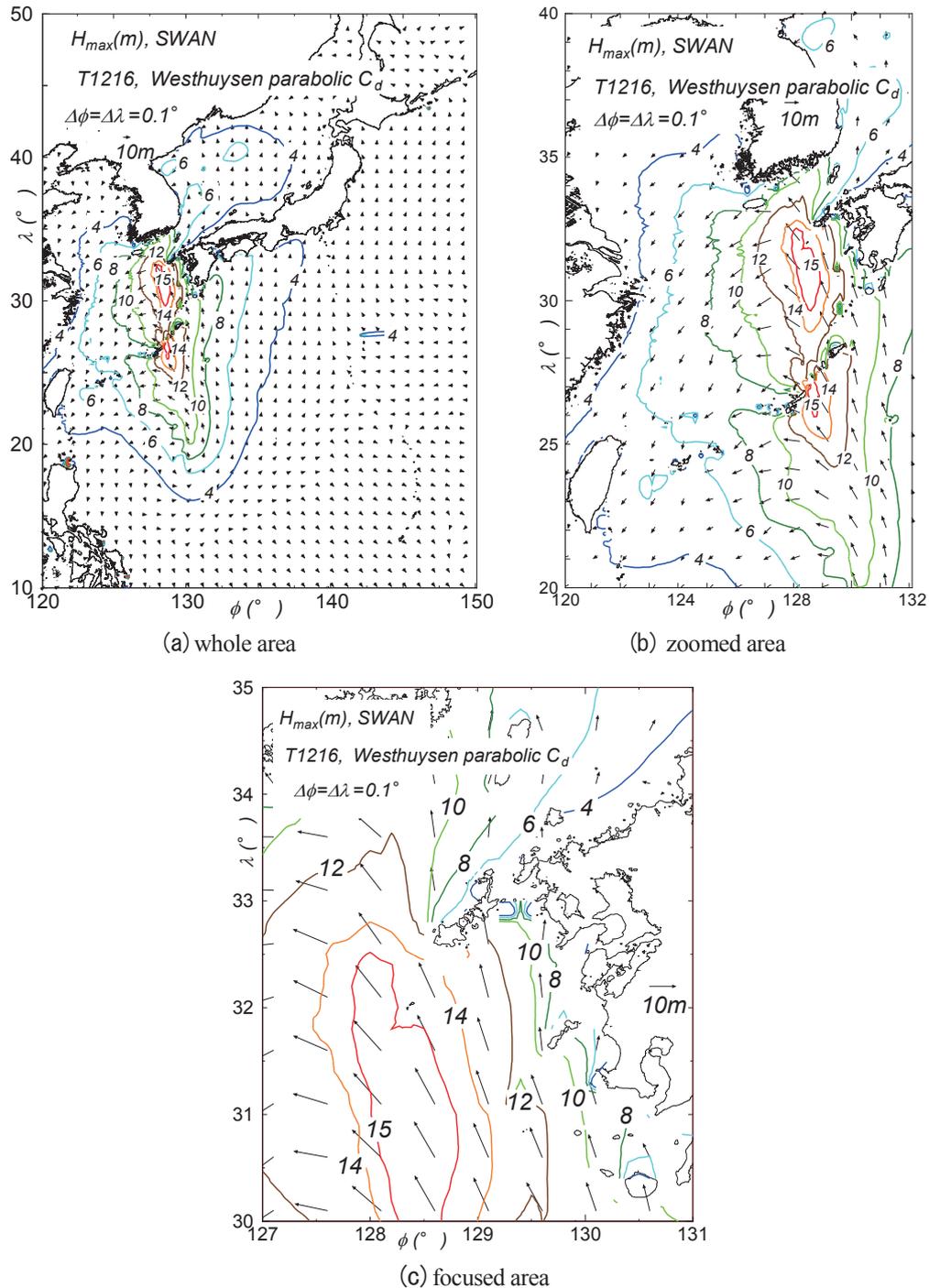


Fig. B7 Spatial distribution of T1216-generated maximum wave height on any of (a) whole area, (b) zoomed area and (c) focused area estimated using SWAN model with parabolic C_d formula and the Westhuysen et al. formulation under the combination of MSM- and GSM-based winds condition.

間分布は Fig. B3 や Fig. B4 における SWAN に基づく結果と類似するものの、その値は 1 m 近く低下する。因みに、最大波高の最大値 H_{maxM} とその相当する周期 T_{maxM} およびその出現位置は 15.86 m, 14.2 s, (191, 84) であるから、出現位置は変わらず最大値は 0.82 m 小さくなっている。その結果、YH3 に基づく最大値との差が 2.23 m と一層拡大する。

つぎに、最大波高の空間分布の詳細をみるために、空間解像度を 0.05° ($3' = 180''$) とした $N22 \sim 45^\circ$, $E120 \sim 145^\circ$ の領域 (中領域) および空間解像度を $0.5'$ ($30''$) とした $N30 \sim 35^\circ$, $E127 \sim 132^\circ$ の領域 (小領域) において MSM 風を入力条件とする SWAN による波浪推算 (計算時間間隔はこの順に 10 分と 1 分) を行った。中領域の波浪推算では領域の南方開境界および東方開境界に空間解像度 0.1° とした GSM 風を入力条件とする波浪推算 (SWAN) から得た方向スペクトルを与えた。同様に、小領域の波浪推算では、その開境界に中領域の波浪推算による方向スペクトルを与えた。Fig. B8 は中領域および小領域で得た最大波高の空間分布を示す。上記の図と同様に、最大波高は 16 m を越える。因みに、小領域における最大波高の最大値 H_{maxM} と相当する周期 T_{maxM} および 0.1° 格子網単位での概略の出現位置は 16.69 m, 14.5 s, (189, 83) である。この値は空間解像度 0.1° とした計算と一致し、空間分布も類似する。

最大値付近の拡大図 (b) によると、平均波向を含む最大値は 16 m 以上で周辺の波向は S 方向など、最大波高の空間分布の状況がより明確になる。五島列島樫島付近では最大波高 12~14 m が得られる。

最後に、波浪推算の入力条件とした MSM 風資料の観測資料に対する再現性を検討する。しかし、わが国の沿岸海域では東シナ海を含めて海上風がほとんど観測されていないことから、MSM 風の精度検証には灯台や沿岸の空港における沿岸風記録を用いざるを得ない。また、空間解像度 0.25° の Blended winds product は衛星観測データに基づいて作成された海上風分布資料であるが、時間間隔は 6 時間であるので、1 時間ごとの MSM 風資料のチェックには十分でない。ここでは、灯台および空港における観測風資料を用いて MSM 風資料の特性 (精度) を調べる。ただし、当該観測資料は MSM 風資料には考慮されない局所地形の影響を含むので、比較資料としては必ずしも最適のものでないとは言えない。

Fig. B9 は東シナ海に面する先島諸島から沖縄諸島、奄美群島を経て鹿児島に至る島嶼部および九州北西

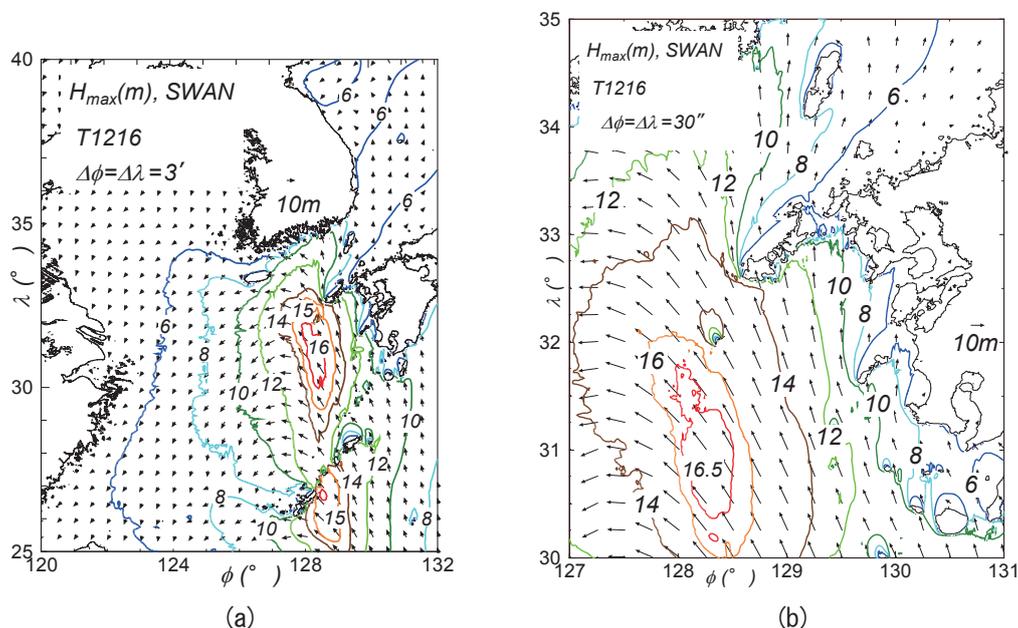


Fig. B8 Spatial distribution of T1216-generated maximum wave height on either (a) zoomed area ($3'$ grid) or (b) focused area ($0.5'$ grid) estimated using SWAM wave model with the Wu C_d formula and the Komen formulation under MSM-based winds condition, in cases where directional spectra estimated using SWAN on larger domain are given on the outer open boundary of smaller domain.

岸にかけて設置された灯台のうち、風資料の比較に使用する 15 箇所の灯台の位置を示し、これらは広い範囲に分布することがわかる。

Fig. B10 は灯台における観測風資料と MSM 風資料に基づく風速・風向時系列を国頭岬灯台（風速計海拔高度 $h=64$ m, 沖永良部島）と射手埼灯台（ $h=84$ m, 鹿児島県上甕島）の 2 地点について示す。Fig. B11 は MSM 風速が $U_{10}^{cal} \geq 10$ m/s の時点における Fig. B10 の結果をそれぞれ散布図として表したものである。観測風速は 1/7 乗則によって 10 m 高度風速 U_{10} に変換している。国頭岬灯台では推算風は 35 m/s に達する観測風と時系列的にかなりよく符合するが、鹿児島県西方海域にある上甕島の射手埼灯台では時系列は似ているものの、推算風は観測風より太った変化を示す。すなわち、MSM 風速は発達期および減衰期ともに観測風速より過大な値を与える。一方、風向に関しては、両地点とも、MSM 風向は観測風向と平均的によく対応する。この挙動は散布図において明確に現れており、MSM 風速は国頭岬灯台で若干大きい値を、

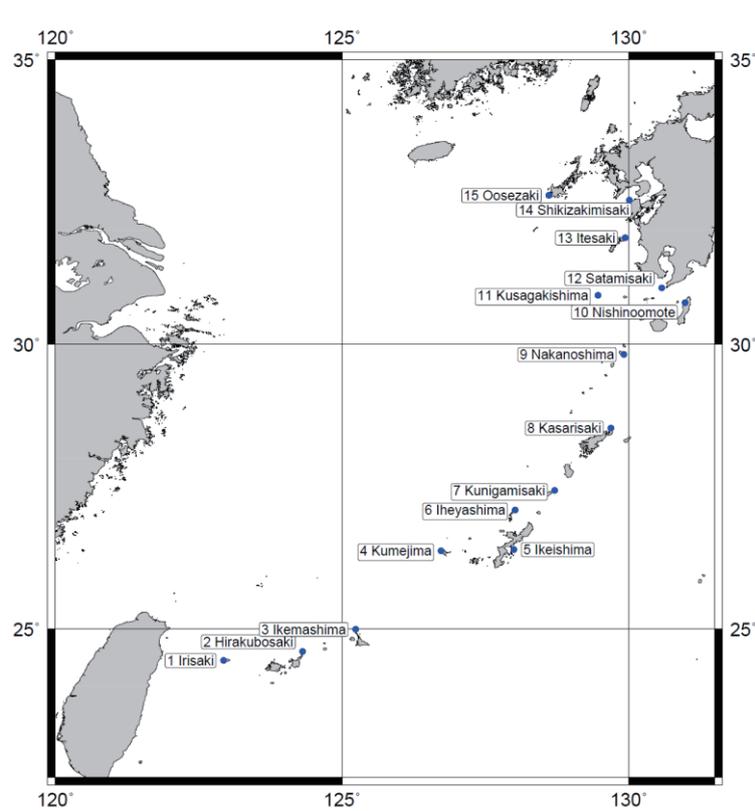


Fig. B9 Location of wind measurement stations set at light houses on islands facing the East China Sea.

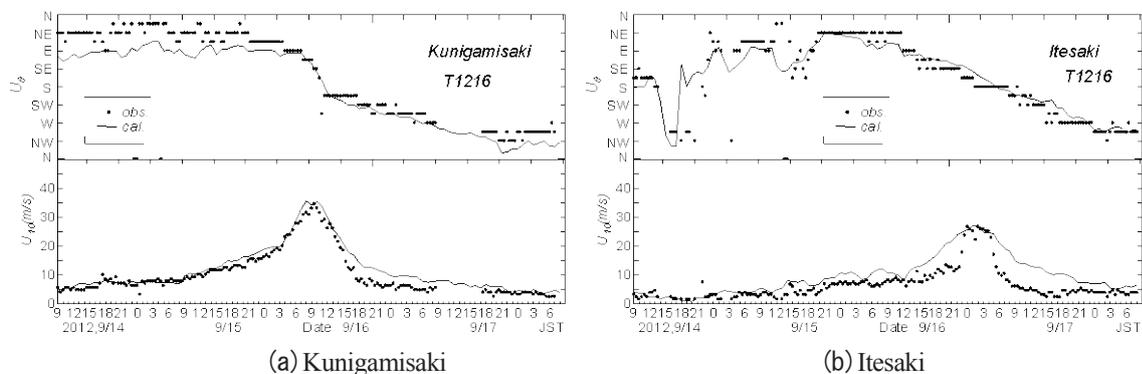


Fig. B10 Comparison between MSM winds data and measurement data for time variations of wind speed and wind direction at light house.

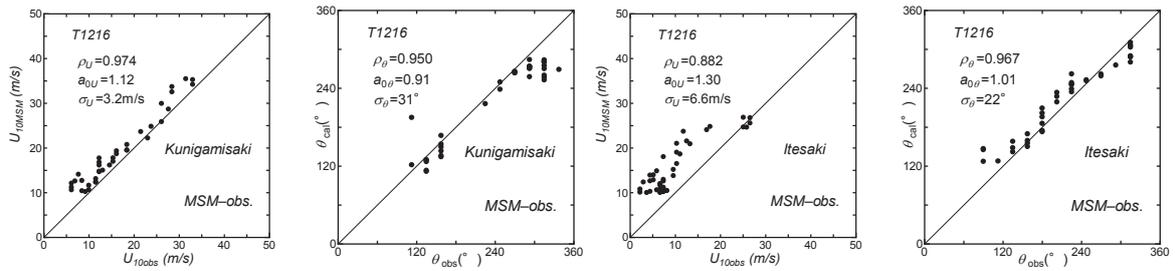


Fig. B11 Scatter plot of MSM winds data and measurement data for hourly wind speed and wind direction at light house.

射手埼灯台で過大な値を与え、MSM 風向は両地点でよく対応することがわかる。

Table B1 は MSM 風速が $U_{10}^{cal} \geq 10$ m/s の時点について灯台での観測風資料と MSM 風資料より求めた 10 m 高度風速および風向に関する誤差指標の地点別一覧を地点番号 (No.1~No.15), 地点名, 風向・風速計の海拔高度 (h m) とともに与える。誤差指標は相関係数 ρ , 相関図において原点を通る直線の勾配値 a_0 および 2 乗平均平方根誤差 σ であり, 風速・風向に対してそれぞれ添字 ' U ' と ' θ ' を付加する。風速に関しては, このほか MSM 風資料および観測資料に対する最大風速 U_{max}^{cal} , U_{max}^{obs} と両者の比 $U_{max}^{cal}/U_{max}^{obs}$ も与える。上記のように, 観測風速は 1/7 乗則の適用により 10 m 高度風速 U_{10} に変換している。また, Fig. B12 は各誤差指標の地点 (灯台) 別プロットを与える。風速に関して⑭四季埼岬の ρ_U が小さいのは観測風速が MSM 風速より遅れた位相を伴うためであり, この遅れを補正すれば相関は大いに向上するはずである。近接する野母崎 (AMeDAS 地点) では, 両者の位相がほぼ一致することから, ⑭四季埼岬における観測風速の時刻に疑問

Table B1 A list of error statistics on winds (light house).

No.	light house	h	U						θ		
			ρ_U	a_{0U}	σ_U	U_{max}^{cal}	U_{max}^{obs}	$U_{max}^{cal}/U_{max}^{obs}$	ρ_θ	$a_{0\theta}$	σ_θ
1	Irisaki	82	0.920	1.03	1.2	18.0	17.8	1.01	0.998	1.01	10
2	Hirakubosaki	75	0.829	1.14	2.2	18.0	16.5	1.09	0.996	1.06	17
3	Ikemashima	34	0.797	1.14	2.6	18.7	16.0	1.17	0.997	1.02	13
4	Kumeshima	54	0.917	1.28	4.3	24.5	22.0	1.11	0.998	1.04	17
5	Ikejima	53	0.871	1.37	6.9	32.9	29.9	1.10	0.992	1.01	13
6	Iheyajima	117	0.858	1.21	6.6	37.8	40.1	0.94	0.931	1.00	26
7	Kunigamisaki	64	0.974	1.12	3.2	35.5	33.0	1.07	0.950	0.91	31
8	Kasarisaki	60	0.794	1.20	6.2	30.2	26.8	1.12	0.972	1.00	11
9	Nakanoshima	65	0.865	1.06	3.2	20.0	21.5	0.93	0.959	1.20	46
10	Nishinoomote	15	0.865	1.26	3.6	20.0	16.0	1.25	0.962	1.00	8
11	Kusagakishima	141	0.743	1.46	7.6	33.0	24.0	1.38	0.977	1.05	20
12	Satamisaki	67	0.678	1.35	5.6	24.8	17.5	1.42	0.952	0.98	18
13	Itesaki	84	0.882	1.30	6.6	26.8	26.6	1.01	0.967	1.01	22
14	Shikisakimisaki	57	0.351	1.11	5.4	19.4	18.7	1.04	0.970	1.01	10
15	Oosezaki	251	0.729	2.63	14.5	39.8	20.2	1.97	0.958	1.07	34

h : m, σ_U : m/s, U_{max}^{cal} , U_{max}^{obs} : m/s, σ_θ : °

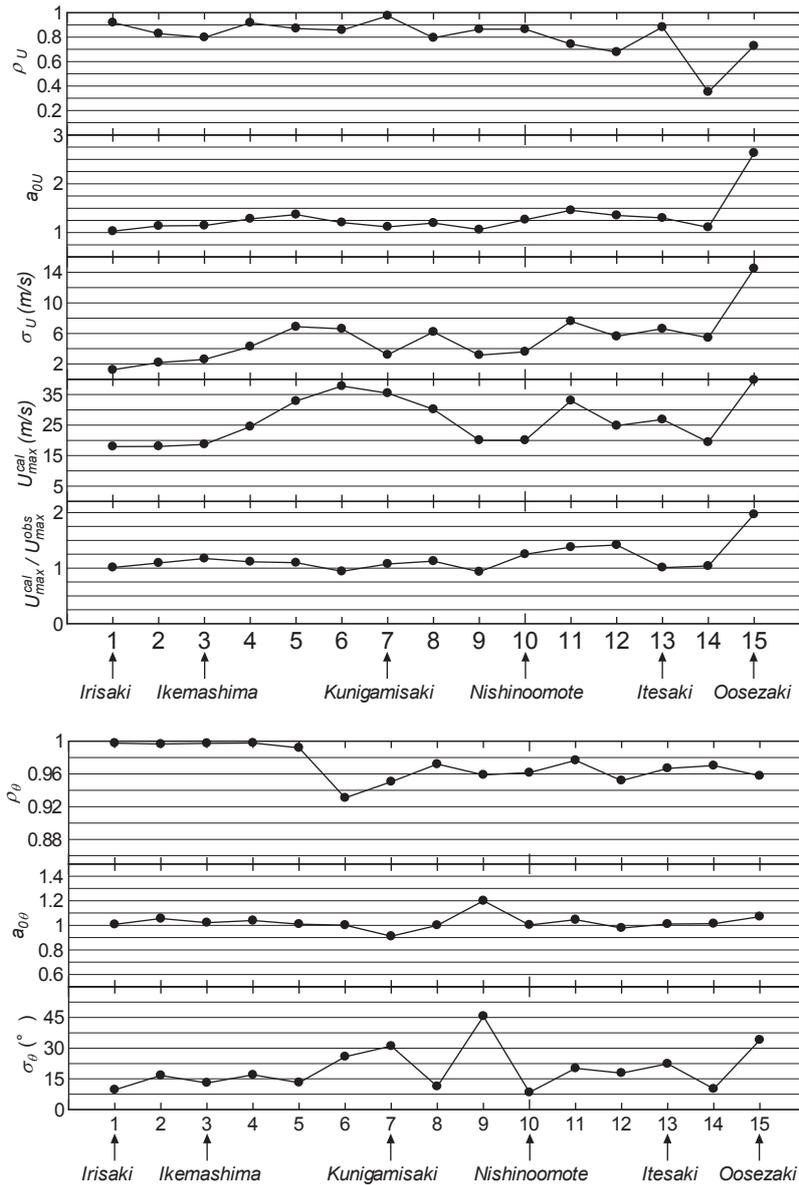


Fig. B12 Location-separated plot of error statistics on winds (light house).

が残るが、現時点ではこの差の原因を特定できない。また、⑮大瀬崎では最大風速からも明らかなように、観測風速が MSM 風速に比べて 1/2 程度と小さいので、2 乗平均平方根誤差 σ_U は突出して大きい値をとる。これらを除くと、MSM 風速と観測風速の対応は最大風速を含めて良好であることや各誤差指標にみるように、九州沿岸を北上するほど MSM 風速が観測風速より大きい傾向にあることがわかる。また、風向に関しては⑨中之島、⑮大瀬崎、⑫国頭岬では MSM 風向と観測風向の位相にずれがあるため、2 乗平均平方根誤差 σ_θ が 46°、34° および 31° と大きくなり、同様の傾向が、程度は弱い (σ_θ がより小さい) もの、他の地点でもみられるが、全体としては MSM 風向が観測風向とかなりよく符合すると言える。この結果は気象庁による MSM 風資料の作成過程において灯台の観測風資料がデータ同化されているかもしれない疑問を提示する。

Fig. B13 は東シナ海に面する島嶼部にある 20 箇所の空港における AMeDAS 観測風地点の位置を示す。これらは灯台と同様に東シナ海に面して広い範囲に分布する。Table B2 は AMeDAS 地点における風速・風向

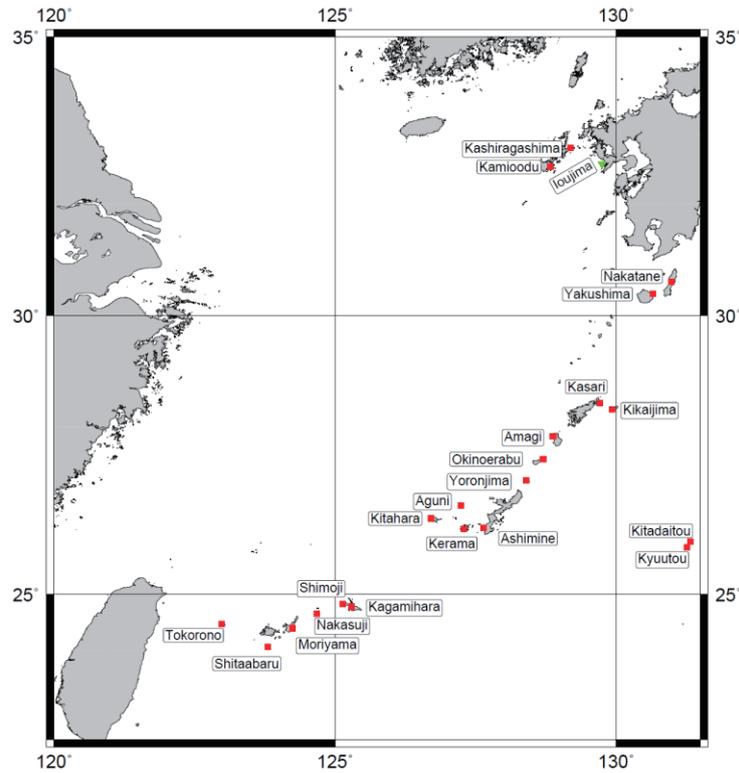


Fig. B13 Location of wind measurement stations set at AMeDAS points on islands facing the East China Sea.

資料に対する誤差指標と最大風速やその比の各一覧を与える。Fig. B14 は各誤差指標の地点 (AMeDAS) 別プロットを示す。風向に関しては、誤差指標 (ρ_θ , $a_{0\theta}$, σ_θ) はいずれの地点でも MSM 風の精度がかなり高いことを示唆する。風速に関しては⑤北原, ⑪下地, ⑭天城, ⑯笠利, ⑰屋久島の 5 地点では若干の過大評価傾向を示すものの、 ρ_U , a_{0U} , σ_U , $U_{max}^{cal}/U_{max}^{obs}$ のいずれの誤差指標も MSM 風がかなり高い精度をもつことを示唆するが、他の地点ではとくに a_{0U} と $U_{max}^{cal}/U_{max}^{obs}$ は MSM 風のかんりの過大評価を示唆する。

要するに、20 地点中 15 地点では観測風速は MSM 風速もよりかなり小さい値を与える。MSM 風には空港周辺の局所地形の影響が十分には含まれていないことが主因と考えられる。

さらに、観測波浪をみると、東シナ海で巨大波浪の発生が計算されるのに対して、沿岸部の観測波高はかなり小さい。すなわち、最大観測波高は石垣沖で 2.70 m, 平良で 3.47 m, Naha で 5.73 m (ただし、ピーク時に欠測), 名瀬で 5.03 m, 伊王島で 5.00 m である。Fig. B15 は波高・周期時系列に対する推算値と観測値の比較を長崎半島沖の伊王島 (位置は Fig. B13 に記載) について示す。推算結果は MSM+GSM 合成風を入力条件とする 0.1°格子網での SWAN と 11 km 格子網での YH3 に加えて、3 段階計算による 0.05' (30") 格子網での SWAN に基づく。0.1°あるいは 11 km 格子網では伊王島 (地点) に対する地形解像度が不足することから、SWAN, YH3 のいずれも過大な波高を与えるのに対して、地形解像度が高い 0.05' (30") 格子網の SWAN では波高は全期間について、周期はピーク時以降で観測値とよく符合する。

以上の結果をまとめると、つぎのようである。

1) 台風モデル風を入力条件とする YH3 モデルに基づく最大波高の最大値 H_{maxM} は約 14 m であるのに対して、MSM・GSM 合成風を入力条件とする YH3 では H_{maxM} は 18 m, SWAN では 17 m 以下であり、後者の場合に 3~4 m 大きい。これは MSM・GSM 合成風、とくに MSM 風の風速が台風モデル風の風速を 6 m/s 以上上まわるためである。

2) 空間解像度を 0.1°, 0.05° (3') および 0.5' とした 3 段階の nested grid を使用した MSM・GSM 合成風入力条件下での SWAN による計算によっても、 H_{maxM} はほとんど変わらない。

Table B2 A list of error statistics on winds (AMeDAS point on airport).

No.	AMeDAS	h	U						θ		
			ρ_U	a_{0U}	σ_U	U_{max}^{cal}	U_{max}^{obs}	$U_{max}^{cal}/U_{max}^{obs}$	ρ_θ	$a_{0\theta}$	σ_θ
1	Kyuutou	55	0.514	2.22	10.1	22.7	11.0	2.07	0.965	1.01	10
2	Kitadaitou	29	0.958	1.57	6.3	22.3	14.9	1.49	0.977	0.99	7
3	Ashimine	10	0.909	1.33	5.3	31.4	24.0	1.31	0.994	1.03	15
4	Kerama	55	0.836	2.11	9.5	25.6	15.6	1.64	0.995	1.02	15
5	Kitahara	14	0.925	1.19	3.3	24.5	21.9	1.12	0.997	0.98	11
6	Aguni	19	0.850	1.93	9.0	29.9	14.8	2.02	0.997	0.97	13
7	Shitaabaru	23	0.738	1.60	5.4	17.5	10.7	1.63	0.997	0.98	11
8	Tokorono	23	0.920	1.42	4.5	18.0	13.1	1.37	0.996	1.00	13
9	Nakasuji	20	0.710	1.62	5.9	17.4	11.7	1.49	0.996	0.97	12
10	Kagamihara	53	0.764	2.01	7.0	17.1	8.5	2.01	0.998	0.98	10
11	Shimoji	18	0.832	1.11	1.9	17.8	16.1	1.11	0.997	1.01	11
12	Yoronjima	22	0.889	1.49	8.8	39.4	34.5	1.14	0.985	0.96	17
13	Okinoerabu	37	0.901	1.42	7.1	35.5	25.0	1.42	0.976	0.97	16
14	Amagi	8	0.896	1.17	3.8	30.0	27.7	1.08	0.988	0.97	13
15	Kikajima	15	0.928	1.97	9.6	29.8	15.8	1.89	0.989	0.97	11
16	Kasari	14	0.908	1.16	3.4	27.7	23.2	1.19	0.989	0.99	8
17	Yakushima	44	0.665	1.12	1.7	14.2	12.5	1.14	0.909	0.98	9
18	Nakatane	24	0.821	2.01	7.4	18.9	9.3	2.02	0.964	0.96	12
19	Kashiragashima	87	0.932	1.98	9.9	32.4	19.8	1.64	0.991	0.97	16
20	Kamioodu	85	0.865	1.47	6.4	25.6	17.7	1.45	0.983	0.95	17

h : m, σ_U : m/s, U_{max}^{cal} , U_{max}^{obs} : m/s, σ_θ : °

3)MSM・GSM 合成風条件のもとに2次式形式の C_d 式および Westhuysen らによる波の発達・減衰式を用いるSWANによれば、 H_{maxM} は16m弱となり、上記のSWAN ($C_d \leq 2.1 \times 10^{-3}$ とする Wu の C_d 式とKomenによる波の発達・減衰式)の結果より0.8m小さくなる。

4)超強風時において風速の抑制をはかったMSM・GSM 合成風条件でのYH3による H_{maxM} は16.6mをとり、SWANによる値に近い値を与える。これは、SWANのように摩擦速度表示の波の発達式を使用するとともに海面の抵抗係数 C_d に上限値を設定することに相当すると考えられる。

5)T1216時には、MSM風は先島諸島から沖縄諸島、奄美諸島にかけて位置する灯台での観測風とかなりよく符合することから、その精度はかなり高いと言える。しかし、九州南西部から北西部の沖合島嶼部に位置する灯台ではMSM風速は観測風速をかなり上まわる傾向にある。ただし、灯台観測風は局所地形の影響を受けた沿岸風を代表するので、海上風であるMSM風の精度を必ずしも検証したことにはならない。

6)T1216時には、MSM風は東シナ海に面したAMeDAS観測20地点(空港に限定)のうち4~5地点でしか観測風と符合せず、他の地点では過大な評価となっている点で、灯台における観測風の場合と大いに異なる。これはMSM風資料には観測風資料に含まれる局所地形の影響が十分に反映されていないことによると推測される。

7)沿岸の観測地点における波浪を再現するためには、高地形解像度格子網での波浪推算が必要である。

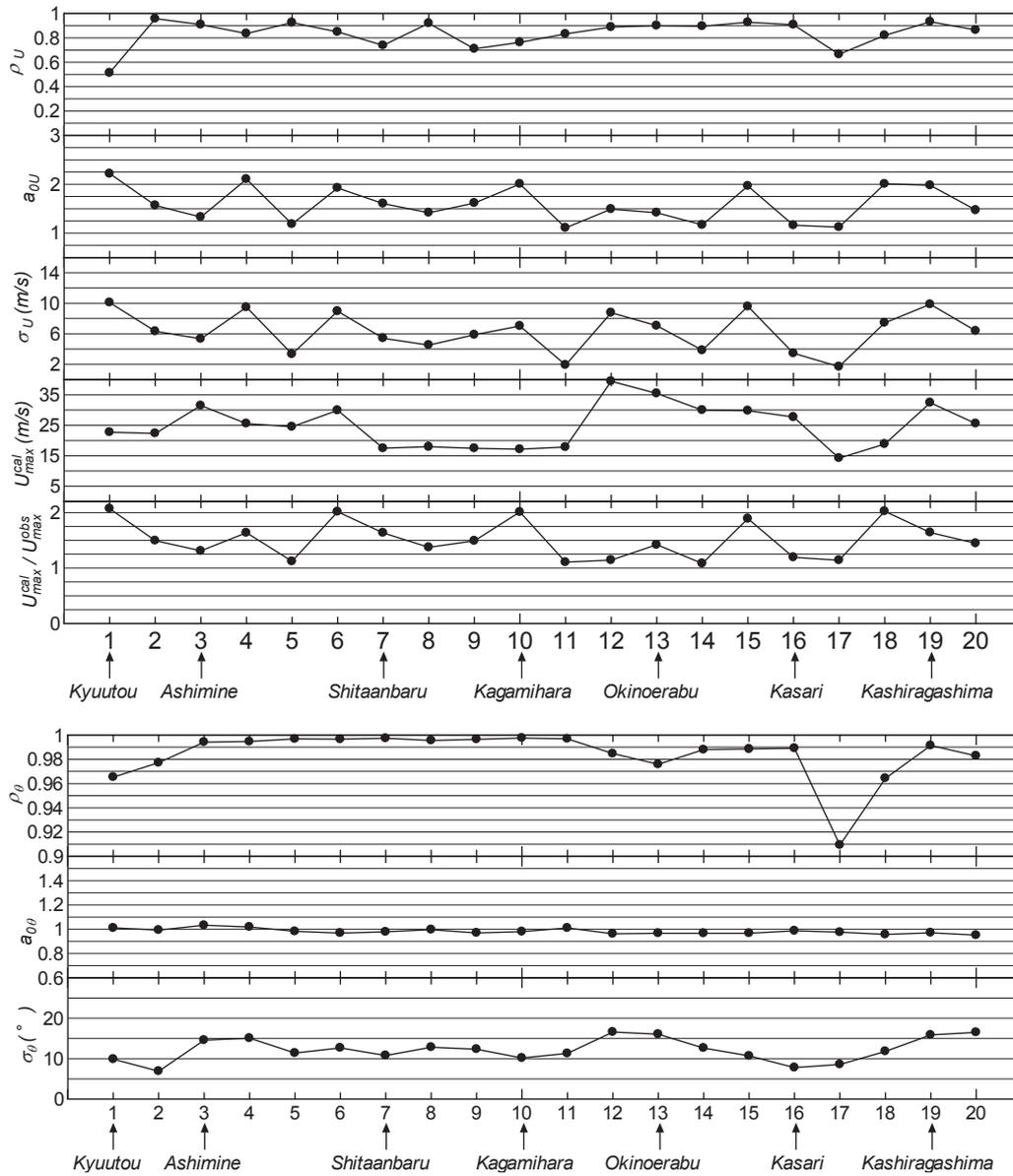


Fig. B14 Location-separated plot of error statistics on winds (AMeDAS point on airport).

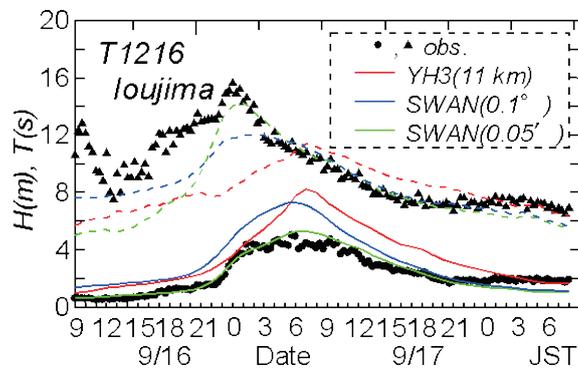


Fig. B15 Comparison between hindcasts and measurements for time variations of wave height and wave period at Ioujima station.

CaO–Al₂O₃–SiO₂ ガラスの耐アルカリ性に及ぼす Al₂O₃ の影響Effect of Al₂O₃ on Alkali Resistance of CaO–Al₂O₃–SiO₂ Glasses

高橋尚志*, 武部博倫*

Shoji TAKAHASHI** and Hiromichi TAKEBE**

The alkali resistance of CaO–Al₂O₃–SiO₂ (CAS) glasses in a series of (50-x)CaO–xAl₂O₃–50SiO₂ with x = 5–30 mol% was studied by MCC-2 static leaching method. CAS plate samples with a size of 9×9×2 mm were immersed in 1.3 mol/L NaOH aqueous solution at 180 °C for 72 h. The weight loss increased with increasing [Al₂O₃]/[CaO] molar ratio for CAS glasses. Especially CAS glasses with [Al₂O₃]/[CaO] ≥ 0.8 had relatively poor alkali resistance. After alkali resistance tests, a white-color layer appeared on the surface of glass samples. The results of SEM-EDX and XRD analyses revealed that an alumina-depleted intermediate layer with a main phase of tobermorite was formed between surface layer and glass part. IR spectra indicated that the CAS glasses with [Al₂O₃]/[CaO] ≥ 0.8 contained mainly mixed-anion structures of SiO₄ and AlO₄ tetrahedra with ring-type morphology and the intermediated layer consisted of a similar mixed-anion structure and –OH, H₂O, and CO₃²⁻ absorption bands. The formation conditions of alumina tobermorite in the intermediate layer were discussed in terms of glass and crystalline structures.

Key words : Calcium aluminosilicate glass, Alkali resistance, Composition, Tobermorite, Structure

1. 緒言

耐アルカリ性を有するガラスは、現在セメント及びコンクリートの補強材や化学工場のプラント施設での部材に利用されている。耐アルカリ性ガラスの代表例は ZrO₂ や Y₂O₃ などを含むケイ酸塩ガラスである^{[1]-[4]}。一方、ZrO₂ や Y₂O₃ を含まないケイ酸塩ガラスはアルカリ溶液に対して腐食されやすく^{[4], [5]}、特に Al₂O₃ については、ケイ酸塩ガラスの耐アルカリ性を著しく低下させることが知られている^{[4], [6]}。

両性酸化物である Al₂O₃ は、ガラスネットワークの形成に寄与する網目形成酸化物だけでなく、ガラスネットワークの切断に寄与する網目修飾酸化物などの働きをしている^{[7], [8]}。ガラス形成に対して、これらの役割を有する Al₂O₃ はアルミノケイ酸塩ガラスの熱的特性^{[9], [10]}や構造^{[11], [12]}に対して大きな影響を与える。

我々は、第一報で 45–60 mol% の SiO₂ を含み、かつ [Al₂O₃]/[CaO] < 1.0 の範囲における CaO–Al₂O₃–SiO₂ ガラス (以下 CAS ガラスと略記) について熱的特性と構造への Al₂O₃ の添加効果を研究した^[13]。その結果、Al₂O₃ 含有量の増大が熱的特性としてのガラス転移温度 T_g の上昇と線膨張係数 α の減少に寄与することを示した。また赤外(IR)スペクトルからは、[Al₂O₃]/[CaO] > 0.6 の組成において Al₂O₃ を含む ((Si, Al)_nO_{3n})²⁻ (n は整数) の環状構造の形成を確認しており、この SiO₄ 及び AlO₄ 四面体から成る環状構造の形成が T_g や α に影響することを明らかにした。第二報では、CAS ガラスの組成範囲を拡大し、SiO₂

* 松山市文京町3 愛媛大学大学院理工学研究科 物質生命工学専攻

** Department of Materials Science and Biotechnology, Graduate School of Science and Engineering, Ehime University, Matsuyama, Japan. E-mail takebe.hiromichi.mk@ehime-u.ac.jp

原稿受理 平成26年10月31日

を 10–60 mol% 含む, $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{CaO}] < 1.0$ から $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{CaO}] \geq 1.0$ の組成域の CAS ガラスについて密度, T_g 及び α を評価し, IR 分光による構造解析を行った^[14]。その結果, CAS ガラスの密度や熱的物性が $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{CaO}] = 1.0$ を境として変化することがわかった。また, $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{CaO}] > 1.0$ の組成域では Al_2O_3 のガラス構造に対する役割が変化しており, AlO_4 四面体同士の連結による A–O–Al 結合^{[15], [16]}と AlO_5 ^{[17], [18]}に帰属される IR 吸収帯が新たに認められた。

以上のように, 我々は CAS ガラスの構造が $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{CaO}]$ モル比に伴い変化することを示してきた。 Al_2O_3 の添加によるガラス構造の変化は密度や熱的特性だけでなく, ガラスの化学的耐久性や強度など, 他の特性に対しても影響を与えることが予想される。特にガラスの化学的耐久性の一つである耐アルカリ性に関しては, 前述のように Al_2O_3 がケイ酸塩系ガラスの耐アルカリ性を著しく低下させることが知られている^{[4], [6]}。しかしながら, Al_2O_3 の添加によるガラス構造の変化の観点から, アルミノケイ酸塩ガラスの耐アルカリ性に対して考察された研究報告例は著者らが知る限りほとんどない。

そこで本研究では, $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{CaO}]$ モル比を変化させた CAS ガラスに対して耐アルカリ性を評価し, Al_2O_3 の添加が耐アルカリ性に及ぼす影響をガラス構造の変化から考察した。耐アルカリ性の評価は NaOH 水溶液を浸液に用い, ガラス試料の重量変化により行った。また SEM-EDX を用いて耐アルカリ試験後のガラス試料断面を観察し, 元素マッピングを行うことで腐食に伴う微細構造の変化について調査を行った。

2. 実験方法

本研究で用いた CAS ガラスの組成は $(50-x)\text{CaO}-x\text{Al}_2\text{O}_3-50\text{SiO}_2$ ($x = 5, 10, 12.5, 15, 18.7, 20, 20.6, 22.2, 23.7, 25, 30 \text{ mol\%}$) である。CAS ガラスは熔融冷却法で作製した^[13]。

耐アルカリ性の評価は, MCC-2 (静的浸出試験法) にて行った。ステンレス製耐圧容器内に蓋付きテフロン容器を設置し, その容器内に $9 \times 9 \times 2 \text{ mm}$ のガラス試料をテフロン糸で吊るした後, 1.3 mol/L NaOH 水溶液中に浸した (試験前 pH~13.2)。その後, 耐圧容器を恒温槽の中に入れ, $180 \text{ }^\circ\text{C}$ にて 72 時間浸漬させることで耐アルカリ試験を行った。耐アルカリ試験後, ガラス試料の重量減少量を調べた。また, 結果にて詳述するが, 耐アルカリ試験後に形成されたガラス試料表面の白い変質層について, SEM-EDX (JSM-6510LA, JEOL 製) を用いて試料断面を観察し, 元素マッピングを行った。その後変質層について, XRD (X'Pert Powder, PANalytical 製) 分析を行い, フーリエ変換赤外分光光度計 FTIR (IR Prestige-21, 島津製作所製) を用いて KBr 拡散反射法により構造解析を行った。構造解析の際には耐アルカリ試験前のガラス試料を比較に用いた。なお KBr 粉末と変質層試料との重量混合比は 10 : 1 の割合とした。

3. 実験結果

3.1 重量変化

CAS ガラスの耐アルカリ試験前後の試料外観を Fig.1 に示す。試験前のガラス試料は無色透明であるが (Fig.1 (a)), 試験後のガラス試料は白色の変質層に覆われている (Fig.1 (b))。この巨視的な外観の変化は $(50-x)\text{CaO}-x\text{Al}_2\text{O}_3-50\text{SiO}_2$ ガラス系列の全ての組成で認められた。

Fig.2 (a), (b) は, 耐アルカリ試験後のガラス試料について重量減少量 (%) と単位表面積

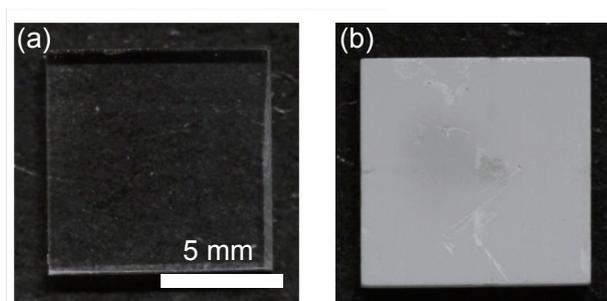


Fig.1 Glass samples of (a) before and (b) after alkali resistance tests.

あたりの重量変化量 (kg/mm^2) の $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{CaO}]$ モル比に対する変化を示している。定性的には $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{CaO}]$ モル比の増加と共に重量減少量は増大している。また $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{CaO}] > 1.0$ では重量減少量が顕著に増加している。

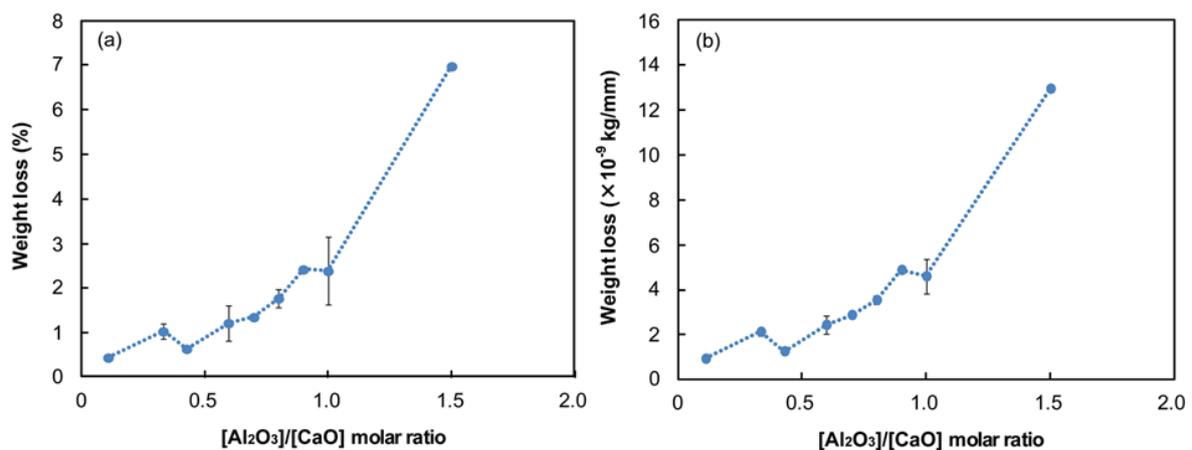


Fig.2 Variations of weight loss as a function of $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{CaO}]$ molar ratio in $(50-x)\text{CaO}-x\text{Al}_2\text{O}_3-50\text{SiO}_2$ glasses ($x = 5, 12.5, 15, 18.7, 20.6, 22.2, 23.7, 25, 30$ mol%) after alkali resistance tests. (a) Weight loss (%) and (b) weight loss per a unit area.

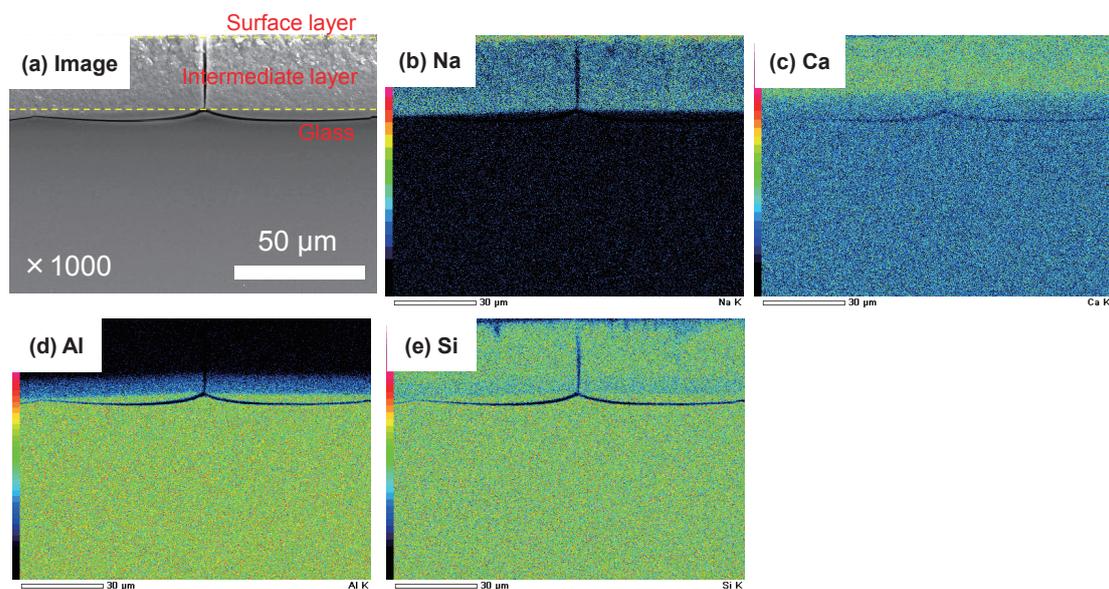


Fig.3 A typical image of cross section and element mapping by using SEM-EDX for a 25mol% $\text{CaO}-25\text{mol}\% \text{Al}_2\text{O}_3-50\text{mol}\% \text{SiO}_2$ glass after the alkali resistance test. (a) SEM image, (b) Na, (c) Ca, (d) Al, and (e) Si.

3.2 SEM-EDX による試料断面の観察

耐アルカリ試験後のガラス試料はいずれも白色の変質層によって覆われていた (Fig.1 (b))。この変質層とガラス部分との断面を SEM-EDX によって観察した結果を Fig.3 に示す。Fig.3 (a) の SEM 像から、耐アルカリ試験後の CAS ガラスは、変質層とガラス部分とに分かれていることが知られる。また EDX

Table 1 Composition analysis of intermediate layer by using SEM-EDX.

Glass composition (mol%)	$\frac{[\text{Al}_2\text{O}_3]}{[\text{CaO}]}$	Composition of intermediate layer (mol%)			
		Na_2O	CaO	Al_2O_3	SiO_2
45CaO–5Al ₂ O ₃ –50SiO ₂	0.1	1.4	55.4	0.5	42.7
37.5CaO–12.5Al ₂ O ₃ –50SiO ₂	0.3	0.0	47.1	1.0	51.9
35CaO–15Al ₂ O ₃ –50SiO ₂	0.4	1.4	51.0	1.0	46.6
29.4CaO–20.6Al ₂ O ₃ –50SiO ₂	0.7	0.7	51.3	1.8	46.3
27.8CaO–22.2Al ₂ O ₃ –50SiO ₂	0.8	6.8	47.2	2.4	43.7
26.3CaO–23.7Al ₂ O ₃ –50SiO ₂	0.9	9.4	42.8	2.5	45.3
25CaO–25Al ₂ O ₃ –50SiO ₂	1.0	1.6	48.3	2.8	47.3
20CaO–30Al ₂ O ₃ –50SiO ₂	1.5	3.6	46.9	5.0	44.6

による元素マッピングの結果から変質層は、Na含有量の多い表面層 (Surface layer) と、ガラス部分に比べて Al₂O₃ 含有量が少なく CaO と SiO₂ の含有量が多い中間層 (Intermediate layer) に分類される。

Table 1 に示す中間層の点分析の結果からわかるように、中間層は Al₂O₃ を 0.5–5 mol% 含有し、CaO と SiO₂ を 42–55 mol% 含んでいる。Fig.3 (d) の Al の元素マッピングでは中間層とガラス部分の界面に Al 濃度が増加している層が確認される。この層はいずれの $\frac{[\text{Al}_2\text{O}_3]}{[\text{CaO}]}$ モル比の試料においても確認されており、その厚みは約 10 μm であった。

また中間層の厚みは、 $\frac{[\text{Al}_2\text{O}_3]}{[\text{CaO}]}$ モル比の増加とともに増加している (Fig.4)。特に $\frac{[\text{Al}_2\text{O}_3]}{[\text{CaO}]} = 0.1$ –0.7 の組成域では中間層の厚みが 10 μm 程度であるが、 $\frac{[\text{Al}_2\text{O}_3]}{[\text{CaO}]} \geq 0.8$ では 40 μm 以上の厚みを有している。

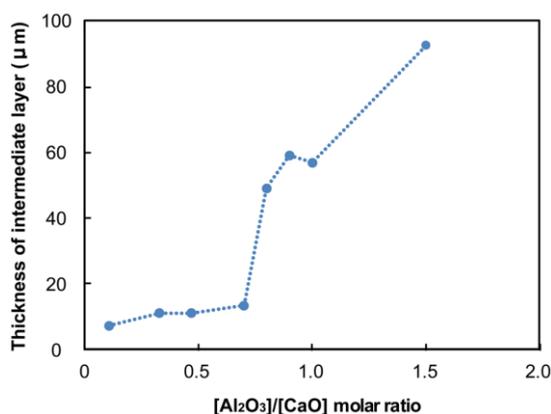


Fig.4 Variation of thickness of intermediate layer as a function of $\frac{[\text{Al}_2\text{O}_3]}{[\text{CaO}]}$ molar ratio in $(50-x)\text{CaO}-x\text{Al}_2\text{O}_3-50\text{SiO}_2$ glasses.

3.3 中間層における結晶相の同定

Fig.5 には中間層の XRD パターンを示す。 $\frac{[\text{Al}_2\text{O}_3]}{[\text{CaO}]} = 0.1$ の CAS ガラスについては、ヒドロ

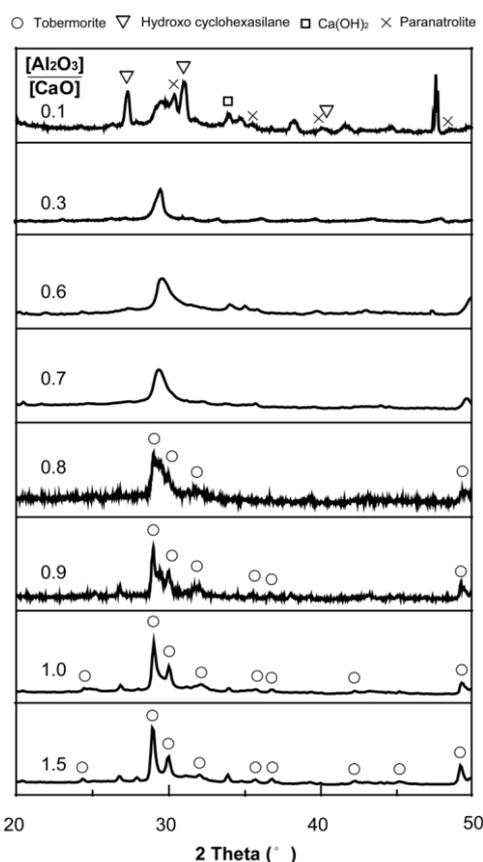


Fig.5 XRD patterns of intermediate layers in $(50-x)\text{CaO}-x\text{Al}_2\text{O}_3-50\text{SiO}_2$ glasses after alkali resistance tests.

キソシクロヘキサシラン, $\text{Ca}(\text{OH})_2$ 及びパラナトロライト ($\text{Na}_2\text{O}-\text{Al}_2\text{O}_3-3\text{SiO}_2-3\text{H}_2\text{O}$)が検出されている。 $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{CaO}] = 0.3-0.7$ では XRD ピークがブロードであり, その帰属が困難であった。 $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{CaO}] = 0.8$ からトバモライト ($5\text{CaO}-6\text{SiO}_2-\text{H}_2\text{O}$) のピークが出現し始め, $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{CaO}] \geq 0.9$ ではトバモライトのピークが明確に認められている。

3.4 IR による構造解析

耐アルカリ性の試験後に形成される中間層について IR スペクトルにより構造解析を行った。IR スペクトルの評価の際に, 中間層のみを選択的に取り出すことができたのは $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{CaO}] = 0.3, 0.6, 0.9$ 及び 1.0 の CAS ガラスであったため, Fig.6 にはこれら 4 つの組成についての結果を示した。Fig.6 (a) と (b) はそれぞれ耐アルカリ試験前のガラスと中間層の IR スペクトルを表している。Fig.6 (a) では, $960-970 \text{ cm}^{-1}$ に Si-O ν_3 振動ピーク^{[19], [20]}が出現しており, このピークは $((\text{Si}, \text{Al})_n\text{O}_{3n})^{2-}$ (n は整数) の環状構造に帰属される^[13]。Fig.6 (b) においても同様の波数領域に Si-O ν_3 振動によるピークが確認できることから, $(\text{Si}_n\text{O}_{3n})^{2-}$ または $((\text{Si}, \text{Al})_n\text{O}_{3n})^{2-}$ の環状構造^[13]が形成されていると判断される。また, Fig.6 (b) の中間層には $3500-3400 \text{ cm}^{-1}$ に-OH 基による振動の吸収帯^[21]と 1640 cm^{-1} の H_2O による変角振動^[22]及び 1450 cm^{-1} 付近に CO_3^{2-} の振動の吸収帯^[21]が確認される。一方 Fig.6 (a) の耐アルカリ試験前のガラス試料では, これらの吸収帯は確認されないことが知られる。

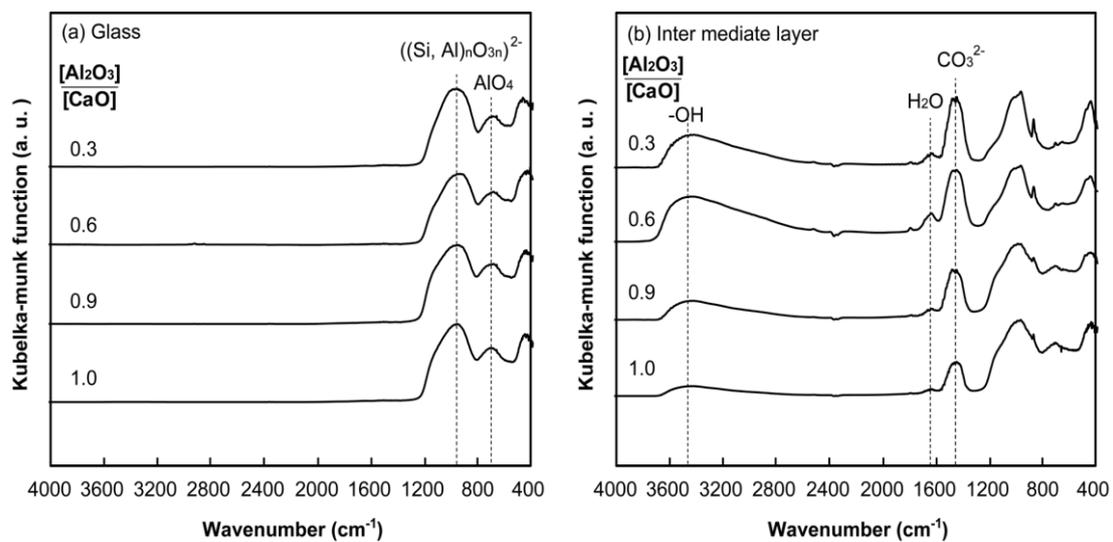


Fig.6 Infrared spectra of (a) glass and (b) intermediate layer for $(50-x)\text{CaO}-x\text{Al}_2\text{O}_3-50\text{SiO}_2$ glasses.

4. 考察

4.1 重量減少及び中間層の厚み変化

ケイ酸塩ガラスの耐アルカリ性については, SiO_4 四面体によるガラスネットワークが-OH によって切断されることで反応が進むこと^[23], Al_2O_3 含有量が多いほど耐アルカリ性が低下することが知られている^{[4], [6]}。また, 浸液の種類や pH によってガラスからの溶出量が変化することが報告されている^[5]。本研究での CAS ガラスの耐アルカリ試験において, $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{CaO}]$ モル比の増加 (Al_2O_3 含有量の増加) に伴い重量減少量と中間層の厚みは増加した。特に $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{CaO}] \geq 0.8$ で中間層の厚みが顕著に増大しており, $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{CaO}] \leq 1.0$ の CAS ガラスに比べて $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{CaO}] > 1.0$ の CAS ガラスの重量減少量は著しく増大した。

前報^{[13], [14]}において, $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{CaO}] > 1.0$ の CAS ガラスでは AlO_4 四面体同士の連結による Al-O-Al 結合や AlO_5 が存在していた。Al-O-Al の結合^{[15], [16]}は, Si-O-Al 結合^[24]より不安定であり, SiO_2 を多量に含む $\text{Na}_2\text{O}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2$ ガラスや $\text{CaO}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2$ ガラス中ではほとんど存在しない。また, $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{CaO}] > 1.0$ の組成域では, Al_2O_3 が AlO_4 四面体を形成するのに必要な電価補償陽イオンの Ca^{2+} が不足するために, AlO_4 以外に AlO_5 が生成することが確認されている。この不安定な Al-O-Al 結合の存在とそれに伴う CAS ガラス中での Al_2O_3 の微視的なレベルでの偏在, また AlO_5 多面体の存在が耐アルカリ試験における重量減少を加速させ, それと共に Al_2O_3 成分の溶出した中間層の厚みが著しく増したものと考えられる。

4.2 中間層の分析

SEM-EDX による結果から, 耐アルカリ試験後のガラス試料表面に形成される変質層は, 表面層と中間層で構成されていた。浸液に NaOH 水溶液を用いたために, 表面層では NaOH がガラス表面に付着し, Na が中間層に比べて多く検出されたものと推定される。中間層側にも少量の Na が検出され, Al の拡散している様子がみられることから, 浸液である NaOH 水溶液側に Al が溶出し, Na がガラス側に入り込んでいたものと考えられる。しかし Table 1 の中間層の組成によれば, Al_2O_3 の溶出した分量 (約 4-25 mol%) のすべてが酸化物の形態を仮定した Na_2O のみで補われているのではなく, Na_2O は数 mol%含まれているだけであった。従って, Al_2O_3 が溶出した後に形成される中間層では, 電価補償のために Na_2O だけでなく H_2O がガラス中に入り込んでいるものと推測される。また中間層は, SEM-EDX による解析から 0.5-5 mol% の Al_2O_3 と 45-50 mol% の CaO 及び SiO_2 から構成されていることがわかった。重量減少の結果によれば, $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{CaO}]$ モル比の増加に伴い重量減少量が増加していることから, ガラス中の Al_2O_3 成分が優先的に溶出し, Al_2O_3 含有量の少ない中間層が形成されたものと考えられる。

中間層部分に対する XRD の結果からは, $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{CaO}] = 0.1$ では-OH 基を含むヒドロキソシクロヘキサランと $\text{Ca}(\text{OH})_2$ 及びパラナトロライト ($\text{Na}_2\text{O}-\text{Al}_2\text{O}_3-3\text{SiO}_2-3\text{H}_2\text{O}$) の回折ピークが検出された。 $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{CaO}] = 0.3-0.7$ ではブロードな回折ピークを示し, $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{CaO}] \geq 0.8$ からトバモライトとみられる結晶の回折ピークが確認されている。

トバモライトは $5\text{CaO}-6\text{SiO}_2-5\text{H}_2\text{O}$ の化学組成で表される水和物の結晶で, Si^{4+} の一部が Al^{3+} と置換されたアルミナトバモライト ($10\text{CaO}-\text{Al}_2\text{O}_3-10\text{SiO}_2-11\text{H}_2\text{O}$) の結晶も存在し^{[25], [26]}, どちらも XRD による回折ピークがほぼ同じである。Table 1 に示す中間層の組成は Al_2O_3 を含んでおり, 本実験で得られた中間層はアルミナトバモライトの組成に近い^{[25], [26]}。また, 中間層部分に対して IR 分光による構造解析を行った結果, 波数 $3500-3400\text{ cm}^{-1}$ と 1640 cm^{-1} に-OH 基と H_2O による変角振動のピークがそれぞれ出現したことから, 水和物が生成されたものと判断することができる。波数 $970-960\text{ cm}^{-1}$ の IR 吸収帯は Si-O ν_3 振動によるものであり, この吸収ピークは $(\text{Si}_n\text{O}_{3n})^{2-}$ または Si の一部が Al に置換された $((\text{Si}, \text{Al})_n\text{O}_{3n})^{2-}$ の環状構造に帰属される。Fig.6 (a), (b) のいずれにおいても, 同波数付近にこの環状構造によるピークが出現していることは, ガラスとトバモライトを主な結晶相とする中間層の陰イオン構造とが類似していることを示している。

Fig.7 には CAS ガラス中に含まれるケイ酸塩陰イオンの形態とトバモライトの結晶構造を示した^{[13], [19]}。前報より, 40-60 mol% の SiO_2 を含む CAS ガラスについては, $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{CaO}] \leq 0.6$ の組成域において Fig.7 (a), (b) に示す $(\text{Si}_2\text{O}_7)^{6-}$ と $(\text{Si}_{2n}\text{O}_{5n})^{2n-}$ のケイ酸塩陰イオンが形成され, $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{CaO}] > 0.6$ では Fig.7 (c) に示す $((\text{Si}, \text{Al})_n\text{O}_{3n})^{2-}$ の環状構造あるいは Fig.7 (d) のランダムネットワークが形成されていることを報告した。Fig.7 (e) に示すように, トバモライトの結晶構造はカルシウムイオン層と SiO_4 四面体の八員環からなる層状構造であることから, $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{CaO}] \geq 0.6$ で出現する環状構造に部分的に類似している。従って, $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{CaO}]$ モル比が大きい CAS ガラス組成でトバモライトが形成されたことは CAS ガラスの環状構造がトバモライトの原子構造に部分的に近いことに関連性があるものと考え

られる。また、Table 1 に示す組成分析の結果から中間層には Al_2O_3 が少量含まれている。この組成分析の結果と SiO_4 四面体の八員環を繋ぐ Si^{4+} と Al^{3+} が置換されたアルミナトバモライトの結晶^{[25], [26]}が存在することを合わせることにより、中間層における主要な結晶相はアルミナトバモライトであると判断される。

4.3 トバモライトの生成条件

トバモライトの結晶は、スラグやガラスなどのセラミックス材料を水熱合成することで容易に得られる化合物であり、基本的には $\text{Ca}(\text{OH})_2$ と非晶質 SiO_2 を混合し、オートクレーブ中で水と反応させることで合成される^{[27], [28]}。

これまでに高炉スラグや合成スラグ ($\text{CaO}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2$ 系) に対して水熱ホットプレス法を用いることでトバモライトの結晶を生成した報告^[29]があり、そのスラグ組成は SiO_2 を 50 mol% 程度含み、 Al_2O_3 を 10–15 mol%程度含んだものである。また、Matekons ら^[30]は CaO 、 $\text{SiO}_2-\text{H}_2\text{O}$ 及び $\gamma-\text{Al}_2\text{O}_3$ モル比の条件を $[\text{CaO}]/[\text{SiO}_2+\text{Al}_2\text{O}_3]=0.83$ かつ $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{SiO}_2+\text{Al}_2\text{O}_3]=0$ または 0.025 として、さらに NaOH を添加し、 175°C の飽和蒸気圧下でトバモライトの水熱合成を行っている。彼らの報告^[30]では、 NaOH がトバモライトの初期生成過程において重要な役割を担うが、トバモライトの結晶化がある程度進行すると NaOH の添加効果は小さくなり、また Al_2O_3 を加えることで通常のトバモライト中の Si^{4+} の一部が Al^{3+} に置換した結晶が析出するとしている。本研究では、 $(50-x)\text{CaO}-x\text{Al}_2\text{O}_3-50\text{SiO}_2$ ガラスについて 180°C の耐圧容器中に 1.3 mol/L NaOH 水溶液を加えて耐アルカリ試験を行っており、この耐アルカリ試験の条件がトバモライトの形成に必要な条件に近いために、 Si^{4+} の一部が Al^{3+} に置換されたアルミナトバモライトが形成されたものと考えられる。

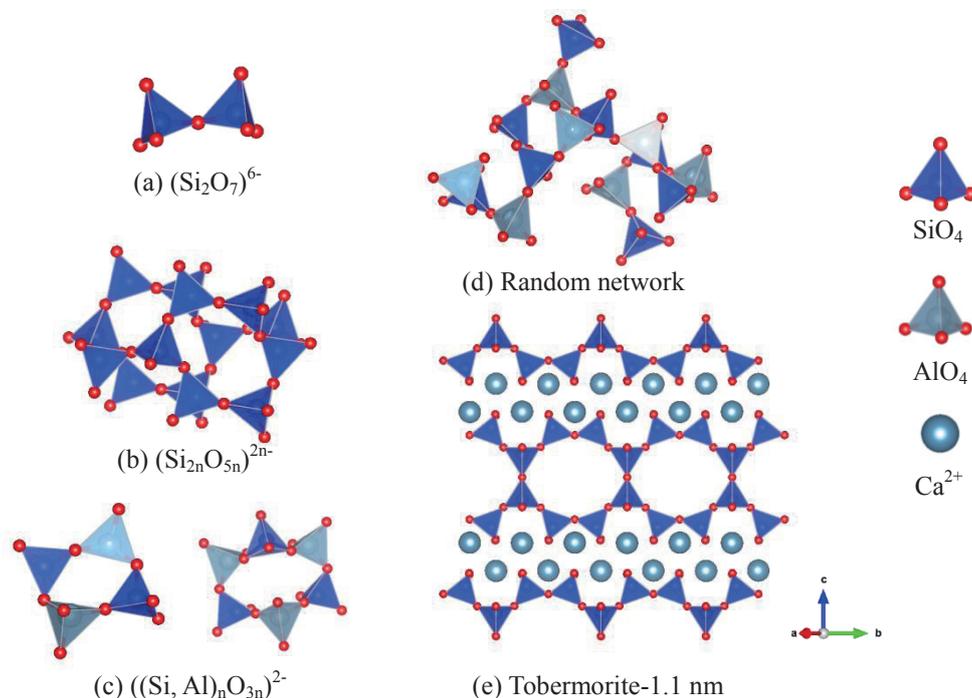


Fig.7 Schematic structures of silicate anions: (a) $(\text{Si}_2\text{O}_7)^{6-}$ dimer, (b) $(\text{Si}_{2n}\text{O}_{5n})^{2n-}$ discrete, (c) $((\text{Si}, \text{Al})_n\text{O}_{3n})^{2-}$ ring structure, (d) random network, and (e) $5\text{CaO}-6\text{SiO}_2-5\text{H}_2\text{O}$ tobermorite.

5. 結言

本研究では、 $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{CaO}]$ のモル比を変化させたときの $(50-x)\text{CaO}-x\text{Al}_2\text{O}_3-50\text{SiO}_2$ ガラス($x = 5-30$ mol%) について耐アルカリ試験を行った。その結果、耐アルカリ試験後のガラス試料は白い変質層で覆われ、この変質層は Na を含む表面層と CaO 及び SiO_2 を主に含む中間層から形成されていることがわかった。ガラス試料の重量減少量と中間層の厚みはいずれも $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{CaO}]$ モル比の増加と共に増大した。特に $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{CaO}] \geq 0.8$ の領域では重量減少や中間層の厚みが顕著に増加していた。

IR 分光による構造解析から、ガラス試料では SiO_4 及び AlO_4 四面体から成る $((\text{Si}, \text{Al})_n\text{O}_{3n})^{2-}$ の環状構造の形成を確認し、耐アルカリ試験後の中間層には $(\text{Si}_n\text{O}_{3n})^{2-}$ または $((\text{Si}, \text{Al})_n\text{O}_{3n})^{2-}$ の環状構造や $-\text{OH}$ 基、 H_2O の変角振動の出現が確認されている。

XRD と SEM-EDX による分析結果を合わせることで、 $[\text{Al}_2\text{O}_3]/[\text{CaO}] \geq 0.8$ の組成領域では中間層にアルミナトバモライトが主な結晶相として確認されている。この組成条件では、CAS ガラスのネットワークの一部を形成する $((\text{Si}, \text{Al})_n\text{O}_{3n})^{2-}$ の環状構造がトバモライトの原子構造に部分的に類似しており、耐アルカリ試験で Al_2O_3 成分が NaOH 水溶液中に溶出するとともに H_2O がガラス側へ侵入することにより、アルミナトバモライトが形成されたものと考えられる。

6. 引用文献

- [1] K. Inoue, O. Matsuda, M. Daimon, and R. Kondo : Study on Alkali Corrosion of ZrO_2 Containing Silicate Glass, *Yogyo-Kyokai-Shi*, 88, 11, pp. 16–21, 1980.
- [2] K. Kamiya, S. Sakka, and Y. Tatemichi : Preparation of Glass Fibres of the ZrO_2 - SiO_2 and Na_2O - ZrO_2 - SiO_2 Systems from Metal Alkoxides and Their Resistance to Alkaline Solution, *Journal of Materials Science*, 15, pp. 1765–1771, 1980.
- [3] 上部隆男, 田中実, 陸井史子, 清水伸夫, 鈴木誠一 : 液面計用耐アルカリ性ガラスの開発, 東京都立工業技術センター研究報告, 26, pp. 77–80, 1997.
- [4] H. Ohta and Y. Suzuki : Chemical Durability of Glasses in the Systems, *Reports Res. Lab. Asahi Glass Co. Ltd.*, 30, 1, pp. 11-23, 1980.
- [5] T. Ishikawa, T. Takagi, Y. Kawamoto, and S. Tsuchihashi : Corrosion of Na_2O - CaO - SiO_2 Glass by Alkaline Solution, *Journal of the Ceramic Society of Japan*, 87, 1, pp. 57–63, 1979.
- [6] A. Paul and M. S. Zaman : The Relative Influences of Al_2O_3 and Fe_2O_3 on the Chemical Durability of Silicate Glasses at Different pH Values, *Journal of Materials Science*, 13, pp. 1499–1502, 1978.
- [7] E. D. Lacy : Aluminum in Glasses and in Melts, *Physics and Chemistry of Glasses*, 4, 6, 234–238, 1963.
- [8] B. O. Mysen: *Structure and Properties of Silicate Melts*, 1988.
- [9] E. F. Riebling : Structure of Sodium Aluminosilicate Melts Containing at Least 50 mole % SiO_2 at 1500 °C , *The Journal of Chemical Physics*, 44, 8, pp. 2857–2865, 1965.
- [10] M. J. Toplis, D. B. Dingwell, and T. Lenzi : Peraluminous Viscosity Maxima in Na_2O - Al_2O_3 - SiO_2 Liquids: The Role of Triclusters in Tectosilicate Melts, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 61, 13, pp. 2605–2612, 1997.
- [11] D. R. Neuville, L. Cormier, and D. Massiot : Al Coordination and Speciation in Calcium Aluminosilicate Glasses: Effect of Composition Determined by ^{27}Al MQ-MAS NMR and Raman Spectroscopy, *Chemical Geology*, 229, pp. 173–185, 2006.
- [12] M. Okuno, N. Zotov, M. Schmucker, and H. Schneider : Structure of SiO_2 - Al_2O_3 Glasses: Combined X-ray Diffraction, IR and Raman Studies, *Journal of Non-Crystalline Solids*, 351, pp. 1032–1038, 2005.

- [13] S. Takahashi, K. Ueda, A. Saitoh, and H. Takebe : Compositional Dependence of the Thermal Properties and Structure of CaO–Al₂O₃–SiO₂ Glasses with a Molar Ratio of CaO/Al₂O₃, *Journal of MMIJ*, 128, 3, 150–154, 2012.
- [14] S. Takahashi, D. R. Neuville, and H. Takebe: Thermal Properties, Density and Structure of Peralcic and Peraluminus CaO–Al₂O₃–SiO₂ Glasses, *Journal of Non-Crystalline Solids*, submitted.
- [15] W. Loewenstein, M. Loewenstein, and C. S. Paulo : The Distribution of Aluminum in the Tetrahedra of Silicates and Aluminates, *American Mineralogist*, 39, pp. 92–96, 1954.
- [16] J. F. Stebbins, S. K. Lee, and J. V. Oglesby : Al–O–Al Oxygen Sites in Crystalline Aluminates and Aluminosilicate Glasses: High-Resolution Oxygen-17 NMR Results, *American Mineralogist*, 84, pp. 983–986, 1999.
- [17] J. F. Stebbins and Z. Xu : NMR Evidence for Excess Non-bridging Oxygen in an Aluminosilicate Glass, *Nature*, 390, 6, pp. 60–62, 1997.
- [18] L. M. Thompson and J. F. Stebbins : Non-stoichiometric Non-bridging Oxygens and Five Coordinated Aluminum in Alkaline Earth Aluminosilicate Glasses: Effect of Modifier Cation Size, *Journal of Non-Crystalline Solids*, 358, pp. 1783–1789, 2012.
- [19] T. Yanagase and Y. Suginoara : Physical Properties and Structure of Slag Melt, *Tetsu-to-Hagane*, 57, pp. 142–157, 1971.
- [20] T. Yanagase and Y. Suginoara : On the Infrared Absorption Spectra of Glasses in system CaO–Al₂O₃–SiO₂, *Journal of the Japan Institute of Metals*, 33, pp. 443–448, 1969.
- [21] K. Nakamoto : *Infrared and Raman Spectra of Inorganic and Coordination Compounds*, Forth Edition, A Wiley-Interscience Publication, 1986.
- [22] P. F. McMillan and R. L. Remmele, Jr. : Hydroxyl Sites in SiO₂ Glass: A Note on Infrared and Raman Spectra, *American Mineralogist*, 71, pp. 772–778, 1986.
- [23] R. H. Doremus: *Glass Science*, Wiley-Interscience Publication, 1973.
- [24] P. J. Dirken, S. C. Kohn, M. E. Smith, and E. R. H. van Eck: Complete Resolution of Si–O–Si and Si–O–Al Fragments in an Aluminosilicate Glass by ¹⁷O Multiple Quantum Magic Angle Spinning NMR Spectroscopy, *Chemical Physics Letters*, 266, pp. 568–574, 1997.
- [25] S. Merlino, E. Bonaccorsi, and T. Armbruster: Tobermorites: Their Real Structure and Other-Disorder (OD) Character, *American Mineralogist*, 84, pp. 1613–1621, 1999.
- [26] S. Yamazaki and H. Toraya: Determination of Positions of Zeolitic Calcium Atoms and Water Molecules in Hydrothermally Formed Aluminum-Substituted Tobermorite-1.1 nm Using Synchrotron Radiation Powder Diffraction Data, *Journal of the American Ceramic Society*, 84, 11, pp. 2685–2690, 2001.
- [27] 延谷宏治, 床次正安, 高橋恒司, 光田武 : 11 Å tobermorite の生成過程と出発物質, *鉱物雑誌*, 14 巻, 2 号, pp. 172–180, 1980.
- [28] T. Yoshikawa, M. Hosokawa, and T. Tanaka: MgO Effect on Hydrothermal Solidification of Blast Furnace Slag, *ISIJ International*, 48, 5, pp. 557–562, 2008.
- [29] Z. Jing, K. Suzuki, and T. Hashida: Solidification of Coal Fly Ash Using Hydrothermal Processing Method, *Journal Materials Science*, 41, pp. 1579–1584, 2006.
- [30] G. Matekonis, R. Siauciunas, and D. Vaiciukyniene: Hydrothermal Synthesis and Characterization of Na⁺ and [Al³⁺ + Na⁺]-Substituted Tobermorite in CaO–SiO₂·nH₂O–H₂O system, ISSN 1392–1320 *Materials Science*, 16, 3, pp. 242–248, 2010.

愛媛大学工学部工学ジャーナル論文投稿規程

平成19年4月1日
広報委員会決定

1. 愛媛大学工学部工学ジャーナルの刊行目的

愛媛大学工学部工学ジャーナルは、愛媛大学大学院理工学研究科（工学系）教員・工学部職員（以下「工学系教員」という。）及び外部投稿者による、工学関係の独創的で、かつ、優れた学術研究の成果を広く公表することを目的として刊行するものとする。

2. 愛媛大学工学部工学ジャーナルの編集

愛媛大学工学部工学ジャーナルの編集は、愛媛大学大学院理工学研究科（工学系）広報委員会（以下「広報委員会」という。）がこれに当たる。

編集に当たる広報委員会は、論文の受理、採否の決定、校閲等を行う。

3. 論文

論文は、指定投稿論文及び一般投稿論文とする。

指定投稿論文は、次のとおりとする。

- (1) 工学系教員が学協会による学会賞等を受賞した研究業績をまとめたもの
- (2) 工学系教員が学協会の機関誌に記述した、先端的研究に関する解説、総説等の内容を再編集したもの（ただし、著作権に関しては、執筆者が事前に学協会の承認を得ること。）
- (3) 学生が学協会の学会賞等を受賞した業績を指導教員がまとめたもの
- (4) 各コースが推薦する論文
- (5) 当該年度末の定年退職予定教員による学術研究に関する論文
- (6) その他、広報委員会で認めたもの

(1)～(3)にいう学協会は、日本学術会議の登録学術研究団体に限る。

(4)の各コース推薦論文は、各コース3編以内とし、学協会の機関誌に発表した内容のレビュー的論文で、各コースが誇るものとする。

一般投稿論文は、独創的でアイデアに富む未発表のもの、国際会議の招待講演、国内学会での基調講演、学術交流協定に基づく国際シンポジウムでの講演等をまとめたものとする。

4. 論文執筆及び論文ページ制限

論文は、「愛媛大学工学部工学ジャーナル執筆規程」に基づき作成する。

指定投稿論文中、(5) 当該年度末の定年退職予定教員による学術研究に関する論文では15ページを、その他の論文では10ページを超えないことを原則とする。ただし、広報委員会が必要と認めた場合はこの限りでない。

5. 著作権

- (1) 投稿された論文の著作権は、広報委員会に帰属する。ただし、著者自身が自著の記事を複製、翻訳、翻案等の形で利用することは差し支えない。
- (2) 代表著者は、投稿に際し、著作権委譲書（別紙1）を広報委員会へ提出する。

6. 愛媛大学工学部工学ジャーナルの作成

工学ジャーナルは、冊子体を作成しないで、全ての論文を1枚のCD-ROM等をもって作成する。

7. 投稿料等経費

(1) 投稿料は、投稿者に別途定める投稿料を負担させることができるものとする。

ただし、本規程第3の「指定投稿論文」に関しては、投稿料の負担を免除する。

(2) 投稿者はCD-ROM等の必要枚数を広報委員会に申請する。なお、CD-ROM等の必要枚数が10枚を超えるものについては、投稿者が別途定める経費を負担する。

8. 提出原稿

提出原稿は、オリジナルファイル（Word等）及びPDFファイルとする。

9. 原稿の締切

(1) 申込締切 毎年 8月31日（所定の申込書により申し込む。）

(2) 原稿提出締切 毎年10月31日

(3) 原稿の申込み及び提出先
広報委員会

10. 受理年月日

受理年月日は、広報委員会が原稿を受理した日とする。

論文の掲載の可否については、広報委員長名で通知する。

11. その他の注意事項

原稿受理後、論文内容の変更はできないので、特に留意すること。

（最新改正： 平成18年12月20日 広報委員会決定）

工学ジャーナル論文申込書

コース等名
申込者氏名

整理番号	コース名	著者氏名	題目	指定投稿 一般投稿 の別	指定投稿 の種類	既発表学協会誌 又は 講演会名(年月)	原稿の総 ページ数	CD-ROM 等の必要枚 数	(原稿申込日)	(原稿受理日)
1									月 日	月 日
2									月 日	月 日
									月 日	月 日
									月 日	月 日

(別紙1)

著作権委譲書

愛媛大学工学部工学ジャーナルに投稿する私の以下の論文の著作権は、愛媛大学理工学研究科（工学系）広報委員会に委譲いたします。

論文題目 _____

平成 _____ 年 _____ 月 _____ 日

代表著者氏名 _____

愛媛大学工学部工学ジャーナル論文投稿規程第7に定める投稿料等経費について

愛媛大学工学部工学ジャーナル論文投稿規程第7に定める投稿料等経費については、下記のとおりとする。

記

1. 第7の(1)に定める投稿料

一般投稿論文に係る投稿料は、次のとおりとする。

1 ページ当たりの投稿料の額	900 円
----------------	-------

なお、愛媛大学大学院理工学研究科（工学系）教員・工学部職員が代表著者となる一般投稿論文に係る投稿料は、当分の間、負担させないものとする。

2. 第7の(2)に定めるCD-ROM等の必要枚数が10枚を超えるものに係る経費

指定投稿論文及び一般投稿論文のCD-ROM等の配付枚数は10部とし、これを超える部数を必要とする場合は、投稿者負担とし、負担額は次のとおりとする。

超過1部数当たりの投稿者負担：200円

(最新改正：平成18年12月20日、広報委員会決定 平成19年4月1日施行)

愛媛大学工学部工学ジャーナル論文執筆規程

1. 一般的な留意事項

- (1) 指定投稿論文，一般投稿論文とも，原則として和文または英文論文とする。
- (2) 原稿はそのままCD-ROM等化されるので，原稿はオリジナルファイル（Word等）及びPDFファイルで提出すること。
- (3) 指定投稿論文中，当該年度末の定年退職予定教員による学術研究に関する論文では，図表を含め15ページを，その他の論文では，10ページを超えないことを原則とする。ただし，広報委員会が必要と認めた場合は，この限りでない。
- (4) 原稿はA-4を用い，マージンは和文，英文ともに上20mm，下30mm，左右25mmとする。
- (5) 和文ではMS明朝またはそれに相当する文字種を，英文ではTimes New Romanまたはそれに相当する文字種とする。
- (6) 文字サイズは，題目は14ポイント（ゴシック体），副題は12ポイント（ゴシック体），著者氏名は12ポイントとし，いずれも中央揃えとする。緒言，結果と考察等の見出し（中央揃え），内容展開に必要な見出し（左端揃え）は12ポイント（ゴシック体）とする。要約，キーワード，本論，謝辞，引用論文，付録はいずれも10ポイントとする。
- (7) 要約，キーワード，本論，謝辞，引用論文，付録はいずれも1段組で，行間隔は16ポイントとする。

2. 体裁とその書き方

- (1) 題目，著者氏名，要約，キーワード，本論，謝辞，引用論文，付録の順とする。
- (2) 原稿の第1ページに題目，著者氏名を中央揃えで記す。勤務先及び部課（科），連絡先は脚注に記すこと。英文も併記すること。
- (3) 題目は簡潔（20字程度以内）で，その内容をよく示すものとする。英文題目における大文字，小文字の使い方については，例を参照のこと。
- (4) 著者氏名の前に，「by,」また要約に，「ABSTRACT」の見出しを付けないこと。
- (5) 指定投稿論文では，その論文が指定投稿論文であることを明確に示すため，出典となった学術論文を1ページの脚注として明記すること。
- (6) 要約
英文で研究の目的，結果，結論を150語程度にまとめること。
- (7) 本論
 - 1) 本論は，緒言，実験，結果と考察，まとめ，謝辞，参考文献，付録の順とする。これら見出しは，ゴシック体とし，文のセンターに位置づけること。必要に応じ小見出しをつけること。小見出しもゴシック体とし，文頭に位置づけること。
 - 2) 和文では専門用語以外は当用漢字を用い，ひらがなまじり口語文，かなは新かなづかいとすること。
 - 3) 不必要に長い表現は避け，重複した内容にならないようにすること。又，同性質の図または表を多く掲げることは避けること。数式は，主題の論旨の展開に必要な程度にとどめること。写真及び図表の説明は，論文の和文，英文を問わず，単に Fig.1, Table 1 などと記するだけでなく，英文で説明（文）をつけること。文中では，Fig.1, Table 1 などと記すること。
 - 4) 和文の場合，句読点は，「，」及び「。」とし，それぞれ1画を用いること。

- 5) 本文中に使用する記号には、必ず説明を付けること。
- 6) 単位は周知の記号を用いること。
- 7) 後述例を参考にすること。
- (8) 謝辞の記述
研究費等の補助などを受けた場合には、本文の最後に記すること。
- (9) 引用文献
 - 1) 研究内容に直接関係のある重要な文献を記載すること。これらの文献は、本文中文字の右肩に番号 [1] , [1] - [3] を付し、それらを本文の最後にまとめること。
 - 2) 引用文献の書式として雑誌の場合は、著者名, 標題, 雑誌名, 巻, 号 (または発行月, あるいは号及び発行月), 開始ページ~終了ページ, 年を, また単行本の場合は, 著者名, 書名, ページ, 発行所, 発行年を記すこと。
- (10) 付録
数式の誘導, 実験装置などの詳細な説明が必要な場合には, 付録とする。
- (11) その他

(最新改正： 平成18年12月20日, 広報委員会決定 平成19年4月1日施行)

工学ジャーナル投稿原稿の見本*

<1行分あける。>

A Sample of Manuscript of Submitted Paper to Journal of Engineering

<2行分あける。>

愛媛工学**

<1行分あける。>

Kougaku EHIME**

<1行分あける。>

Abstract: All manuscripts must be produced clearly on good quality plain white A4-size(297mm×210mm) sheets, and accurately within the dimensions as shown on these pages. Manuscripts should be submitted in camera-ready style for the screening and publication. The manuscript is accepted for publication after the format check of the editorial board. Thus, the authors are asked to read these instructions carefully for quicker acceptance of your manuscript. The printer should be a laser/jet, but dot -printers are unacceptable.

<1行分あける。>

Key words: Original paper, Guideline for manuscript

<2行分あける。>

1. 緒言

<1行分あける。>

工学ジャーナルは、工学部教職員及び外部投稿者による、工学関係の独創的で、かつ優れた学術研究の成果を広く公表することを目的として刊行される。具体的には、従来の工学部紀要を改革し、2に記す論文を中心に編集する。

<1行分あける。>

2. 投稿論文

論文は、指定投稿論文及び一般投稿論文とする。

2.1 指定投稿論文

指定投稿論文は、原則として次のいずれかでなければならない。

- (1) 工学部教官が学協会による学会賞等を受賞した研究業績をまとめたもの
- (2) 工学部教官が学協会の季刊誌に記述した、先端的研究に関する解説、総説等の内容を強化したもの（ただし、著作権に関しては、執筆者が事前に学協会の承認を得ていること）
- (3) 学生等が学生対象の学協会の学会賞等を受賞した業績を指導教員がまとめたもの
- (4) 各学科が推薦する論文
- (5) 前年度の退職教員による学術研究に関する論文
- (6) その他、編集委員会で認めたもの

2.2 一般投稿論文

一般投稿論文は、独創的でアイデアに富む未発表のもの、国際会議の招待講演、国内学会の基調

* ○△学会会誌 第○○巻 第○○号 (2000)pp.△△-○○ 工学ジャーナル投稿原稿より引用

** 松山市文京町3愛媛大学工学部 ○○学科

** Department of Mechanical Engineering, Ehime University, Matsuyama, Japan. E-mail

原稿受理 平成 年 月 日

講演, 学術交流協定に基づく国際シンポジウムでの講演等をまとめたものとする。

3. 原稿の執筆上の注意

原稿の書き方は, 投稿規程および原稿執筆上の規約に従う。第1ページおよび図などは本ページに示す見本を参照する。ページは左右に25mm, 上20mm, 下30mmの margins をとり, 1段組とする。論文および資料の場合, 次の事項を番号順に必ず記載する。

- (1) 和文題名 (14 ポイント)
- (2) 英文題名 (14 ポイント)
- (3) 和文著者名 (12 ポイント)
- (4) 英文著者名 (12 ポイント)
- (5) 英文要旨 (10 ポイント)
- (6) 英文キーワード (10 ポイント)

指定投稿論文で既に掲載された学協会名等を示す必要がある場合, 前ページ例を参照すること。

本文 (10 ポイント) は, 見本のように上記(1)~(6)を記述した後に, 1行空けて書き始める。

図, 表および写真は, 見本のように用紙にそのまま貼り込み, 本文中の説明と離れない位置に貼り付ける。図・表どうし, あるいは図, 表と本文は1行以上間隔をあけるようにする。カラー写真掲載の場合は, 編集委員会でその必要性が認められた場合に限り掲載することができるが, それに係わる経費は著者負担である。

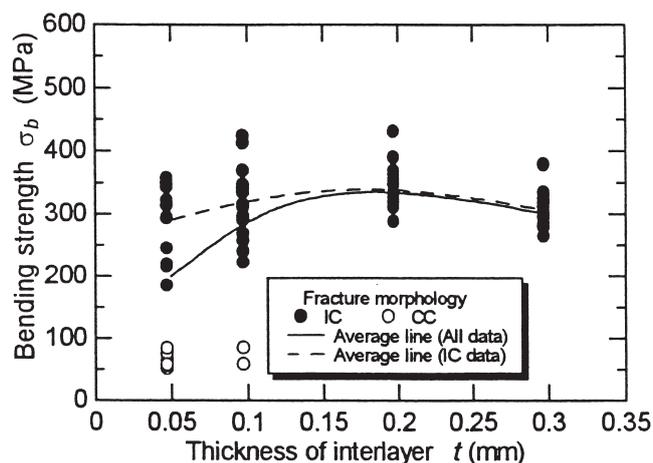


Fig.1. Relationship between interlayer thickness and bending strength.

4. 引用文献

[1] 「雑誌」

著者名, 標題, 雑誌名, 巻, 号, pp. 開始ページ~終了ページ, 年.

「単行本」

著者名, 書名, ページ, 発行所, 発行年.

[2] 参考例

[1] 浦島太郎: 広帯域増幅器, 通信学会誌, 40, 2, pp. 120-125, 1955.

[2] R. P. Feynman: Slow Electrons in a Polar Crystal, Phys. Rev., 97, 3, pp. 660-665, 1955.

または

[3] R. P. Feynman: Slow Electrons in a Polar Crystal, Phys. Rev., 97, pp. 660-665, Mar., 1955.

[4] 田中一郎: 磁性工学, pp.123-135, オーム社, 1966.

[5] J. A. Smith: in "Electricity and Magnetism" pp.300-305, Cambridge University Press, London, 1950.