

工学ジャーナル 第 12 卷

目 次

指定投稿論文

非開放型誘電体導波路におけるモード変換、放射現象の解析	小野 和雄	1
液晶を用いたフォトニック結晶レーザーの実験および数値解析	尾崎 良太郎	17

一般投稿論文

瀬戸内海における 3 種類の海上風分布を用いた波浪推算の相互比較	山口 正隆・野中 浩一 畑田 佳男	30
2 種類の海上風分布資料を用いた東京湾および伊勢湾における波浪推算の精度比較	山口 正隆・大福 学 畑田 佳男・野中 浩一	38
瀬戸内海, 伊勢湾, 東京湾における 1917 ~ 1972 年の巨大台風時の海上風と波高の時空間変化の図面集	山口 正隆・畑田 佳男 大福 学・野中 浩一	46
瀬戸内海, 伊勢湾, 関東沿岸海域における 1911 ~ 1972 年の巨大台風時最低気圧の空間分布の図面集	山口 正隆・大福 学 野中 浩一・畑田 佳男	86
内湾・内海における気圧・風速・波高の季節別長期変動の特性	山口 正隆・野中 浩一 畑田 佳男	103
内湾・内海の風・波浪観測地点における推算資料を用いた風速・波高の再現確率値の推定	山口 正隆・野中 浩一 畑田 佳男	119
交流インピーダンス法および位相検波法による鉛蓄電池の内部インピーダンスの測定	加地 啓太・小野 和雄 渡辺 健二・坂田 博	138
電気二重層コンデンサを用いた電動バイクの評価	鎌田 靖由・小野 和雄 渡邊 健二・津田 光一 坂田 博	149

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	161
工学ジャーナル論文申込書	163
著作権委譲書	164
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	165
愛媛大学工学部工学ジャーナル論文執筆規程	166
工学ジャーナル投稿原稿の見本	168

Annual Journal of Engineering

vol. 12

CONTENTS

Selected Papers

Numerical Analysis of Mode Conversion and Radiation Phenomena in Dielectric Waveguides Enclosed by Hypothetical Boundaries	Kazuo ONO	1
Experimental and Theoretical Study of Tunable Photonic Crystal Laser Using Liquid Crystal	Ryotaro OZAKI	17

Papers

Intercomparison of Wave Hindcasts Using Three Kinds of Sea Wind Distribution in the Seto Inland Sea	Masataka YAMAGUCHI Hirokazu NONAKA and Yoshio HATADA	30
Intercomparison of Wave Hindcasts Using Two Kinds of Sea Wind Distribution Data in Tokyo Bay and Ise Bay	Masataka YAMAGUCHI Manabu OHFUKU Yoshio HATADA and Hirokazu NONAKA	38
Figure Collections for Space-Time Variations of Sea Surface Winds and Wave Heights Induced by Abnormally Strong Typhoons during the Period of 1917-1972 in the Seto Inland Sea, Ise Bay and Tokyo Bay	Masataka YAMAGUCHI Yoshio HATADA Manabu OHFUKU and Hirokazu NONAKA	46
Figure Collections for Spatial Distributions of the Lowest Sea Level Pressure Induced by Strong Typhoons during the Period of 1911-1972 on the Seto Inland Sea, Ise Bay and Kanto Sea Area	Masataka YAMAGUCHI Manabu OHFUKU Hirokazu NONAKA and Yoshio HATADA	86
Trend and Jump Characteristics of Season-Separated Data of Sea Level Pressures, Wind Speeds and Wave Heights in the Inner Bay Areas and the Inland Sea	Masataka YAMAGUCHI Hirokazu NONAKA and Yoshio HATADA	103
Estimating Return Values of Wind Speeds and Wave Heights at Measurement Stations Using Hindcast Data Samples in the Inner Bay Areas and the Inland Sea of Japan	Masataka YAMAGUCHI Hirokazu NONAKA and Yoshio HATADA	119
Measurements of Impedance of Lead-Acid Batteries by AC Impedance Method and Phase Detection Method	Keita Kaji Kazuo ONO Kenji Watanabe Hiroshi Sakata	138

A Study of an Electric Motorcycle Using Electric Double-layer
Capacitors

Yasuyoshi KAMADA
Kazuo ONO
Kenji WATANABE
Kouichi TSUDA and
Hiroshi SAKATA

149

非開放型誘電体導波路におけるモード変換、放射現象の解析

Numerical Analysis of Mode Conversion and Radiation Phenomena in Dielectric Waveguides Enclosed by Hypothetical Boundaries

小野 和雄¹

Kazuo ONO¹

abstract : Mode conversion and radiation phenomena in dielectric waveguides, such as tapered or circularly bent waveguides, have been analyzed by using the waveguides closed by hypothetical boundaries in which the discrete number of guided modes are supported instead of continuum radiation modes in dielectric waveguides. The modal matching technique is employed at the connection of two sections with different modes. This paper shows optical power transmission properties along the tapered and circularly bent slab waveguides bounded by electrical walls.

Modal variation in tapered waveguides causes coherent coupling among the guided mode and radiation modes, that is, fast modes in bounded structure. The fundamental properties in tapered waveguides, such as radiated power, radiation pattern and radiation loss, are calculated and agree well those calculated by conventional method.

Directional change of guided mode in bent waveguides also causes coherent coupling among the core guided mode and radiated waves, that is, whispering gallery modes in bounded structure. Optical power transmission properties along the circularly bent slab waveguides bounded by electrical walls are estimated by using cylindrical coordinate system.

The results thus calculated are compared with those by the conventional method in which the conformal transformation is employed to give the refractive index of bent section. When the radiated waves are reflected to the core region, the conventional method does not give precise propagation properties.

The losses in bent structures consist of the transition loss and the pure bending loss. The results for pure bend loss agree well. Pure bend loss comes from inherent properties of normal modes in bends. The pure bend loss can only be reduced by proper design of the waveguide structure itself.

Transition loss comes from loss of orthogonality between normal modes in straight and bent waveguides. Therefore, transition loss can be reduced if the proper mode converters are inserted between straight and bent waveguides. It is ascertained that the transition loss can be reduced by displacing the axis of circularly bent waveguide to that of straight waveguides.

keywords : Normal modes, Modal Matching Technique, Hypothetical Boundaries, Tapered Waveguides, Circularly Bent Waveguides

¹愛媛大学大学院理工学研究科 電子情報工学専攻 電気電子工学コース
Graduate School of Science and Engineering, Ehime University

1 はじめに

工学の世界では、答えを数値的に求める必要がある。そのため、これまでに電磁界の伝搬問題について種々の計算法が提案されてきている [1],[2]。このような解析にコンピュータが手軽に使われるようになるまで、多くの方法は解析的に解けるところまで式で計算し、最後にコンピュータにより数値計算を行うという手法が使われてきた。最近では、コンピュータの発達により解析モデルを設定すれば Maxwell の方程式を直接コンピュータにより計算する手法が使われるようになってきている。このような手法により、従来解析的に解くことができなかった問題を数値的に解くことができるようになってきている。ビーム伝搬法 [3],[4] や有限差分時間領域法 [2] などがこの代表的な手法である。

筆者が電磁界の解析に関わってきたのは、解析的な手法が使われる時代から飛躍的にコンピュータの能力が高まるようになる時代に移り変わる時期と一致していた。そこで、筆者が関わってきた誘電体導波路に関する研究から題材を選んで、モード整合法 [5],[6] による電磁界解析の手法を紹介する。モード整合法は正規モードが計算されている 2 つの導波路を接続するときに、厳密に透過波や反射波の複素振幅を計算する方法である。

誘電体導波路という言葉が使われるときには、ほとんどの場合光導波路の意味で用いられる。このような導波路は無限に広がった空間に直線状の導波構造が存在するとして解析を行う。しかし、導波路を通信などに使う場合、曲がり導波路やテーパ形導波路を用いる必要がある。曲がり波は波の進行方向を変えるために必要であり、テーパは構造の異なる導波路を効率的に接続するために必要である。曲がり導波路やテーパ型導波路を伝わる波は、導波モードから放射モードへ変換を生じ、その結果、導波路に沿って伝送されていたエネルギーの一部は無窮空間に放射されることになる。

本稿では、スラブ導波路を取り上げ、テーパ型導波路や曲がり導波路におけるモード変換、放射現象を非開放系で行う方法を説明する。スラブ導波路を取り上げた理由は、この導波路が 2 次元導波路であること、正規モードの解析界を得るのが容易であること、それゆえ、曲がり部やテーパ部におけるモード変換現象、放射現象を理解するためのモデルとして適していると考えられるからである。モードの観点からこのような導波路に沿う伝搬現象を眺めると、損失の軽減法が明らかになる。本稿では、円形曲がり部に沿う波動の損失を簡単な構造で軽減することができる方法を示す。

2 非開放型導波路と開放型導波路

誘電体導波路は通常開放型の導波路と考えると取り扱われる。本稿では、開放型の導波路である誘電体導波路の外部に境界壁を付け加えた系を取り扱う。境界壁は解析のために付け加えたものであり、仮想境界壁を名付けている。境界壁は電界の接線成分が境界面上で零である電気壁、あるいは磁界の接線成分が零である磁気壁を用いることが多い。電気壁を用いた場合、その積モードは通常の金属導波管の正規モードに一致するからである。電界と磁界の接線成分が零となる境界は使うことができない。そのような境界に囲まれた空間の電磁界は零となるからである [7]。

非開放型の導波路では、正規モードは無窮個存在するが伝搬モードは有限個となる。無損失の導波路では、正規モードは電力に関して直交性を有する [8]。したがって、任意の波を正規モードで展開し、それぞれのモードが伝搬した後重ね合わせることで波を知ることができる。このように直交性をみだす波を使うのは大変メリットがある。直交したモード間でモード変換が生じて、エネルギーは個々のモードのエネルギーを計算することによって求めることができるからである。損失のある導波路の正規モードは界分布関数の直交性は成立するが、電力に関しては直交性は失われる [8]。

非開放型導波路の正規モードには、slow モード、fast モードおよび evanescent モードが存在し、開放型の導波路における表面波モード、放射モードおよび減衰放射モードに対応する [9]。したがって、仮想境界壁を導波路から十分に離しておけば、非開放系で起こる現象を解析することにより、開放系で起こる現象を精度良く解析することができると思われる [9]。

3 テーパ型スラブ導波路の解析

図1に示すような対称構造のスラブ型テーパ導波路に沿う TE(Transverse Electric) モードの解析を行うとする. このような導波路では, 対称 TE モード間にのみモード変換が起こる. 本解析では, 図1の導波路を2に示すような階段状に導波路幅が変化する非開放系の導波路に置きかえて解析する. 階段状に導波路幅が変化する導波路に置きかえる方法をステップ近似解析法 [10],[11] という.

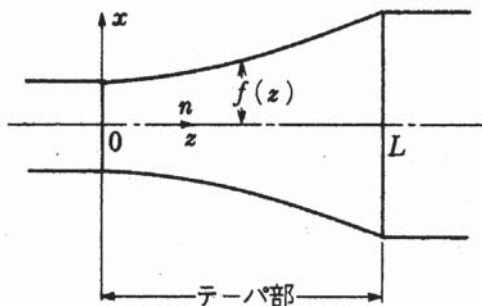


図 1: テーパ型スラブ導波路.

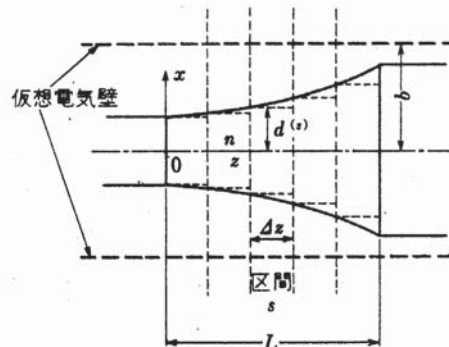


図 2: テーパ型スラブ導波路の非開放型解析モデル.

スラブ導波路のテーパ部全体にわたって電磁界の境界条件を解析的に満たす解を求めることはできない. この状況はステップ近似した導波路でも変わらない. ステップ近似解析法では, 区間 s と $s+1$ の z 方向に現れる境界で電磁界の境界条件を満たすように伝搬界を計算する. テーパ構造は元々反射波を含めてモード変換が小さくなるように考案した構造であり, 階段状の構造で置きかえた導波路では区間 s と $s+1$ の間で生じるモード変換は小さくなるように区間の幅を設定する. このような構造では, 多重反射を無視して良いと考えられる. この仮定をおくと区間の個数が増えても, 隣り合う区間で電磁界の境界条件を満たせばよいことになり, 計算量を大幅に減らすことができる.

3.1 正規モードの解析

テーパ部の s 番目の区間における局部正規モードの電磁界は次のように表される.

$$E_{yi}^{(s)} = \begin{cases} \cos \kappa_i^{(s)} x & (|x| \leq d^{(s)}) \\ \frac{\cos \kappa_i^{(s)} d^{(s)}}{\sin \gamma_i^{(s)} (b - d^{(s)})} \sin \gamma_i^{(s)} (b - |x|) & (d^{(s)} \leq |x| \leq b) \end{cases} \quad (1)$$

$$H_{xi}^{(s)} = \begin{cases} -\frac{\beta_i^{(s)}}{\omega u_0} \cos \kappa_i^{(s)} x & (|x| \leq d^{(s)}) \\ -\frac{\beta_i^{(s)} \cos \kappa_i^{(s)} d^{(s)}}{\omega \mu_0 \sin \gamma_i^{(s)} (b - d^{(s)})} \sin \gamma_i^{(s)} (b - |x|) & (d^{(s)} \leq |x| \leq b) \end{cases} \quad (2)$$

$$H_{zi}^{(s)} = \begin{cases} -j \frac{\kappa_i^{(s)}}{\omega \mu_0} \sin \kappa_i^{(s)} x & (|x| \leq d^{(s)}) \\ -j \frac{x}{|x|} \frac{\gamma_i^{(s)} \cos \kappa_i^{(s)} d^{(s)}}{\omega \mu_0 \sin \gamma_i^{(s)} (b - d^{(s)})} \cos \gamma_i^{(s)} (b - |x|) & (d^{(s)} \leq |x| \leq b) \end{cases} \quad (3)$$

ここで, μ_0 は媒質の透磁率である. 局部正規モードの z 方向波数 $\beta_i^{(s)}$ を伝搬定数と呼び, x 方向波数 $\kappa_i^{(s)}$ および $\gamma_i^{(s)}$ と次の関係がある.

$$(\beta_i^{(s)})^2 = n^2 k^2 - (\kappa_i^{(s)})^2 = k^2 + (\gamma_i^{(s)})^2 \quad (4)$$

また、 k はクラッドにおける平面波の波数であり、波長 λ と $k = 2\pi/\lambda$ の関係がある。したがって、 n はクラッドの屈折率に対するコアの相対屈折率である。さらに、添え字 i は偶対称モードのモード次数を表す。区間 s において、局部正規モードの電界と磁界の接線成分 $E_{yi}^{(s)}$ および $H_{zi}^{(s)}$ が連続となるので、 x 方向波数 $\kappa_i^{(s)}$ は次の式を満たさなければならない。

$$\tan \kappa_i^s d^s \cdot \tan \gamma_i^s (b - d^s) = \gamma_i^s \kappa_i^s \quad (5)$$

この区間 s の局部正規モードは条件

$$0 < (\kappa_i^{(s)})^2 < (n^2 - 1)k^2 \quad (6)$$

の下で slow モードとなり、開放系における表面波モードに対応し、条件

$$(n^2 - 1)k^2 < (\kappa_i^{(s)})^2 < n^2 k^2 \quad (7)$$

の下で fast モードとなり、開放系における放射モードに対応する。そしてし、条件

$$n^2 k^2 < (\kappa_i^{(s)})^2 \quad (8)$$

の下では開放系における evanescent モードに対応する [9].

3.2 モード整合法

区間 s の伝搬電磁界はその区間の局部正規モードの重ね合わせで表すことができる。区間 s の入射端における各モードの複素振幅を $a_i^{(s)}$ と表すと、区間 s と $s+1$ の境界面では、伝搬に伴い位相が変化するため $a_i^{(s)} \exp(-j\beta_i^{(s)}\Delta z)$ となる。区間 s と $s+1$ の境界面における電界 E_y と磁界 H_x の境界条件を書き表すと次のようになる。

$$\sum_{i=1}^N a_i^{(s)} \exp(-j\beta_i^{(s)}\Delta z) E_{yi}^{(s)} + \sum_{i=1}^N b_i^{(s)} E_{yi}^{(s)} = \sum_{i=1}^N c_i^{(s)} E_{yi}^{(s+1)} \quad (9)$$

$$\sum_{i=1}^N a_i^{(s)} \beta_i^{(s)} \exp(-j\beta_i^{(s)}\Delta z) E_{yi}^{(s)} - \sum_{i=1}^N b_i^{(s)} \beta_i^{(s)} E_{yi}^{(s)} = \sum_{i=1}^N c_i^{(s+1)} \beta_i^{(s+1)} E_{yi}^{(s)} \quad (10)$$

ここで、 N は伝搬モード、すなわち、slow および fast モードの総個数である。また、 $b_i^{(s)}$ は区間 s における反射複素モード振幅である。また、 $c_i^{(s)}$ は区間 $s+1$ における透過複素モード振幅である。

式 (8) および (9) に電界 $E_{yi}^{(s)}$ を乗じて、 $-b \leq x \leq b$ の範囲で積分すると、複素振幅 $b_i^{(s)}$ および $c_i^{(s)}$ に関する $2N$ 次元連立方程式を得る。この方程式から $b_i^{(s)}$ を消去すると次の式を得る。

$$\begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} & \cdots & T_{1N} \\ T_{21} & T_{22} & \cdots & T_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ T_{N1} & T_{N2} & \cdots & T_{NN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_1^{(s+1)} \\ C_2^{(s+1)} \\ \vdots \\ C_N^{(s+1)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_1^{(s)} \\ A_2^{(s)} \\ \vdots \\ A_N^{(s)} \end{bmatrix} \quad (11)$$

ただし、

$$T_{ij} = \frac{\beta_i^{(s)} + \beta_j^{(s+1)}}{2\sqrt{\beta_i^{(s)}\beta_j^{(s+1)}}} \frac{I_{i,j}^{(s,s+1)}}{\sqrt{I_{i,i}^{(s,s)} I_{j,j}^{(s+1,s+1)}}} \quad (12)$$

および

$$I_{i,j}^{(s,s+1)} = \int_{-b}^b E_{yi}^{(s)} E_{yj}^{(s+1)} dx \quad (13)$$

である。また、 $A_i^{(s)}$ および $C_i^{(s)}$ は、 y 方向単位長さあたり単位電力を伝送する場合の振幅によって規格化した規格化振幅係数であり、次のように表される。

$$A_i^{(s)} = \sqrt{\frac{\beta_i^{(s)} I_{i,i}^{(s,s)}}{2\omega\mu_0}} \exp(-j\beta_i^{(s)} \Delta z) a_i^{(s)} \quad (14)$$

$$C_i^{(s+1)} = \sqrt{\frac{\beta_i^{(s+1)} I_{i,i}^{(s+1,s+1)}}{2\omega\mu_0}} c_i^{(s+1)} \quad (15)$$

以上の解析結果に基づいて、次に示す手順にしたがって数値計算を行う。まず、テーパ部へ入射する波の振幅係数 $A_i^{(0)}$ を与え、式 (11) により透過振幅係数 $C_i^{(1)}$ を求める。これを新たに次の区間のモード振幅係数 $A_i^{(1)}$ とし、順次出射端まで計算を繰り返す。このことから、式 (11) を反復モード結合方程式と呼ぶことにする。

任意の区間 s における放射電力 P_{rad} は fast モードの振幅係数の絶対値の 2 乗の総和として計算する。

$$P_{rad} = \sum_i^N |C_i^{(s)}|^2 \quad (16)$$

反射波は先に述べたようにその電力は小さいと考えられるので、発生した反射波は式 (9) および (10) から省いてある。

3.3 テーパ部におけるモード変換電力、放射パターン、および放射波の電力分布

本節では、直線的に形状が変化する単一モードスラブ導波路の伝搬特性を解析する。そして、従来の解析法、すなわち、開放系として取り扱った場合の計算結果 [14] と比較検討し、非開放系として放射現象が関与する導波路の解析に用いる場合の条件を検討する。

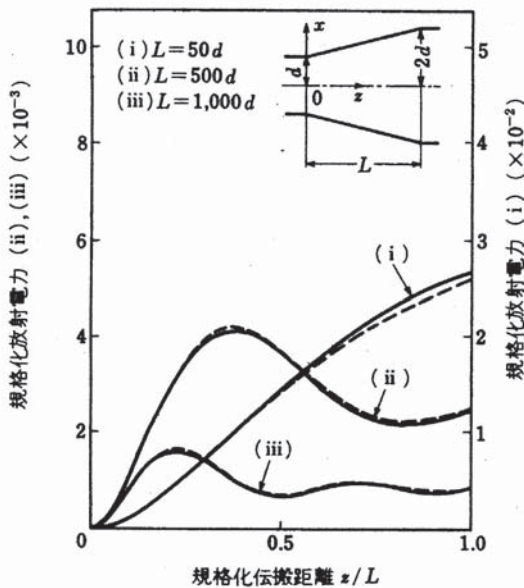


図 3: 拡大型テーパのモード変換電力。

図 3 は出射端の導波路幅が入射端の 2 倍の幅を持つ、いわゆる拡大型テーパの放射電力 P_{rad} を示してある。出射端における放射電力が放射損失に対応する。実線及び破線は、それぞれ、非開放系および開放系として解析した結果を示す。テーパ部へは最低次の基本 TE モードのみが入射すると仮定し、入射側導波路の規格化周波数 $V = \sqrt{n^2 - 1}kd = 0.5$ としてある。したがって、テーパ部の全長を通して単一モード動作となる。図 3 に示す例ではテーパ部の区間分割数を 100、仮想電気壁間隔を $b/d = 40$ 、屈折率比を $n = 1.01$ と選んである。このとき、伝搬モードの総個数は 45 であった。テーパ部の非開放系としての解析結果は従来の開放系としての解析結果と良く一致していることがわかる。テーパの特性としては、長くなるほど損失が小さくなることがわかる。また、テーパ長が比較的短いときには、テーパ形状の関数形に関わらず放射損失は一致することは確かめられている [13],[14]。

図 4 にテーパ長を $L/d = 500$ としたときの放射パタを示す。非開放系としての取り扱いではモード個数が有限個なので線の長さで振幅の絶対値を示してある。開放系の取り扱いでは放射モードは連続体スペクトルを形成するため、放射パターンは連続的に示してある。図 4 から両者の輪郭は非常に良く一致している。図 4 における角度 50 度および 70 度の鋭いピーク状のサイドローブは、テーパ部をステップ近似したために現

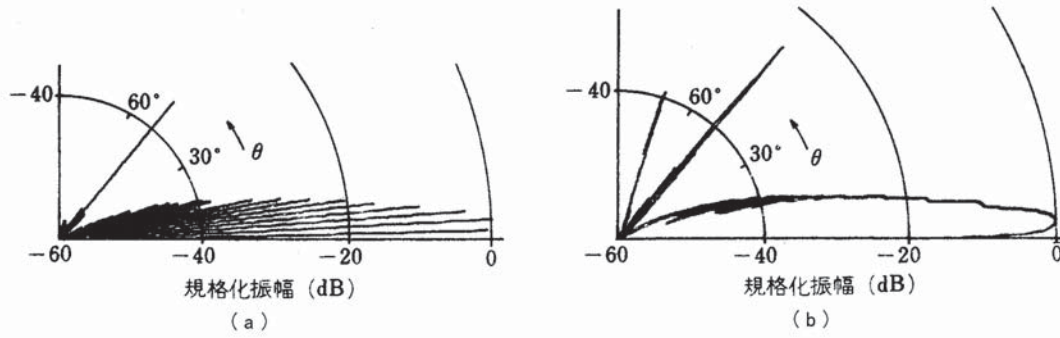


図 4: 非開放形および開放形における放射パターンの比較. 直線状拡大型テーパに対する結果を示す.

れたものである. 階段状の擬似的な周期変動の空間周波数を Ω , 表面波モードの伝搬定数を β_g , とすると, サイドローブを形成する放射モードの伝搬定数 β_r との間に, 次のようなブラッグの回折条件が成立する.

$$\beta_r = \beta_g - \Omega = \beta_g - \frac{2\pi m M}{L} \quad (M = 1, 2, \dots) \quad (17)$$

ただし, m はテーパ部における区間分割数であり, M は回折の次数である. 図 4 の開放系としての取り扱いでは, 2 次の回折まで現れている.

図 5 に, 図 3 で取り扱ったテーパの内長さ $L/d = 500$ の直線状テーパの出射端における放射電力の x 方向分布を最高値で規格化して示してある. 実践および一点鎖線は電気壁間隔 $b/d = 80$ および 40 としてときの結果である. ただし, 計算機のメモリ容量と計算時間の関係から規格化した幅が 80 の場合は, 伝搬定数の大きい順に 40 個のモードを用いている. 図 4 のスペクトルからわかるように, 伝搬定数の小さなモードが運ぶ電力は小さく, 無視してよいからである. また, 破線は開放形としての取り扱いによる電力分布である. 図 5 から, 仮想電気壁の間隔 $b/d = 80$ の場合, 開放形と非開放形の電力分布はよく一致していることがわかる. テーパ出射端で電力分布が図 5 のように異なるにもかかわらず, 仮想電気壁の間隔 $b/d = 40$ の場合でも, 80 の場合とほぼ同じモード変換電力特性と放射パターンが得られている. これは, テーパ部で生じた放射波が仮想境界壁に到達し, 境界壁で反射された放射波が再びテーパのコアに到達していないからである. 放射波がコア付近にまで到達すると, コアから放射される波と干渉を起こし, 開放形の場合と異なる放射電力特性を示すようになる.

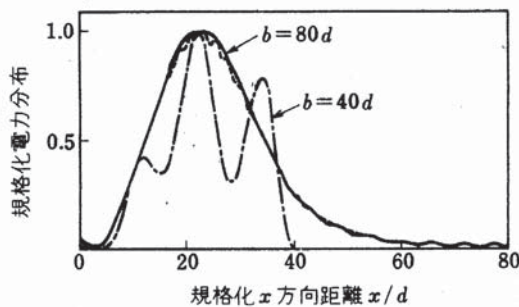


図 5: 放射波の電力分布.

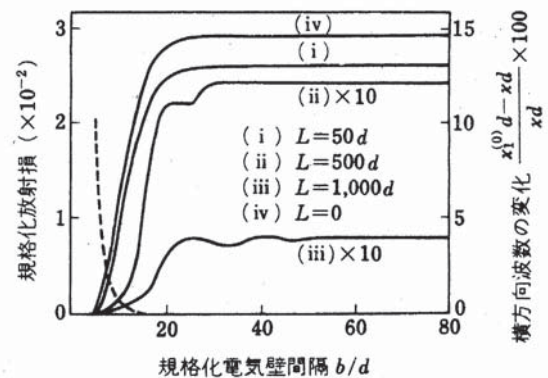


図 6: 仮想境界間隔に対する損失特性.

そこで, 仮想境界壁間隔に対する放射損失の収束の様子を図 6 に示す. この場合, 伝搬可能なすべての fast モードを考慮してある. 同図でテーパ長 L/d が 500 あるいは 1000 と比較的長い場合には, 放射損失の 10 倍の値を示してある. また, 同図の破線は入射側 slow モードの横方向波数 $\kappa_1^{(0)}$ を開放形の表面波モード

の横方向波数 κ_1 に対する差 $\Delta\kappa$ を表している.

$$\Delta\kappa = \frac{\kappa_1^{(0)} - \kappa_1}{\kappa_1} \times 100 \quad (18)$$

図 6 から, テーパ長が長くなればなるほど, 放射損失の値が一定値に収束するためには仮想境界壁間隔

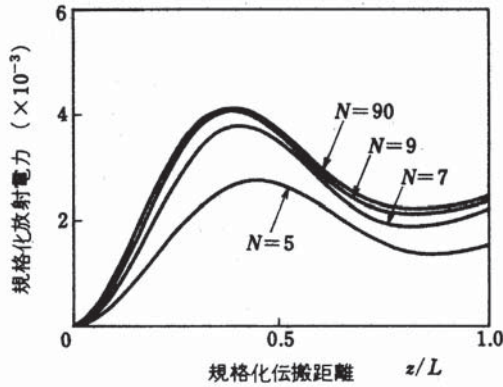


図 7: 展開モード個数とモード変換電力特性.

を大きくする必要があることがわかる. さらに, 少なくとも, 非開放形の slow モードの横方向波数が開放形の表面波モードの値にほぼ一致する程度には, 仮想境界壁を離しておく必要があることもわかる. これまでのほとんどの計算では, 非開放形の伝搬モードを全て含めていた. しかし, 従来, モード結合理論では顕著な結合を起こすモードのみ解析に含めるという近似が用いられている. 図 7 には仮想境界壁間隔を $b/d = 80$ とし, fast モードの個数を変えた場合の放射電力特性を示してある. fast モードは低次のものから順に選んである. 顕著な結合を起こすモードのみを計算に含めればよいことがわかる. 精度をあまり落とすことなく計算量を減らすことができる.

以上のように, 放射現象を伴うテーパ型スラブ導波路におけるモード変換電力, 放射パターン, および放射波の電力分布など, 基本的な特性を非開放型の導波路として取り扱うことができることを示した. また, 非開放型の導波路の解析はこれまでに十分に検討されてきた数学的な基礎を持っており, 解析手順はやや煩雑かもしれないが, モードの立場から起こる現象を明らかにすることができるという特長を有する.

形状のみならず屈折率もテーパ状に変化する導波路の解析も, 非開放型の導波路として取り扱うことにより解析できることは示されている [15],[16].

テーパ部で起こる伝搬現象をモードの立場で解釈することができる. テーパ型導波路では入射側と出射側で導波モードの界の拡がり方が異なる. そのため, テーパ部で狭い界分布を持つ導波路と広い界分布を持つ導波路を接続すると, テーパ部で界は拡がろうとし, 等位相面が進行方向に凸になる. これがモードの立場ではモード変換として解釈されるのである [16],[17].

4 円形曲がりスラブ導波路の解析

テーパ型導波路の放射現象を非開放系として解析できることを示してきた. 本章以降で, 円形曲がり部の放射現象も同様に非開放系として取り扱うことができることを示す. 一般に光導波路を用いて光回路を構成するためには, 光波の進行方向を変えるための曲がり部の使用は避けられないと考えられている. しかし, 円形曲がり導波路は光波のエネルギーを失うことなく光を導くことはできない.

円形曲がり導波路には, 導波路構造, 曲率半径, 波長などによって決まる曲がり部に固有の損失 (Pure Bend Loss) と, 直線部と曲がり部の導波モードの界分布形状の相違に起因するモード変換損 (Transition Loss) の二種類の損失が生じることが知られている [18]. そこで, 従来から, スラブ光導波路や光ファイバなどに対する曲がり損についての様々な研究が行われている [18]-[22]. これらの研究の多くは, クラッド幅を無限としたモデルに対して行われているが, 実用的な見地から, より実際の構造に近いクラッド幅を有限としたモデルについての解析を行う必要があると考えられる. 実際の光ファイバは有限のクラッドおよびバッファを持つが, 円形曲がり光ファイバに関する実験結果には, 無限クラッドとした場合には現れない特性が報告されている [23],[24]. 等角写像を用いた解析が広く用いられている. その精度に関しては解析結果がないようである.

4.1 伝搬モードの解析

図8に示すように、構造の等しい2つの直線状導波路が一樣な曲率半径 R_c を解して接続されている場合のTE波の伝搬を考える。非開放型の導波路構造とするため、図に示すように半径 R_1 および R_4 に同心の電気壁を設ける。コアおよびクラッドの屈折率は、それぞれ、 n_1 および n_2 とする。また、導波路のコア幅およびクラッド幅は直線部と円形曲がり部で等しく、それぞれ、 d_c および d とする。

図8の導波路を伝搬するTE波の電界の z 方向成分 E_z に対する微分方程式は Maxwell の方程式から次のように与えられる。

$$\frac{d^2 E_z}{dR^2} + \frac{1}{R} \frac{dE_z}{dR} + \left(m^2 - \frac{\nu^2}{R^2} \right) E_z = 0 \quad (19)$$

ここで $R = kn_2 r$ であり m はコア中で $m = n_1/n_2$ クラッド中で $m = 1$ をとる。また k は真空中の波数 ν は固有値に対応している。式(1)はベッセルの微分方程式であり固有値 ν がベッセル関数の次数に対応している。この解はベッセル関数 J_ν とノイマン関数 N_ν を使って

$$E_z = AJ_\nu(mR) + BN_\nu(mR) \quad (20)$$

と表すことができ解析的に E_z が求まる。しかしベッセル関数の引き数と次数は通常極めて大きな実数(本稿の例でも1000以上の値)となりこれを数値的に精度よく取り扱うことは困難である。そこで文献[25]では常微分方程式(19)の境界値問題を数値的に解くことによって E_z を求めた。即ち境界値問題を初期値問題に帰着させて解く方法として知られている砲撃法(shooting method)とルンゲ・クッタ法(Runge-Kutta method)を用いることにより電磁界の境界条件を満たす E_z と ν を求めた。具体的には次の手順にしたがって数値計算を行った。電磁界の境界条件は(条件1) $r = r_1$ および r_2 において電界の接線成分が零(条件2) $r = r_2$ および r_3 において電界の接線成分が連続と表すことができる。まず式(20)に初期値として $r = r_1$ で $E_z = 0$ および dE_z/dz は零とは異なる適当な値を与える。次に ν を与え条件2を満たすように $r = r_2$ の E_z をルンゲ・クッタ法を用いて計算する。そして $E_z = 0$ を満たすような ν を求める。そして、磁界の r 方向成分および θ 方向成分は Maxwell の方程式から E_z を用いて

$$H_r = \frac{\nu}{j\omega\mu_0} E_z, \quad H_\theta = \frac{1}{j\omega\mu_0} \frac{\partial E_z}{\partial r} \quad (21)$$

と求めることができる。以上の手順に従って曲がり部の正規モードを得た。

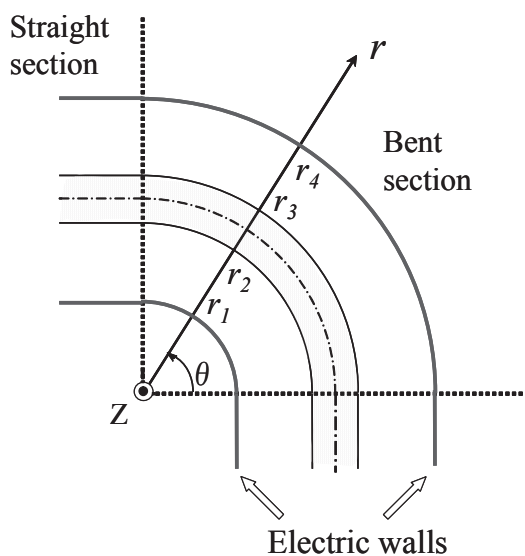


図8: 円形曲がりスラブ導波路.

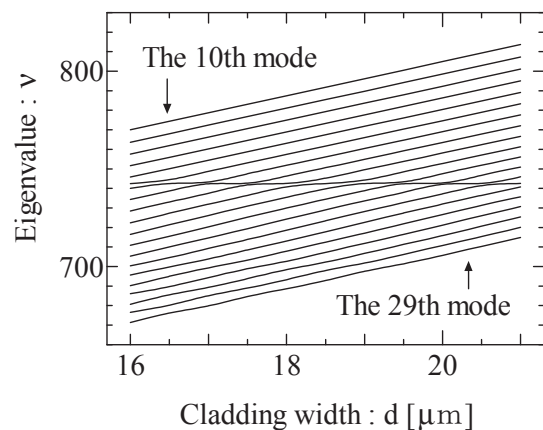


図9: 固有値.

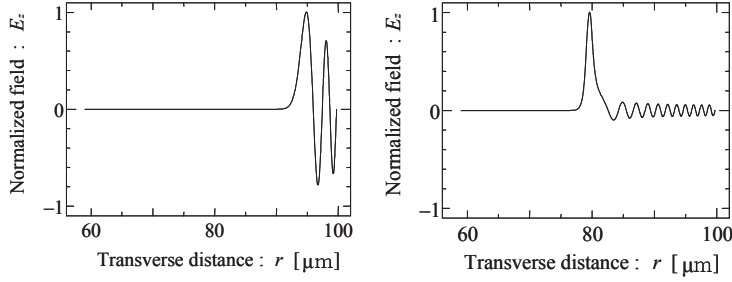


図 10: 低次の正規モードの界分布. WG モード (3 次) とコア導波モード (21 次).

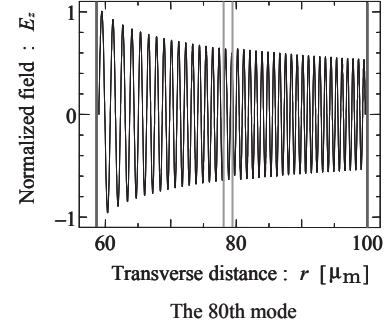


図 11: 正規モード (80 次) の界分布.

図 9 にクラッド幅 d に対する固有値 ν の依存性を示す. ただし, 波長を $1\mu\text{m}$, コア幅を $1\mu\text{m}$, コアとクラッドの屈折率を, それぞれ, 1.5108 および 1.448 と選び, 円形曲がり部の半径は $R_c = 79.5\mu\text{m}$ としてある. 同図には 10 次から 29 次の正規モードの固有値を示してある. 正規モードの固有値 ν はクラッド幅に対して大きくなるのがわかる. このようなモードは $r = R_c$ にある外側の電気壁で反射を繰り返しながら伝搬する Whispering-Gallery(WG) モードである. 図 10 に低次モード (4 次と 22 次) の, そして, 図 11 に高次モード (80 次) の界分布関数を最大値が 1 となるように正規化して示す. モード次数が低いほど外側の電気壁付近に界が存在し, モード次数が高くなるにしたがって界は内側の電気壁の方へ広がって行く. また, 図 9 から $\nu = 740$ 付近で固有値がクラッド幅に依存せず一定値をとるモードがある. クラッド幅 $d = 20\mu\text{m}$ のときは 22 次モードがこれに対応し, 図 10 から, このモードはコア付近に大きな界分布を持つことがわかる. 本稿では, 仮にコア導波モードと呼ぶことにする. 図 9 から明らかなようにコア導波モードの次数はクラッド幅に依存する. さらに, 固有値が大きくなると, 2つの電気壁で反射されるようになり, 図 11 から明らかなように界は電気壁の間全体に広がって存在するようになる.

4.2 近似モード整合法

入射端における反射波の電力が透過波の電力に比べ十分に小さいとき, 反射波を無視すると簡単な式で表すことができる. テーパー型導波路や円形曲がり部を直線部と接続する場合, 通常モード変換が起こらないようにする. その場合には, 後で検討するように反射波も極めて小さい. したがって, 反射波を無視して解析しても解析精度にはほとんど影響を与えないはずである. このような解析法を仮に近似モード整合法と呼び, 本解析の数値計算にはこれを用いる.

円形曲がり部をモード整合法により解析した場合, 曲がり部の入射端で直線状導波路からの入射界を円形曲がり部の正規モードで展開する. それらのモードは固有の位相速度をもってモード変換されることなく曲がり部を伝搬する. 反射波を無視すると曲がり部の入射端 $\theta = 0$ における境界条件を次式のように電界の z 方向成分が連続という条件に近似することができる.

$$E_s(r, 0) = E_c(r, 0) = \sum_{j=0}^N C_{cj} E_{cj}(r, 0) \quad (22)$$

ここで, $E_s(r, 0)$ および $E_c(r, 0)$ は, それぞれ $\theta = 0$ における直線部および曲がり部の電界分布を表す. $E_{cj}(r)$ は, 曲がり部の j 次の伝搬正規モードの電界分布であり, N は伝搬モードの最大次数である. さらに C_{cj} は円形曲がり部の j 次の正規モードの展開係数であり, 次式のように入射波と曲がり部の j 次の正規モードとの重畳積分によって与えられる.

$$C_{cj} = \int_{r_1}^{r_4} E_s(r, 0) H_{cj}(r, 0) dr \quad (23)$$

曲がり部の任意の角 θ における電界は伝搬による位相のずれを考慮して次のように表される。

$$E_c(r, \theta) = \sum_{j=0}^N C_{cj} E_{cj}(r) \exp(-j\nu_j \theta) \quad (24)$$

次に $\theta = \theta_c$ 出射側直線導波路が接続されているとすると、その基本モードの複素モード振幅 $C_{s0}(\theta_c)$ は入射モードの界分布と曲がり部出射端における界分布との重畳積分によって、次のように与えられる。

$$C_{s0}(\theta_c) = \int_{r_1}^{r_4} H_s(r, 0) E_c(r, \theta) dr \quad (25)$$

したがって、入射側直線部から出射側直線部への電力透過率 T は次式のように得られる。

$$T = |C_{s0}(\theta_c)|^2 \quad (26)$$

4.3 円形曲がり導波路の伝搬特性

非開放形曲がりスラブ光導波路に沿う TE 波の伝搬特性解析の解析結果を図 12 および 13 示す。同図では、曲率半径を $r_c = 79.5 \mu\text{m}$ とし、クラッド幅をパラメータとしたときの電力透過率 T を示してある。ただし、図 8 のように直線部を接続した曲がりであれば曲がり角が 2π rad. までの結果を示すべきであるが、曲がり部における伝搬がクラッド幅に大きく依存することが明らかとなるように、 3π rad. まで示してある。同図のクラッド幅は、図 9 の分散特性において、21 および 22 次の 2 つのモード間の固有値の差が最も小さくなる（縮退する）クラッド幅 ($20.03 \mu\text{m}$)、固有値の差が最も大きくなるクラッド幅 ($19.72 \mu\text{m}$) およびそれらの中間の値 ($19.88 \mu\text{m}$) の 3 種類を選んである。図 13 から、クラッド幅 $20.03 \mu\text{m}$ の縮退の場合、電力透過率は導波路を光波が伝搬するのに伴い一旦ほぼ零まで減少する。これは、曲がり部に入射した基本モードの電力が、曲がり部を伝搬するにしたがって曲がりの外側のクラッド領域に放射され、コア導波モードと WG モードの間にはほぼ完全な電力変換が生じているためである。そしてさらに伝搬すると電力透過率は増加に転じ、ほとんどの電力が再びコアに集中する。これに対しクラッド幅が $19.72 \mu\text{m}$ および $19.88 \mu\text{m}$ の場合は、電力透過率は曲がり角 θ の大きさに対して短い周期でほぼ周期的に振動しており、大きな電力の減少はない。これはコア導波モードの電力が、ほとんど WG モードの電力に変換されることなく伝搬しているためである。このような、僅かなクラッド幅の違いによる電力透過率は大幅な変化は、放射波の光路長の違いによるものとして説明できる。つまり、曲がりの外側の電気壁によって反射された放射波の位相は、クラッド幅が異なればその光路長も異なるため、再びコア領域に達したときクラッド幅に依存して変化する。従って、もともとコアを伝搬していた光波の位相と放射波の位相が同相の場合、光波は強め合って電力透過率は増加し、逆相の場合は減少する。

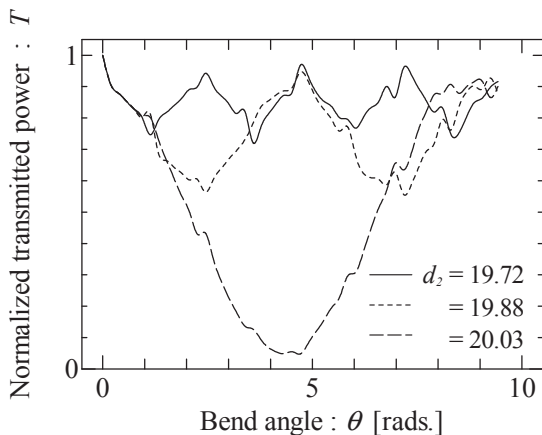


図 12: クラッド幅を変えた場合の透過電力特性 $|T|^2$ 。

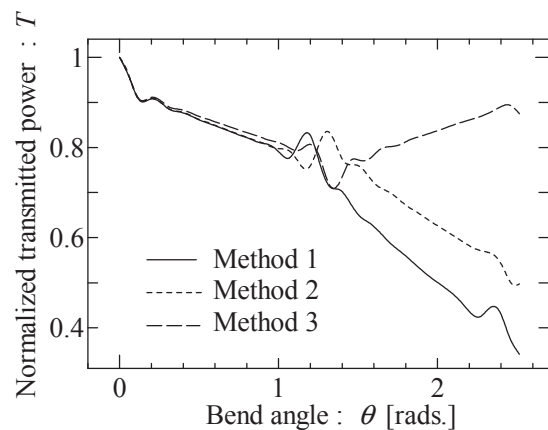


図 13: 3 つの方法による透過電力特性。

曲がり角 θ に対する電力透過率 T を3種類の解析法を用いて解析した結果を図14示してある。ただし、曲率半径は $r_c = 79.5 \mu\text{m}$ としてある。同図中の Method1 は本解析法の解析結果であり、Method2 および Method3 は文献 [26],[27] の解析法による結果である。文献 [26],[27] の解析法は図8に示す円形曲がり部に等角写像を用いる解析法、即ち、円形曲がり部を曲率半径に依存した屈折率分布を持つ等価直線導波路に置き換える解析法である。文献 [26],[27] では多層分割法を用いて正規モードを解析し、本論文と同様のモード整合法により電力透過率を解析してある。Method2 および Method3 と本解析法の相違点は、等角写像を用いたことと、正規モードの解析法だけである。また Method2 では等価直線導波路の屈折率分布 $n(x)$ は、円形曲がり導波路の屈折率分布 $n(r)$ を用いて

$$n(x) = n(r) \exp\left(\frac{x}{r}\right) \quad (27)$$

と変換しているのに対し、Method3 では式 (27) を近似し次式のように変換している。

$$n(x) = n(r) \sqrt{1 + \frac{2x}{r}} \quad (28)$$

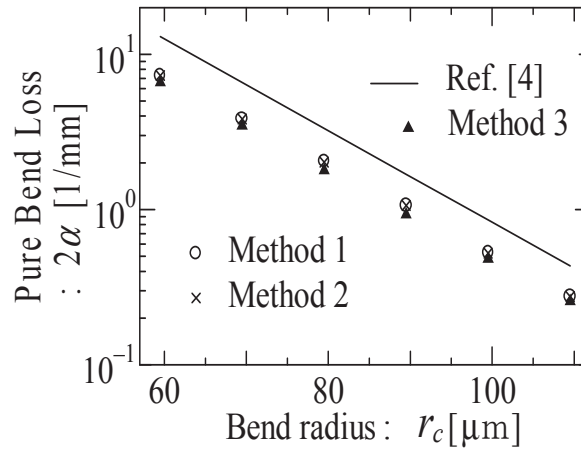


図14: Pure Bending loss.

図15において曲がり角 θ が 0.2 rad. 付近までの電力の急激な減少は、入射側直線部と曲がり部の導波モードの界分布形状の相違に起因するモード変換損 (Transition Loss) が主に影響していると考えられる。次に、 θ が 0.2 rad. から 0.9 rad. 付近までの電力の単調な減少は、円形曲がり部に特有の損失である Pure Bend Loss (PBL) によるものである。Method1 および Method2 は電力の減少の割合が等しいが、Method3 は電力の減少の割合に差が見られる。これは、前述した式 (27) を式 (28) に近似したためであると考えられる。PBL は導波路を伝搬する電力から一定の割合で放射されると考えられており、この領域における電力透過率は PBL が小さければ次の指数関数にしたがって減少すると考えて良い。

$$f(\theta) = A \exp(-2\alpha\theta) \quad (29)$$

ここで、式 (eq40) において、 A は任意定数である。また、 2α は PBL を決定する減衰定数であり、この領域の電力透過率の傾きから容易に求めることができる。本論文ではこの減衰定数 2α を PBL として評価する。図15に Method1, Method2 および Method3 により解析した曲がり部に固有の損失 2α の曲率半径に対する特性を示している。また Marcuse [6] による近似解析の結果も比較のため併記した。図15から、曲率半径に無関係に、Method2 によって求めた PBL (2α) は厳密な解析法である Method1 とほとんど同じ値が得られていること、しかし Method3 の値は両者に比べ僅かに小さくなっていることがわかる。このことは図14の電力透過率の傾きからも明らかである。また、Marcuseの結果は解析解であり、計算が容易であるという特長を有するが PBL を大きめに見積もる可能性があると思われる。最後に、本論文の解析結果と等角写像を用いた解析結果との比較を行う。PBL に関しては本論文の結果と Method2 の結果には差が現れな

かった。即ち、等角写像を用いる場合、等価直線導波路に式 (27) で表される屈折率分布を用いると、PBL を精度良く求めることができると考えられる。これに対して、同じ等角写像を用いても、式 (28) の屈折率分布を用いると僅かではあるが PBL に差が生じることがわかった。伝搬特性については、図 14 から明らかのように、曲がり角 θ が 0.9 rad. より小さい場合には伝搬特性には差が現れていない。しかし、曲がり角が 0.9 rad. より大きい場合には、一旦放射された波動が導波路のコアに沿う波動と再結合を生じるようになるため、本論文の結果と Method2 の結果には大きな差が生じたと考えられる。即ち、Method2 では等角写像を用いているため、放射波の伝搬に伴う位相の変化を厳密に取り扱うことができないためと考えられる。このことから、クラッド幅が有限の円形曲がり導波路のように放射波がコア導波モードと再結合を起こす場合には、等角写像を用いた解析は反射波の位相を精度よく取り扱えない恐れがあることがわかる。

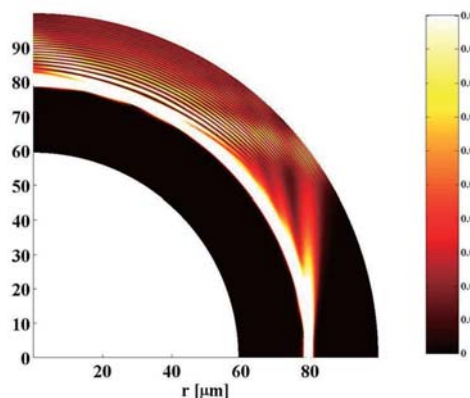


図 15: 曲がり部における電力分布.

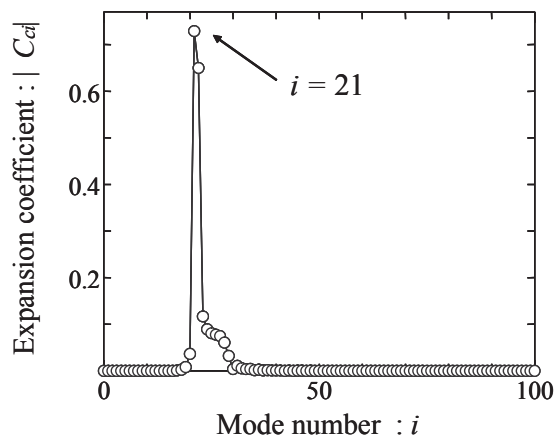


図 16: 円形曲がり部の正規モードの振幅係数.

クラッド幅が $20 \mu\text{m}$ の場合の円形曲がり部における電力分布を図 16 に、そして、円形曲がり部の正規モードの振幅係数を図 17 に示す。図 16 の電力分布は、鋭いビーム状の放射波と円形曲がり部の動径方向に定在波パターンをつくる放射波の重ね合わせとみなすことができる。鋭いビーム状の放射波が Transition loss に、そして、円形曲がり部の動径方向に定在波パターンをつくる放射波が Pure bend loss に対応する [26].

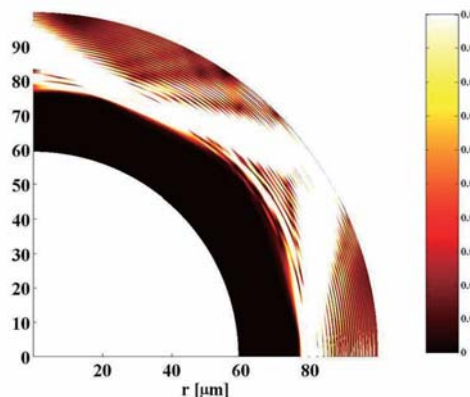


図 17: 21 から 23 次モードを除いたときの電力分布.

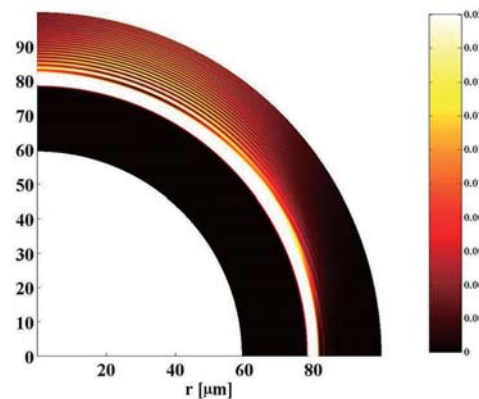


図 18: 21 から 23 次の正規モードの伝搬による電力分布.

このことは次のようにして示すことができる。まず、21 次から 23 次モードを除いて、すなわち、これら 3 つのモードの複素振幅係数を零とおいて曲がり部における電力分布を計算したのが図 18 である。鋭いピーク状の放射が直線部と円形曲がり部の接続部で生じていることが確かめられる。また、21 次から 23 次モードのみを用いて電力分布を計算したのが図 19 である。この図から、伝搬に伴い動径方向に定在波パターンを

つくる放射波が強く表れていること、そして、ビーム状の放射波が現れていないことが確認できる。空間的に鋭い指向性を持つ放射波は広いスペクトルのモードから生じ、空間的に広がった放射波は狭いスペクトルのモードから生じている。

5 曲がり損失の軽減法

円形曲がり部における損失の特性が明らかになったので、これを軽減する方法を考案することができる [28]。そのような円形曲がり部の構造を図 20 に示す。直線部と円形曲がり部を軸ずれさせて接続すること

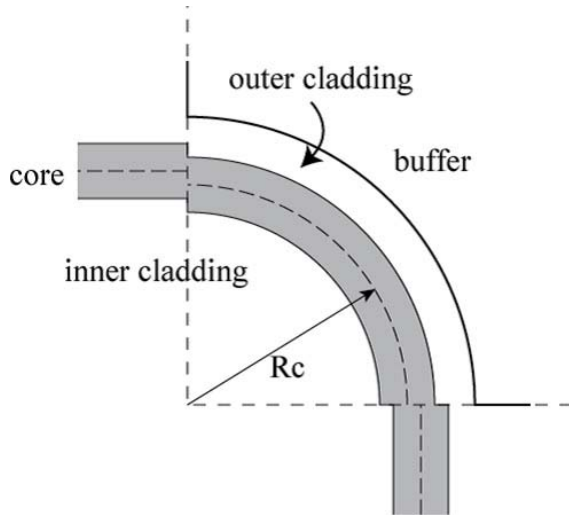


図 19: 曲がり損失の軽減法。クラッド幅を狭くし、直線部と円形曲がり部を軸ずれ接続する。

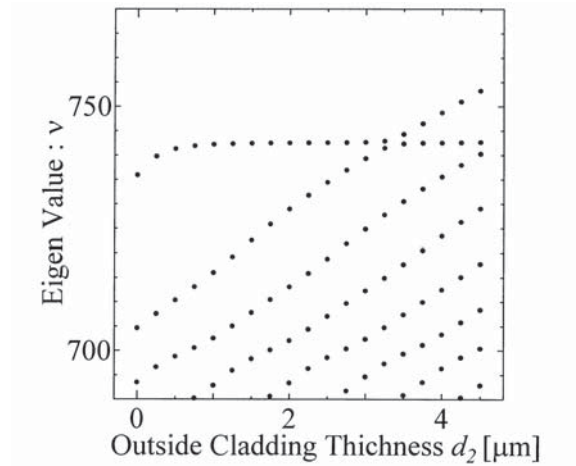


図 20: 正規モードの伝搬定数。

により Transition loss を軽減できることは知られている。また、前章の結果から、クラッドモードとコア導波モードの固有値が縮退していなければ、Pure bend loss は大きくならないことがわかっている。つまり、Pure bend loss を軽減するためにはコア導波モードと WG モードの固有値ができるだけ異なるようにすればよい。そこで、図 20 に示すように、クラッド幅を狭くし、直線部と円形曲がり部を軸ずれ接続する。外側クラッド幅に対する円形曲がり部の正規モードの固有値を図 21 に示す。外側クラッド幅が狭い場合、コア導波モードの固有値は WG モードの固有値より大きい。そして、外側クラッド幅が $3.25 \mu\text{m}$ となると、WG モードと最初の縮退が起こる。

図 22 に外側クラッド幅を $3.25 \mu\text{m}$ および $1 \mu\text{m}$ としたときの透過電力を示す。図 22 から明らかのように、外側クラッド幅が $3.25 \mu\text{m}$ のときは、入射電力はクラッド中を伝搬するようになり、透過電力は伝搬に伴い小さくなる。コア導波モードと WG モードが縮退したためである。一方、外側導波路幅が $1 \mu\text{m}$ のときは、透過電力は振動的であり、軸ずれが $\delta = 0$ のときでも 93% 以下になることはない。また、軸ずれが $\delta = 0.1 \mu\text{m}$ のときには 99% 以上の電力が透過するようになる。

ベッセル関数のように振動的な解を持つ常微分方程式についてはルンゲ・クッタ法と砲撃法を使って精度良く解析できることは、このようにして求めた数値解をソフトウェア Mathematica Ver.4 による結果と比較することにより確かめてある [25]。ルンゲ・クッタ法では、step-index 型屈折率分布の導波路のみならず、屈折率が動径方向に変化する graded-index 型分布の導波路でも同様に扱うことができる。そこで、graded-index 型のスラブ導波路についても曲がりに沿う電磁波の伝搬特性を解析し、pure bend loss を数値的に求めることができる [29]-[31]。

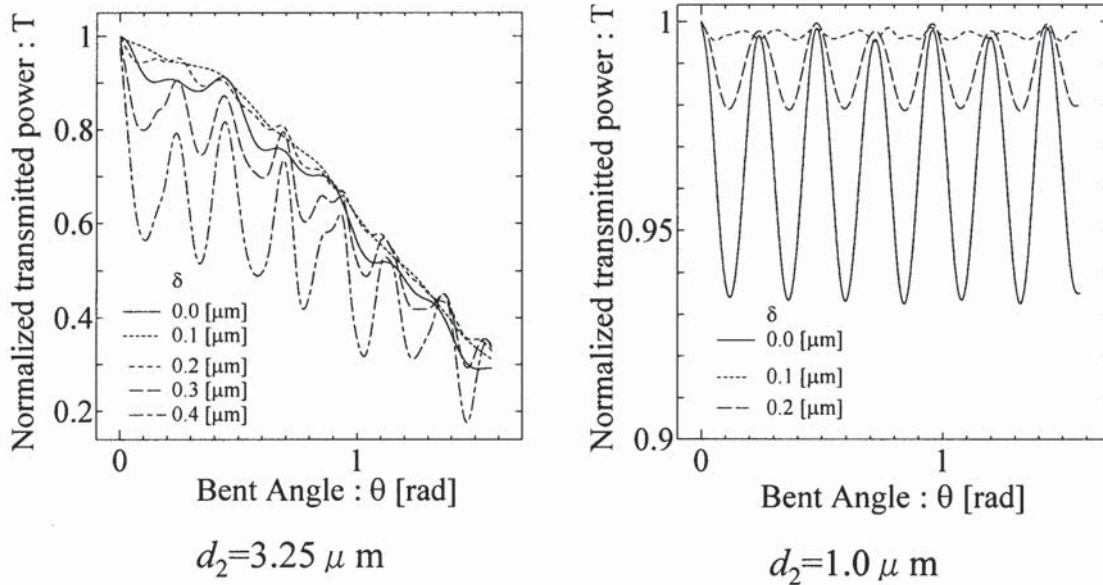


図 21: クラッド幅を $3.25\mu\text{m}$ と $1.0\mu\text{m}$ としたときの損失.

6 まとめ

本稿では、スラブ光導波路のテーパ部と円形曲がり部に沿う TE 波のモード変換、放射現象を非開放型導波路に置き換えて解析が可能であることを示した。ここで言う非開放型導波路は開放型導波路のクラッド中に仮想境界壁を付け加えた構造をとる。テーパ部や曲がり部では放射を生じるが、非開放型の導波路では離散的なモードのみを用いて解析が可能である。

テーパ部は伝搬モードの異なる導波路間を効率的に接続するための導波路であり、形状や屈折率分布が伝送方向に緩やかに変化する。これを取り扱うためにステップ近似解析法を用いた。ステップ近似解析法は正規モードが計算可能な導波路を多数接続し、元の導波路を近似する方法である。テーパ型導波路の解析では、放射損失、放射パターンなど基本的な特性を求め、開放型導波路における解析結果ときわめてよく一致することを示した。また、モード変換、放射現象に関与するモードを全て使わなくても、大きな寄与を与えるモードのみを使っても精度を落とすことなく解析できることを示した。

円形曲がり部は波を導く方向を変えるときに必要であり、一般に曲率の異なる円形曲がり部を接続する。円形曲がり部では、反射波が小さいので近似モード整合法による解析を行った。曲がり部の損失には、曲がり部に固有の pure bending loss と接続部における正規モードの違いに基づく transition loss がある。pure bending loss については、本解析法の結果は従来の等角写像を用いた結果と良く一致することがわかった。しかし、放射波がコア導波モードと相互作用するようになると、等角写像を用いたのでは正確な解析ができないことを示した。

pure bending loss は曲がり部に固有の損失であり、導波路構造により定まってしまう。本稿では、外側クラッド幅を狭くすることによってこの損失を軽減できることを示した。また、transition loss については、直線部と円形曲がり部を軸ずれ接続することにより軽減できることを確かめた。

本稿では TE 波が伝搬する場合のみを説明したが、TM 波についても同様に解析が可能であることは文献 [27],[32],[33] に示してある。また、テーパ型光ファイバ [34]、有限クラッド径を有する円形曲がり光ファイバ [35] やラジオ波の地表に沿った伝搬 [36] のような問題も非開放系として取り扱うことが可能である。

謝辞

本稿をまとめるにあたり、参考文献にあげた論文に目を通した。如何に多くの人に助けられているかを感じざるを得なかった。このような研究に導いてくださった故沢新之輔先生(大阪府立大学名誉教授)にお礼申し上げる。また、同僚として共同で研究を行った堀田昌志博士(現 山口大学電気電子工学科准教授)、松永真由美博士(愛媛大学講師)に深謝する。参考文献にあげた卒業生はもちろん、多くの愛媛大学卒業生に修士論文あるいは卒業論文のテーマとしてこれら研究を推進していただいた。ここに感謝の意を表す。

引用文献

- 1) 山下榮吉監修, 電磁波問題の基礎解析法, 電子情報通信学会, 1987.
- 2) 山下榮吉監修, 電磁波問題解析の実際, 電子情報通信学会, 1993.
- 3) M.Levy, Parabolic equation methods for electromagnetic wave propagation, The Institute of Electrical Engineers, 2000.
- 4) J.Yamauchi, Propagating Beam Analysis of Optical Waveguides, Resurch Studies Press LTD., 2003.
- 5) P.J.B.Clarricoats and Sharpe A.B.: "Model match- ing applied to a discontinuity in a planar surface waveguide", Electronics Letters, 12, 18, pp.28-29, 1972.
- 6) D. Marcuse, Light Transmission Optics, Van Nostrand Reinhold Co. (Bell Laboratory Series), 1972.
- 7) Goodman, Introduction to Fourier Optics, p.42, 1970.
- 8) R.E.Collin, Field Theory of Guided Waves, Chap.5, McGraw-Hill Book Company, 1960.
- 9) G.H.Brooke and M.M.Z.Kharadly: "Step disconti- nuity on dielectric waveguides", Electronics Letters, 12, 18, pp.473-475, 1976.
- 10) D.Marcuse, Radiation losses of tapered dielectric slab waveguides, Bell Syst. Tech. J., **49**, 2, pp.273-290, 1970.
- 11) A.R.Nelson, Coupling optical waveguides by tapers, Appl. Opt., **14**, 12, pp.3012-3015, 1975.
- 12) S.Sawa, A theoretical study of light beams guides along tapered lens like media, and their application, IEEE Trans. Microwave Theory & Tech. **MTT-24**, 2, pp.77-93, 1976.
- 13) 沢 小野 尾高 佐久間, 仮想境界壁を用いたテーパ形スラブ光導波路の解析, 電子通信学会論文誌 **63-C**, 2pp.104-111, 昭.55, 2.
- 14) 沢、小野、佐久間、尾高、テーパ型スラブ光導波路の基礎的研究 (I)、愛媛大学紀要 第三部工学、第9巻、第2号、pp.229-241(昭.54, 2).
- 15) 小野、沢、テーパ形スラブ光導波路の基礎的研究 (III)、愛媛大学工学部紀要、第10巻、第2号、pp.97-106, 昭和58年, 1983.
- 16) 小野、沢、テーパ形スラブ光導波路の基礎的研究 (IV)、愛媛大学工学部紀要、第10巻、第4号、pp.85-94, 昭和60年, 1985.
- 17) 小野、沢、二モード不均一結合系の一解析法とその応用, 電子情報通信学会論文誌, **J69-C**, 10, pp.1255-1265, 1986.
- 18) W.A.Gambling, H.Matsumura and C.M.Ragdale, Curvature and microbending losses in single-mode fibres, Opt. Quant. Elect., **11**, 1, pp.43-59, 1979.
- 19) E. A. J. Marcatili, Bends in optical dielectric guides, Bell Syst. Tech. J., **48**, 7, pp.2103-2132, 1969.
- 20) D. Marcuse, Bending loss of the asymmetric slab waveguide, Bell Syst. Tech. J., **50**, 8, pp.2551-2563, 1971.
- 21) M. Heiblum, J. H. Harris, Analysis of curved optical waveguides by conformal transformation, IEEE J. Quantum Electron., **QE-11**, 2, pp.75-83, 1975.
- 22) D. Marcuse, Bend loss of slab and fiber modes computed with diffraction theory, J. Lightwave Technol., **LT-29**, 12, pp.2957-2961, 1993.
- 23) Y. Murakami and H. Tsuchiya, Bending loss of coated single-mode optical fibers, IEEE J. Quantum Electron., **QE-14**, 7, pp.495-501, 1978.

- 24) A. J. Harris and P. F. Castle, Bend loss measurements on high numerical aperture single-mode fibers as a function of wavelength and bend radius, *J. Lightwave Technol.*, **LT-4**, 1, pp.34-40, 1986.
- 25) 小野和雄, 田原靖文, マリア・ミリアナシュビリ, 堀田昌志, 有限クラッド幅を有する円形曲がり光導波路の特性解析 (IV), *愛媛大学工学部紀要*, 第 18 巻, pp.145-157, 1999.
- 26) M. Mirianashvili, K. Ono and M. Hotta, Coupled-mode analysis of bent planar waveguides with finite claddings, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol.37, Pt.1, No.6B (1998-06)
- 27) 小野和雄, 真鍋正樹, 堀田昌志, 有限クラッド幅を有する円形曲がり光導波路の特性解析 (II)”, *愛媛大学工学部紀要*, 第 18 巻, pp.145-157, 1999.
- 28) K. ONO, M. MATSUNAGA, I. KOUNO, R. KAWAMURA and Y. KONISHI, Low Loss Design Considerations for Circularly Bent Slab Waveguides, 8th International Symposium on Microwave and Optical Technology, Special Session on Guide-Wave Photonics (In memory of Prof. Gar-Lam Yip), Montreal, 2001.
- 29) M. Mirianashvili, K. Ono and M. Hotta, Modal-matching analysis of loss in bent graded-index optical slab waveguides, *IEICE of Japan*, **E84-C**, 2, 2001.
- 30) K.Ono, M.Matsunaga, T.Wakaki and Y.Ootani, Propagation characteristics of circularly bent gradient-index planar waveguides with finite cladding thicknesses,, *Proc.of SPIE for the 9th International Symposium on Microwave and Optical Technology* **5445**. pp.176-179, 2004.
- 31) 小野和雄, 若木隆憲, 松永真由美, 銀イオン拡散型ガラス製導波路の円形曲がり部に沿う T E 波の伝搬特性の解析, *電子情報通信学会技術研究報告*, EMT-04-12, 2004.
- 32) 沢、小野、三谷、テーパ型スラブ光導波路の基礎的研究 (II)、*愛媛大学紀要*、第三部工学、第 9 巻、第 3 号、pp.201-210、昭.55, 3.
- 33) M. Mirianashvili, K. Ono, Y. Tahara and M. Hotta, Pure bend loss of TM mode in slab waveguides bounded by magnetic walls, *Proc. of the 1998 IEICE General Conference*, p. 44 (1998).
- 34) 沢、小野、高平、仮想電気壁を用いたテーパ形光ファイバの解析, *愛媛大学紀要*, 第三部, 工学, 第 9 巻, 第 4 号, pp.209-217, 昭和 56 年.
- 35) M. Mirianashvili, K. Ono and M. Hotta, Coupled-mode analysis of loss in bent single-mode optical fibers, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol.39, Pt.1, No.3B (2000-03).
- 36) 池田秀章、乗松義弘、小野和雄、平面状混合路に沿うラジオ波のモード整合法による解析, *電子情報通信学会技術研究報告*, MW2006-144, pp.1-6, 2006.

Experimental and Theoretical Study of Tunable Photonic Crystal Laser Using Liquid Crystal

Ryotaro OZAKI*

Abstract: Liquid crystals are mesophases between crystalline solids and isotropic liquids. Their fluidity and dielectric anisotropy allow molecular reorientation in nano structures. Since the field-induced molecular reorientation gives rise to a change in optical properties, liquid crystal infiltrated photonic crystals have been regarded as potential candidates for tunable photonic crystals. In this paper, fundamentals of photonic crystals are described to explain photonic band structures, photonic bandgaps, and defect modes. A one-dimensional photonic crystal with a liquid crystal defect layer is experimentally studied for application as a tunable laser. Numerical analyses are also carried out to simulate the physical properties: photonic band structures, light propagation, electric-field enhancement, and density of states.

Keywords: Photonic crystal, Liquid crystal

1. Introduction

Liquid crystals are mesophases between crystalline solids and isotropic liquids. They may flow like viscous fluids and also possess features that are characteristic of solid crystals. The constituents are rod-like or disk-like organic molecules which normally have self-assembled characteristics. These molecules exhibit different physical properties between the long and short molecular axes. Owing to their molecular shape, liquid crystals have various anisotropic properties, such as permittivity, refractive index, and viscosity. There are many types of liquid crystal states which are classified by the long-range orientational order of the molecules.^{1,2} In a nematic phase, rod-like molecules are aligned to a certain direction but they do not have a positional order. The nematic phase is the most commonly used in flat panel displays.^{3,4} This is because nematic liquid crystals have high fluidity and large dielectric anisotropy which are key properties in the liquid crystal devices. Since the fluidity and dielectric anisotropy allow liquid crystal molecules to align parallel to or perpendicular to an electric field, the molecular director can be controlled by application of an electric field. On the basis of this field-induced molecular reorientation, almost all liquid crystal devices act as optical shutters.

Liquid crystal infiltrated photonic crystals have attracted considerable attention from both fundamental and practical points of view, because they can be regarded as tunable photonic crystals.⁵⁻¹¹ Photonic crystals are one-dimensional (1D), two-dimensional (2D) or three-dimensional (3D) ordered structures with a periodicity comparable to an optical wavelength. They are composed of two or more different dielectrics and their periodicity opens up a photonic bandgap in which the existence of photons is forbidden.¹²⁻¹⁵ This can be

* Department of Electrical and Electronic Engineering and Computer Science, Graduate School of Science and Engineering, Ehime University

原稿受理 平成 24 年 10 月 31 日

explained by an analogy to electrons in a solid-state crystal. In a photonic bandgap, electromagnetic fields cannot propagate due to destructive interference between waves scattered from the periodically modulated refractive-index structure. This is similar to destructive interference of electron waves from the periodic potential of an atomic lattice at a certain frequency.

When there is a defect which disturbs the periodicity of a photonic crystal structure, localized photonic states appear in the photonic bandgap. The states are so-called defect modes at which photons are confined in the defect. In particular, 3D photonic bandgap materials with a defect allow us to achieve a 3D photon confinement.¹²⁻¹³ Such an optical confinement is the most important feature of photonic crystals because the electric field in a defect can be strongly enhanced at a defect mode resonance frequency. An appropriate line defect in a 2D or 3D photonic crystal serves as a waveguide that can guide light in a desired direction by photonic bandgap confinement.^{16,17} Such a defect acting as a microcavity or a waveguide is very important in certain applications, for example, low-threshold lasers, micro-waveguides, optical circuits, and so on.¹⁶⁻²² Furthermore, tunable photonic crystals having variable photonic bandgaps by controlling optical periodicities are also utilized for functional applications, for example, tunable lasers^{8-9,23-27} and tunable optical waveguides.²⁸ In particular, liquid crystal infiltrated photonic crystals have been studied for the realization of tunable photonic crystals. When a liquid crystal is used as a material of a periodic structure, photonic bandgaps can be controlled because liquid crystals have a large optical anisotropy and are sensitive to external conditions such as temperature, electric fields, and magnetic fields. The field-induced molecular reorientation gives rise to a change in the optical length of a photonic crystal. In the cases of opals or inverse opals filled with a nematic liquid crystal, tunable photonic bandgap has been demonstrated by applying an electric field or by controlling temperature.^{5,6}

Tunable defect modes are also an attractive subject. However, introduction of defects in a 3D photonic crystal using nano-fabrication remains a major technical challenge.²⁹⁻³² Although 1D photonic crystals do not have a complete photonic bandgap, there are plenty of applications using extraordinary wavelength dispersion and a localized photonic state in the defect layer. So far, intensive studies on 1D photonic crystal applications have been reported: air-bridge microcavities,^{33,34} photonic band-edge lasers,²⁰ nonlinear optical diodes,³⁵ and enhancements of optical nonlinearity.^{36,37} In this paper, we focus on a 1D tunable photonic crystal using a liquid crystal and study its application as a tunable laser.

2. Fundamentals of 1D Photonic Crystals

Photonic crystals have photonic bandgaps which forbid electromagnetic wave propagation in a certain direction. Figure 1 shows the schematic views of photonic crystals. Photonic crystals are 1D, 2D or 3D ordered structures with a periodicity comparable to an optical wavelength. They are composed of two or more different dielectrics and their periodicity opens up a photonic bandgap in which the existence of photons is forbidden. To understand optical characteristics of a photonic crystal, photonic band analysis is particularly important. The photonic band diagram of a photonic crystal, which allows the survey of all the dispersion characteristics of the photonic crystal, can be obtained by solving Maxwell's equations directly. There are several numerical methods for photonic band analysis, such as the plane wave expansion (PWE) method^{38,39} and the finite-difference time-domain (FDTD) method.^{40,41} These methods allow us to calculate not only the photonic band diagram

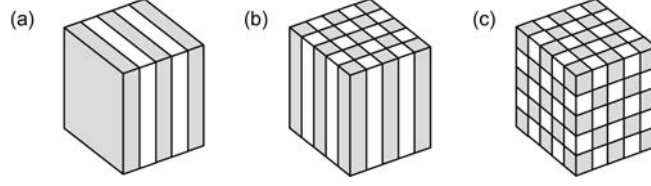


Fig.1 Schematic views of photonic crystals: (a) 1D photonic crystal, (b) 2D photonic crystal, and (c) 3D photonic crystal.

but also electric field profiles in the photonic crystal. Here we discuss some of the basic properties of a 1D photonic crystal using the calculation results.

Figure 2(a) shows the photonic band structure of a 1D photonic crystal calculated by the PWE method with the following parameters: refractive indices $n_1 = 2.35$, $n_2 = 1.45$; layer thickness $L_1 = L_2 = 70$ nm. In Fig. 2(a), the vertical axis represents normalized frequency $\omega a/2\pi c$ and the horizontal axis represents wave vector k , where a is the lattice constant and c is the speed of light. In general, normalized frequency is used as the vertical axis because of the existence of a simple scaling law concerned with the lattice constant and wavelength. In the diagram, there are some gaps in which wave vector does not exist over a certain frequency range. The gaps are the so called photonic bandgaps. To improve understanding of the diagram, Fig. 2(b) shows the transmission spectrum of the 1D photonic crystal calculated by the transfer matrix method.¹⁵ It is clear that the dips in transmittance appear over the frequency ranges of the photonic bandgaps. The diagram also shows small group velocities near the band edges, which is determined by the slope of the curve, i.e. $v_g = d\omega/dk$.

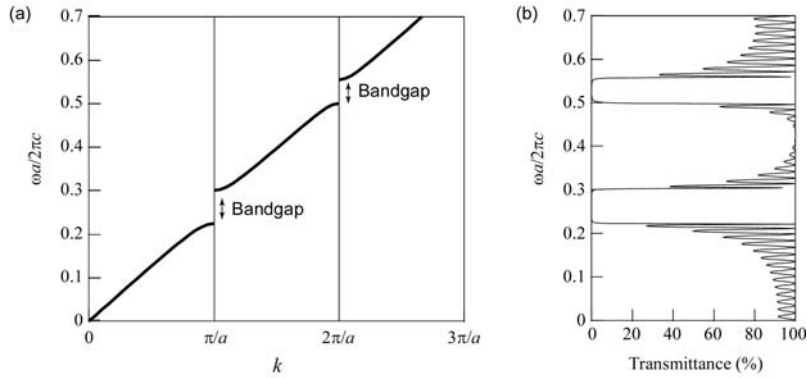


Fig.2 (a) Photonic band structure of the 1D photonic crystal calculated by the PWE method. (b) Transmission spectrum of the 1D photonic crystal calculated by the transfer matrix method. The parameters are as follows: refractive indices $n_1 = 2.35$, $n_2 = 1.45$; layer thickness $L_1 = L_2 = 70$ nm.

Electric field profiles in the 1D photonic crystal for various frequencies are shown in Fig. 3. The electric fields are calculated by the transfer matrix method with the same parameters as the transmission spectrum. Figure 3(a) shows the electric field for $\omega a/2\pi c = 0.15$, where the darker and lighter gray layers represent $n_1 = 2.35$ and $n_2 = 1.45$, respectively. The incident light enters from the left, and then propagates through the 1D photonic crystal without disturbance. This is because the light propagation is hardly affected by the dielectric

periodic structure at the photonic band frequency. The electric field at the bandgap frequency $\omega a/2\pi c = 0.22$ is shown in Fig. 3(b). The incident light exponentially decreases inside the 1D photonic crystal. At this frequency the phases of reflected light from boundaries are matched, and then the in-phase reflections give rise to strong light reflection. Namely, the internal interference forbids the existence of light at the photonic bandgap frequency.

When the light with a photonic band edge frequency enters the 1D photonic crystal, the electric field is enhanced. Figures 3(c) and 3(d) show the electric field profiles at the lower and upper band edge, respectively. Since their group velocities approach zero at the band edges, the electric and magnetic fields form a standing wave in the 1D photonic crystal. At both band edges, the electric field is enhanced because the photonic crystal acts as a resonant cavity. In Fig. 3(c), the peaks of the inside electric field are located on the darker layers. This means that the photons are concentrated in the higher index regions; $n_1 = 2.35$. In contrast, the peaks of the inside electric field in Fig. 3(d) are located on the lighter layers. The refractive index n_2 of the lighter gray layer is 1.45. Since the energy of a photon becomes lower in a higher-index medium, the difference in energy between the lower and upper band edges can be explained by where photons are concentrated. In general, such an electric field enhancement at the band edge is used for a distributed feedback (DFB) laser.

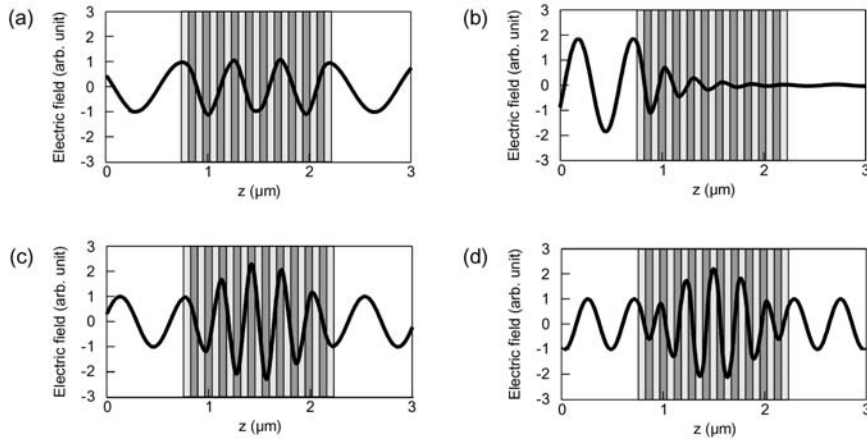


Fig. 3 Electric field profiles in the photonic crystal for various situations: (a) photonic band, (b) photonic bandgap, (c) lower band edge, and (d) upper band edge.

One of the attractive features of photonic crystals is a defect mode in a photonic bandgap. When a defect of periodicity is introduced into the lattice, photons are strongly localized in the defect. Figure 4(a) shows the transmission spectrum of a 1D photonic crystal with an air gap. The following parameters are used: $n_1 = 2.35$, $n_2 = 1.45$, $n_d = 1.0$, $L_1 = 64$ nm, $L_2 = 103$ nm, and $L_d = 75$ nm, where n_d is the refractive index of the air defect and L_d is the defect length. The photonic bandgap is formed from 510 nm to 780 nm in which the sharp peak appears at 640 nm due to the introduction of the air defect. The narrow peak corresponds to a defect state that is a localized mode in the photonic bandgap. Figure 4(b) shows the electric field profile at the defect mode frequency. It is clear that the electric fields are strongly enhanced in the defect. Note that the peak intensity for the defect mode is larger than those for the band-edge modes shown in Figs. 3(c) and 3(d). The reason is that photons are confined in the narrow defect at the defect mode, whereas photons are confined in the whole photonic crystal at

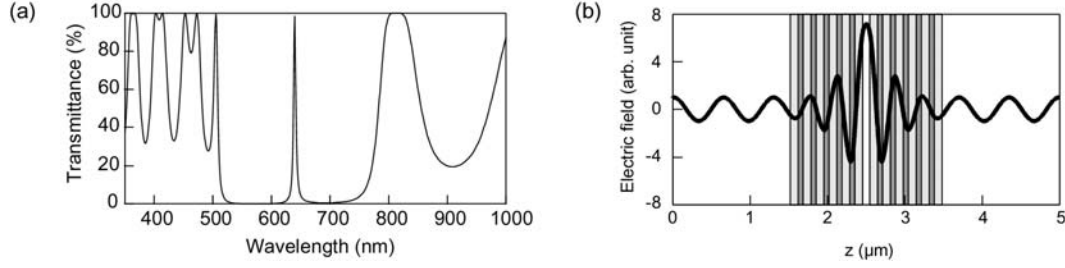


Fig. 4 (a) Transmission spectrum of a 1D photonic crystal with an air defect. (b) Electric field profile at the defect mode wavelength of 640 nm.

the band-edge modes. The electric field enhancement allows strong interactions between photons and materials. Such photonic crystals with a defect are expected to enhance an optical gain, a nonlinear-optical effect, or a magneto-optical effect.

3. Photonic Crystal Lasers

Optical properties of a photonic crystal, such as photonic bandgap and defect mode, depend on the structural periodicity and the refractive indices of the materials. If we can tune the structural periodicity or refractive index in a photonic crystal, the optical properties can be controlled. There are several ways to change the optical periodicity. For example, an external stress will induce a deformation in the periodic structure,²⁵ and temperature control is also effective for changing the refractive index of a material.^{5,6} However, from the standpoint of application to optical devices, the precision and speed of tuning by stress or temperature are inferior compared to an electrical control. Liquid crystals have a large birefringence and their refractive indices can be electrically controlled by molecular reorientation. Therefore, liquid crystal is one of the suitable materials for tunable photonic crystals.

3.1 Tunable Defect Mode

Let us consider a nematic liquid crystal introduced into a 1D photonic crystal, as shown in Fig. 5. The photonic crystal is composed of dielectric multilayers with the nematic liquid crystal defect layer located at the center. We assume that the initial orientation of the liquid crystal molecules is set along the y -axis and that the molecules are reoriented parallel to the z -axis by applying an electric field. In general, there exists a threshold electric field E_{th} above which the molecules can be redirected from the initial orientation. It is well known that a nematic liquid crystal has such a threshold caused by the Frederiks transition.^{1,2} The threshold is given by

$$E_{th} = \frac{\pi}{d} \sqrt{\frac{K_{11}}{\epsilon_0 \Delta \epsilon}} \quad , \quad (1)$$

where d is thickness of the liquid crystal layer, K_{11} is the splay elastic constant, ϵ_0 is the vacuum permittivity, $\Delta \epsilon$ is dielectric anisotropy of the liquid crystal. The threshold voltage V_{th} is easily obtained from simple calculation and is approximately 1 V for a typical nematic liquid crystal.

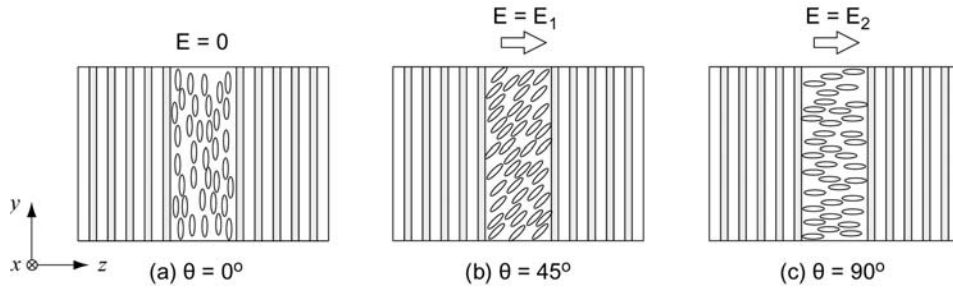


Fig. 5 Schematic views of a 1D photonic crystal with a nematic liquid crystal for (a) $E = 0$, $\theta = 0^\circ$, (b) $E = E_1$, $\theta = 45^\circ$, and (c) $E = E_2$, $\theta = 90^\circ$ ($E_2 > E_1 > E_{th}$). The liquid crystal director can be controlled using electric-field-induced molecular reorientation.

When light linearly polarized along the y -axis enters a photonic crystal, the incident light encounters the extraordinary refractive index n_e in the liquid crystal layer in the absence of an applied electric field. Above E_{th} , the molecules tilt towards the z -axis by an angle θ from the y -axis. Using the angle, the effective refractive index $n'(\theta)$ for the y -polarization is determined by

$$n'(\theta) = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_e^2 \sin^2 \theta + n_o^2 \cos^2 \theta}}. \quad (2)$$

When the molecules are aligned parallel to the z -axis by a sufficient voltage, the effective refractive index becomes equal to the ordinary index n_o ; $n'(90^\circ) = n_o$. Since nematic liquid crystals have a large anisotropy in refractive index, the molecular reorientation in the defect layer gives rise to a change in the optical length. This indicates that the defect mode wavelength can be controlled by applying voltage to the liquid crystal defect layer.

Figure 6 shows the experimental setup for optical transmission measurement. A dielectric multilayer consisting of an alternating stack of SiO_2 and TiO_2 layers deposited on an In-Sn oxide (ITO)-coated glass substrate was used as a 1D photonic crystal. The refractive indices of SiO_2 and TiO_2 are 1.45 and 2.35, respectively. The center wavelength of the photonic band was adjusted to be 600 nm by setting the optical thickness of both SiO_2 and TiO_2 to be one-quarter of 600 nm; the thickness of SiO_2 and TiO_2 layers were 103 nm and 64 nm, respectively. The number of SiO_2 - TiO_2 pairs on each substrate was five. Polyimide was spin-coated on the top surface of the multilayer, and then it was unidirectionally rubbed along the y -axis. The polyimide

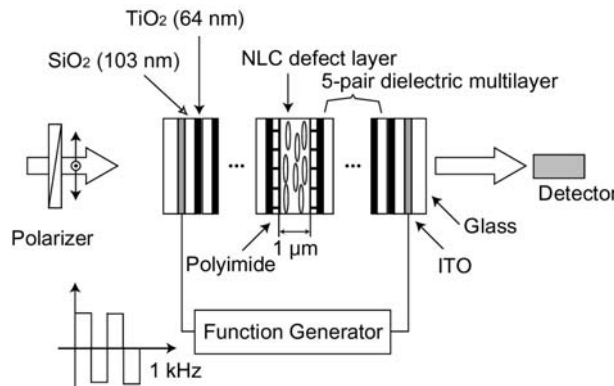


Fig. 6 1D photonic crystal containing a nematic liquid crystal as a defect layer and experimental setup for electrical tuning of the defect mode.

would then align liquid crystal molecules parallel to the y -direction. To introduce the defect layer, a nematic liquid crystal was sandwiched between two multilayers using $1\text{-}\mu\text{m}$ spacers. The ordinary and extraordinary refractive indices of the liquid crystal are approximately $n_o = 1.5$ and $n_e = 1.7$, respectively. Figure 7(a) shows the experimentally measured transmission spectra of the 1D photonic crystal with a nematic liquid crystal defect layer. The transmission spectra were measured with y -polarized light which corresponds to the initial orientation of the liquid crystal molecules in the defect layer. The solid and broken lines represent the transmission spectra at 0 V and 8 V , respectively. An application of a voltage to ITO electrodes changes the molecular alignment of the liquid crystal defect layer. The defect mode peaks shift to the shorter wavelength side upon applying voltage. Figure 7(b) shows the calculated transmission spectra of the 1D photonic crystal with a nematic liquid crystal defect layer. These calculations were carried out using the 4×4 matrix method.⁴² This method is a numerical analysis based on the Maxwell equations which can be used to quantitatively calculate the light propagation in an anisotropic medium with refractive index varying along one direction. The peak shifts agree with the calculation results in Fig. 7(b). Namely, the incident light encounters n_e at the initial orientation and then encounters n_o at 8 V . The measured peak widths are broader than the calculated ones due to non-uniformity of the physical thickness of the defect layer.

The voltage dependences of the defect mode wavelengths for the light polarized along the x - and the y -axes are summarized in Fig. 8. The open and filled circles represent the peak wavelengths for x - and y -polarizations,

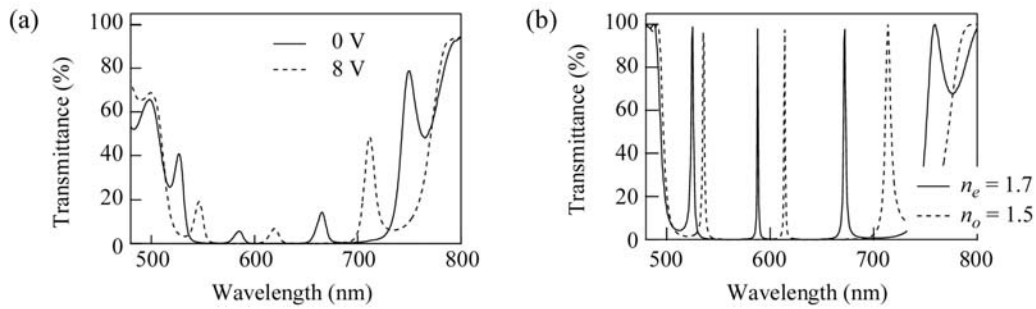


Fig. 7 (a) Experimentally measured transmission spectra of the 1D photonic crystal with a nematic liquid crystal defect layer. (b) Calculated transmission spectra of the photonic crystal by the 4×4 matrix method.

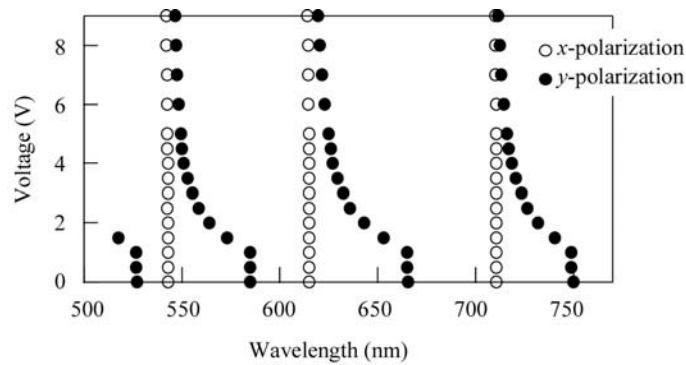


Fig. 8 Voltage dependences of defect mode peaks of the 1D photonic crystal with a nematic liquid crystal. The open and filled circles represent the peak wavelengths for x - and y -polarizations.

respectively. For y -polarized light, the defect mode peaks begin to shift to shorter wavelengths with increasing voltage above 1 V which is associated with the Frederiks transition mentioned above. All peaks shift in the same manner by about 40 nm, even upon applying low voltage. The peak located around 530 nm at 0 V shifts to a shorter wavelength and disappears above 1.8 V, which means that the peak is out of the band gap at higher voltages and is no longer a defect mode. In contrast, the defect modes for x -polarized light remains unchanged upon applying voltage. This indicates that the x -polarized light is always affected by n_o , regardless of the applied voltage. This is because the x component of the refractive index is not changed by the reorientation. Therefore, for x -polarized light, the optical length of the defect layer is independent of the liquid crystal molecular orientation.

3.2 Defect Mode Laser

Although 1D photonic crystals do not have a complete photonic bandgap, there are many applications using the slow group velocity at a band edge and the localized photonic state in a defect layer. In particular, the study of defect mode lasing is one of the most attractive subjects because low threshold lasing at a defect mode resonance is expected. Since defect mode wavelengths can be controlled upon applying electric field using a liquid crystal defect, lasing wavelength can also be tuned. Electrically wavelength-tunable defect mode lasing has been demonstrated using this system.^{8,43} In the experiments, an active medium was introduced inside the 1D photonic crystal with a liquid crystal defect to achieve laser action. As an active laser medium, a laser dye⁸ or a conducting polymer⁴³ was used. To excite the active medium, the second-harmonic light of a Q-switched Nd:YAG laser irradiated the sample. Figure 9 shows experimental setup for lasing wavelength control upon the applied voltage. In this case, [2-[2-4-(dimethylamino)phenyl]ethenyl]-6-methyl-4H-pyran-4-ylidene propanedinitrile was used as a laser dye dopant in the nematic liquid crystal. Figure 10(a) shows the pump energy dependence of emission intensity at the defect mode wavelength. Above the threshold at a pump-pulse energy of about 5 μ J/pulse, the emission intensity significantly increases. This indicates that there exists a lasing threshold above which a light amplification accrues. In order to control the emission wavelength, the orientation of the liquid crystal molecules in the defect layer was changed upon applying a square-wave voltage at 1 kHz. Figure 10(b) shows the emission spectra of the 1D photonic crystal with the dye-doped liquid crystal defect as a function of applied voltage. It should be noted that a sharp lasing peak shifts toward shorter wavelengths with increasing voltage in the same manner as the defect modes shift (see Fig. 8). The wavelength shift of the lasing peak is about 25 nm, even upon applying low voltage. The lasing in a 1-D photonic crystal with a liquid crystal defect layer can be tuned over a wide range upon applying an electric field.

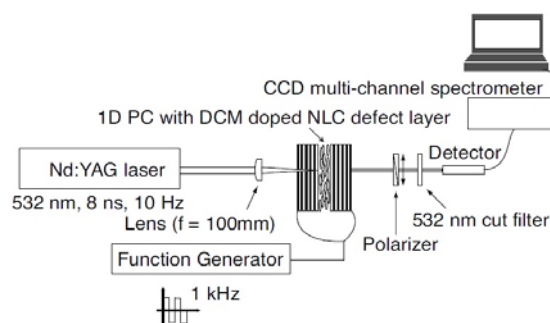


Fig. 9 Experimental setup for lasing wavelength control upon the applied voltage.

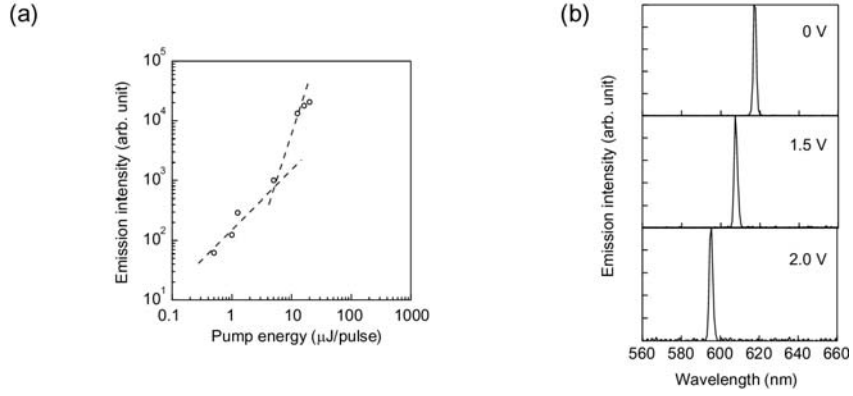


Fig. 10 (a) Pump energy dependence of emission intensity at the defect mode wavelength. (b) Emission spectra of the 1D photonic crystal with dye-doped liquid crystal defect as a function of applied voltage.

3.3 Density of States

The density of states (DOS), which is the reciprocal of the group velocity of light, plays an important role in photonic crystal lasers.^{44,45} The photonic DOS $\rho(\omega)$ is defined as the inverse slope of the dispersion relation,

$$\rho(\omega) = \frac{1}{v_g(\omega)} = \frac{dk(\omega)}{d\omega}. \quad (3)$$

As is evident from the equation, a slow group velocity in a photonic crystal provides a large DOS which is the same meaning as strong confinement. The dispersion relation of a photonic crystal can be calculated by the PWE method or other numerical methods. However, these methods can obtain a photonic band diagram for an infinite period but not for a finite period. Here the DOS in a finite periodic structure is calculated with the complex transmission coefficient t written as

$$t = t_1 + it_2 \left(= \frac{E_t}{E_i} \right), \quad (4)$$

where t_1 and t_2 are the real and imaginary parts of the transmission coefficient, and E_t and E_i are the amplitudes of the transmitted and incident electric fields. Using the complex transmission coefficient, the DOS is given by

$$\rho(\omega) = \frac{dk(\omega)}{d\omega} = \frac{1}{D} \frac{\left(\frac{dt_2}{d\omega} \right) t_1 - \left(\frac{dt_1}{d\omega} \right) t_2}{t_1^2 + t_2^2}, \quad (5)$$

where D is the thickness of the sample. The DOS for an isotropic medium ρ_{iso} is

$$\rho_{iso} = \frac{dk}{d\omega} = \frac{n}{c}. \quad (6)$$

Figure 11(a) shows the transmission spectrum and the normalized DOS of a 10-layer SiO_2 - TiO_2 stack without a defect. Here, t_1 and t_2 are calculated using the 4×4 matrix method. The DOS is increased at the band edges because of slow group velocities. We can estimate a lasing wavelength in the DFB cavity from the peak of the DOS. Figure 11(b) shows the transmission spectrum and the normalized DOS of a 10-layer SiO_2 - TiO_2 stack with a defect. The defect is sandwiched between two 5-layer stacks, and its refractive index and length are 1.7 and 190 nm, respectively. As is evident from Fig. 11(b), the DOS at the defect mode wavelength is significantly

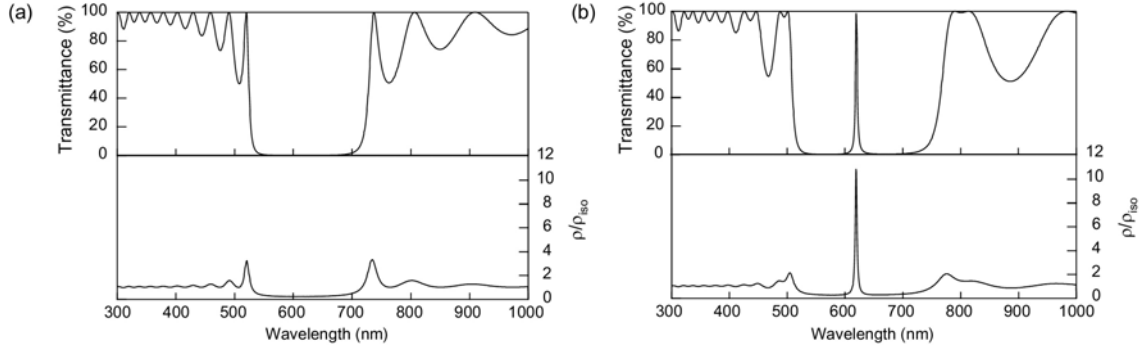


Fig. 11 Transmission spectra and normalized DOSs of a 10-layer $\text{SiO}_2\text{-TiO}_2$ multilayer: (a) without a defect and (b) with a defect.

increased. That is, the group velocity at the defect mode wavelength is much slower than that at the band edges. This result is consistent with the electric field calculations shown in Figs. 3 and 4. Such a slow group velocity and an electric field enhancement are major advantages of a defect mode because an electric field can interact more strongly with a functional material in the defect. Thus, the analysis of the DOS is one of the most useful tools to investigate optical confinement in a photonic crystal.

3.4 ADE-FDTD Simulations

The FDTD method also plays an important role in computer-aided analysis for photonic crystal lasers, in which the Maxwell equations are solved on the basis of the Yee algorithm in discrete time and lattices.⁴⁰ FDTD is a dependable method to simulate a wide range of problems for electromagnetics, photonics, acoustics, and so on.⁴¹ Using this method, the dynamics of light propagation and photon localization can be numerically simulated. To investigate laser dynamics, an auxiliary differential equation FDTD (ADE-FDTD) method has also been developed, in which the FDTD method is coupled with the classical electron oscillator model and the rate equation in a four-level energy system.⁴⁶⁻⁵⁰ The ADE-FDTD method can simulate light emission from a photonic crystal, such as a defect mode laser or band edge laser.

We here consider light propagation in an active gain medium which induces a polarization. The Maxwell equations are written as

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (7)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -\varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} \quad , \quad (8)$$

where \mathbf{P} is a macroscopic polarization. On the basis of a classical electron oscillator model, the polarization \mathbf{P} for an isotropic medium can be described by

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \Delta\omega_a \frac{\partial P}{\partial t} + \omega_a^2 P = \frac{\gamma_r}{\gamma_c} \frac{e^2}{m} \Delta N E \quad , \quad (9)$$

where $\Delta\omega_a = 1/\tau_{21} + 2/T_2$ is the full width at half maximum linewidth of atomic transition. T_2 is the mean time between dephasing events which is taken to be 5.0×10^{-15} s. $\Delta N(z, t) = N_1(z, t) - N_2(z, t)$ and $\gamma_r = 1/\tau_{21}$ is the real decay rate of the second level, and γ_c is the classical rate.

In a four-level atomic system, the rate equations are expressed as follows:

$$\frac{dN_3(z,t)}{dt} = P_r N_0(z,t) - \frac{N_3(z,t)}{\tau_{32}} \quad (10)$$

$$\frac{dN_2(z,t)}{dt} = \frac{N_3(z,t)}{\tau_{32}} + \frac{E(z,t)}{\hbar\omega_a} \frac{dP(z,t)}{dt} - \frac{N_2(z,t)}{\tau_{21}} \quad (11)$$

$$\frac{dN_1(z,t)}{dt} = \frac{N_2(z,t)}{\tau_{21}} - \frac{E(z,t)}{\hbar\omega_a} \frac{dP(z,t)}{dt} - \frac{N_1(z,t)}{\tau_{10}} \quad (12)$$

$$\frac{dN_0(z,t)}{dt} = \frac{N_1(z,t)}{\tau_{10}} - P_r N_0(z,t) \quad , \quad (13)$$

where N_0 , N_1 , N_2 , and N_3 are the electron numbers at each energy level. The lifetimes at each energy level, τ_{32} , τ_{21} , and τ_{10} , are chosen to be 1×10^{-13} , 1×10^{-9} , and 1×10^{-11} s, respectively, and are similar to those of laser dyes such as coumarine or rhodamine. The total electron density $N_0^0 = N_0 + N_1 + N_2 + N_3$ is $5.5 \times 6.02 \times 10^{23}$, and initially, all of them are at the ground state ($N_0 = N_0^0$). Pumping rate P_r is a controlled variable that should be tuned by the pumping intensity in the real experiment.

In Fig. 12(a), the solid line is the calculated emission spectrum of a dye in bulk at a low pump rate by the ADE-FDTD method. The center wavelength of the dye spectrum is 570 nm and the half width at half maximum is 65 nm. The broken line is the transmission spectrum of a 1D photonic crystal without a defect. The physical properties of the 1D photonic crystal are as follows: $n_1 = 1.5$, $n_2 = 1.65$; $L_1 = 100$ nm, $L_2 = 100$ nm; and the number of layers is 20. Figure 12(b) shows the calculated dye emission spectra from the 1D photonic crystal without a defect as a function of pumping rate, where the spatial distribution of the dye is assumed to be uniform in the 1D photonic crystal. At a low pumping rate of 1×10^{10} , a broad spectrum is observed in which light emissions are suppressed by the photonic band. With increasing pumping rate, the spectral peak becomes higher and narrower at the band edge wavelength. Above a threshold, the single narrow peak appears at the band edge wavelength. There is a threshold at approximately a pumping rate of 1.5×10^{11} . Thus, the ADE-FDTD simulation has been a powerful tool because it can reproduce emission spectra and provide a laser threshold.

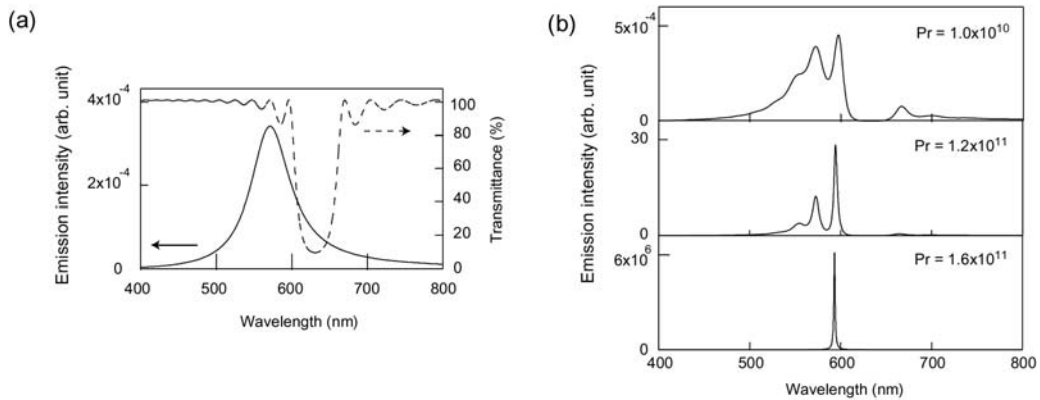


Fig. 12 ADE-FDTD simulation results: (a) Emission spectrum of a dye in a bulk and transmission spectrum of a 1D photonic crystal and (b) Emission spectra of a dye-doped 1D photonic crystal as a function of pumping rate.

4. Summary

We experimentally and theoretically studied the 1D photonic crystal with a liquid crystal defect layer for application as a tunable laser. Using field-induced liquid-crystal reorientation, the laser wavelength was able to be tuned with a low voltage. The photon confinement in the photonic crystal was discussed by calculating DOS. The confinement at defect mode was much stronger than that at band-edge mode. Furthermore, the emission spectra from the 1D photonic crystal were also simulated by the ADE-FDTD method. We expect that our proposed tunable system contributes for the development of new photonic crystal applications.

References

- [1] P.G. de Gennes and J. Port, *The Physics of Liquid Crystals*, Oxford University Press, 1995.
- [2] S. Chandrasekhar, *Liquid Crystals*, Cambridge University Press, 1992.
- [3] H. Kawamoto, *Proceedings of the IEEE*, **90**, pp.460 - 500, 2002.
- [4] D.K. Yang and S.T. Wu, *Fundamentals of Liquid Crystal Devices*, Wiley, 2006.
- [5] K. Yoshino, Y. Shimoda, Y. Kawagishi, K. Nakayama, and M. Ozaki, *Appl. Phys. Lett.*, **75**, pp.932 - 934, 1999.
- [6] K. Yoshino, S. Satoh, Y. Shimoda, Y. Kawagishi, K. Nakayama, and M. Ozaki, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **38**, pp.L961 - L963, 1999.
- [7] S.W. Leonard, J.P. Mondia, H.M. van Driel, O. Toader, S. John, K. Busch, A. Birner, U. Gösele, and V. Lehmann, *Phys. Rev. B*, **61**, pp.R2389 - R2392, 2000.
- [8] R. Ozaki, T. Matsui, M. Ozaki, and K. Yoshino, *Appl. Phys. Lett.*, **82**, pp.3593 - 3595, 2003.
- [9] B. Maune, M. Lončar, J. Witzens, M. Hochberg, T. Baehr-Jones, D. Psaltis, A. Scherer, and Y. Qiu, *Appl. Phys. Lett.*, **85**, pp.360 - 362, 2004.
- [10] T.S. Perova, V.A. Tolmachev, E.V. Astrova, Y.A. Zharova, and S.M. O'Neill, *Physica Status Solidi (c)*, **4**, pp.1961 - 1965, 2007.
- [11] R. Ozaki, T. Shinpo, K. Yoshino, M. Ozaki, and H. Moritake, *Appl. Phys. Express*, **1**, pp.012003-1 - 012003-3, 2008.
- [12] E. Yablonovitch, *Phys. Rev. Lett.*, **58**, pp.2059 - 2062, 1987.
- [13] S. John, *Phys. Rev. Lett.*, **58**, pp.2486 - 2489, 1987.
- [14] J.D. Joannopoulos, P.R. Villeneuve, and S. Fan, *Solid State Communications*, **102**, pp.165 - 173, 1997.
- [15] K. Sakoda, *Optical Properties of Photonic Crystals*, Springer, 2005.
- [16] A. Mekis, J. C. Chen, I. Kurland, S. Fan, P.R. Villeneuve, and J.D. Joannopoulos, *Phys. Rev. Lett.*, **77**, pp.3787 - 3790, 1996.
- [17] J.D. Joannopoulos, P.R. Villeneuve, and S. Fan, *Nature*, **386**, pp.143 - 149, 1997.
- [18] K. Srinivasan and O. Painter, *Opt. Express*, **10**, pp.670 - 684, 2002.
- [19] Y. Akahane, T. Asano, B.-S. Song, and S. Noda, *Nature*, **425**, pp.944 - 947, 2003.
- [20] J.P. Dowling, M. Scalora, M.J. Bloemer, and C.M. Bowden, *J. Appl. Phys.*, **75**, pp.1896 - 1899, 1994.
- [21] O. Painter, R. K. Lee, A. Scherer, A. Yariv, J.D. O'Brien, P.D. Dapkus, and I. Kim, *Science*, **284**, pp.1819 - 1821, 1999.

- [22] K. Sakoda, K. Ohtaka, and T. Ueta, *Opt. Express*, **4**, pp.481 - 489, 1999.
- [23] M. Ozaki, M. Kasano, D. Ganzke, W. Haase, and K. Yoshino, *Adv. Mater.*, **14**, pp.306 - 309, 2002.
- [24] M. Ozaki, M. Kasano, T. Kitasho, D. Ganzke, W. Haase, and K. Yoshino, *Adv. Mater.*, **15**, pp.974 - 977, 2003.
- [25] H. Finkelmann, S.T. Kim, A. Muñoz, P. Palfy-Muhoray, and B. Taheri, *Adv. Mater.*, **13**, pp.1069 - 1072, 2001.
- [26] A. Chanishvili, G. Chilaya, G. Petriashvili, R. Barberi, R. Bartolino, G. Cipparrone, A. Mazzulla, and L. Oriol, *Adv. Mater.*, **16**, pp.791 - 795, 2004.
- [27] Y. Inoue, H. Yoshida, K. Inoue, Y. Shiozaki, H. Kubo, A. Fujii, and M. Ozaki, *Adv. Mater.*, **23**, pp.5498 - 5501, 2011.
- [28] H. Takeda and K. Yoshino, *Phys. Rev. B*, **67**, pp.073106-1 - 073106-4, 2003.
- [29] S.Y. Lin, J.G. Fleming, D.L. Hetherington, B.K. Smith, R. Biswas, K.M. Ho, M.M. Sigalas, W. Zubrzycki, S.R. Kurtz, and J. Bur, *Nature*, **394**, pp.251 - 253, 1998.
- [30] A. Blanco, E. Chomski, S. Grabtchak, M. Ibisate, S. John, S. W. Leonard, C. Lopez, F. Meseguer, H. Miguez, J.P. Mondia, G. A. Ozin, O. Toader, and H.M. Driel, *Nature*, **405**, pp.437 - 440, 2000.
- [31] S. Noda, K. Tomoda, N. Yamamoto, and A. Chutinan, *Science*, **289**, pp.604 - 606, 2000.
- [32] H.B. Sun, S. Matsuo, and H. Misawa, *Appl. Phys. Lett.*, **74**, pp.786 - 788, 1999.
- [33] J.S. Foresi, P.R. Villeneuve, J. Ferrera, E.R. Thoen, G. Steinmeyer, S.Fan, J.D. Joannopoulos, L.C. Kimerling, H.I. Smith and E.P. Ippen, *Nature*, **390**, pp.143 - 145, 1997.
- [34] M. Notomi, E. Kuramochi, and H. Taniyama, *Opt. Express*, **16**, pp.11095 - 11102, 2008.
- [35] M.D. Tocci, M.J. Bloemer, M. Scalora, J.P. Dowling, and C.M. Bowden, *Appl. Phys. Lett.*, **66**, pp.2324 - 2326, 1995.
- [36] T. Hattori, N. Tsurumachi, and H. Nakatsuka, *J. Opt. Soc. Am.*, **14**, pp.348 - 355, 1997.
- [37] Y. Dumeige, P. Vidakovic, S. Sauvage, I. Sgnes, and J. A. Levenson, *Appl. Phys. Lett.*, **78**, pp.3021 - 3022, 2001.
- [38] K.M. Ho, C.T. Chan, and C.M. Soukoulis, *Phys. Rev. Lett.*, **65**, pp.3152 - 3155, 1990.
- [39] M. Plihal and A.A. Maradudin, *Phys. Rev. B*, **44**, pp.8565 - 8571, 1991.
- [40] K. S. Yee, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, **45**, pp.354 - 363, 1966.
- [41] A. Taflove and S. C. Hagness, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*, 3rd ed., Artech House, 2005.
- [42] D.W. Berreman, *J. Opt. Soc. Am.*, **62**, pp.502 - 510, 1971.
- [43] R. Ozaki, Y. Matsuhisa, M. Ozaki, and K. Yoshino, *Appl. Phys. Lett.*, **84**, pp.1844 - 1846, 2004.
- [44] J. M. Bendickson, J. P. Dowling, and Michael Scalora, *Phys. Rev. E*, **53**, pp.4107 - 4121, 1996.
- [45] J. Schmidtke and W. Stille, *Eur. Phys. J. B*, **31**, pp.179 - 194, 2003.
- [46] A. S. Nagra and R. A. York, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, **46**, pp.334 - 340, 1998.
- [47] X. Jiang and C. M. Soukoulis, *Phys. Rev. Lett.*, **85**, pp.70 - 73, 2000.
- [48] S.-H. Chang and A. Taflove, *Opt. Express*, **12**, pp.3827 - 3833, 2004.
- [49] S. Shi and D. W. Prather, *Opt. Express*, **15**, pp.10294 - 10302, 2007.
- [50] T. Matsui and M. Kitaguchi, *Appl. Phys. Express*, **3**, pp.061701-1 - 061701-3, 2010.

瀬戸内海における3種類の海上風分布を用いた波浪推算の相互比較

Intercomparison of Wave Hindcasts Using Three Kinds of Sea Wind Distribution in the Seto Inland Sea

山口正隆*・野中浩一**・畑田佳男***

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

Shallow water wave hindcasting in the Seto Inland Sea was conducted for each of 15 typhoons during the year period of 1980-2005. The hourly wind distribution in the Inland Sea was estimated by use of any of (1) a mesoscale meteorological model MM5, (2)SDP(Surface Data Product) wind data acquired at the on-land meteorological observatories and (3)wind data measured at the sea and coastal stations in the Inland Sea. The degree of agreement between the time series of hindcasted and measured wave height was evaluated by 4 error indices. A statistical analysis of the indices for 97 cases suggests that the measurement winds-based run yields the highest accuracy among the three kinds of hindcasts, and that the SDP winds-based run provides comparable or slightly less accuracy than the measurement winds-based run.

Key Words ; wave hindcasting, three kinds of wind distribution data, the Seto Inland Sea, wave height error statistics

1. 緒 言

瀬戸内海のような内海・内湾における波浪推算の精度を確保するためには、周辺地形の影響を適切に評価した海上風分布資料を用いる必要がある。こうした場合の海上風分布の推定方法として、いくつかの方法(岡田ら^[1], 山口ら^{[2], [3], [4]}, 李ら^[5])が開発され、その適用事例が示されている。この中で李ら^[4]は1971~2006年の20ケースの台風にもメソ気象モデルMM5を適用することによって瀬戸内海における台風時海上風分布を求め、そのデータセットの提供が可能であることを論文の中で述べている。

本研究では、提供を受けた当該20ケースのうち海上風観測資料の入手が可能な1980~2005年の15ケースの台風に対し、①MM5(李ら^[5])により得た海上風分布資料(MM5風海上風分布資料)、②SDP風資料(山口ら^[4])より得た海上風分布資料(SDP風海上風分布資料)、③観測風資料(山口ら^{[2], [3]})

*愛媛大学名誉教授

Prof. Emeritus, Ehime University Engineering for Production and Environment,

** (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

Graduate School of Science and Engineering, Ehime University

原稿受理 平成24年10月5日

より得た海上風分布資料（観測風海上風分布資料）を入力条件とした格子点浅海モデルによる波浪推算を行い、（有義）波高 H_s の時系列に関して瀬戸内海にある複数の波浪観測地点における観測結果と推算結果から得た 4 種類の誤差指標を用いてそれぞれの推算精度を評価する。波浪推算では主として瀬戸内海における海上風分布資料のみが異なることから、波浪推算の結果にそれぞれの海上風分布の特性が反映される。

2. 波浪推算と解析方法

2.1 海上風分布資料

(1) MM5 風海上風分布資料

李ら^[5]は MM5 による気象場（海上風分布を含む）を格子間隔 3 km の瀬戸内海領域で 1 時間ごとに得ている。海上風分布資料は加重 1 次補間法を用いて SDP 風資料および観測風資料による海上風分布と同じ格子間隔 2 km の瀬戸内海領域（後出の Fig. 2）に空間補間した。Table 1 は 1980 年（台風（T）8013 号）以降の 15 台風の名前と波浪推算の期間を表す。Fig. 1 は 15 台風の経路を 4 つの図に分割して与える。各台風は経路や進行方向に関して多様な形態をとり、瀬戸内海のいずれかの観測地点で比較的大きい高潮偏差を記録している（李ら^[5]）。

Table 1 Name of typhoon and period of wave hindcasting.

typ.	period (M/D/JST)	typ.	period (M/D/JST)
T8013	9/10/00~9/12/23	T0111	8/20/00~8/22/23
T9014	8/21/00~8/23/23	T0310	8/08/00~8/09/23
T9119	9/27/00~9/28/23	T0410	7/31/00~8/02/23
T9210	8/08/00~8/09/23	T0416	8/29/00~8/31/23
T9313	9/03/00~9/04/23	T0418	9/06/00~9/08/23
T9612	8/12/00~8/15/23	T0421	9/29/00~9/30/23
T9719	9/16/00~9/17/23	T0514	9/05/00~9/07/23
T9918	9/23/00~9/24/23		

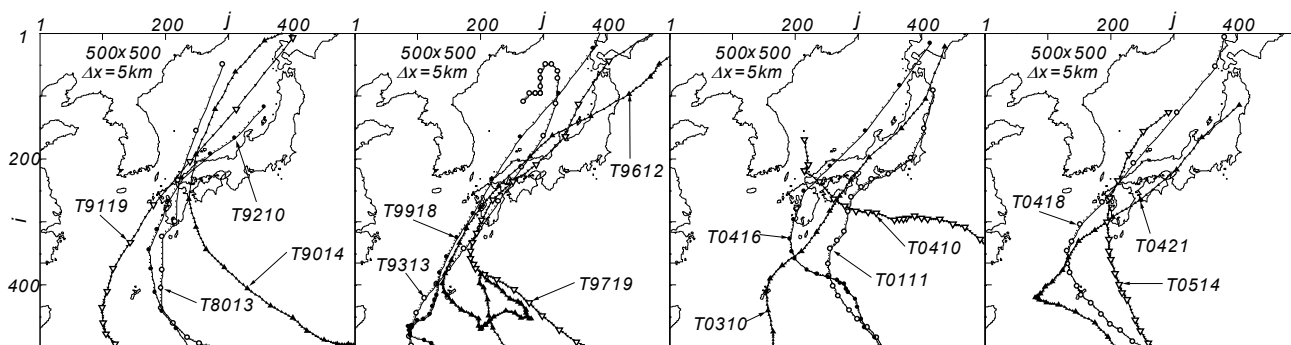


Fig. 1 tracks of 15 investigated typhoons.

(2) SDP 風海上風分布資料

山口ら^[4]は 1961~2005 年の 45 年間について、対象海域周辺の陸上気象官署で取得された SDP 風資料より対象海域の海上風分布を推定する方法を開発し、その精度が有意であることを確認した。

Fig. 2 は格子間隔 2 km の瀬戸内海領域を示す。図には気象官署（×印、佐田岬と土佐沖ノ島の 2 灯

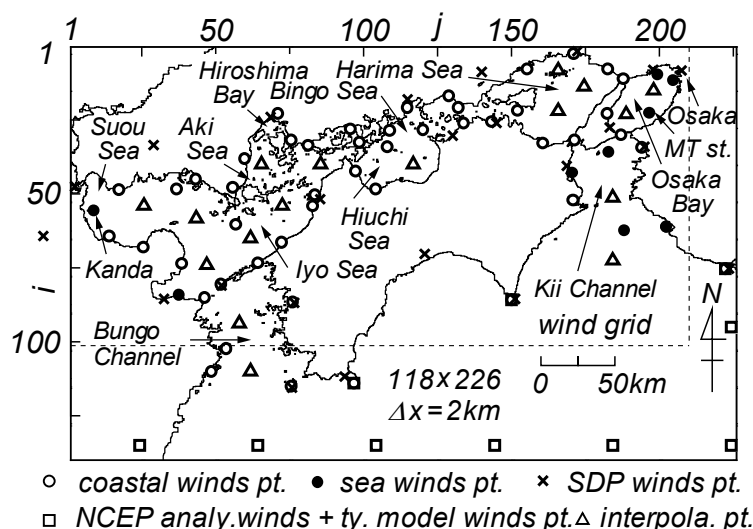


Fig. 2 Domain for estimating sea wind distributions in the Seto Inland Sea.

台を含む), 外洋境界の地点 (□印), 海上観測地点 (●印), 沿岸観測地点 (○印) および海上風分布の適正評価のために設けた中間地点 (△印) を与える。波浪推算に使用する海上風分布は上記のデータセットから Table 1 の期間に相当する部分を取り出す。この方法は傾向変動を調整した SDP 風資料および外洋境界格子点での台風モデル風を組み込んだ表面風再解析資料 (NCEP 風資料) から空間補間と回帰式の適用を通じて瀬戸内海の海上・沿岸観測地点における観測相当風を求めたのち, 空間補間によって海上風分布を Fig. 2 の瀬戸内海領域で 1 時間ごとに推定するものである。傾向変動の調整法, 用いる風資料の詳細, 空間補間法の適用法, 回帰式の内容などは山口ら^[4]に述べている。

(3) 観測風海上風分布資料

山口ら^[3]は瀬戸内海の海上観測地点と沿岸観測地点における観測風資料および外洋境界地点での台風モデル風を組み込んだ表面風再解析・解析資料 (ECMWF 風資料) に対する加重 1 次補間法の適用によって 1983~2005 年の 23 年間 1 時間ごとの海上風分布資料を瀬戸内海領域で作成した。このほか, 同じ手法の適用により瀬戸内海西部海域および大阪湾・紀伊水道におけるそれぞれ 1978~1982 年 15 ケースのストーム (台風, 低気圧, 季節風) 時の 1 時間間隔海上風分布資料も作成した。格子間隔はいずれも 2 km である。これらから Table 1 の期間に相当する部分を取り出す。

2.2 波浪推算

畑田ら^[6]と同様に瀬戸内海を東部, 中部, 西部の 3 海域に分けて別々に波浪推算を行う。Fig. 3 は格子間隔 1 km の格子網を与える。東部海域と西部海域における波浪推算は, 各海域の南側境界代表地点 (図中の*印) に 1 点浅海モデルにより計算した 1 時間間隔の方向スペクトルを流入条件として与えるとともに, 瀬戸内海における各海上風分布条件のもとに格子点浅海モデルを用いて 2~3 日の台風期間ごとに時間間隔 1 分で実施する。海上風分布は空間に関して 1 km 間隔で, 時間に関して 1 分間隔で直線補間する。周波数の個数は 0.047~1 Hz を不等分割した 20 個, 方向の個数は 0~360° を 20° で等分割した 19 個 (中部海域), あるいは 10~20° で不等分割した 24 個 (西部海域) または 27 個 (東部海域) である。方向データ数の拡大は豊予海峡や友ヶ島水道と鳴門海峡における Garden Sprinkler 効果を軽減するためである。一方, 中部海域は陸地で囲まれた閉鎖領域として陸地境界での方向スペクトルを 0 とする。

3 種類の推算波高資料をそれぞれ MM5 風波高資料, SDP 風波高資料, 観測風波高資料と称する。

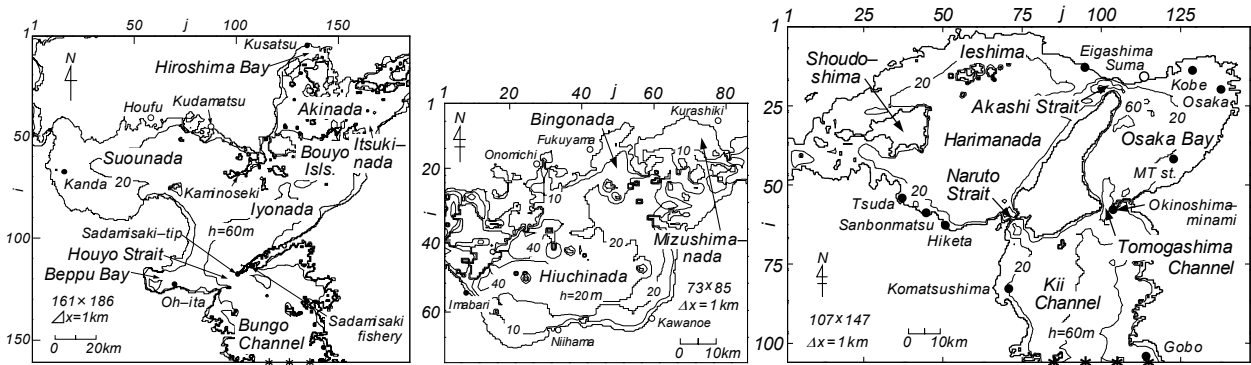


Fig. 3 Domain for wave hindcasting in the western, middle and eastern area of the Seto Inland Sea.

2.3 波浪観測資料と誤差指標の導入

観測資料を用いる波浪観測地点 (Fig. 3 に●印で記載) は西部海域の内海部では、荻田、上関、大分、草津 (または出島)、外洋波浪が到達する豊後水道では佐田岬先端、佐田岬漁港の7地点、中部海域では今治の1地点、東部海域では内海部播磨灘の津田、三本松、引田、江井ヶ島、大阪湾の神戸、大阪、MT局、外洋波浪が直接入射する紀伊水道の沖ノ島 (南)、小松島、御坊の10地点である。観測資料の時間間隔は2時間または1時間であり、観測資料の期間は地点ごとにかなりの長短を伴う。また、観測資料が得られる地点も1995年以前では多くない。

Fig. 4はT0514号時の推算波高および観測波高の時系列、ならびに推算波高と観測波高の散布図を西部海域西側奥に位置する荻田について例示する。この事例に限ってみれば、観測風海上風分布資料に基づく推算波高 (観測風波高: obsW と略記) やSDP風海上風分布資料に基づく推算波高 (SDP風波高: SDP) は観測波高とよく符合するのに対して、MM5風海上風分布資料に基づく推算波高 (MM5風波高: MM5) は最盛時以前の期間で観測波高より大きい。

時系列で示した推算波高と観測波高の符合の度合は散布図の中に与えるように、3つの誤差指標、すなわち相関係数 ρ_H 、原点を通る相関直線の勾配値 a_{0H} 、2乗平均平方根波高誤差 σ_H で表される。なお、観測波高資料の精度を考慮に入れて、外洋波浪の影響を受ける上記5地点で限界波高を $H_c=0.5$ m、内海発生波浪が卓越するこれら以外の地点で $H_c=0.3$ mとし、観測波高が H_c を上まわる時点のデータを対象とする。また、波浪状況が異なる地点間の誤差特性を同列に扱うために、2乗平均平方根波高誤差 σ_H を該当する台風期間中で H_c を越える観測期間の平均観測波高 $\bar{H}_{obs} (H_{obs} \geq H_c)$ で無次元化した $\tilde{\sigma}_H = \sigma_H / \bar{H}_{obs}$ を用いる。さらに各台風期間中の最大波高に関する誤差指標を最大波高比 $\tilde{H}_{max} = H_{max}^{cal} / H_{max}^{obs}$ で定義する。ここに、上側の添字 cal と obs はそれぞれ推算値および観測値を表す。

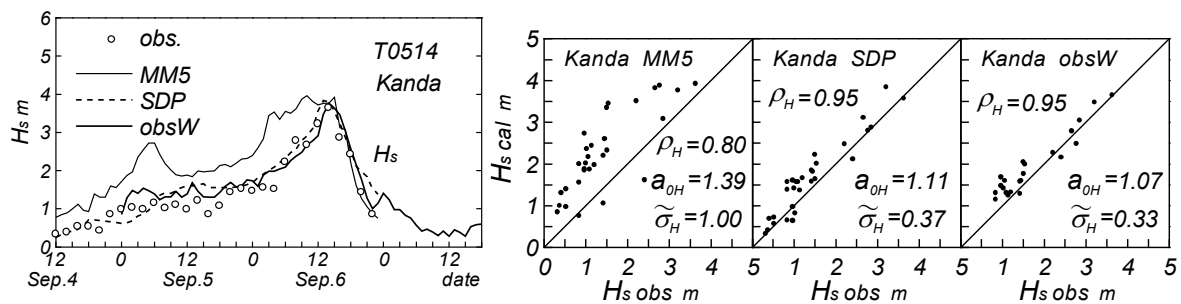


Fig. 4 Time series of hindcast- and measurement-based wave heights and their scatter diagram at Tokyo to-hyo station.

結局、誤差指標として ρ_H , a_{0H} , $\tilde{\sigma}_H$, \tilde{H}_{max} の 4 種類を採用し、各台風時に観測波高資料が得られる地点ごとにこれを求める。

3. 推算波高資料の精度の検討

3.1 全資料

Fig. 5 は 3 種類の推算波高資料より得た各 4 種類の誤差指標の頻度分布を示す。ケース数は 18 波浪観測地点における 1980~2005 年の 15 台風についての 97 である。図中には各誤差指標についての平均値 m と標準偏差 σ , 出現率 γ , および平均値 m を表す実線とこれに標準偏差を加減した $m \pm \sigma$ を表す点線を与える。出現率 γ は, 1 を上限値とする ρ_H に関して $\rho_H > 0.80$ の出現率, a_{0H} に関して $0.8 < a_{0H} < 1.2$ の出現率, 0 を下限値とする $\tilde{\sigma}_H$ に関して $\tilde{\sigma}_H < 0.4$ の出現率, \tilde{H}_{max} に関して $0.7 < \tilde{H}_{max} < 1.3$ の出現率とする。各誤差指標の m , σ , γ の添字による区別はとくにはしない。Table 2 は各誤差指標の平均値 m と標準偏差 σ および出現率 γ の一覧を示す。

まず相関係数 ρ_H をみると, SDP 風波高資料および MM5 風波高資料 (括弧内) の場合, ρ_H は 0.3 ~ 1 (0~1) の範囲にあつて平均値 $m=0.82$ (0.71), 標準偏差 $\sigma=0.15$ (0.21), $\rho_H > 0.8$ の出現率 γ は 0.73 (0.42) である。SDP 風波高資料の場合 ρ_H が 1 に近いケースが多く, 個々のデータのばらつきも小さいのに対して, MM5 風波高資料の場合 ρ_H の値が相対的に小さくばらつきも大きい。観測風波高資料の場合には, ρ_H の範囲は 0.4~1, 平均値は 0.85, 標準偏差は 0.13, 出現率は 0.78 であるから, SDP 風波高資料の場合に比べて精度面で一層良好な指標値を与える。

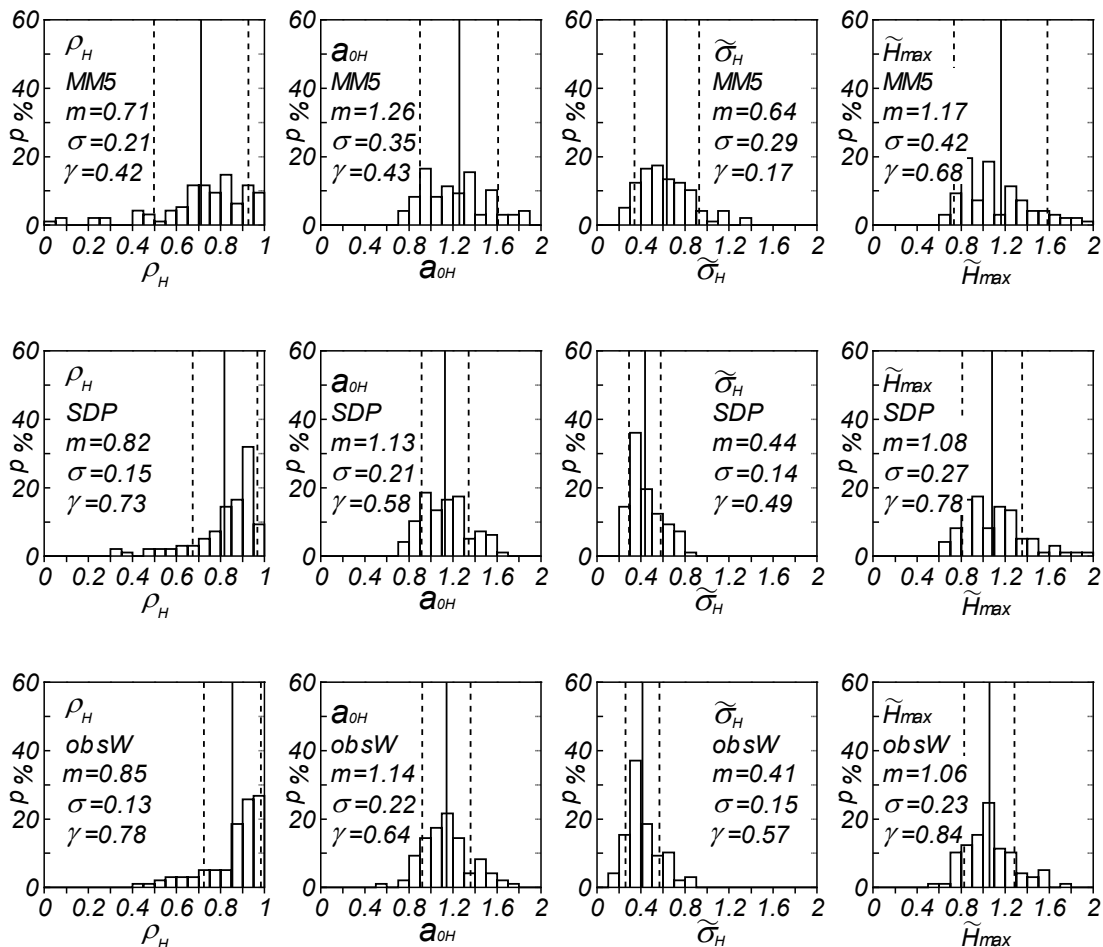


Table 2 Mean, standard deviation and range-limited occurrence rate for each wave heights-related 4 error indices at measurement stations in the Seto Inland Sea.

err. ind.	ρ_H			a_{0H}			$\tilde{\sigma}_H$			\tilde{H}_{max}		
	m	σ	γ	m	σ	γ	m	σ	γ	m	σ	γ
MM5	0.71	0.21	0.42	1.26	0.35	0.43	0.64	0.29	0.17	1.17	0.42	0.68
SDP	0.82	0.15	0.73	1.13	0.21	0.58	0.44	0.14	0.49	1.08	0.27	0.78
obs	0.85	0.13	0.78	1.14	0.22	0.64	0.41	0.15	0.57	1.06	0.23	0.84

勾配値 a_{0H} をみると、SDP 風波高資料および MM5 風波高資料（括弧内）の場合、 a_{0H} は 0.7~1.7 (0.7~1.9) の範囲にあって、平均値 $m=1.13$ (1.26)、標準偏差 $\sigma=0.21$ (0.35)、 a_{0H} が 0.8~1.2 の出現率 γ は 0.58 (0.43) をとる。 a_{0H} についても SDP 風波高資料では MM5 風波高資料に比べてより多くのデータが 1 のまわりに集まり、その変動幅も小さい。観測風波高資料の場合には、 a_{0H} の範囲は 0.5~1.8、平均値は 1.14、標準偏差は 0.22、出現率は 0.64 であるから、指標値は SDP 風波高資料の場合と同程度の値を示す。

無次元 2 乗平均波高誤差 $\tilde{\sigma}_H$ をみると、SDP 風波高資料および MM5 風波高資料（括弧内）の場合、 $\tilde{\sigma}_H$ は 0.2~0.9 (0.2~1.4) の範囲、平均値 $m=0.44$ (0.64)、標準偏差 $\sigma=0.14$ (0.29)、 $\tilde{\sigma}_H < 0.4$ の出現率 γ は 0.49 (0.17) であるから、 $\tilde{\sigma}_H$ についても MM5 風波高資料より多くの SDP 風波高資料が 0 に近い値をとることを表す。観測風波高資料では、 $\tilde{\sigma}_H$ の範囲は 0.1~0.9、平均値は 0.41、標準偏差は 0.15、出現率は 0.57 であり、SDP 風波高資料の場合よりやや良好な指標値を与える。

最大波高比 \tilde{H}_{max} をみると、SDP 風波高資料と MM5 風波高資料（括弧内）の場合、 \tilde{H}_{max} は 0.6~2.0 (0.6~2.0) の範囲、平均値 $m=1.08$ (1.17)、標準偏差 $\sigma=0.27$ (0.42)、 \tilde{H}_{max} が 0.7~1.3 の出現率 γ は 0.78 (0.68) である。SDP 風波高資料の \tilde{H}_{max} は多くのケースで MM5 風波高資料の場合より 1 に近い値を与える。観測風波高資料では、 \tilde{H}_{max} の範囲は 0.5~1.8、平均値は 1.06、標準偏差は 0.23、出現率は 0.84 であり、精度面で SDP 風波高資料よりやや良好な指標値を示す。

以上、 ρ_H 、 a_{0H} 、 $\tilde{\sigma}_H$ 、 \tilde{H}_{max} いずれの指標も SDP 風波高資料が MM5 風波高資料より高い精度をもつこと、および観測風波高資料は SDP 風波高資料よりさらに高い精度をもつことを示唆する。しかし、勾配値 a_{0H} の平均値や最大波高比 \tilde{H}_{max} の平均値が示すように、SDP 風波高資料および観測風波高資料のいずれも観測波高資料に比べて平均的に 10 %前後大きい波高を与える傾向にある。MM5 風波高資料の場合にはこの過大評価の傾向が一層顕著である。

以上の結果は個々の誤差指標についての結果であり、個々のケースの精度を検討したことに必ずしもならない。そこで、Table 3 は MM5 風波高資料、SDP 風波高資料、観測風波高資料に対して、各誤差指標に設けた制約条件を同時に満たすケース数を 2 種類の条件の場合に 97 ケースについて示す。表の第 1 行から下の行に向かうにつれて該当ケース数は当然減少する。推算波高資料の精度は 4 種類

Table 3 Number of typhoon cases which meet restrictive condition imposed on wave height error indices.

condition(1)	MM5	SDP	obs	condition(2)	MM5	SDP	obs
$\rho_H > 0.8$	36	76	82	$\rho_H > 0.65$	69	85	87
$0.8 < a_{0H} < 1.2$	15	52	67	$0.7 < a_{0H} < 1.3$	41	70	72
$\tilde{\sigma}_H < 0.4$	13	35	50	$\tilde{\sigma}_H < 0.5$	28	62	69
$0.7 < \tilde{H}_{max} < 1.3$	13	31	47	$0.6 < \tilde{H}_{max} < 1.4$	28	59	69

の制約条件を同時に満たすケース数によって判断することから、抽出ケース数は太文字で表した \tilde{H}_{max} の行に対する数値を見ればよい。これによると、厳しい選択条件にあたる condition(1)の場合、抽出ケース数は SDP 風波高資料および MM5 風波高資料(括弧内)で 31 (13)、緩やかな選択条件 condition(2)の場合 59 (28) であるから、全ケースでみた場合のこれらの数値は、SDP 風波高資料が全体として MM5 風波高資料より高い精度をもつことを統計的に支持する。また、観測風波高資料は SDP 風波高資料(括弧内)に比べて condition(1)と condition(2)でそれぞれ 47 (31) および 69 (59) であるから、SDP 風波高資料よりさらに高い精度をもつことを示唆する。

3.2 台風別資料

各推算波高資料の精度をより細かく検討するために、各資料に対する誤差指標を台風別に分類して、その平均値と標準偏差の特徴をみる。Fig. 6 は 3 種類の資料に対する誤差指標の平均値と標準偏差を台風別に与える。この場合、たとえば相関係数 ρ_H に関して平均値を $m(\rho_H)$ 、標準偏差を $\sigma(\rho_H)$ と表す。他の誤差指標についても同様である。対象台風の数 は 9、各台風に含まれる地点数は 6~11 であり、T9313 号、T9612 号、T0514 号時に 6 と相対的に少ない。他の台風時には 7 以上である。台風別にみて SDP 風波高資料は多少の出入を除けば、MM5 風波高資料より全体として平均値 $m(\rho_H)$ 、 $m(a_{0H})$ 、 $m(\tilde{H}_{max})$ が 1 に、 $m(\tilde{\sigma}_H)$ は 0 に近い値を与え、標準偏差 $\sigma(\rho_H)$ 、 $\sigma(a_{0H})$ 、 $\sigma(\tilde{\sigma}_H)$ 、 $\sigma(\tilde{H}_{max})$ もより小さい値をとる傾向が明確に見出される。同様に、各指標の平均値と標準偏差は観測風波高資料が SDP 風波高資料より全体としてやや高い精度をもつことも示唆する。しかし、標本の大きさ(ケース数)が小さいことから、台風ごとに両者の関係は変動を伴う。

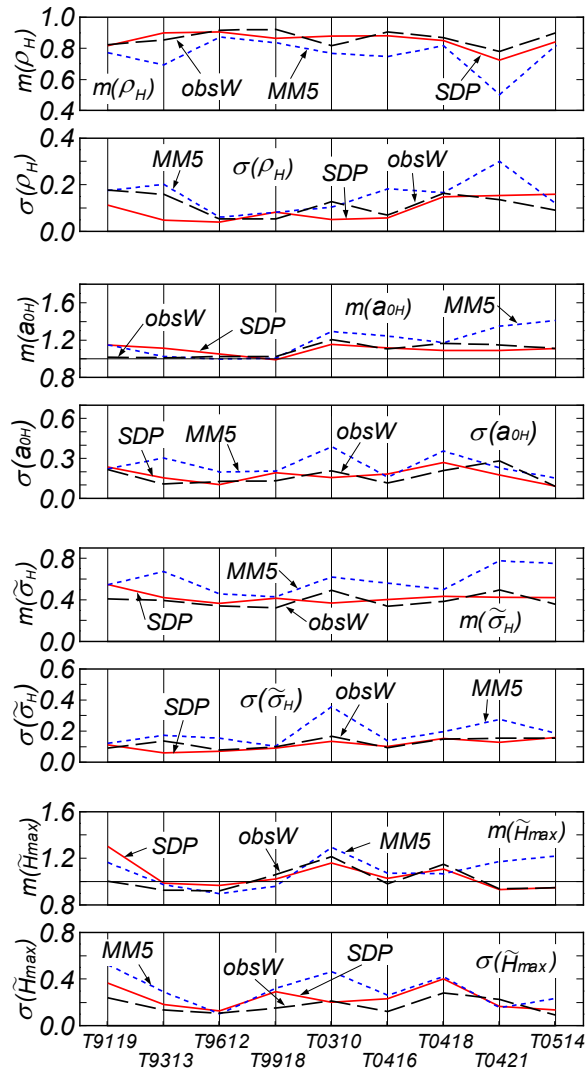


Fig. 6 Typhoon-grouped mean values and standard deviations of 4 wave heights error indices.

4. 結 語

本研究で得られた結果はつぎのように要約される。

①各誤差指標の頻度分布や平均値、標準偏差、さらに指定値以上(ρ_H)あるいは以下($\tilde{\sigma}_H$)あるいは指定値の範囲内(a_{0H} 、 \tilde{H}_{max})の誤差指標の出現率は全体として SDP 風波高資料が MM5 風波高資料より高い精度をもつことを明確に示唆する。これはすでに山口ら^[7]によって明らかにされた SDP 風資料が

MM5 風資料より高精度を有するという特徴を反映するものである。また、観測風波高資料は SDP 風波高資料よりさらにやや高い精度をもつ傾向を示す。

②台風別にみても、①と同様の2つの知見が確認される。しかし、台風によっては資料（標本）数の減少のため各誤差指標の大小関係に多少のばらつきを生じることから、①の結論がやや不明瞭になる。

最後に、MM5 による瀬戸内海の海上風分布資料を快く提供戴いた山下隆男広島大学教授（大学院国際協力研究科）および李 漢洙広島大学助教（大学院国際協力研究科）、ならびに膨大な風・波浪観測資料を提供戴いた関係各機関に深く感謝します。

参 考 文 献

- [1] 岡田弘三・林 健次・磯崎一郎：内海における海上風推算手法の開発，海の研究，Vol.4，No.2，pp.91-99，1995.
- [2] 山口正隆・渡辺 健・畑田佳男：大阪湾における海上風の平面分布特性について，第28回海岸工学講演会論文集，pp.168-172，1981.
- [3] 山口正隆・日野幹雄・大福 学・畑田佳男・野中浩一：内湾・内海における波浪の長期推算システムの構築—瀬戸内海の場合—，海岸工学論文集，第54巻，pp.106-110，2007.
- [4] 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.
- [5] 李 漢洙・山下隆男・駒口友章・三島豊秋：瀬戸内海の台風気象場，高潮・波浪の再解析，土木学会論文集 B2（海岸工学），Vol.B2-65，No.1，pp.441-445，2009.
- [6] 畑田佳男・山口正隆・野中浩一・大福 学：瀬戸内海における波浪推算に基づく確率波高の推定，土木学会論文集 B2（海岸工学），Vol.66，No.1，pp.126-131，2010.
- [7] 山口正隆・大福 学・野中浩一・畑田佳男・日野幹雄：SDP 観測風資料およびメソ気象モデル MM5 に基づく瀬戸内海の海上風分布資料の精度評価，水工学論文集，第55巻，pp. S_1621-S_1626，2011.

2種類の海上風分布資料を用いた東京湾および伊勢湾における 波浪推算の精度比較

Intercomparison of Wave Hindcasts Using Two Kinds of Sea Wind Distribution Data in Tokyo Bay and Ise Bay

山口正隆*・大福 学**・畑田佳男***・野中浩一**

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

Shallow water wave hindcasting in Tokyo Bay and Ise Bay was independently conducted using two kinds of wind distribution data for each of many storms in recent years. One hindcasting is estimated using the measurement data of sea and coastal winds and the other using the measurement data of on-land SDP winds. Accuracy of the hindcast wave heights is evaluated with the 4 error indices obtained from the comparison between hindcasts and measurements at several stations in each bay. Various statistics of the error indices give the following indications; 1) Measurement winds-based hindcasts show a 8-(Tokyo Bay) or 5-(Ise Bay) overestimation for wave height at individual times and good agreement on average with the measurement for the maximum wave height during a storm. 2) SDP winds-based hindcasts yield on average a 14% overestimation for wave height at individual times and a 3-(Tokyo Bay) or 8-(Ise Bay) overestimation for the maximum wave height during a storm. 3) Accuracy of the measurement winds-based hindcasts is higher than that of the SDP winds-based hindcasts in Ise Bay but the contrary may hold true in Tokyo Bay. 4) Each of the hindcasts may be said to give reasonable evaluation for the maximum wave height during a storm in spite of a somewhat high overestimation for wave height at individual times.

Key Words ; wave hindcasting, two kinds of wind distribution data, Tokyo Bay, Ise Bay, wave height error statistics

1. 緒 言

内海・内湾において周辺地形の影響を受けた海上風分布の推定法の中に、①対象海域にある海上・

*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24年10月5日

沿岸観測地点で得られた観測風を空間補間する方法^[1]、②対象海域を囲む陸上域にある気象官署で取得された観測風（SDP 風）を利用する方法^[2]、がある。これらの方法は瀬戸内海、伊勢湾、東京湾を含む関東沿岸海域における長期の海上風分布資料の作成^{[2], [3]}に適用されており、得られた海上風分布を入力条件とする長期の波浪推算^{[4], [5], [6]}や多くのストーム時の波浪推算^{[7], [8]}が各海域で行われている。そして、山口ら^{[9], [10]}は海上地点や沿岸地点の風および波浪観測地点の波高に対する推算精度を観測資料との広範な比較に基づいて確認している。また、山口ら^{[11], [12]}は瀬戸内海を対象としてメソ気象モデル MM5 の適用^[13]および SDP 風資料より推定された 15 ケースの台風時の海上風分布から得た複数海上地点の推算風と観測風の比較^[11]、さらに観測風や SDP 風および MM5 の適用に基づく海上風分布を入力条件とする波浪推算から得た複数地点の推算波高と観測波高の比較^[12]に基づいて、それぞれの風・波高資料の精度を明らかにしている。

本研究では、東京湾と伊勢湾を対象として観測風および SDP 風に基づく海上風分布を入力条件とする波浪推算の精度を、多数のストーム時の多くの波浪観測地点における推算波高と観測波高の時別値のみならず最大値に対する比較から包括的に検討する。比較にあたり、波高に関する 4 種類の誤差指標の統計量を用いる。

2. 波浪推算の概要

2.1 海上風分布資料

(1) 観測風資料

山口ら^[3]は Fig. 1 に示すように、東京湾を含む関東沿岸海域や伊勢湾の海上部（●印）と沿岸部（○印）の観測風資料および外洋に接続する境界上の複数地点（□印）において台風モデル風を組み込んだ表面風再解析資料（NCEP 風）を空間補間することによって、各海域における格子間隔 2 km の海上風分布のデータセット（obsW）を 1 時間ごとに作成した。期間は関東沿岸海域で 1979～2004 年の 26 年、伊勢湾で 1995～2003 年の 9 年であり、これらから各海域に高波をもたらしたと考えられる 2～3 日間のストームを抽出した。

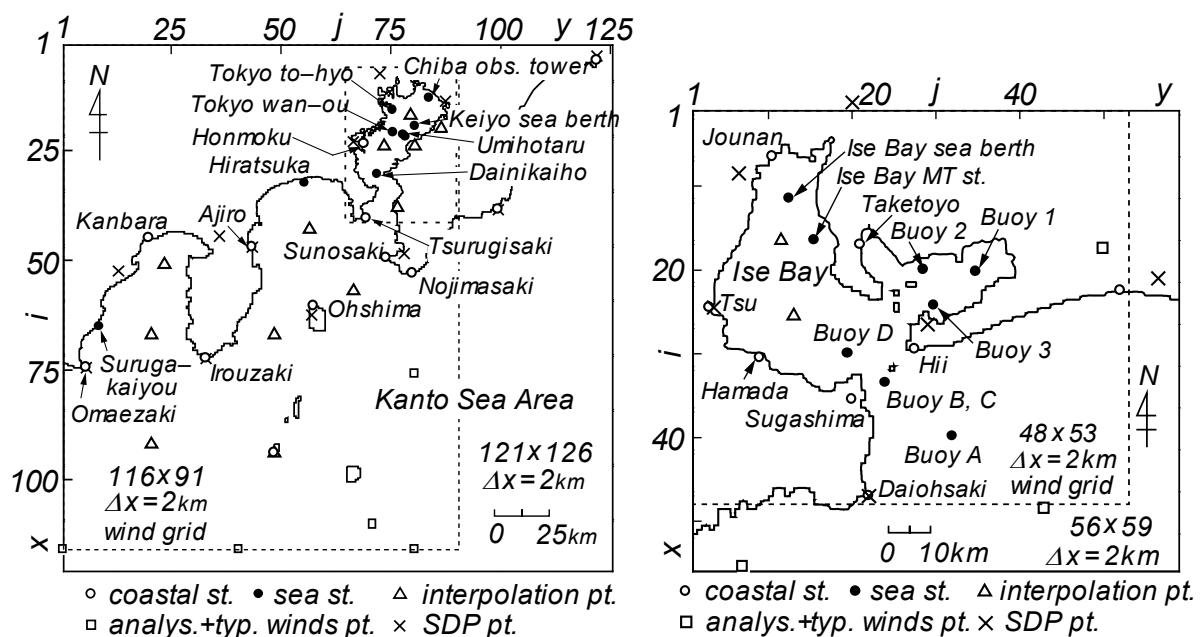


Fig. 1 Domains for wind estimation in Kanto sea area including Tokyo Bay and Ise Bay.

(2) SDP 風資料

山口ら^[2]は関東沿海岸域、伊勢湾の周辺陸上部に位置する気象官署 (Fig. 1 の×印) で取得された SDP 観測風資料と各領域の外洋境界上の代表点 (□印) で求めた、台風モデル風の埋込みを伴う表面風再解析 (NCEP 風) 資料を用いて各海域の海上部 (●印) と沿岸部 (○印) における風を補間し、ついで回帰式の適用により観測相当風へ変換したのち、これらの資料と NCEP 風資料に対する空間補間によって格子間隔 2 km の海上風分布 (SDP) のデータセットを作成した。期間は 1961~2005 年の 45 年、時間間隔は 1 時間である。波浪推算の対象とするストームは期間を 2~3 日として観測風資料の場合と同じケースをデータセットから抽出した。対象期間は観測風資料の期間に合わせた 1979~2004 年の 26 年 (東京湾) あるいは 1995~2003 年の 9 年 (伊勢湾) である。

2.2 波浪推算の方法

Fig. 2 は波浪推算に用いる格子間隔 1 km の格子網を東京湾と伊勢湾について示す。波浪推算^[8]では各海域の南側境界 (伊勢湾では南側に加えて東側境界) 上の代表地点 (図中の*印) で 1 点浅海モデルにより計算した方向スペクトルを流入条件とするとともに、上記の観測風資料あるいは SDP 風資料に基づく各ストーム時の海上風分布を入力条件として碎波に伴うエネルギー減衰を段波モデルで評価する格子点浅海モデルにより 1 分間隔で行う。用いる周波数の個数は 0.047~1 Hz 間を不等分割した 20 個、方向データの個数は 0~360° を 20° で分割した 19 個である。

1 点浅海モデルによる波浪推算は格子間隔 5 km の北西太平洋大領域と、それぞれ格子間隔 1 km および 0.1 km の対象海域からなる 3 段階格子網 (東京湾) あるいは格子間隔 0.1 km (伊勢湾) からなる 2 段階格子網において、格子間隔 80 km の北西太平洋領域で台風モデル風を埋込んだ表面風再解析資料の 1 時間値、対象海域では観測風資料あるいは SDP 風資料に基づく格子間隔 2 km の海上風分布の 1 時間値を入力条件として、時間間隔 1 時間で実施する。周波数・方向条件は上記の条件と同じである。境界地点別に得た方向スペクトルは時間に関して 1 分、空間に関して 1 km ごとに線形補間する。

2.3 波浪観測資料

波浪推算資料と波浪観測資料との比較を行う地点は東京湾で東京灯標、千葉 (港) 観測塔、東京湾中央地点、第 2 海堡 (以上は湾内地点)、アシカ島 (湾外地点) の 5 地点、伊勢湾で城南、四日市、伊勢湾シーバース、伊勢湾地点、浜田、ブイ D (以上は湾内地点)、ブイ C、ブイ B、ブイ A (以上は湾外地点) の 9 地点である。このうちの 20 年間以上の観測資料が得られている地点は東京灯標、伊勢湾シ

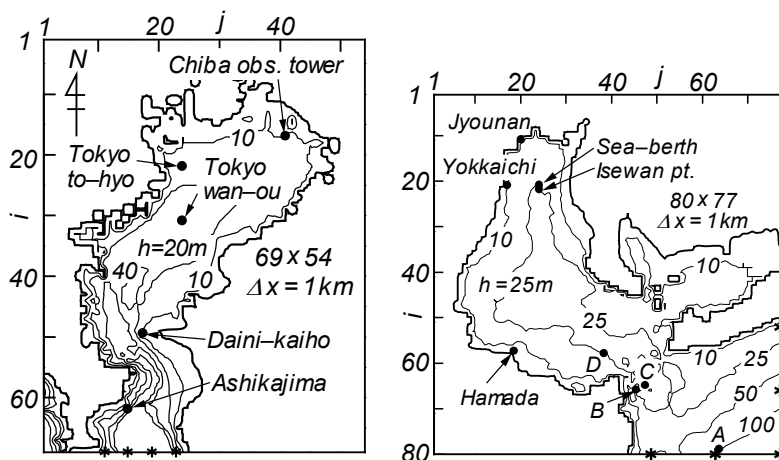


Fig. 2 Domains for wave hindcasting in Tokyo Bay and Ise Bay.

ーバース（波高は 10 cm 単位）である。これら以外の地点では 1991 年以降（第 2 海堡，アシカ島）あるいは 1995 年以降（城南，浜田）の資料が得られている地点が多いし，ごく短い期間の観測地点（伊勢湾地点）や波浪観測が終了した地点（四日市，ブイ D，ブイ C，ブイ B）も少なくない。また，観測期間中であっても観測資料が欠測や波高計の不具合により得られないストームもかなりある。さらに，内湾・内海における周期観測資料はその時系列特性からみて適正な挙動を示さないことが多いので，比較対象とすることはあまり推奨されない。ここでは，できるだけ多くのストームに対して，できるだけ多くの地点で推算時系列と観測時系列の比較を進めることを目指すけれども，比較対象は（有義）波高に限定する。

2.4 波高誤差指標の導入

Fig. 3 は 2002 年 10 月の台風 (T) 0221 号時に 2 種類の海上風分布資料 (obsW と SDP と略記) を利用して得た推算波高 (H_{sobsW} , H_{sSDP}) と観測波高 (H_{sobs}) の時系列の 1 例を東京灯標について示し，いずれの推算波高も観測波高の変化によく追従する。Fig. 4 は Fig. 3 に与えた各推算波高時別値 H_{scal} と観測波高時別値 H_{sobs} の散布図を表す。図中には，相関係数 ρ_H ，原点を通る相関直線の勾配値 a_{0H} ，2 乗平均平方根波高誤差 σ_H の無次元値 $\tilde{\sigma}_H$ を記す。検討対象とするストームは内湾・内海発生波浪が卓越する地点と外洋から伝播する波浪の影響を受ける地点（括弧内）で観測波高 H_{sobs} が 0.3 m

(0.5 m) 以上の期間の平均（有義）波高 \bar{H}_{obs} が 0.6 m (1.0 m) 以上で観測最大（有義）波高 H_{maxobs} が 0.9 m (1.5 m) を上まわるケースとする。ここでは，各ストーム時の各観測地点において推算波高に関する 4 種類の誤差指標

ρ_H ， a_{0H} ， $\tilde{\sigma}_H (= \sigma_H / \bar{H}_{obs})$ ， $\tilde{H}_{max} (= H_{maxcal} / H_{maxobs})$ によって推算精度を

代表させる。地点間およびストーム間の比較を可能にするために，期間平均波高 \bar{H}_{obs} により無次元化した 2 乗平均平方根波高誤差 $\tilde{\sigma}_H$ を用いる。同様の目的から，ストーム時の最大観測波高 H_{maxobs} で無次元化した最大波高 \tilde{H}_{max} を用いる。Fig. 3 の事例では， \tilde{H}_{max} は観測風資料を用いた場合と SDP 風資料を用いた場合の両者について，それぞれ $1.00 (= 2.28 \text{ m} / 2.29 \text{ m})$ および $1.00 (= 2.30 \text{ m} / 2.29 \text{ m})$ である。

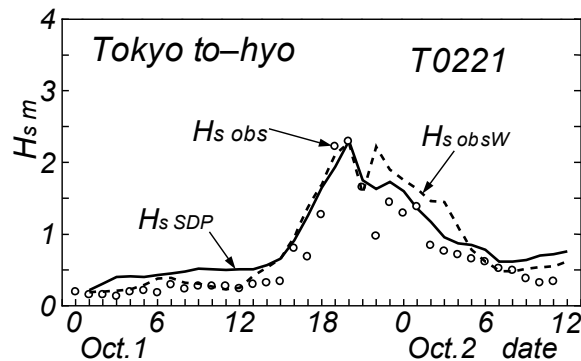


Fig. 3 Time variation of wave heights during the typhoon T0221 based on measurements and two kinds of hindcasts at Tokyo to-hyo.

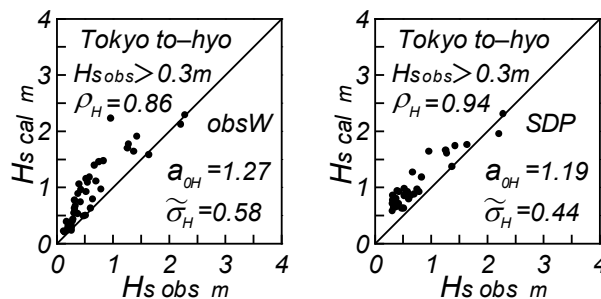


Fig. 4 Scatter diagram between measurements- and hindcasts-based wave heights at Tokyo to-hyo.

3. 誤差指標による精度の検討

Fig. 5 は 2 種類の波浪推算資料より得た 4 種類の波高誤差指標の頻度分布を東京湾の場合（ケース数 89）について示す。図には各誤差指標の平均値 m と標準偏差 σ および出現率 γ を与える。出現率 γ はそれぞれ $\rho_H > 0.80$ ， $a_{0H} = 0.8 \sim 1.2$ ， $\tilde{\sigma}_H < 0.40$ ， $\tilde{H}_{max} = 0.8 \sim 1.2$ をとるケース数の，全ケースに対する

割合とする。また、実線は平均値 m 、点線は標準偏差を加減した $m \pm \sigma$ を表す。

観測風資料に基づく海上風分布を入力条件として得た波高資料の場合、 ρ_H は 0.35~1 (0.8 を上まわる出現率 0.60)、 \tilde{a}_{0H} は 0.7~1.5 (0.8~1.2 の出現率 0.63)、 $\tilde{\sigma}_H$ は 0.1~0.7 (0.4 を下まわる出現率 0.46)、 \tilde{H}_{max} は 0.6~1.5 (0.8~1.2 の出現率 0.64) の範囲にあり、平均値と標準偏差は順に ρ_H に対して 0.79 ± 0.16 、 \tilde{a}_{0H} に対して 1.08 ± 0.20 、 $\tilde{\sigma}_H$ に対して 0.42 ± 0.13 、 \tilde{H}_{max} に対して 1.00 ± 0.19 である。推算波高時系列と観測波高時系列はある程度符合するものの、推算波高が観測波高よりやや大きい。また、最大波高に関して両者はほぼ対応する。一方、SDP 風資料に基づく海上風分布を入力条件として得た波高資料の場合、 ρ_H は 0.45~1 (0.8 を上まわる出現率 0.74)、 \tilde{a}_{0H} は 0.7~1.5 (0.8~1.2 の出現率 0.61)、 $\tilde{\sigma}_H$ は 0.1~0.7 (0.4 を下まわる出現率 0.49)、 \tilde{H}_{max} は 0.7~1.5 (0.8~1.2 の出現率 0.81) の範囲をとり、平均値と標準偏差は順に ρ_H に対して 0.84 ± 0.10 、 \tilde{a}_{0H} に対して 1.14 ± 0.15 、 $\tilde{\sigma}_H$ に対して 0.40 ± 0.11 、 \tilde{H}_{max} に対して 1.03 ± 0.14 を与える。これは推算波高と観測波高の対応は時系列や最大波高を含めてかなりよいが、時別値に関して推算値が観測値より平均的に 14% 大きい傾向を示唆する。2 種類の風資料に基づく結果を比べると、観測資料に基づく結果において \tilde{a}_{0H} の平均値 (1.08) が 1 より近く、 \tilde{H}_{max} の平均値も 1 をとるものの、他の統計量 (平均値、標準偏差、 \tilde{a}_{0H} のケースを除く出現率) は SDP 風資料に基づく推算波高の精度が観測風資料に基づく結果より高い傾向にあることを示唆する。

Fig. 6 は 4 種類の波高誤差指標の頻度分布を伊勢湾の場合 (ケース数 45) について示す。東京湾の場合 (観測地点数 5 ヶ所、対象期間 26 年) に比べて観測地点数 (9 ヶ所) が多いにもかかわらず対象期間 (9 年) が短いことから、対象ケース数は東京湾の場合 (89 ケース) のほぼ 1/2 になっている。観測風資料による場合 ρ_H は 0.5~1 (0.8 を上まわる出現率 0.80)、 \tilde{a}_{0H} は 0.8~1.5 (0.8~1.2 の出現率 0.84)、 $\tilde{\sigma}_H$ は 0.1~0.6 (0.4 を下まわる出現率 0.93)、 \tilde{H}_{max} は 0.5~1.4 (0.8~1.2 の出現率 0.67) にあり、平均値と標準偏差は ρ_H に対して 0.86 ± 0.12 、 \tilde{a}_{0H} に対して 1.05 ± 0.15 、 $\tilde{\sigma}_H$ に対して 0.29 ± 0.09 、 \tilde{H}_{max} に対して 1.01 ± 0.18 を与える。波高時系列に関して推算値は観測値にかなりよく追従して変化し、推算値は観測値を平均的に 5% 上まわる程度で比較的良好に対応する。 \tilde{H}_{max} に対しても両者は平均的に符合する。一方、SDP 風資料による場合 ρ_H は 0.45~1 (0.8 を上まわる出現率 0.73)、 \tilde{a}_{0H} は 0.7~1.5 (0.8

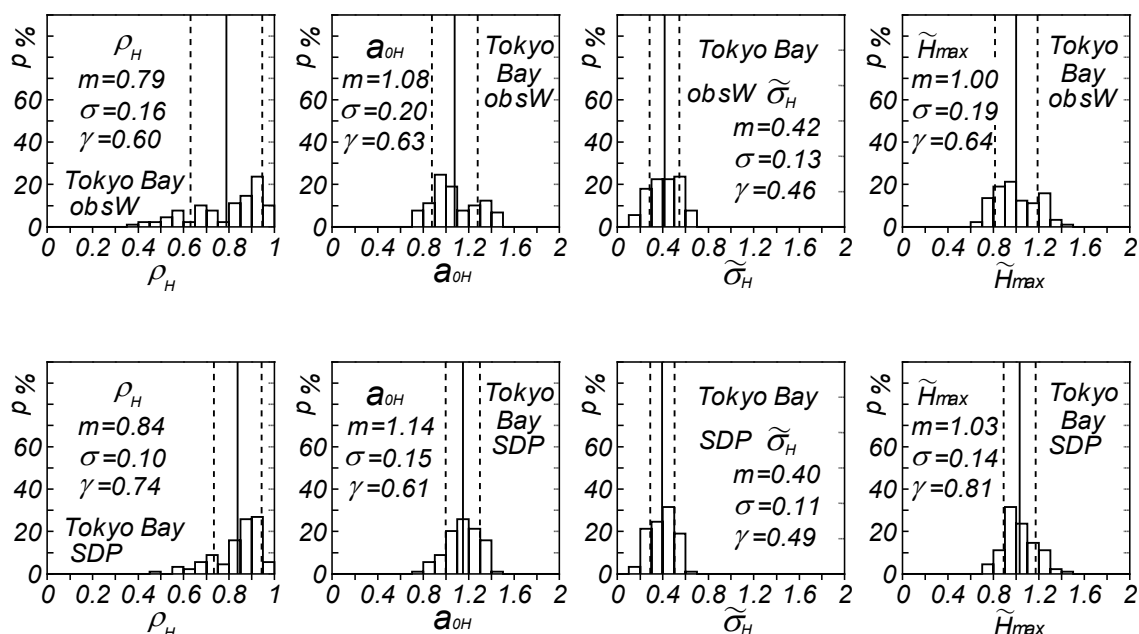


Fig. 5 Histograms of 4 error indices for wave heights at measurement stations in Tokyo Bay.

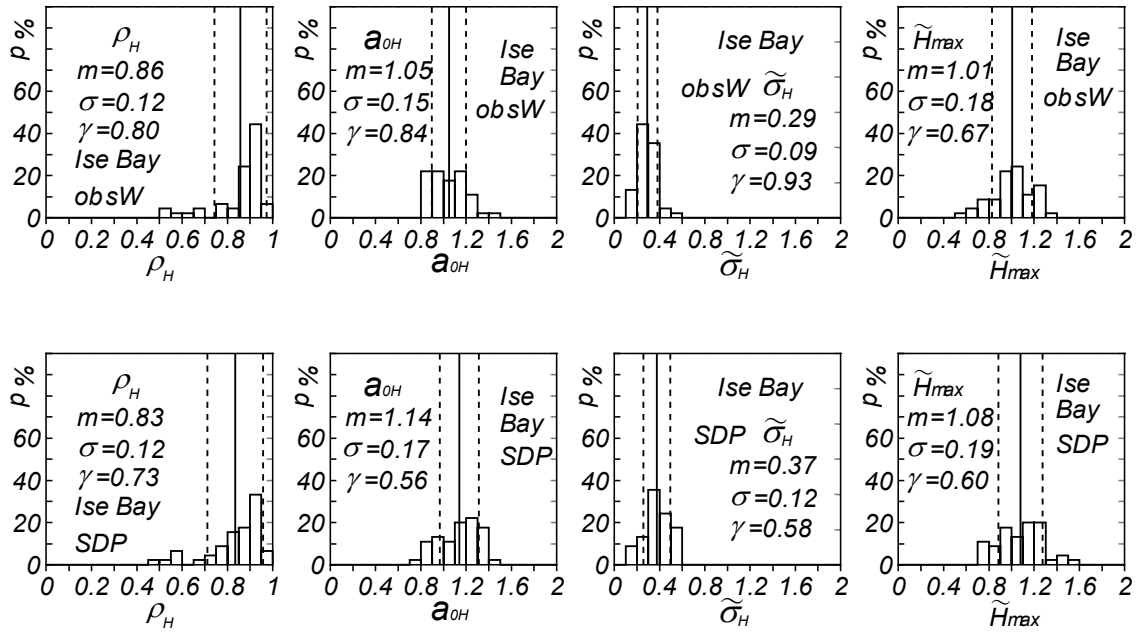


Fig. 6 Histograms of 4 error indices for wave heights at measurement stations in Ise Bay.

～1.2 の出現率 0.56), $\tilde{\sigma}_H$ は 0.1～0.6 (0.4 を下まわる出現率 0.58), \tilde{H}_{max} は 0.7～1.6 (0.8～1.2 の出現率 0.60) にあり, 平均値と標準偏差は順に ρ_H に対して 0.84 ± 0.12 , \tilde{a}_{0H} に対して 1.14 ± 0.17 , $\tilde{\sigma}_H$ に対して 0.37 ± 0.12 , \tilde{H}_{max} に対して 1.08 ± 0.19 をとる。波高時系列の変化に対して推算値は観測値によく追従するが, 平均的に 14% 大きい。また, \tilde{H}_{max} に対して 8% 過大な値を与える。2 種類の風資料による結果を比較すると, 4 つの誤差指標の平均値と標準偏差のすべてについて観測風資料に基づく推算波高が SDP 風資料に基づく推算波高より高い精度を与えることを示唆する。

Table 1 は東京湾 (5 地点) と伊勢湾 (9 地点) における誤差指標の統計値 (m , σ , γ) の一覧を出現率 γ の計算条件およびケース数 N とともに示す。観測風資料を入力条件とする場合には波高の特別値に対してやや大きめの評価を与えるものの, 最大波高に対して平均的に一致する結果を与える。一方, SDP 風資料を入力条件とする場合, 波高の特別値をやや過大評価する傾向にあり, ストーム時最大波高 \tilde{H}_{max} に対してもその傾向をもつ。各種統計値は伊勢湾では観測風資料を入力条件とする場合の推算波高の精度が SDP 風資料を入力条件とする場合より高い特徴を示唆するのに対して, 東京湾では相関係数 ρ_H の平均値と 2 乗平均平方根波高誤差 $\tilde{\sigma}_H$ の平均値や各種誤差指標の標準偏差および出現

Table 1 Mean, standard deviation and range-limited occurrence rate for each of wave heights-related 4 error indices at measurement stations in Tokyo Bay and Ise Bay.

Area	Data	N	$\rho_H \times 10^2$			$a_{0H} \times 10^2$			$\tilde{\sigma}_H \times 10^2$			$\tilde{H}_{max} \times 10^2$		
			m	σ	γ	m	σ	γ	m	σ	γ	m	σ	γ
Tokyo Bay	obs	89	79	16	60	108	20	63	42	13	46	100	19	64
	SDP	89	84	10	74	114	15	61	40	11	49	103	14	81
Ise Bay	obs	45	86	12	80	105	15	84	29	9	93	101	18	67
	SDP	45	84	12	73	114	17	56	37	12	58	108	19	60
condition			$\gamma(> 80)$			$\gamma(80 \sim 120)$			$\gamma(< 40)$			$\gamma(80 \sim 120)$		

率について逆の傾向を示す。

ついで、 $\rho_H > 0.75$, $\tilde{a}_{0H} = 0.7 \sim 1.3$, $\tilde{\sigma}_H < 0.5$, $\tilde{H}_{max} = 0.6 \sim 1.4$ の条件を同時に満たすケース数の%値は、東京湾では観測風資料を入力条件とする場合 38 %, SDP 風資料を入力条件とする場合 61 %, 伊勢湾ではそれぞれ 80 %および 63 %であるから、東京湾では SDP 風資料を入力条件とする場合の推算波高の精度が観測風資料を入力条件とする場合より高く、逆に伊勢湾では観測風資料を入力条件とする場合の推算波高の精度が SDP 風資料を入力条件とする場合よりかなり高い傾向にある。

4. 結 語

- 2 種類の海上風分布資料を入力条件とする推算波高に対する精度検討の結果、つぎのことが言える。
- 1) 観測風資料を入力条件とする場合の推算波高の時別値は観測波高値より平均的に 8 % (東京湾) あるいは 5 % (伊勢湾) 大きい、ストーム時最大波高に関して両湾で推算値と観測値は平均的にほぼ符合する。
 - 2) SDP 風資料を入力条件とする場合、東京湾と伊勢湾における推算波高時別値は観測波高値より平均的に 14 % 大きい値を与えるが、ストーム時最大波高に対しては観測値より平均的に 3 % (東京湾) あるいは 8 % (伊勢湾) 大きめの評価となる程度であり、観測最大波高との対応は悪くない。
 - 3) 東京湾では勾配値 \tilde{a}_{0H} の平均値と出現率および最大波高 \tilde{H}_{max} の平均値を除く各種誤差指標の統計値は SDP 風資料を入力条件とする推算波高の精度が観測風資料を入力条件とする場合より高いことを示唆するが、伊勢湾では各種誤差指標の統計値は逆の傾向 (観測風資料を入力条件とする推算波高の精度が SDP 風資料を入力条件とする場合より高い) を示す。
 - 4) 各誤差指標に対する制限値 $\rho_H > 0.75$, $\tilde{a}_{0H} = 0.7 \sim 1.3$, $\tilde{\sigma}_H < 0.5$, $\tilde{H}_{max} = 0.6 \sim 1.4$ を同時に満たすケース数をみても、東京湾では SDP 風資料を入力条件とする推算波高の精度がより高く、逆に伊勢湾では観測風資料を入力条件とする推算波高の精度がより高いことを示唆する。
 - 5) いずれの風資料を入力条件とする場合にも推算波高の精度は波高時別値に対する若干の過大評価を除いて、とくにストーム時最大波高に対して有意と言える。

最後に、膨大な風・波浪観測資料を提供戴いた多くの関係機関に謝意を表します。

参 考 文 献

- [1] 山口正隆・渡辺 健・畑田佳男：大阪湾における海上風の平面分布特性について，第 28 回海岸工学講演会論文集，pp.168-172，1981.
- [2] 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.
- [3] 山口正隆・大福 学・日野幹雄・野中浩一・畑田佳男：内海・内湾における風候と確率風速の評価，水工学論文集，第 53 卷，pp.1477-1482，2009.
- [4] 山口正隆・大福 学・日野幹雄・畑田佳男・森 正憲・野中浩一：内湾・内海における波浪の長期推算システムの構築—伊勢湾の場合—，海岸工学論文集，第 53 卷，pp.116-120，2006.
- [5] 日野幹雄・山口正隆・畑田佳男・大福 学・野中浩一：東京湾における長期の波浪特性の推定，水工学論文集，第 52 卷，pp.1351-1356，2008.
- [6] 山口正隆・畑田佳男・大福 学・野中浩一・日野幹雄：SDP 風資料を用いた内湾・内海における波浪の長期推算システムの適用性，土木学会論文集 B2 (海岸工学)，Vol.66，No.1，pp.151-155，2010.
- [7] 畑田佳男・山口正隆・大福 学・野中浩一・森 正憲：瀬戸内海における確率波高の推定，海岸工

学論文集, 第 55 卷, pp.131-135, 2008.

- [8] 山口正隆・畑田佳男・野中浩一：SDP 風資料を用いた波浪推算モデルの東京湾・伊勢湾における適用性と波高極値の推定, 土木学会論文集 B3 (海洋開発), Vol.68, No.2, pp.I_941-I_946, 2012.
- [9] 山口正隆・大福 学・野中浩一・日野幹雄・畑田佳男：SDP 風資料に基づく東京湾, 伊勢湾, 瀬戸内海の観測地点における海上風の精度評価, 土木学会論文集 B1 (水工学), Vol.68, No.4, pp.I_1669-I_1674, 2012.
- [10] 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.I_935-I_940, 2012.
- [11] 山口正隆・大福 学・野中浩一・畑田佳男・日野幹雄：SDP 観測風資料およびメソ気象モデル MM5 に基づく瀬戸内海の海上風分布資料の精度評価, 水工学論文集, 第 55 卷, pp. S_1621-S1626, 2011.
- [12] 山口正隆・野中浩一・畑田佳男・日野幹雄：瀬戸内海における 3 種類の海上風分布資料に基づく波浪推算の誤差評価, 土木学会論文集 B1 (水工学), Vol.69, No.4, 2013 (投稿中).
- [13] 李 漢洙・山下隆男・駒口友章・三島豊秋：瀬戸内海の台風気象場, 高潮・波浪の再解析, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol.B2-65, No.1, pp.441-445, 2009.

瀬戸内海，伊勢湾，東京湾における1917～1972年の巨大台風時の 海上風と波高の時空間変化の図面集

Figure Collections for Space-Time Variations of Sea Surface Winds and Wave Heights Induced by Abnormally Strong Typhoons during the Period of 1917-1972 in the Seto Inland Sea, Ise Bay and Tokyo Bay

山口正隆*・畑田佳男**・大福 学***・野中浩一***

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

Yamaguchi et al. (2009, 2010) developed a method for estimating sea surface wind distributions in the Seto Inland Sea, Ise Bay and Tokyo Bay by using the SDP(Surface Data Product) wind data acquired at on-land meteorological stations around the concerned areas, and they applied it to the evaluation of space-time variations of sea surface winds in the above-mentioned sea areas for each of the abnormally strong typhoons in the nearly 60 years since 1917. Then, Hatada et al.(2011) and Yamaguchi et al.(2012) made shallow water wave hindcastings in the areas for each of the typhoons under the evaluated wind conditions and published the spatial distributions of both the maximum wind speed and the maximum wave height generated by each of the investigated typhoons. This paper presents the figures collected for not only the typhoon track and the spatial distributions of the maximum wind speed and wave height but also the spatial distributions of wind speeds and wave heights at 3 points in time in the case of individual typhoon and discusses their characteristics. A simple conclusion is that the space-time variations of winds and waves are strongly affected by track and strength of each typhoon.

Key Words ; SDP wind data, hindcastings, wind speeds, wave heights, space-time variations, historically strong typhoons, the Seto Inland Sea, Ise Bay, Tokyo Bay

1. 緒 言

周辺地形の影響を受ける内湾・内海の海上風およびこれに伴う波浪などをできるだけ過去に遡って

*愛媛大学名誉教授

Prof. Emeritus, 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

***（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

原稿受理 平成24年10月5日

適正に評価するために、山口ら^{[1], [2]}, 畑田ら^[3]および山口ら^{[4]~[6]}は瀬戸内海, 伊勢湾, 東京湾を含む関東沿岸海域の周辺に位置する陸上部の気象官署で取得されてきた観測風 (SDP 風) 資料等を利用して当該海域の海上風分布を推定する方法を開発するとともに, これを入力条件とする過去約 100 年の間の巨大台風時の波浪推算に基づいて各台風時の波高分布の特性を検討してきた。そして, 山口ら^{[7], [8]}は海上地点や沿岸地点の推算風および波浪観測地点の推算波高が有意な精度をもつことをそれぞれ観測資料を入手しうる近年の 10 年単位の期間やストーム時における風・波高観測値との比較に基づいて確認した。しかし, 論文として公表した結果は紙数の制約のため, 主として各海域における最大風速・風向および最大波高・波向の空間分布であり, それらの時別値については昭和の三大台風と称される T3412 号 (室戸台風), T4516 号 (枕崎台風), T5915 号 (伊勢湾台風) 時の結果^{[9], [10]}に限られる。

そこで, 本研究では瀬戸内海のうち西部海域で 1935~1971 年の 9 ケースの台風, 中部海域で 1934~1970 年の 7 ケースの台風, 東部海域で 1918~1953 年の 6 ケースの台風, 計 22 ケースの台風, 伊勢湾で 1921~1972 年の 7 ケースの台風, 東京湾で 1917~1949 年の 6 ケースの台風の合計 35 ケースの巨大台風について既に公表している台風経路と最大風速・風向および最大波高・波向の空間分布^{[3]~[7]}に加えて, 3 時刻における時別の海上風速・風向と波高・波向の空間分布を提示し, これらの特性を順次考察する。

2. 海上風分布および波浪の推定方法

2.1 海上風分布資料の作成方法

Fig. 1 は瀬戸内海, 伊勢湾, 関東沿岸海域に設けた格子間隔 2km の格子網を示す。図中には, SDP 風観測地点 (×印, 瀬戸内海豊後水道内の佐田岬灯台と土佐沖ノ島灯台, 伊勢湾外の大王埼灯台の 3 灯台を含む), 海上の風観測地点 (●印), 沿岸の風観測地点 (○印), 境界での入力風地点 (□印), 海上風分布の適正な評価のために設けた中間地点 (△印) を与える。

山口ら^{[1], [2]}の方法は約 5~30 年の期間ごとの年平均風速の等値により均質化をはかった各地点の SDP 風資料と境界地点の入力風資料を空間補間して海上・沿岸地点の補間風を計算したのち, 回帰式の適用によって観測相当風を求めるというものである。海上風分布は観測相当風と境界入力風の空間補間により求める。海上風分布資料の期間は各台風について 2~3 日であり, その作成には日最大風資料を 10 分単位で埋込んだ SDP 風資料の 10 分間補間値を使用している。

2.2 波浪推算の方法

Fig. 2 は波浪推算で用いる格子間隔 1km の格子網を 3 海域について示す。瀬戸内海は領域が広いので, 西部, 中部, 東部の 3 海域に分ける。中部海域は周囲を陸地で囲まれた閉鎖海域とする。各図には島, 半島, 岬, 小海域 (灘), 湾, 海峡, 水道の名前ほか, 都市・沿岸地点名 (○印), 波浪観測地点名 (●印, 瀬戸内海のみ) と境界上の方向スペクトル入力地点 (*印) を与える。

波浪推算^{[3]~[8]}は高地形解像度対応の 1 点浅海モデルにより計算した方向スペクトルを境界上格子点に与えると同時に, 上記の海上風分布を外力条件として, 碎波減衰を段波モデルで近似した格子点浅海モデルにより 2~3 日の各ストーム期間について 1 分間隔で実施する。周波数データの数は 0.047~1Hz 間の 20 個, 方向データの数は全方向を等分割した 19 個または 24 個 (瀬戸内海西部海域) または 27 個 (瀬戸内海東部海域) である。24 個または 27 個の方向データの使用は波浪の伝播計算における Garden-Sprinkler 効果を低減するためであるが, 計算時間は方向データの個数にほぼ比例して増加する。

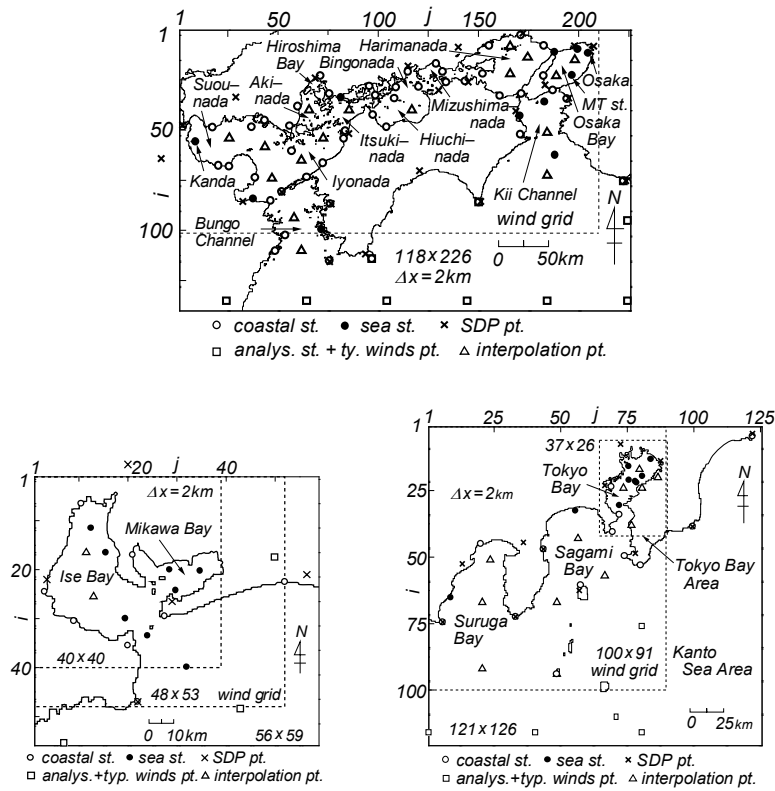


Fig. 1 Location of points where wind data are given in the Seto Inland Sea, Ise Bay and Tokyo Bay for estimating sea wind distribution.

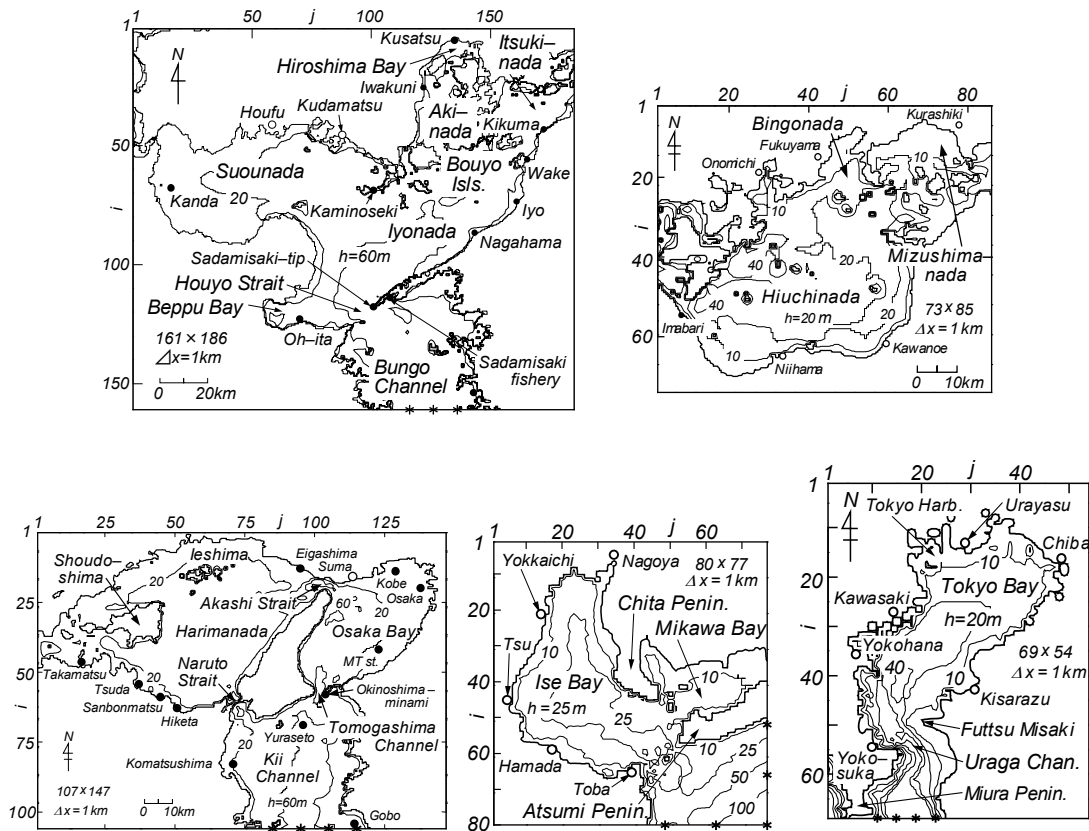


Fig. 2 Grids set on the three areas of the Seto Inland Sea, Ise Bay and Tokyo Bay used in wave hindcasting and names of small sea area, bay, strait, channel, measurement station and city.

2.3 波浪推算対象ストームの選択

Table 1は各海域で対象とした35ケース（異なる海域での重複分を除いて27ケース）の台風（T）の一覧を与える。表の中に示した昭和の三大台風（T3412号、T4516号、T5915号）のうち、*印は2～3時刻の海上風分布^[9]を、**印は2～3時刻の海上風・波高分布をすでにそれぞれ与えた海域^[9]、^[10]を表す。Fig. 3は代表的な15ケースの台風の経路を5ケースずつ分けて与える。対象台風は、いずれかの海域に重大な影響を及ぼした台風があまり偏らずに図に含まれるように選択している。選択した台風の多くは九州から東京までの区間をNNE～NE方向に進行しているが、T7010号、T38-Sep台風（1938年9月台風）、T4910号（キティ台風）のようにNNW方向あるいはN方向の経路をとった台風もある。

図の表示方法はつぎのようである。すなわち、台風経路の一般的特性を考慮して西から東へ向けて瀬戸内海の西部、中部、東部の各海域と伊勢湾、東京湾の順に各台風時の台風経路図（台風特性表付き）、最大風速・風向分布図、最大波高・波向分布図および3時刻における時別の風速・風向分布図と波高・波向分布図を提示し、簡単な説明を加えて、1ページとする。図と説明文というパターンは繰り返されるので、本文における図表の説明は行わない。

Table 1 List of typhoons used in wind and wave hindcastings.

No.	Seto Inland Sea			Ise Bay	Tokyo Bay
	Western	Middle	Eastern		
1	T3507	T3412*	T18-Jul	T21-Sep	T17-Oct
2	T4216	T3504	T3412**	T3412*	T32-Nov
3	T4516**	T3706	T3706	T5028	T3412*
4	T4609	T3805	T4114	T5313	T38-Sep
5	T5115	T6118	T5028	T5915**	T4821
6	T5612	T6523	T5313	T6118	T4910
7	T7009	T7010		T7220	
8	T7010				
9	T7119				

* : winds only, ** : winds and waves

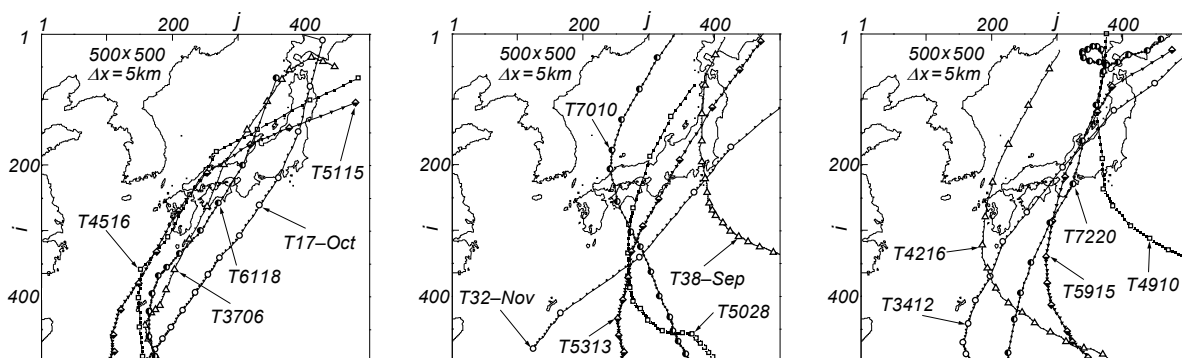


Fig. 3 Tracks of 15 representative typhoons used in wave hindcasting.

3. 台風特性と海上風・波高の時空間分布

3.1 瀬戸内海西部海域

1) T3507号 (Fig. 4)

本台風は1935年(昭和10年)9月25日に豊後水道から松山付近をNNE方向に通過しており、この間の台風の中心気圧は984 hPaである。この台風およびこれに関連する低気圧に伴う豪雨により西日本各地のほか、台風経路から遠く離れた関東地方でも大水害が生じた。死者・行方不明377名のほか、家屋の浸水被害は10万棟に及ぶ。(10 m 高度)最大風速 U_{10max} は別府湾から伊予灘、周防灘東部の広い範囲で25~30 m/sをとる。風向はNEである。最大(有義)波高 H_{max} は伊予灘東部の3 mからSW方向に増加して別府湾沿岸で5 mを越える。波向はNEを示す。別府湾沿岸の最大波高は1918年以降88年間の期間最大波高^[4]に相当する。

経時変化をみると、24日8時から12時にかけて(10 m 高度)風速 U_{10} は豊後水道中部以南や周防灘西部を除く広い海域で20 m/sあるいは25 m/sを越え、風向NEからNNEをとる。吹続時間は10時間に及ぶ。これに対応して(有義)波高 H_s は伊予灘東部から別府湾にかけて8時に3 mから4 m、10時に3 mから5 m、12時に2 mから4 m強を示す。波向はNEである。最大波高の空間分布と比べると、別府湾におけるピーク時刻は10時頃と考えられる。

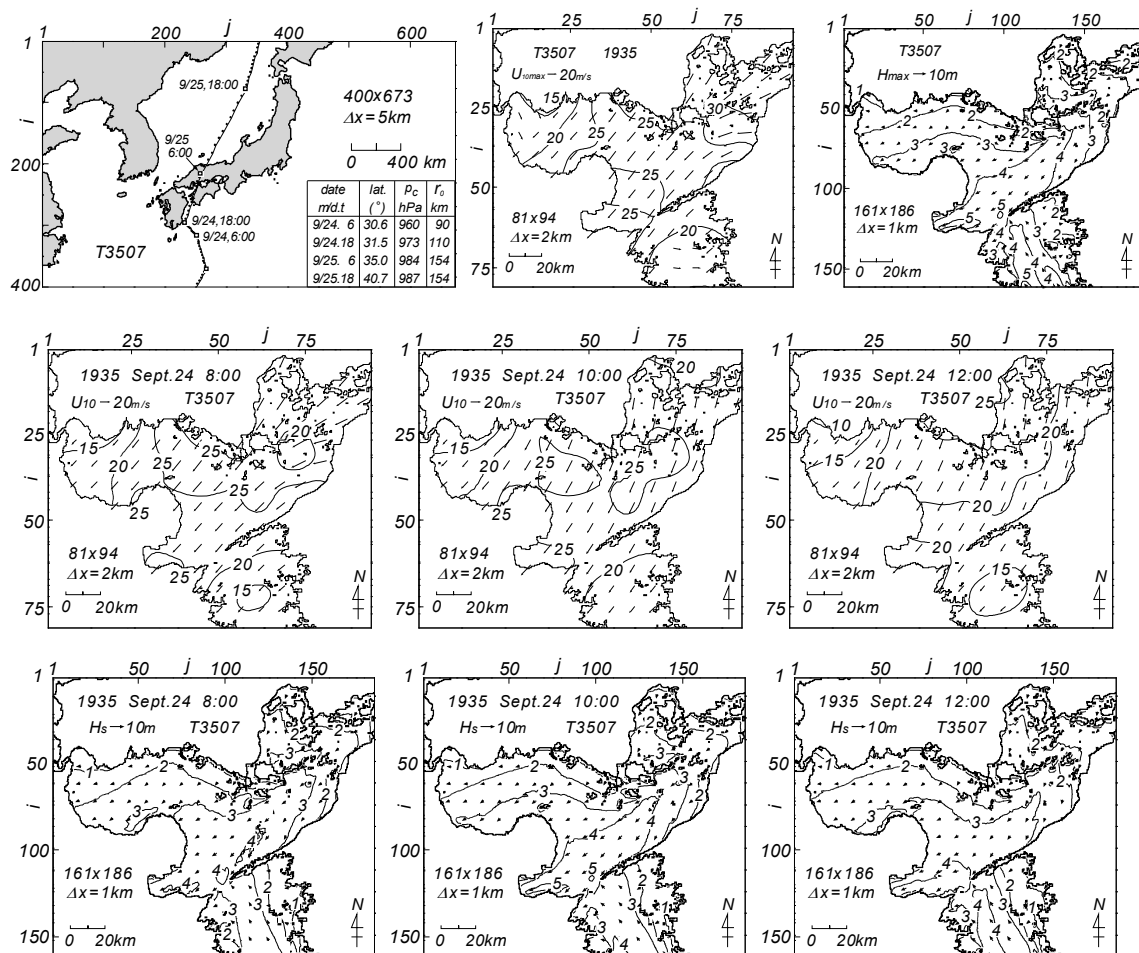


Fig. 4 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 3507 (Western area of the Seto Inland Sea).

2) T4216号 (周防灘台風, Fig. 5)

本台風は1942年(昭和17年)8月27日15時に長崎付近から21時に玄界灘を通りNNE方向に進行した。台風の中心気圧は950 hPaとかなり低い。台風の通過に伴い、とくに山口県の周防灘沿岸で高潮により700人を越える犠牲者が出た。最大風速は豊後水道の中部以南を除いて30~35 m/sをとり、局所的に35 m/sを越える。風向はSEを主とする。最大波高は豊後水道で7 mから8 m、波向はS~SSE、豊予海峡から山口県下松付近に6 mの等波高線(波向SSE)が到達する。周防灘では波高は西側に向けて6 mから4 mに小さくなるが、5 m波高域が広い範囲を占める。波向はE方向に傾く。

時別値をみると、27日16時に豊後水道、伊予灘、周防灘で20~30 m/s域(風向SE~E)が拡がり、20時には25~35 m/s域を形成する。この時点は豊後水道、伊予灘中部と西部、周防灘で最強風時に近い。風向はややS寄りに変化する。28日0時には広島湾・安芸灘で風速が25~30 m/s、風向S寄りの場になる。波高は16時には豊後水道で4~6 m、内海部で4 m以下とまだ大きくない。20時には豊後水道で7~8 m、波向S~SSE、伊予灘西部から周防灘にかけて5 mの等波高線が伸びるが、6 mの等波高線はみられない。波向はSSEから周防灘西部でE方向に変化する。28日0時には5 m波高域が縮小して下松付近にとどまる。波向もS方向に変化する。一方、広島湾・安芸灘では4 m波高域(波向SSE)が出現する。周防灘と広島湾・安芸灘の最大波高出現時はそれぞれ27日20時~28日0時の間および28日0時頃と考えられる。

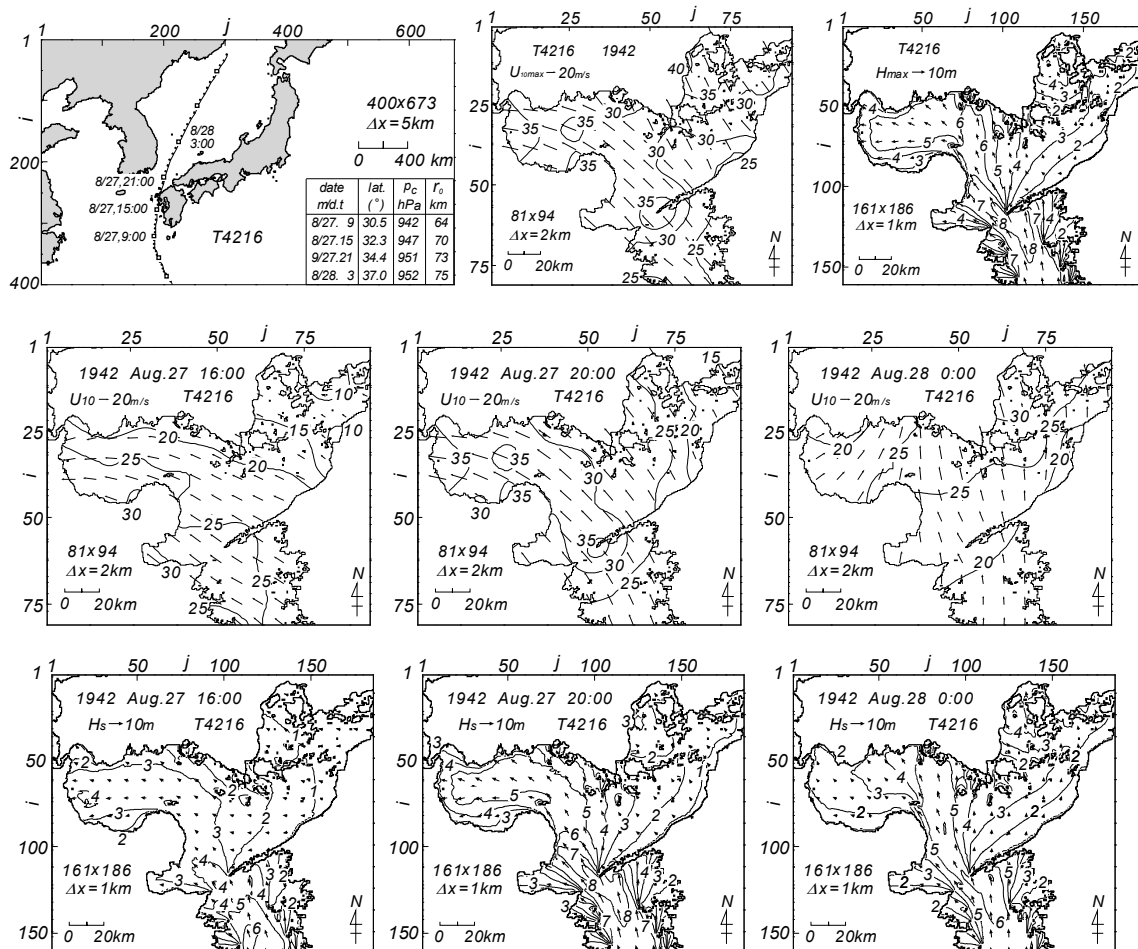


Fig. 5 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 4216 (Western area of the Seto Inland Sea).

3) T4516号 (枕崎台風, Fig. 6)

本台風は1945年(昭和20年)9月17日15時から18日3時までの間に鹿児島県枕崎から大分、広島を通過して隠岐島付近に達した。瀬戸内海西部にあった台風の中心気圧は950~960 hPaである。強大な台風によって全国的に甚大な人的・物的被害が生じた。広島県での被害が著しい。全国の死者・行方不明者は3,756名、浸水被害は30.4万棟にのぼる。最大風速は30~40 m/sを与え、佐田岬を中心とする伊予灘西部や広島湾で大きい。風向はN~Wである。最大波高は豊後水道で7~10 m(波向 SSE)と大きい。内海では伊予灘の中部から東部の広い海域で5 mを越える。波向はW寄りである。これは過去88年間の期間最大波高^[4]に相当する。

時別値をみると、17日22時には国東半島付近で台風中心の存在が推測される。周防灘の西端を除いて風速は大きくない。18日0時には30~40 m/sの強風(風向 NNW~W)が周防灘、伊予灘の広い海域を占め、2時には40 m/sの強風域が広島湾に現われる。風向はN~NNWをとる。波高は17日22時には豊後水道で6~10 m(波向 SSE)と大きい、内海部では最大4 m程度である。18日0時には豊後水道で波高が6~7 mに減少する一方、伊予灘東部に5 m波高域(波向 SW)が出現する。2時には5 m波高域(波向 W)が伊予灘中部に移る。周防灘や広島湾・安芸灘の波高はあまり大きくない。

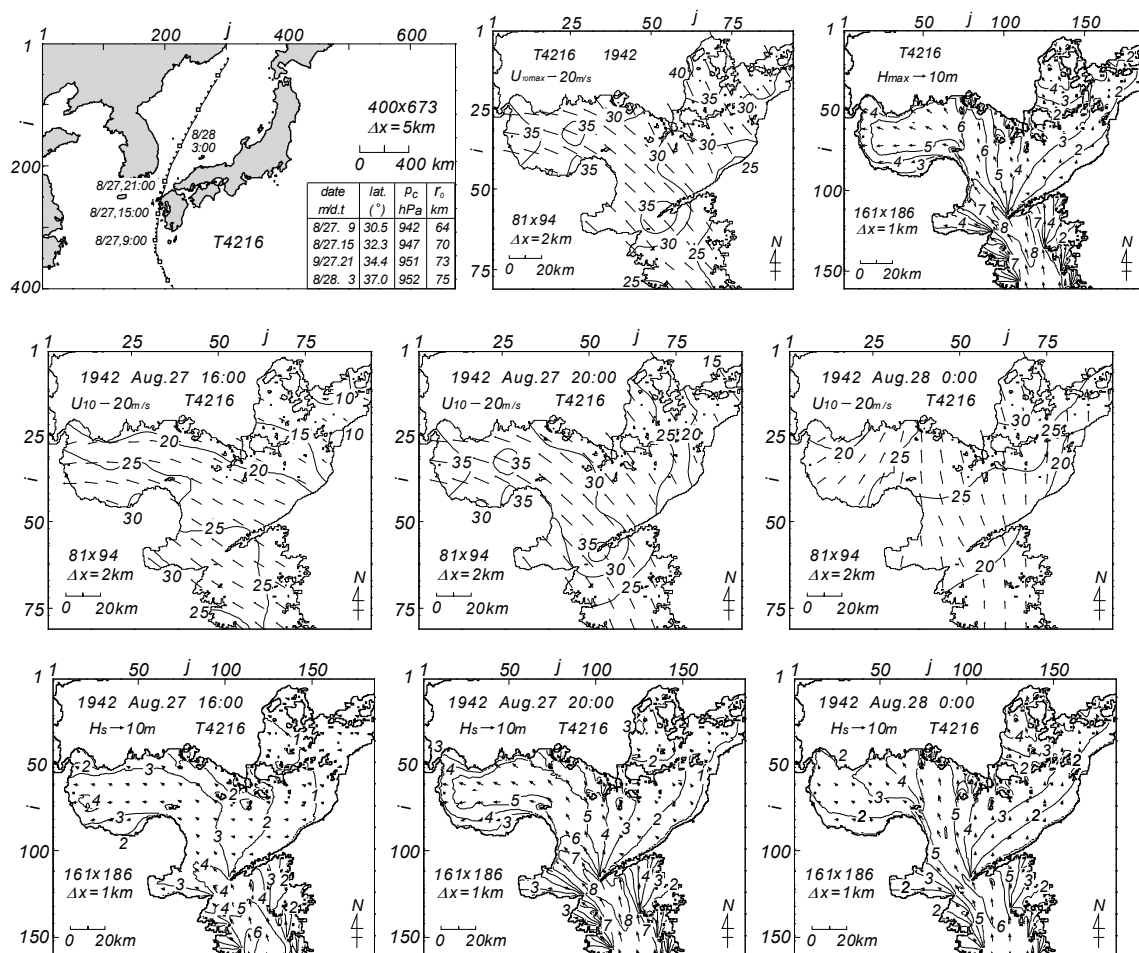


Fig. 6 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 4516 (Western area of the Seto Inland Sea).

4) T4609号 (Fig. 7)

本台風は1946年(昭和21年)7月29日に豊後水道から伊予灘をNNE方向に進行した。この間の台風の中心気圧は970~984 hPaであるから、比較的低い。被害は宮崎県, 高知県, 広島県などで生じた。周防灘では高潮による被害もみられた。死者・行方不明者39名, 浸水被害1万棟に達する。最大風速は豊後水道で25 m/s前後(風向ENE~E), 内海で20~30 m/s(風向NE寄り)であり, 伊予灘で大きい。最大波高は豊後水道で5~6 m(波向SSE)であるが, 内海では伊予灘東部の3 mから別府湾の5 mにSW方向に増加する。大分沿岸の5 m波高域はT3507号時と同様に過去88年間の期間最大波高域^[4]にあたる。周防灘や広島湾・安芸灘では波高は3 m以下である。

時別値では29日9時に風速は最大風速分布に類似した空間分布をとり, 12時と15時には風向をほぼ保ったまま風速が約5 m/sずつ小さくなる。最強風時は主として9時かそれ以前である。波高・波向も29日9時に伊予灘東部から別府湾の大分沿岸にかけて最大波高分布(波向NE)と似た空間分布を示す。大分沿岸での5 mに及ぶ波高は9時以前に吹送したNE方向の25~30 m/sの強風により生じたものと考えられる。12時, 15時には波高を1 m程度減らす。一方, 豊後水道では9時と12時に波高は4 m, 15時に5 mとなって増大する。波向はSSEである。豊後水道と内海で最大波高の出現時刻が異なる。

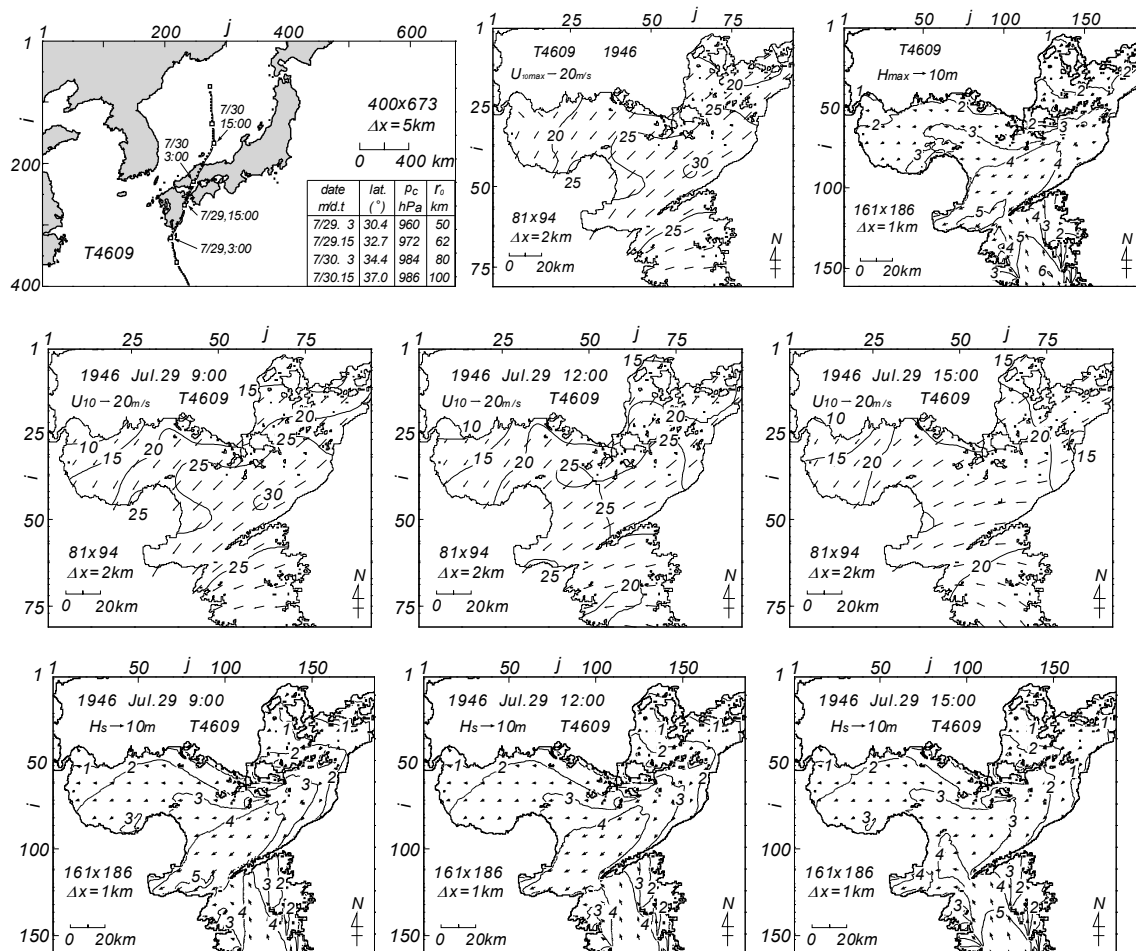


Fig. 7 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 4609 (Western area of the Seto Inland Sea).

5) T5115号 (ルース台風, Fig. 8)

本台風は1951年(昭和26年)10月14日夕方から15日早朝にかけて鹿児島県西部から山口県を経て山陰沖に達した。この間の台風の中心気圧は960~972 hPaである。被害は全国に及び、死者・行方不明者943名、家屋被害22万棟に達する。瀬戸内海周辺でも山間部の被害が顕著である。最大風速は佐田岬周辺の50 m/sから同心円状に豊後水道の35 m/sや周防灘東部の30 m/sあるいはそれ以下の値に向けて小さくなる。風向は豊後水道のSSEから周防灘のE方向に向けて反時計まわりに変化する。広島湾・安芸灘では風速30~35 m/s, 風向Sを示す。最大波高は豊後水道南部で11 m, 豊予海峡で9 m, 波向SSEをとり, 6 m波高域が国東半島東側海域に広がる。周防灘で波高は5 mから3 m(波向SE~E), 伊予灘で3~4 m(波向W)を与え, 台風勢力のわりにあまり大きくない。

時別値をみると, 佐田岬灯台で異常高風速(海拔40.6 mで67.1 m/sまたは68.9 m/s)が得られた14日21時40分における風速分布は広島湾・安芸灘を除いて最大風速分布とほぼ対応する。23時に風速は全海域で20~25 m/sに減少するが, 15日0時では安芸灘に30 m/s域がみられる。波高は14日22時~15日0時では豊後水道で8~10 m(波向SSE)と経時的にあまり変化しない。内海でも周防灘で3~4 m, 伊予灘で中部の4 mから東部の2 mと経時的にあまり変化しない。台風の通過に伴い, 波向はSE~E方向からS寄りに若干変わる。最大波高出現時刻は伊予灘西部, 周防灘, 豊後水道で14日23時~15日0時, 伊予灘東部や広島湾・安芸灘で0時以降と考えられる。

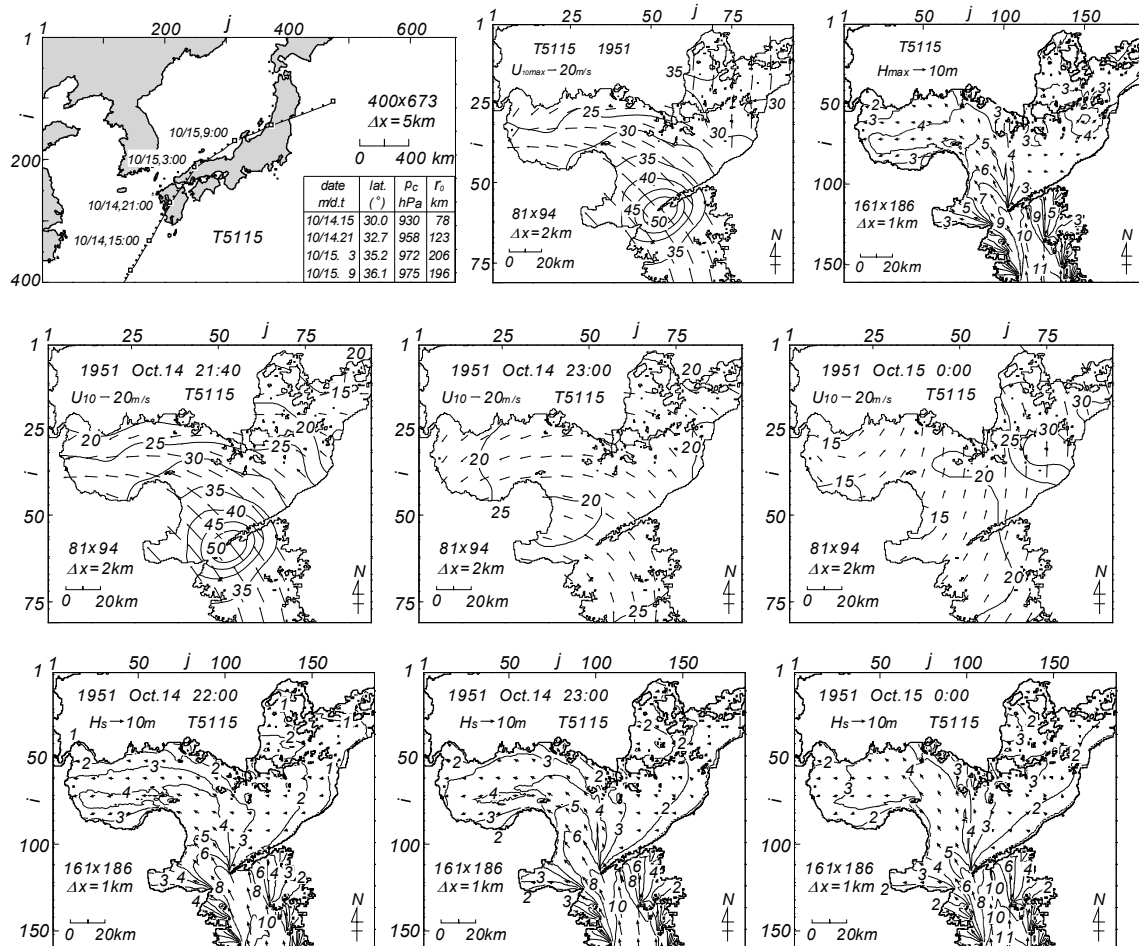


Fig. 8 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 5115 (Western area of the Seto Inland Sea).

6) T5612号 (エマ台風, Fig. 9)

本台風は1956年(昭和31年)9月9~10日に九州西方海域から対馬を経て日本海にNNE方向に進行した。この時点の台風の中心気圧は950 hPaであり、とくに九州で暴風雨による被害が大きい。全国の死者・行方不明者43名、家屋被害3.7万棟、浸水被害1.1万棟に達する。最大風速は海域全体で25~35 m/s(風向S~SE)を与え、内海では30~35 m/sをとる。最大波高は豊後水道で7~9m(波向SSE)を示し、北端の豊予海峡で9mと大きく、そこから山口県下松付近に向けて6mの等波高線が伸びる。周防灘では西に向けて6mから3m、伊予灘では東に向けて2mにまで減少する。

時別値をみると、台風経路を反映して風向は海域全体で豊後水道のSSEから周防灘のSEに変化し、時間経過に伴い若干S方向に傾く。風速は10日2時に伊予灘~周防灘で25~30 m/sから、4時に30~35 m/sに増加し、6時には25~30 m/sに減少する。この間、豊後水道では20~25 m/sあるいはそれ以下、広島湾・安芸灘で15~20 m/s(2時)から25~30 m/s(6時)に増加する。波高は豊後水道で7~8 m(10日2時, 4時)から6~7 m(6時)にやや減少する。内海では豊予海峡から下松付近に向けて4 m等波高線(波向SSE)が伸びる。4時と6時にそれが5 mになるが、6 mには達しない。6 m等波高線の出現時刻は5時頃と推測される。この間、周防灘の中部で4~5 m、西部で3~4 m、伊予灘で中部の4 mから東部の1 mに減少する。対馬付近に位置した台風のNNE方向への進行に伴い、6時には伊予灘東部で波高は2 mに増大し、広島湾にも3 m波高域(波向SE)が出現する。

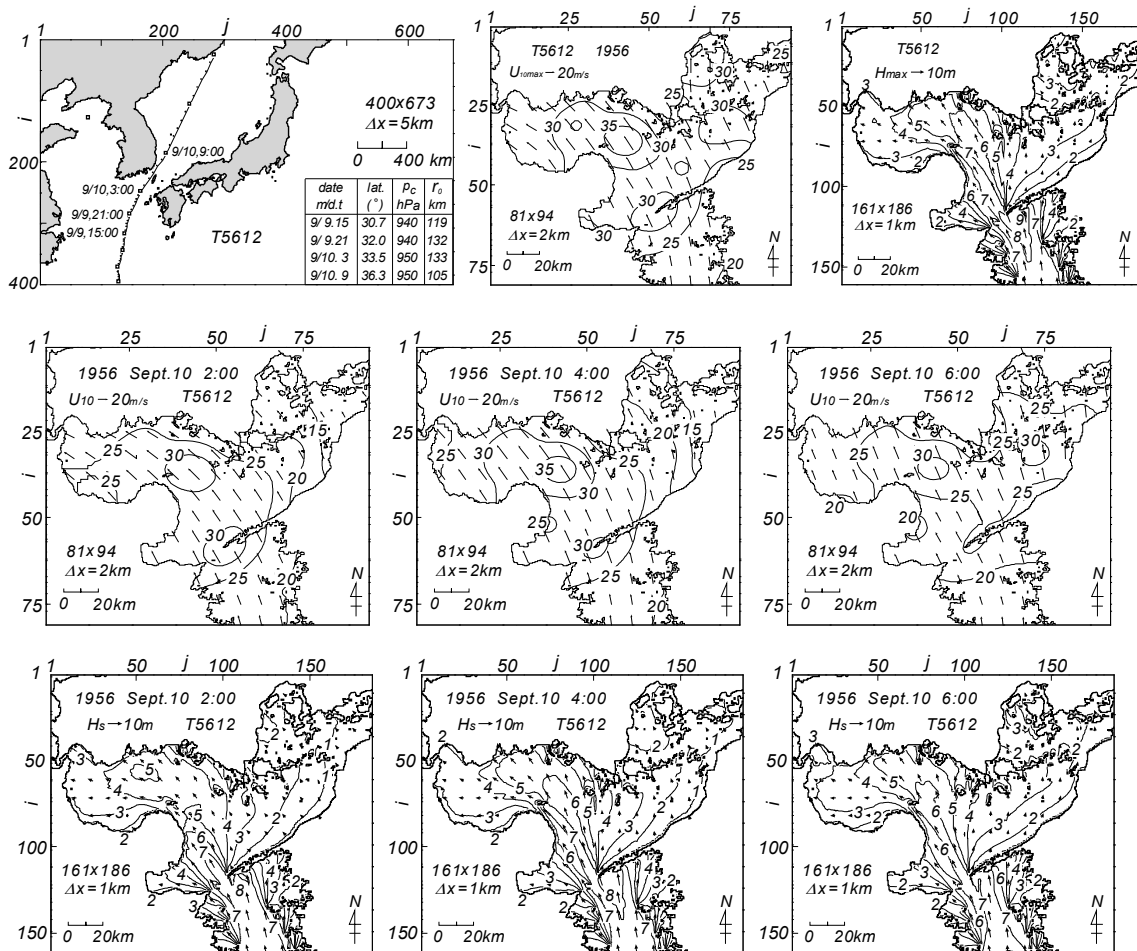


Fig. 9 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 5612 (Western area of the Seto Inland Sea).

7) T7009号 (Fig. 10)

本台風は1970年(昭和45年)8月14日夕方から15日朝にかけて長崎, 福岡, 下関付近を進行し, 日本海に抜けた。この間の台風の中心気圧は945~982 hPa, 下関の最低観測気圧は971.7 hPaである。九州・中国地方を中心に洪水・土砂災害のほか強風災害も顕著であった。死者・行方不明者12名, 浸水被害1.2万棟にのぼる。最大風速は豊後水道で20~25 m/s, 内海で伊予灘東部の20 m/sから周防灘の30 m/sあるいはそれ以上に大きくなる。広島湾・安芸灘で25 m/s前後を示す。風向はSSEからSEであるが, 伊予灘東部から広島湾・安芸灘でSをとる。最大波高は豊後水道で6 m(波向SSE)であり, 豊予海峡から対岸の下松方向に5 mの等波高線が伸びるが, 下松には達しない。周防灘中部の山口県側で5 m波高域(波向SE寄り)が, 広島湾で3 m波高域(波向S寄り)がみられる。

時別値について, 15日0時に風速は広島湾・安芸灘の10 m/sからW方向に増大して周防灘西部で25 m/sをとり, 3時には10~30 m/sと周防灘や伊予灘西部で5 m/s増大する。風向は豊後水道のSSEから周防灘西部のEに向けて反時計まわりに変化する。6時には風速は20 m/s以下(風向S寄り)になるが, 広島湾・安芸灘で20 m/sを越える。波高は15日0時に豊後水道で5~6 m(波向SE), 周防灘西部で4 m(波向E)をとり, 3時には豊後水道における6 m波高域の拡大と周防灘中部の山口県側における5 m波高域(波向SSE~SE)の出現がみられる。6時には豊後水道, 伊予灘, 周防灘の波高が減少する一方, 広島湾・安芸灘に3 m波高域(波向SSE~SE)が現われる。

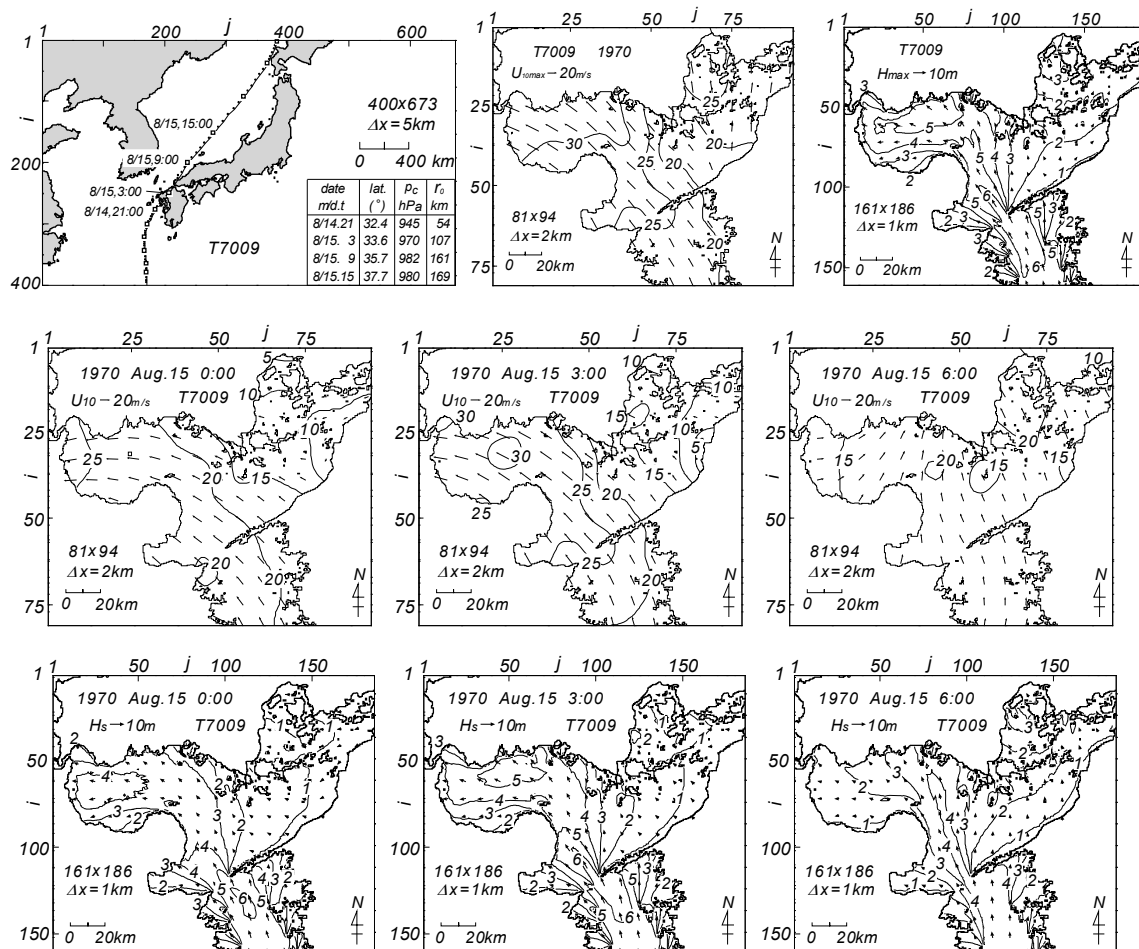


Fig. 10 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 7009 (Western area of the Seto Inland Sea).

8) T7010 (Fig. 11)

本台風は1970年(昭和45年)8月21日に高知県宿毛から松山・呉を通過して日本海へ抜けた。この間の台風の中心気圧は955~975 hPa, 最低観測気圧は足摺岬で962.3 hPa, 松山で970.9 hPaとかなり低い。四国・中国地方を主として洪水・土砂・強風被害が, また高知市では甚大な高潮災害が生じた。死者・行方不明者27名, 浸水被害6万棟にのぼる。最大風速は伊予灘中部以西の海域で25 m/s以下(風向NNW~NW)であるが, 伊予灘東部, 広島湾・安芸灘で30~35 m/s(風向N~NNE)の強風が生じた。最大波高は豊後水道で5 m(波向SSE), 周防灘から豊予海峡にかけて1 mから4~5 mであり, 波向もW方向からN方向に変化する。広島湾・安芸灘で3 m波高域, 伊予灘東部で4 m波高域(波向N~NNE)がみられる。

時別値において, いずれの時刻でも伊予灘中部以西で風向は北部のNNWから南部のNWに変化し, 風速も25 m/s以下である。一方, 広島湾・安芸灘と伊予灘東部では21日8時と10時に風速は30~35 m/s(風向はNNE寄り)をとり, とくに10時で強い。12時には台風中心の通過による渦状の風分布が出現するが, 風速は10 m/s程度と小さい。波高は豊後水道で21日8時と10時に4~5 m, 12時に3~4 m(波向S~SSE)であり, 周防灘から豊予海峡にかけて8時, 10時, 12時のいずれの時刻でも1 mから4 mである。波向はN~NWからNに変わる。伊予灘東部では8時に狭い4 m波高域(波向N)がみられるが, 10時, 12時に波高は小さくなる。安芸灘では8時と10時に3 m波高域(波向NE)が出現し, 12時に波高が1 m減少する。

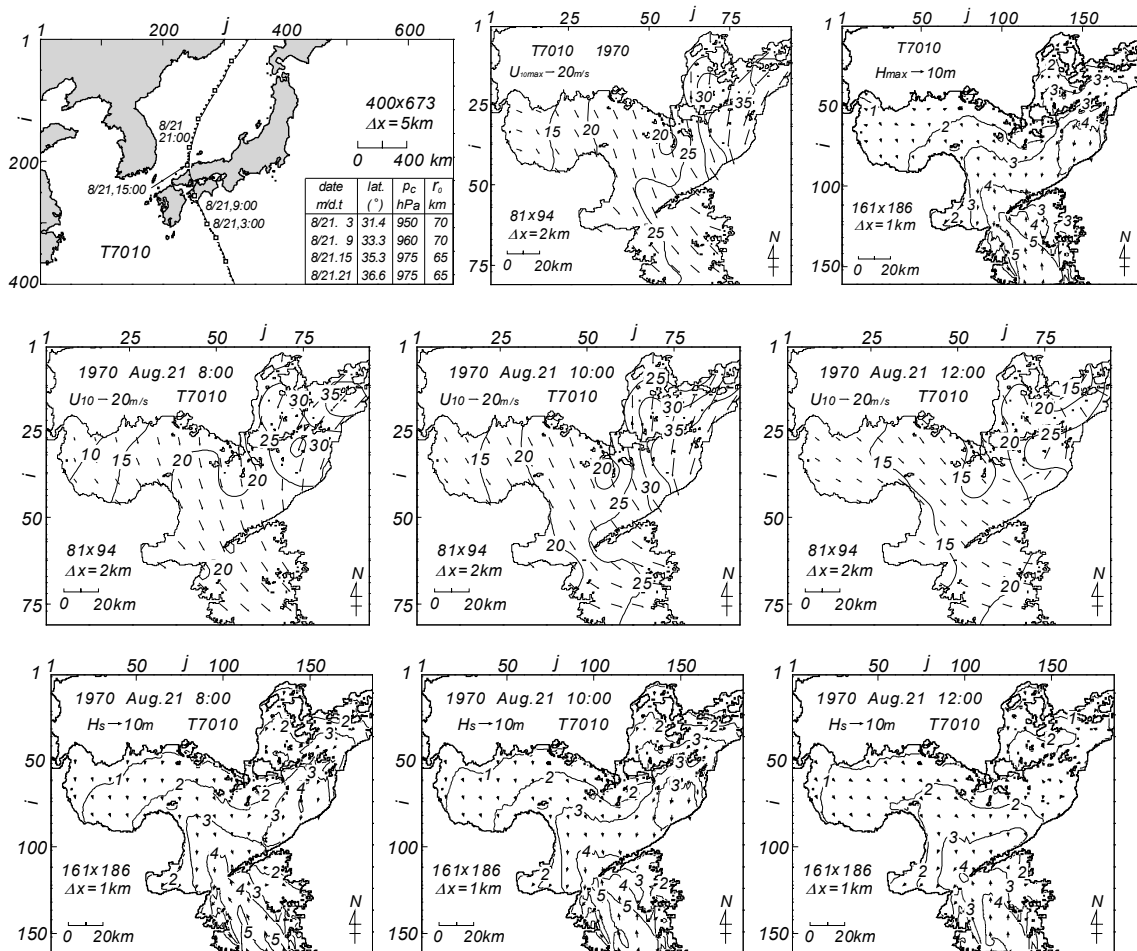


Fig. 11 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 7010 (Western area of the Seto Inland Sea).

9) T7119号 (Fig. 12)

台風は1971年(昭和46年)8月5日に九州西岸近くから福岡の西側をN~NNE方向に進行した。台風の中心気圧は950~965 hPaとかなり低い。最低観測気圧は下関で972.7 hPaである。九州を中心に大規模な洪水・土砂災害が生じ、死者・行方不明者69名、浸水被害1.8万棟にのぼる。最大風速は各海域東側の25 m/sから西側に向けて大きくなり、佐田岬付近のみならず周防灘東部から中部で35 m/sを越える。風向はSEである。波高は豊後水道で7~8 m(波向SSE)、内海では豊予海峡から周防灘中部の広い範囲で5 mを上まわり、周防灘中部の山口県沿岸で6 mを越える。波向はSEからESEをとる。このほか、広島湾・安芸灘に3 m波高域がみられる。

時別値について、5日10時には風速は豊後水道から伊予灘中部・西部と周防灘で25~30 m/s(風向SEからESE)、14時には30~35 m/sに達する。18時には20~25 m/s(風向SE~S)に低下する。これらの海域の最強風時は14時頃である。波高は豊後水道で5日10時に7~8 m(波向SSE)、14時に6~7 m、18時に4~5 mをとる。内海では10時に周防灘中部で5 mの等波高線が出現する。14時には周防灘中部の山口県側で6 m波高域(波向SE~ESE)がみられ、これらの海域での最盛期を迎える。これは過去88年間の期間最大波高^[4]に相当する。広島湾・安芸灘で波高は2 m、伊予灘で東部の1 mから中部の3~4 m、別府湾で沖合の5 mから沿岸の3 mを示し、10時と14時であまり変化しない。18時には波高の最大値は4 m以下に低下する。

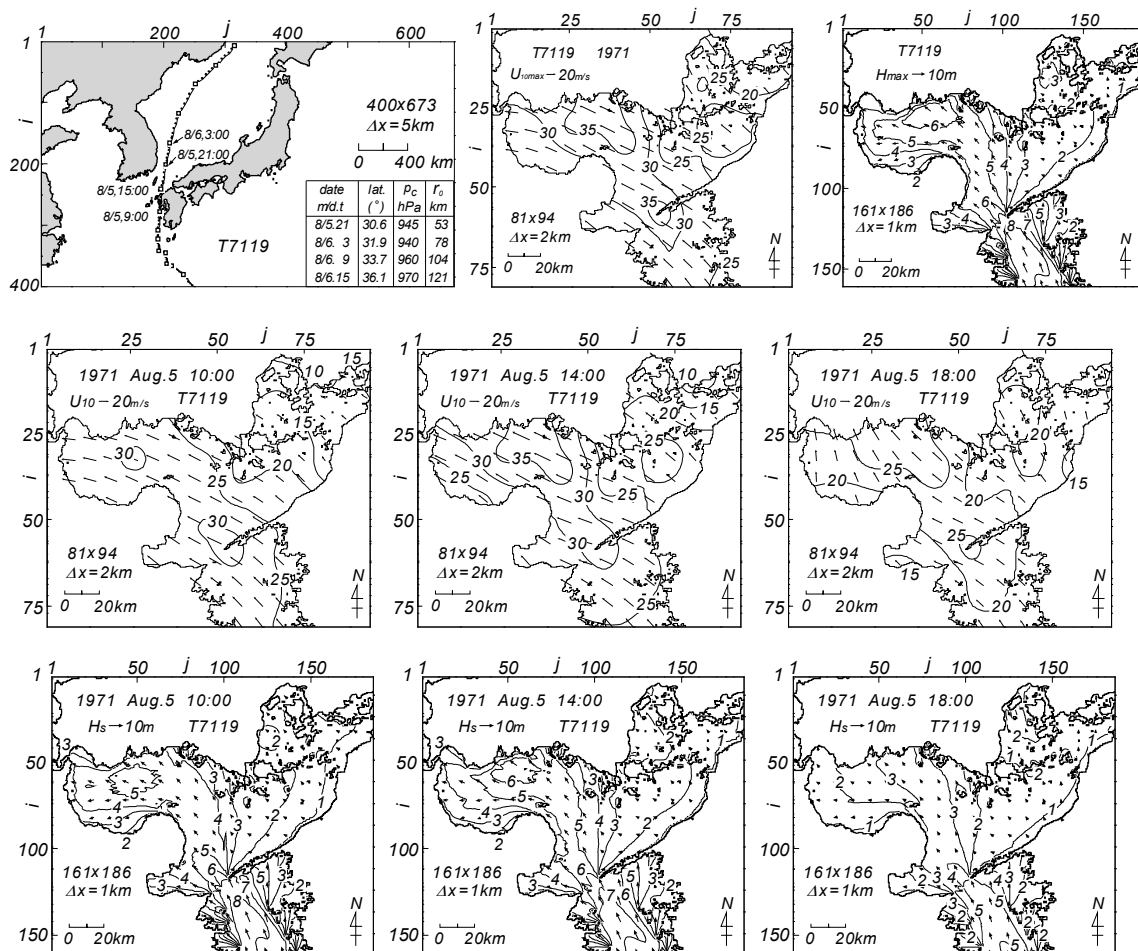


Fig. 12 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 7119 (Western area of the Seto Inland Sea).

3.2 瀬戸内海中部海域

1) T3412号 (室戸台風, Fig. 13)

本台風は1934年(昭和9年)9月21日に足摺岬, 室戸岬, 淡路島, 神戸の東側とNE方向に進行し, 北陸・東北地方を経て太平洋に出た。この間の台風の中心気圧は910~952 hPaであり, 室戸岬で912 hPaの最低気圧を記録した。本台風は烈風と豪雨, さらに高潮によって未曾有の大災害をもたらした。死者・行方不明者は3,036名, 浸水被害は40万棟に及ぶ。中部海域における最大風速は30~40 m/s, 風向はNNWであり, 風下側の四国沿岸で37.5~40 m/sあるいは東側で40 m/sを越える。最大波高は最大風速と風向に対応して, 中国地方沿岸の1.5 mから四国沿岸東側の4.5 m(波向NNW)に増大する。四国沿岸全体で3 m以上の高波高域が広がる。波向は西側でN, 東側でNNWをとる。

時点別に見ると, 21日5時に水島灘の12.5 m/sから燧灘西部沿岸の25 m/sに増大する。風向はNNEからNをとる。6時には水島灘の25 m/sから燧灘東側の40 m/sに大きくなり, 燧灘全体で35 m/sを越える。風向はNNWである。6時が最強風時にあたる。7時には風速は30 m/s前後に減少するとともに, 風向もNW方向に若干傾く。波高は21日5時には水島灘の1 mから燧灘西部沿岸の3 mに向けて増加する。波向はNE~NNEをとる。6時には燧灘の波高が0.5~1 m増加し, 波高の最大域(4 m)も燧灘東部沿岸に移る。波向はNに変わる。7時には波高の最大値は4.5 mと, さらに増加し, 波向もNNWをとる。燧灘東部沿岸の4.5 m波高域は過去88年間の期間最大波高域^[4]を形成する。

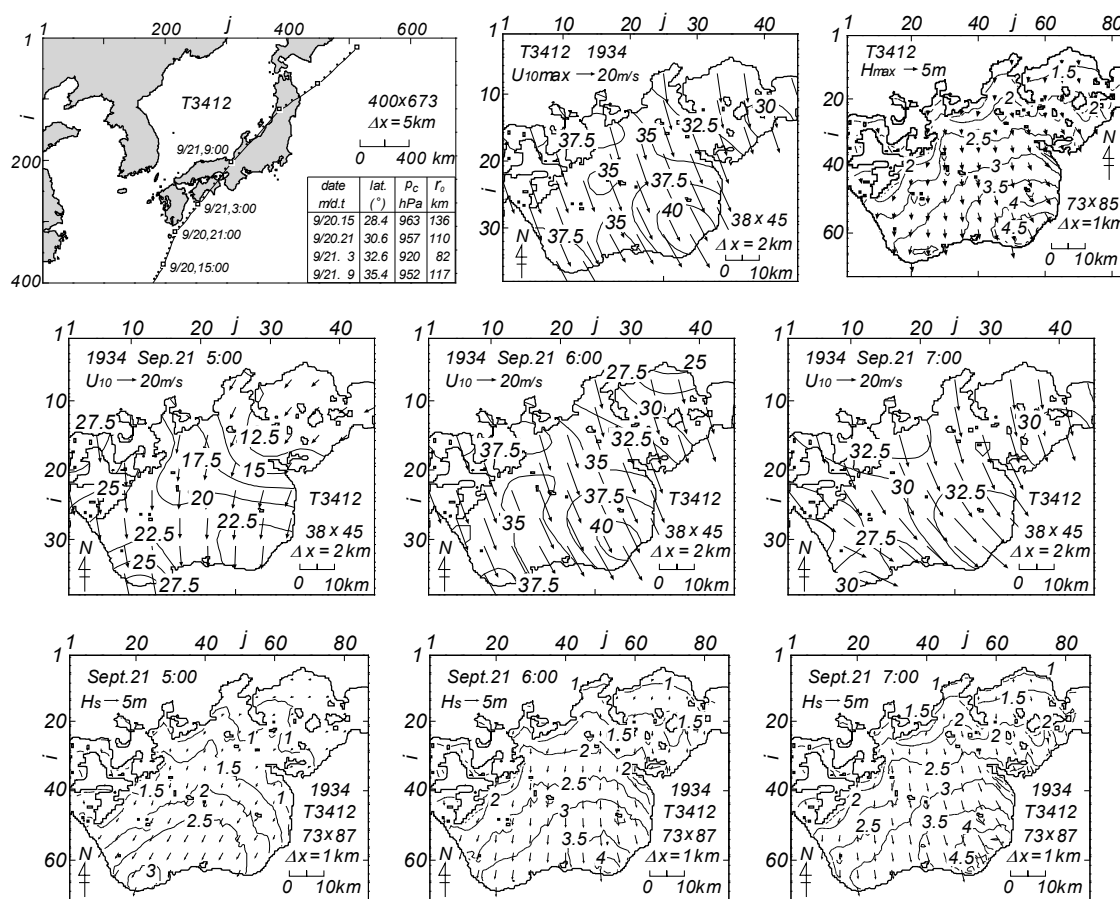


Fig. 13 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 3412 (Middle area of the Seto Inland Sea).

2) T3504号 (Fig. 14)

本台風は1935年(昭和10年)8月28日夕方から29日朝にかけて豊後水道から新居浜, 神戸へとNE方向に進行した。台風の中心気圧は957~980 hPaである。最低観測気圧は経路に近い清水で957.3 hpa, 神戸で984.4 hPaであるから, 上陸後やや衰えている。この台風時には四国での洪水・土砂災害が目立つ。死者・行方不明者73名, 浸水被害6.2万棟に達する。最大風速は水島灘の20 m/sからSW方向に燧灘西部沿岸の27.5 m/sに増加する。風向はNEを中心とする。最大波高は最大風速・風向に対応して水島灘の1 mからSW方向の燧灘西部沿岸の4 mに向けて大きくなる。波向はNEである。このほか, 燧灘東部沿岸で波向をNWとする2.5 m波高域が広がる。

時別値をみると, 28日16時では水島灘の17.5 m/sからSW方向に燧灘西部西岸の27.5 m/sに増加する。風向はNEが卓越する。18時には風速が2.5 m/s減少するが, 風向はあまり変わらない。20時においてもさらに風速は2.5 m/s小さくなるが, 風向の空間分布はほとんど同じである。要するに, 16時~20時にかけては時間の経過とともに風速は小さくなるが, 風向はほとんど変わらない風場となっている。この風場の挙動を反映して, 波高は28日16時には水島灘の1 mから燧灘西部沿岸の3.5 mに増加する。波向はNEである。18時には波高は燧灘で0.5 m増大して燧灘西部沿岸で4 mを越えるが, 20時には再び0.5 m減少する。この間の波向はほとんど変化しない。

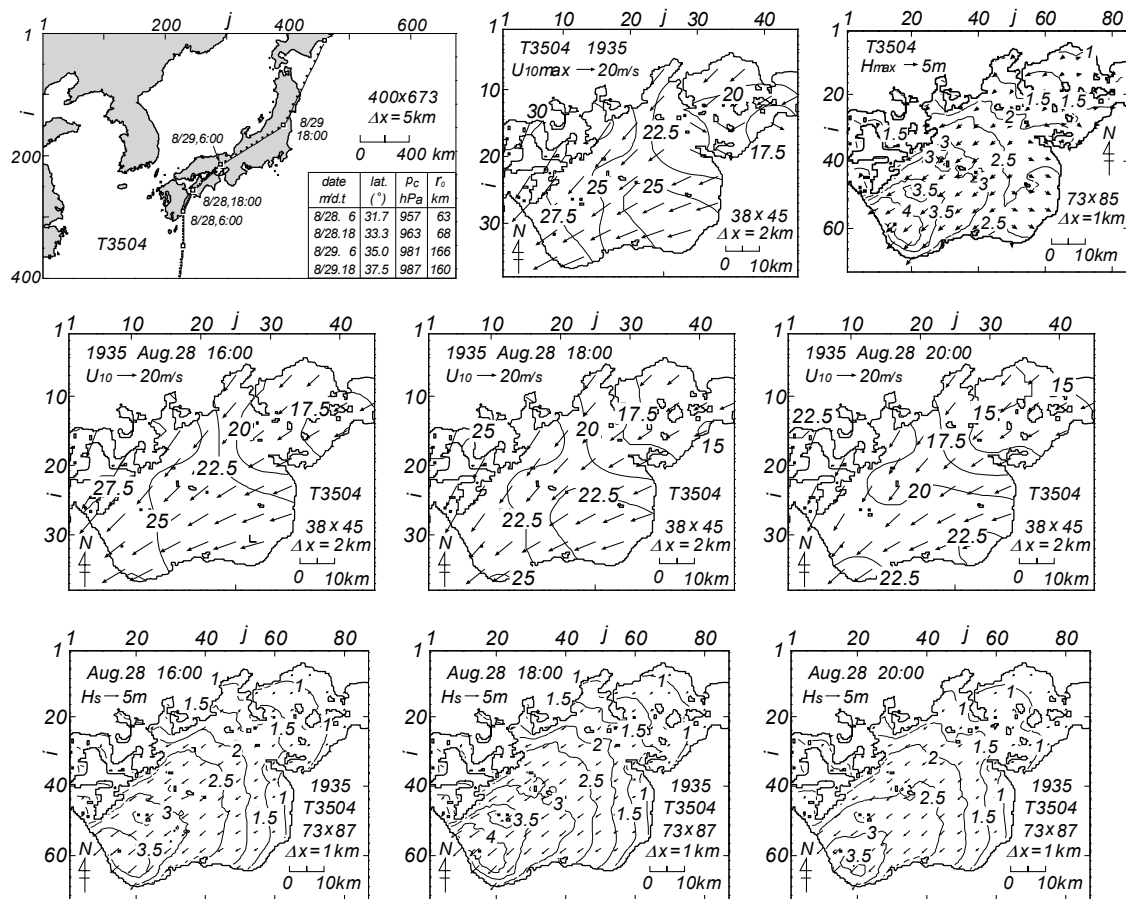


Fig. 14 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 3504 (Middle area of the Seto Inland Sea).

3) T3706号 (Fig. 15)

本台風は1937年(昭和12年)9月11日早朝から昼にかけて足摺岬から今治、福山あたりを通過して日本海に抜けた。この間の台風の中心気圧は950~960 hPa, 清水の最低観測気圧は951 hPaである。被害は豪雨・強風などによるもので, 死者・行方不明者84名, 家屋被害1.2万棟, 浸水被害2.8万棟と決して少なくない。最大風速は32.5~37.5 m/sであり, 燧灘の西部と東部で強い。風向は今治から福山への台風の通過に伴い, 反時計まわりの空間変化を示す。最大波高は2つの最大域をもつ。1つは燧灘の西部沿岸の4 m波高域, 波向NE, 他の1つは燧灘北東部の4 m波高域(波向SW)である。地形の複雑な水島灘では波高は3 mにとどまる。

時別値をみると, 台風の中中部海域通過前にあたる11日6時には水島灘の15 m/sから燧灘西部沿岸の22.5 m/sあるいは領域北西部の25~27.5 m/sに増大する。風向はNEである。台風通過時の8時には燧灘の四国沿岸一帯で32.5~35 m/sをとり, 海域の北東部で27.5 m/sになる。風向は反時計まわりに変化する空間分布を示す。台風通過後の10時には風向がSWで風速が20~27.5 m/sの風場を形成する。波高は11日6時には水島灘の1.5 mから燧灘西部沿岸の3 mに増加する分布(波向NE), 8時には燧灘西部沿岸の3 m域(波向NNE)に加えて東部に2.5 m域(波向S)が出現する。10時には波高の最大域は北東海域に移り, 波向WSWの4 m波高域を形成する。このように, 台風中心の領域内通過に伴い, 風速・風向と波高・波向の場が著しい時空間変化を伴う。

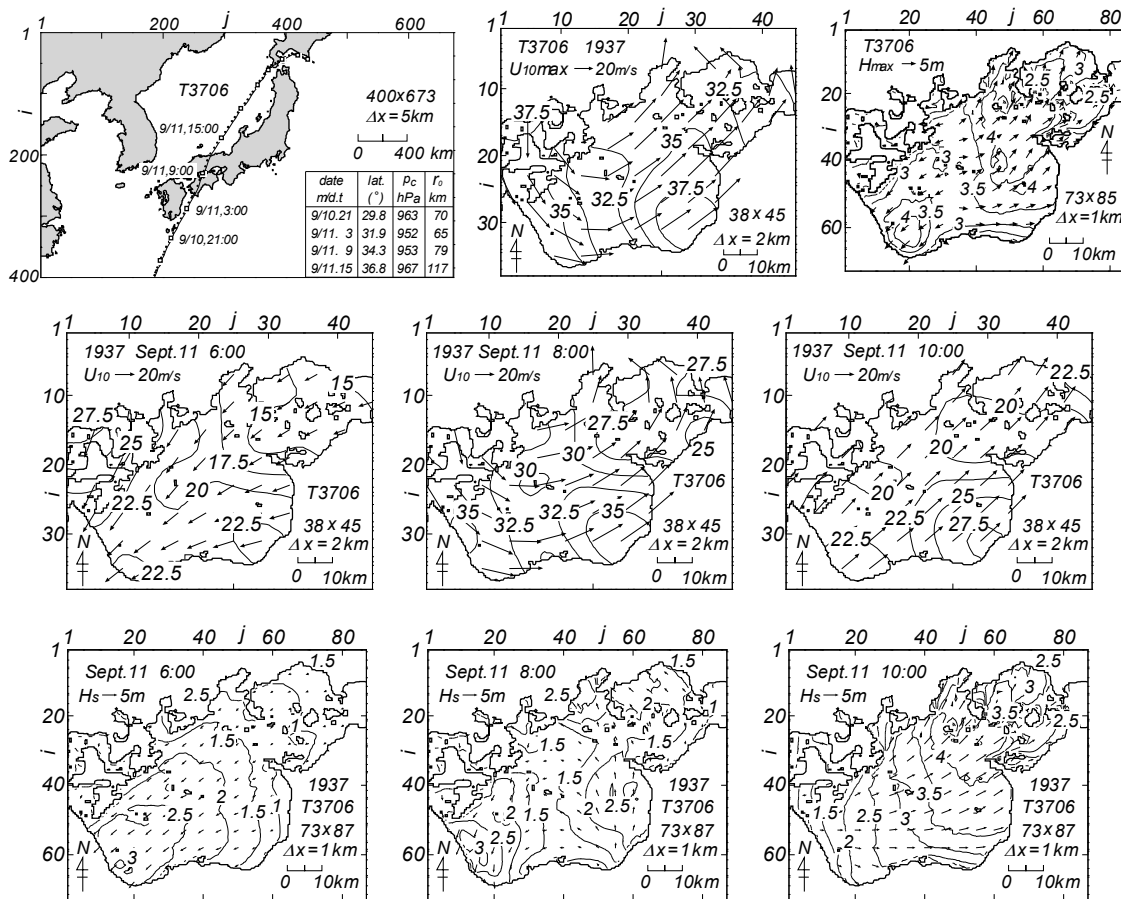


Fig. 15 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 3706 (Middle area of the Seto Inland Sea).

4) T3805号 (Fig. 16)

本台風は1938年(昭和13年)9月5日に室戸岬から高松、岡山の東側をN方向に進行した。台風の中心気圧は953~968 hPaである。この台風時には四国東部で雨量が多く、河川の氾濫などのため多大な被害を生じた。死者・行方不明者は105名で浸水被害も3万棟にのぼる。最大風速は海域の主要部で30~32.5 m/s、燧灘西側で22.5~27.5 m/sであるから、かなりの強風を伴っている。風向はおおむねNNWである。最大波高は北部の水島灘や備後灘の1.5 mから燧灘東部沿岸の4 mに増加する。波向はNNWである。燧灘の四国沿岸では西部の1.5 mから東へ向けて4 mにまで大きくなり、東西方向の波高の空間変化が大きい。

時間変化をみると、5日10時には風速は北東部の水島灘の17.5 m/sから燧灘中央部の25 m/s、西部の22.5 m/sと変化しており、海域中央で大きい。12時には水島灘で25~27.5 m/s、中央部で30 m/s以上と5 m/s大きくなるが、西部では22.5~25 m/sと2.5 m/sの増加にとどまる。両時点における風向はNNWが卓越する。14時には風速は2.5 m/s減少するとともに風向もNW方向にやや変化する。最大風速出現時刻は12時前後である。波高は5日10時には海域北部の水島灘や備後灘の1 mから燧灘東部沿岸の3 mへS方向に増加する。波向はNである。12時には波高は0.5~1 m増加し、最大波高は燧灘東部沿岸で4 mに達する。波向はNNW寄りにやや傾く。14時には最大波高は3.5 mに減少し、波向もNNWをとる。10時~14時における風の場合と波浪の場合の変化は小さい。

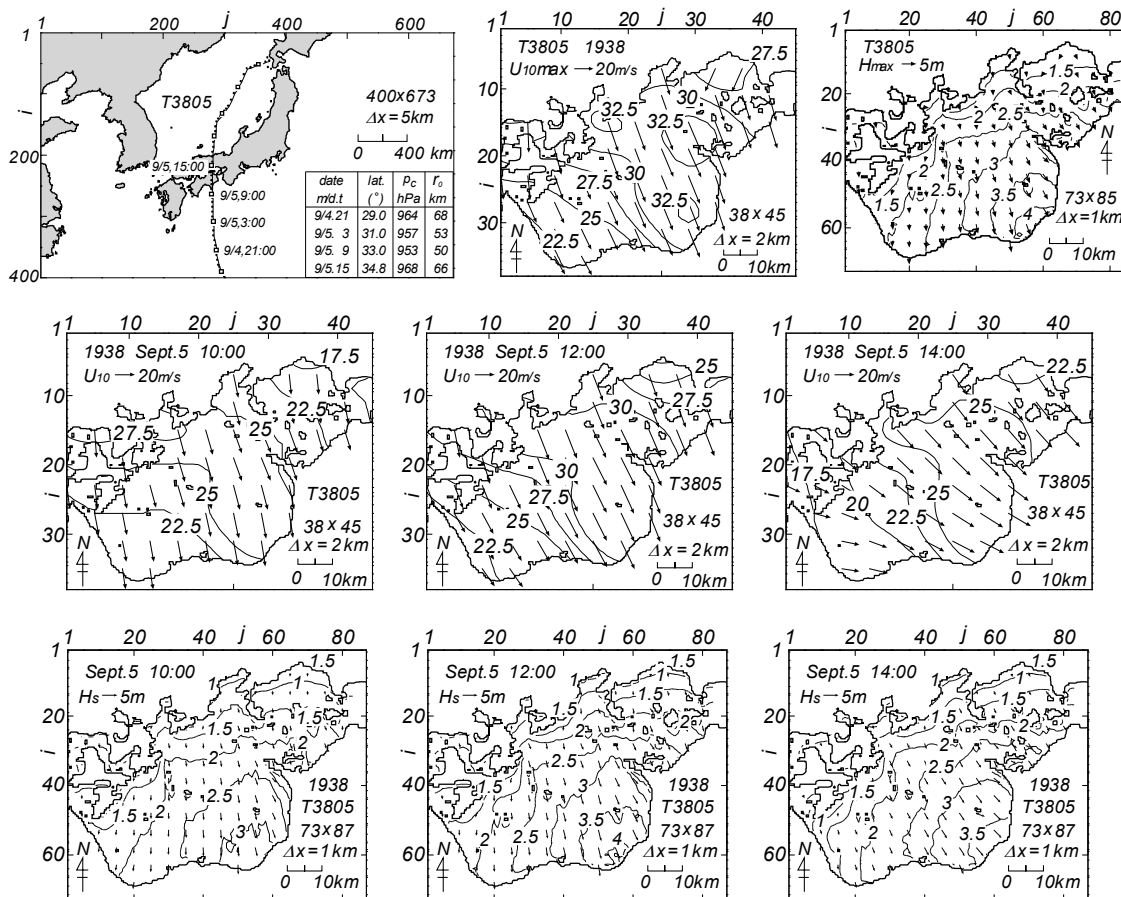


Fig. 16 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 3805 (Middle area of the Seto Inland Sea).

5) T6118号 (第2室戸台風, Fig. 17)

本台風は1961年(昭和36年)9月16日NNE方向に室戸岬西方から徳島, 淡路島を経て西宮付近を通過した。この間の台風の中心気圧は925~940 hPaであり, 最低気圧は室戸岬で930.7 hPa, 洲本で934.7 hPa, 大阪で937.3 hPaを記録した。四国・近畿地方を中心に暴風雨による被害, 大阪湾などで大規模な高潮による被害が出た。死者・行方不明者は202名, 浸水被害は38万棟という大規模なものである。最大風速は25~35 m/s(風向はNNW~NW)の範囲にあり, 燧灘の北西部から四国沿岸に沿って東部まで大きく, とくに東部沿岸で35 m/sを越える。その空間分布はT3412号(室戸台風)時と類似するが, 風速は5 m/s小さい。最大波高も北側沿岸の1.5 mからSE方向に燧灘東部沿岸で4.5 mにまで大きくなる。波向はNWである。これはT3412号(室戸台風)時のものと類似する。

時別値をみると, 16日9時には風速15~25 m/s, 風向NNE~NE寄りの場となっており, 燧灘の四国沿岸で大きい。11時には風速20~32.5 m/s, 風向NWの場になり, 燧灘東部沿岸で大きい。13時には風速が5 m/s減少し, 風向もWNW方向に傾く。風場の経時変化もT3412号(室戸台風)時のものと類似する。波高は16日9時には海域北東部の水島灘の1 mからSW方向に燧灘西部沿岸の3 mに増加する。波向はNEである。11時には波高の最大値は4 mを越え, その出現場所も燧灘東部沿岸に移動するとともに, 波向もN寄りに変わる。13時には等波高線が反時計まわりに回転して4 mの波高最大域もやや北東方向に移動するとともに, 全体の波向がNW方向に変化する。波浪の場の経時変化もT3412号(室戸台風)時と類似する。波高は0.5 m程度小さい。

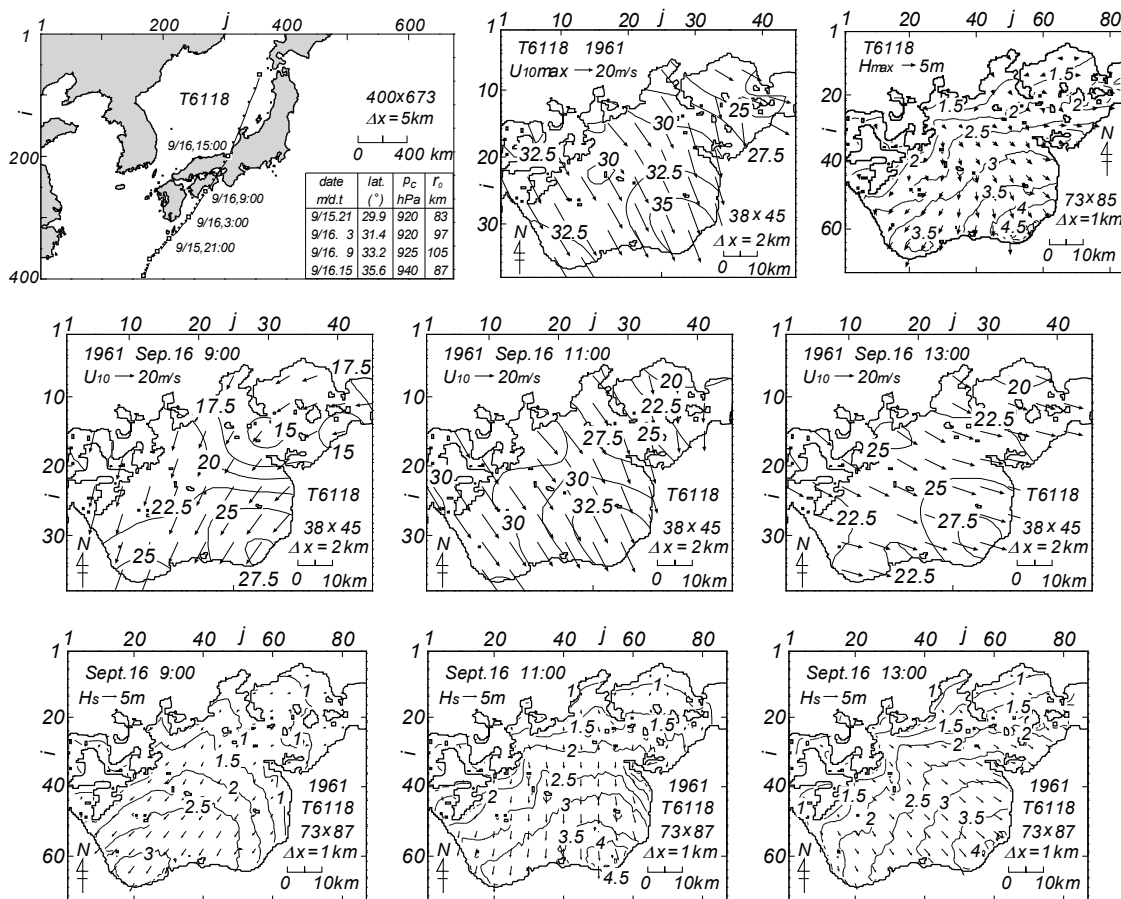


Fig. 17 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 6118 (Middle area of the Seto Inland Sea).

6) T6523号 (Fig. 18)

本台風は1965年(昭和40年)9月10日NNE方向に高知県安芸市から香川県の引田付近、兵庫県加古川市を通過して日本海に抜けた。この間の台風の中心気圧は945~965 hPaであり、最低気圧として室戸岬で946.9 hPa、徳島で952.5 hPa、姫路で952.3 hPaが観測された。この台風時には四国東部と近畿地方で風水害が続出し、大阪湾で大きな高潮災害が生じた。死者・行方不明者は73名、浸水被害は5万棟と被害規模が大きい。最大風速は北西側の20 m/sから南東側の27.5 m/sに増加する。風向はNWをとる。当該台風は播磨灘を通過したので、台風の左側半円に入った中部海域の風速は極端には大きくない。この場合でも最大波高は北西側海域から南東側海域に向けて増加し、瀬灘東部沿岸で4 m(波向NW)に達する。

時別値をみると、10日8時には風速が北側海域の15 m/sから南側海域の27.5 m/sに向けて増加する風向Nの風場であり、10時には風速の範囲はほとんど変わらずに風向はNWの場に変化する。12時には風速は15~20 m/sと減少し、風向はW~WSWになる。最大風速の出現時刻は10時頃である。波高は10日8時には北側の水島灘・備後灘の1 mからSSW方向に増加して、瀬灘の中部沿岸に向けて2.5 mを越える。波向はNNEをとる。10時には波高の最大値は3.5 mにまで増大し、その出現海域も瀬灘東部沿岸に移る。波向はNからNNWである。12時には波高が0.5 m程度減少するとともに、最大域も若干北東側海域に移動し、波向もWNW方向に変わる。これらの挙動が台風の進行に伴う風場の変化に対応するのは言うまでもない

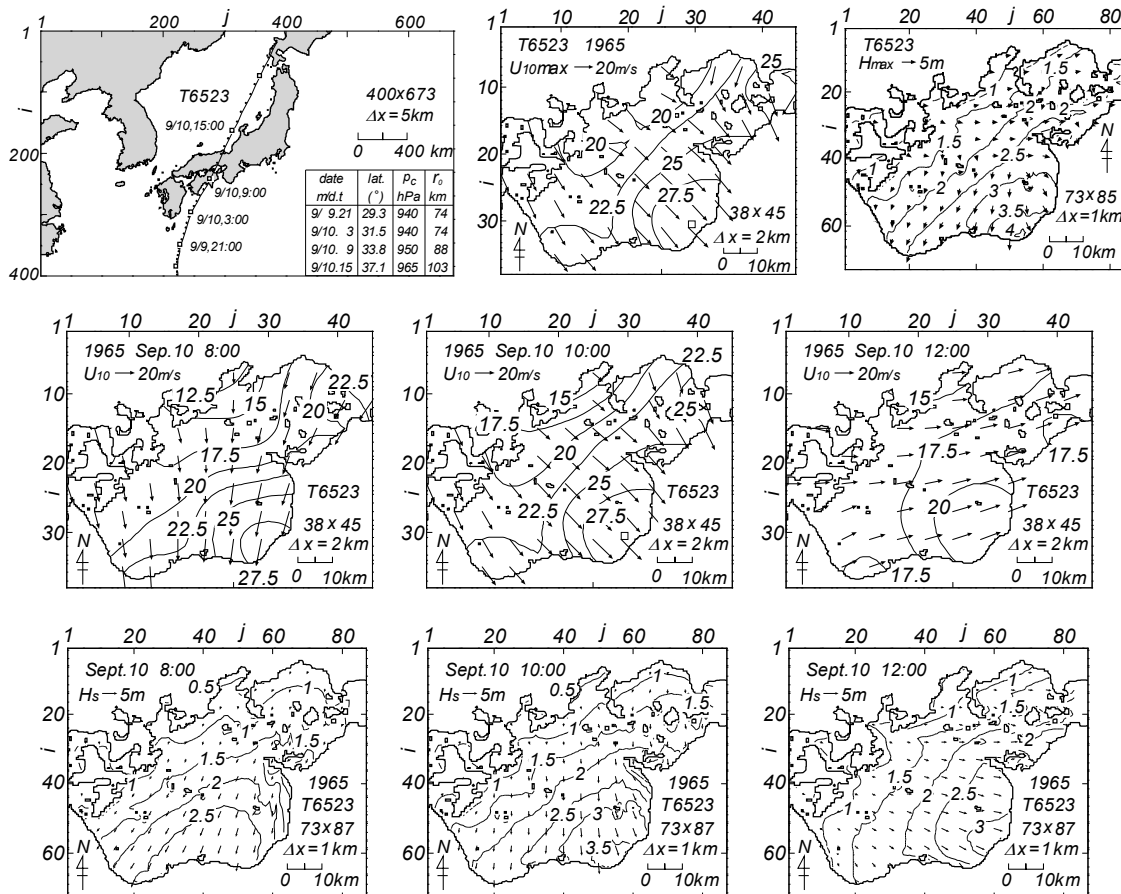


Fig. 18 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 6523 (Middle area of the Seto Inland Sea).

7) T7010号 (Fig. 19)

台風特性は 3.1 8) で述べた。本台風は 1970 年 (昭和 45 年) 8 月 21 日高知県佐賀町に上陸, NNW 方向に進行し, 松山, 広島付近を通過して日本海に抜けた。台風の中心気圧は 955~975 hPa, 最低観測気圧は足摺岬で 962.3 hPa, 松山で 970.9 hPa, 広島で 976.2 hPa であり, 上陸後の気圧としてはかなり低い。この台風時には四国・中国地方を中心に洪水・土砂・強風災害が, また高知市では大規模な高潮災害が生じた。死者・行方不明者 27 名のほか浸水被害が 6 万棟に達する。最大風速は北東部海域の 25 m/s から燧灘西部海域の 40 m/s に急増, 風向は NNE から NE をとり, 非常に強い風が吹送している。これに対応して波高は北東部の水島灘で 1 m, SW 方向に増大して燧灘西部沿岸で 5 m を示す。波向は NE である。これは過去 88 年間の期間最大波高^[4]に相当する。

時別値をみると, 21 日 8 時~10 時にかけて風向は NNE から NE をとり, 風速は 20~35 m/s から 25~40 m/s に増加する。この間におけるほぼ一定方向の強風の吹送により, 波高は 21 日 8 時には北東部海域の 1 m から南西部海域 (燧灘西部沿岸) の 3.5 m に大きくなる分布を示し, 10 時には波高の最大値が 4 m, 12 時には 4.5 m に達する。波向は NE を主な方向とする。最大波高は 5 m を越えるから, 40 m/s を越える 10 時の強風により 10 時以降さらに波浪が発達したことを表す。台風の左側半円に入った西部海域における最大波高 (Fig. 11) と比べて中部海域では一層大きい波高を与える。

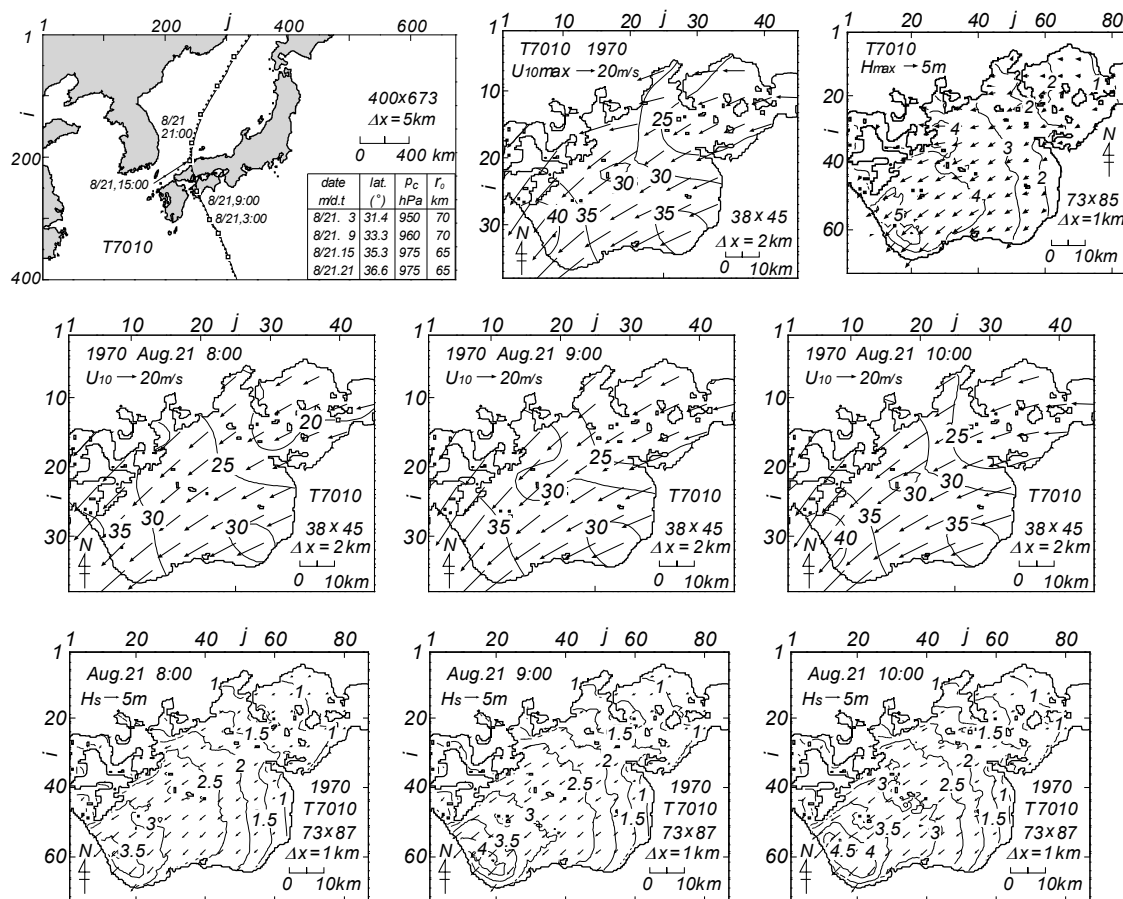


Fig. 19 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 7010 (Middle area of the Seto Inland Sea).

3.3 瀬戸内海東部海域

1) T18-Jul 台風 (Fig. 20)

本台風は1918年(大正7年)7月12日豊後水道を北上し、山口市付近を通過して日本海に抜けた。台風の中心気圧は950~965 hPaと推測される。本台風の通過に伴い、洪水や強風などによる被害が西日本全域に及んだ。死者・行方不明者は211名と多い。浸水被害は1.3万棟にのぼる。最大風速は播磨灘で25~40 m/s(風向SE)と非常に強い。紀伊水道で30~35 m/s(風向SSE~SE),大阪湾で北部の20 m/sから南部の35 m/sと湾軸(SW)方向に大きくなる。風向はSEをとる。最大波高について播磨灘では、ここでの強風に対応して鳴門海峡付近から3 m等波高線が広い範囲に拡がり、小豆島東側で5 mを越える。波向はSEである。紀伊水道では境界で12 mをとり、10 m波高域が広範に拡がる。大阪湾では湾口付近の5~6 mから湾奥の2 mへ減少する。波向はSからSSWに傾く。

時別値については、12日9時~13時に風向はSSE~SEからSSE~Sに若干時計まわりが変わるだけで変化は小さい。風速は9時に播磨灘で25~35 m/s,紀伊水道で25~30 m/s,大阪湾で15~25 m/s,11時にはほぼ全域で5 m/s増大し,13時には播磨灘で5~10 m/s減少する。紀伊水道と大阪湾では11時のものとあまり変わらない。波高分布の時間変化も少ない。12日9時に播磨灘で波高の最大値は4 m,11時に5 m,13時に4 mになる。紀伊水道では時間を追って8~11 m,10~12 m,10~12 mをとる。大阪湾では2~5 mの波高が3時刻であり変化しない。要するに、伊予灘を台風が通過する間(4時間),風と波高の空間分布の変化は風速や波高の多少の増減を除いて小さい。

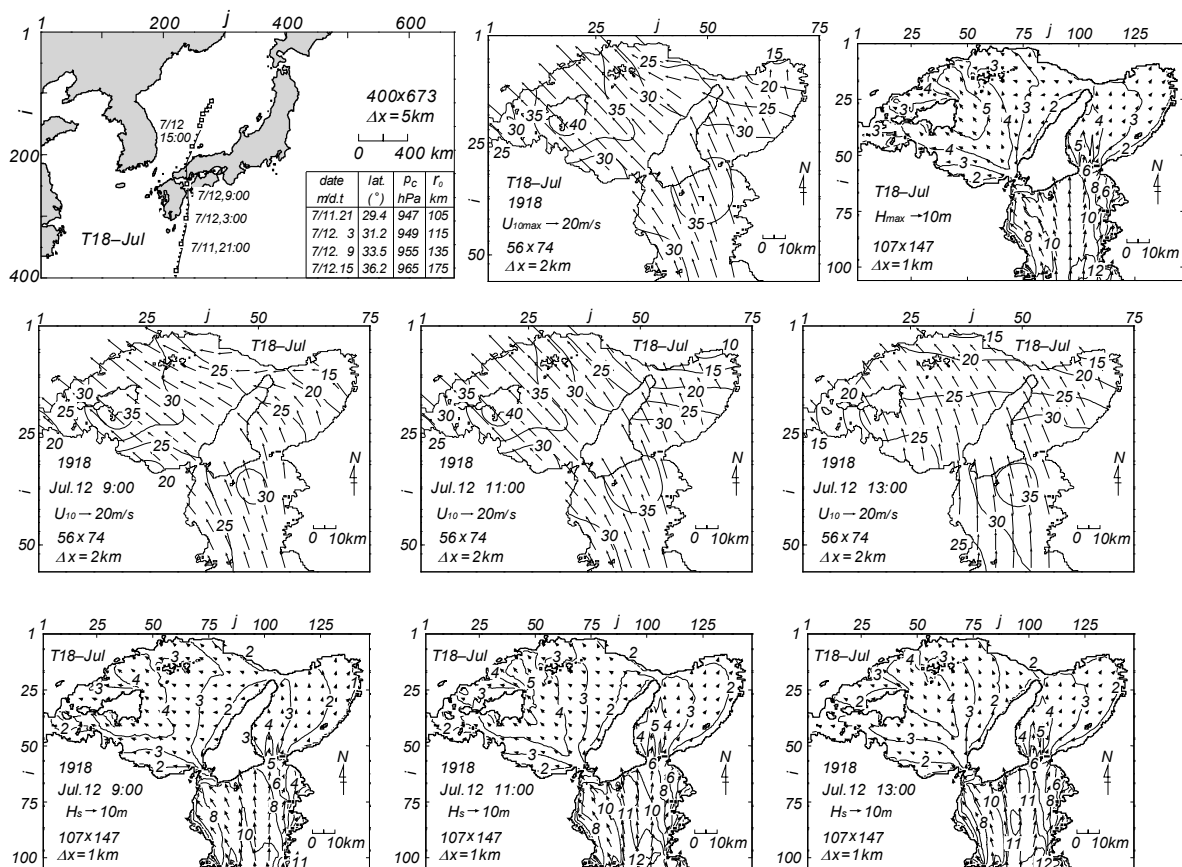


Fig. 20 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 18-Jul (Eastern area of the Seto Inland Sea).

2) T3412号 (室戸台風, Fig. 21)

台風特性は 3.2 1) で述べた。本台風は 1934 年 (昭和 9 年) 9 月 21 日, 足摺岬, 室戸岬, 徳島, 淡路島, 神戸の東側を経て北陸地方に進んだ。この間の台風の中心気圧は 910~952 hPa, 室戸岬での最低観測気圧は 912 hPa と非常に低い。本台風は超強風, 豪雨, 高潮により未曾有の大災害をもたらした。死者・行方不明者は 3,036 名, 浸水被害は 40 万棟に達する。最大風速は淡路島を中心に渦状の分布を示し, 播磨灘で N 寄りの風向, 大阪湾で S 寄りの風向を与える。風速は播磨灘で 35~40 m/s, 紀伊水道で 40 m/s, 大阪湾で 35~45 m/s を示す。最大波高は播磨灘で 4 m 強 (波向 SE~E), 紀伊水道では 10~15 m, 波向 S をとる。大阪湾では湾奥でも 4 m に達する。波向は S から SW に傾く。

時別値をみると, 21 日 6 時には台風通過前の S から E 方向の風, 風速は紀伊水道北西部で 40 m/s を越えるが, 播磨灘で 35 m/s 以下, 大阪湾で 30 m/s 以下である。7 時には台風中心の到来によって渦状の風場となり, 風速は広い範囲で 35~45 m/s を示す。台風の大阪通過時である 8 時には風向は播磨灘の NW から紀伊水道の W~WSW, 大阪湾の SW 方向をとり, 風速 30~35 m/s 域が拡大するが, 大阪湾の北東部で 35~40 m/s 域がみられる。風の時刻より 1 時間ずつずらした時刻の波高分布をみると, 21 日 7 時には播磨灘で波高の最大値は 4 m, 大阪湾の湾口近くで 5 m, 紀伊水道で波高は 8~14 m, 8 時にはそれぞれ 4 m, 8 m, 10~15 m と大きくなり, 9 時には 3 m, 4 m, 8~13 m と小さくなる。大阪湾の湾奥では時間経過とともに 1 m, 3 m, 5 m と大きくなる。波向は播磨灘で経時的に E 方向から N 方向に反時計まわりに変化するが, 大阪湾では S から SW 方向, 紀伊水道では S 方向とあまり変化しない。

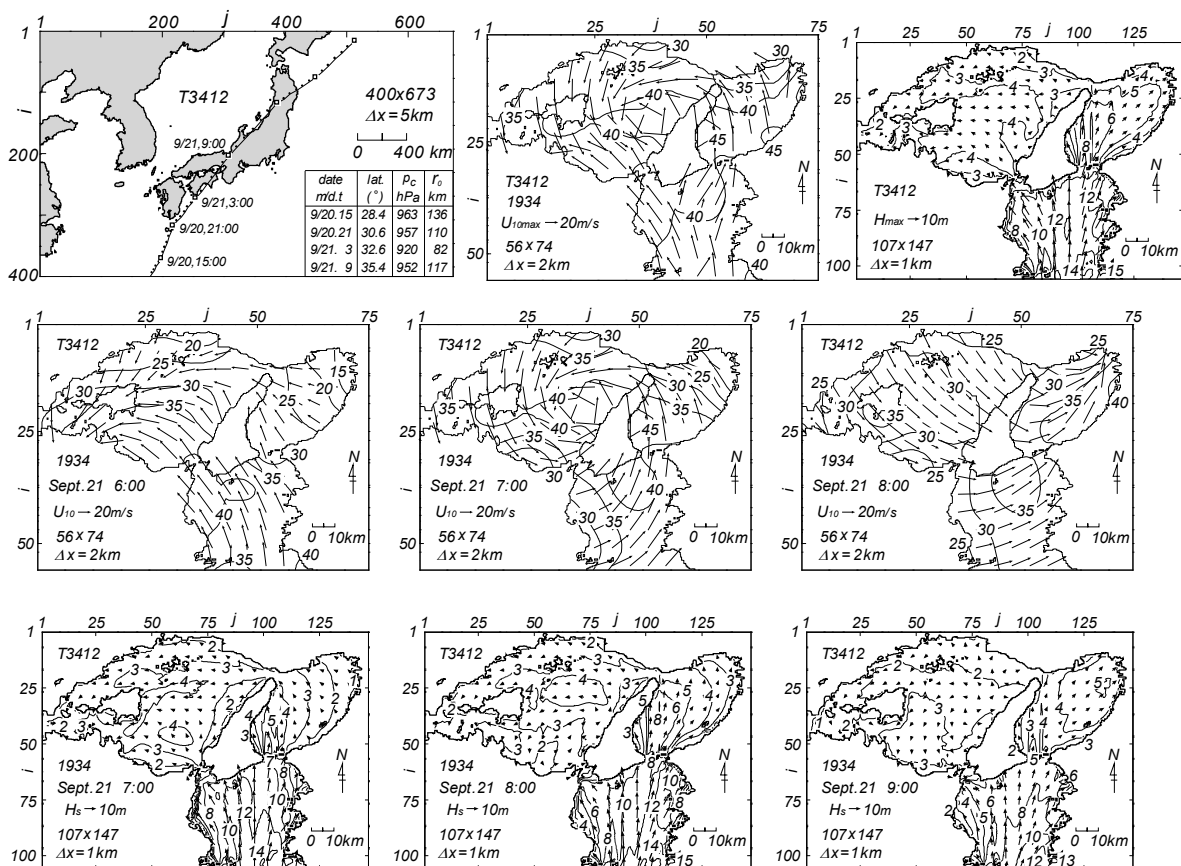


Fig. 21 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 3412 (Eastern area of the Seto Inland Sea).

3) T3706号 (Fig. 22)

台風特性は3.2.3)で述べた。本台風は1937年(昭和12年)9月11日に足摺岬から今治、福山付近を通過して日本海に抜けた。この間の台風の中心気圧は950~960 hPaとかなり低い。死者・行方不明者84名、浸水被害2.8万棟に達した。最大風速は播磨灘で30~40 m/s(風向E~SE)、紀伊水道で30~40 m/s(風向SSW~SSE)大阪湾で20~30 m/s(風向SSW)であり、風速は紀伊水道北西部から播磨灘西部で大きい。最大波高は播磨灘の小豆島東側で6 m(波向SE)と大きく、紀伊水道でも10~12 m(波向S寄り)を示す。大阪湾では湾口から6 m波高域が延び、湾奥で3 mを上まわる。波向はSからSWに変わる。播磨灘における6 m波高域は過去88年間の期間最大波高域^[4]に相当する。

時別値をみると、11日6時には播磨灘で20~30 m/s(風向NE~E)、紀伊水道で20~25 m/s(風向SE~E)、大阪湾で15~25 m/s(風向NE)の場、8時には播磨灘と紀伊水道で風速が10 m/s増加し、風向も時計まわりに2方位傾く。大阪湾では風速は変わらず、風向は2方位変化する。10時には全域でS方向の風の場合になる。風速は播磨灘で5 m/s低下(20~30 m/s)するが、紀伊水道と大阪湾であまり変わらない。波高は風の時刻より2時間遅れた11日8時に播磨灘で4 m(波向ENE)、紀伊水道で6 m(波向SSE)を与える。大阪湾でも淡路島東岸で3 m(波向E)をとる。10時には播磨灘で5 m(波向SE)、紀伊水道でも8~11 m(波向S寄り)に大きくなる、大阪湾では湾口部から5~6 m波高域が広がるが、湾奥では1 mにとどまる。波向はS寄りをとる。12時には播磨灘で波高が3 mに減るが、紀伊水道では変わらない。大阪湾では3 m波高域がほぼ全域を占め、波向も湾奥でSWと傾く。

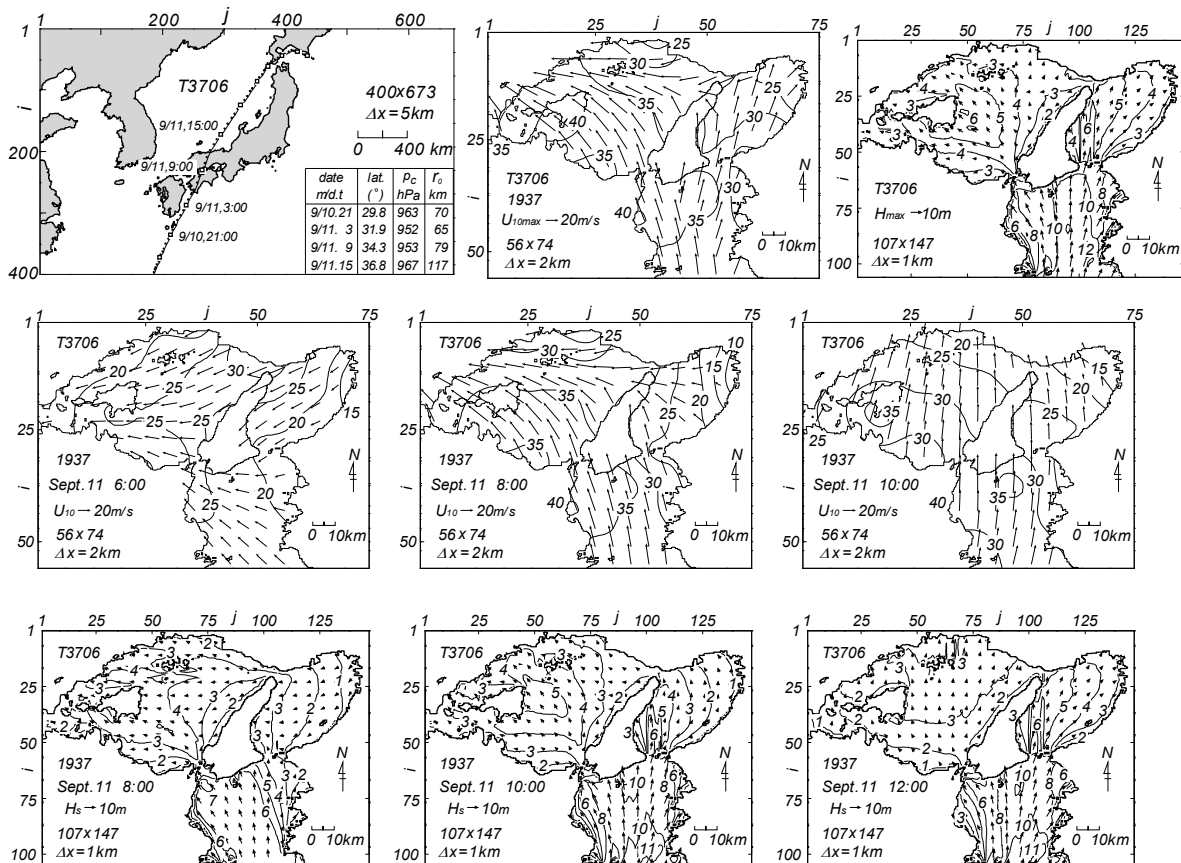


Fig. 22 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 3706 (Eastern area of the Seto Inland Sea).

4) T4114号 (Fig. 23)

本台風は1941年(昭和16年)8月15日高知市から福山市付近をN方向に進行して日本海に抜けた。この間の台風の中心気圧は960~980 hPaであり、室戸岬で965.3 hPa, 多度津で965.8 hPa, 岡山で971.5 hPaの最低気圧を観測した。この台風により四国と岡山などで強風・洪水災害が生じた。死者・行方不明者55名, 浸水被害1.5万棟である。最大風速は播磨灘で30~35 m/s(風向SE~E), 紀伊水道で35 m/s以上(風向SSE~SE), 大阪湾で20 m/sから35 m/s以下(風向SEとENE)である。最大波高は播磨灘の広い範囲で4 m以上(波向SE~E), 紀伊水道で8~11 m(波向S~SSE), 大阪湾で湾口近くの6 mから湾奥の2 m(波向SからSW)をとる。紀伊水道北西側の11 m波高域は過去88年間の期間最大波高域^[4]を構成する。

時別値をみると, 15日7時には播磨灘で風速25~30 m/sあるいはそれ以上, 風向SE~NEの風の場合, 紀伊水道で風速25~30 m/s, 風向SEの場合, 大阪湾で10~20 m/s, E方向の風の場合, 9時には播磨灘と紀伊水道で風速30 m/sを越える風向SからSE~SSEの強風場, 大阪湾で15~30 m/s, 風向S~SSEの場合, 11時には風速の低下を伴い播磨灘と大阪湾で15~20 m/s, 風向S~SSEの風の場合, 紀伊水道で20~25 m/s, 風向Sの場合を形成する。波高は15日7時に播磨灘で最大4 m強, 大阪湾で3~4 m, 紀伊水道で6~10 m, 9時に波高の最大値が播磨灘で4 m, 大阪湾で4~5 m, 紀伊水道で8~11 mを与える。紀伊水道の北西側で波高は10 mを越える。11時には播磨灘でせいぜい4 m, 大阪湾では9時とほぼ同じ4~5 m, 紀伊水道で7~9 mである。この間, 播磨灘と紀伊水道で波高が低下している。

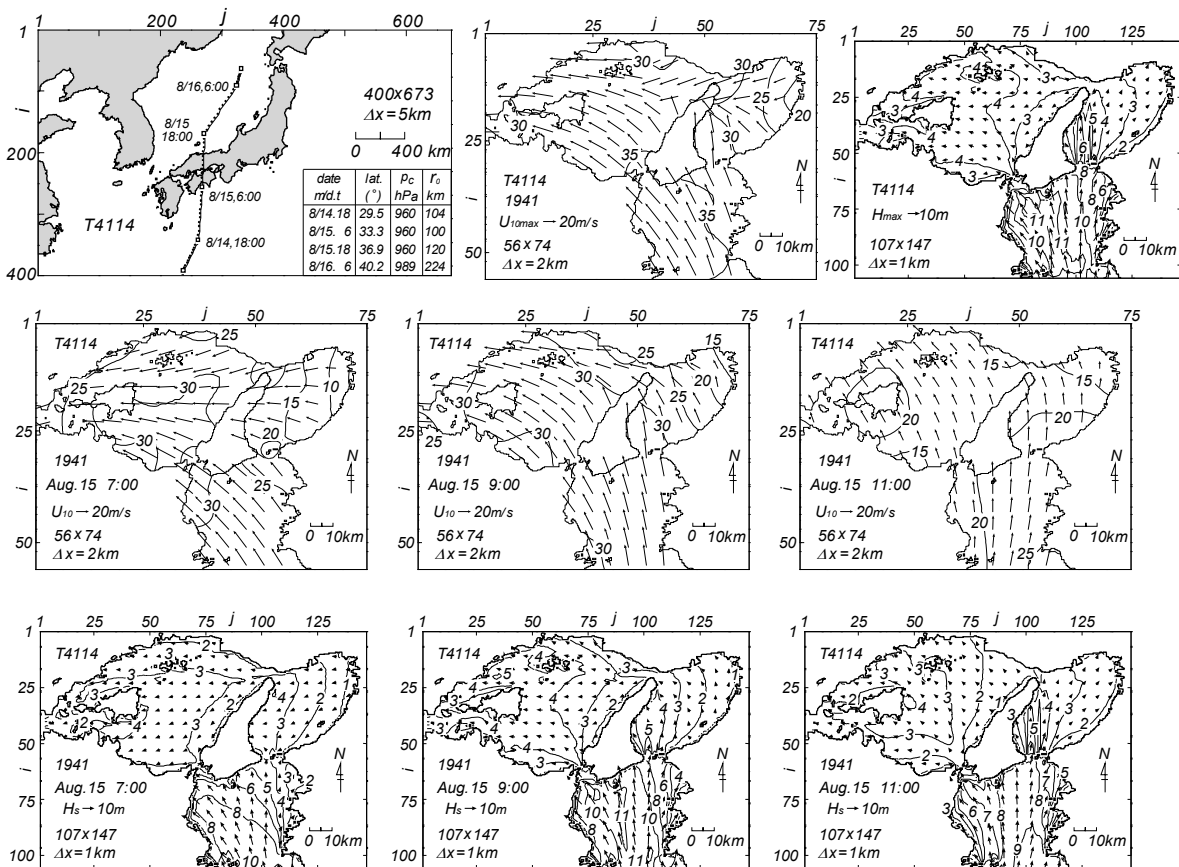


Fig. 23 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 4114 (Eastern area of the Seto Inland Sea).

5) T5028号 (ジェーン台風, Fig. 24)

本台風は1950年(昭和25年)9月3日室戸岬から淡路島, 神戸を通過して日本海に抜けた。台風
 の中心気圧は955~965 hPaであり, 近畿地方一帯に暴風雨災害, 大阪一帯に高潮災害をもたらした。
 死者・行方不明者539名, 浸水被害16.7万棟に達する。最大風速は播磨灘で25~35 m/s(風向NNE
 ~NNW), 紀伊水道で30~40 m/s, 大阪湾で35~45 m/sと非常に大きい。紀伊水道と大阪湾における
 風向は台風中心の通過により局所的に変化が著しい。最大波高は播磨灘の南東部で4 m以上(波向
 NNE), 大阪湾で湾口部の5 m(波向NNE)から湾奥で4 m(波向SSW)を示す。紀伊水道では境界
 で10 m, 北部で7~8 m(波向S方向)である。

時別値をみると, 3日11時には風速は播磨灘で20~30 m/s強, 大阪湾で25~35 m/s, 紀伊水道で
 35 m/sをとる。風向は台風中心の位置を反映しておおむねN寄りである。12時には台風中心は淡路島
 にあり, そこを中心に反時計まわりの風向場となっている。風速は播磨灘で20~25 m/sと小さく, 紀
 伊水道で25~35 m/sをとり, 大阪湾で30~45 m/sと非常に大きい。台風通過後の13時にはSW方向
 の風向場となる。風速は播磨灘で15~25 m/s, 紀伊水道で20~30 m/sと低下しているが, 大阪湾では
 25~40 m/sと依然として大きい。波高は播磨灘南東部で3日11時と12時に4 m(波向N)と大きく。
 13時には3 m以下に低下する。紀伊水道では境界で9~10 m, 北部で6~8 mであり, 12時に大きい。
 波向はS方向である。大阪湾では湾口近くで4 m, 湾奥で2 mあるいは3 mをとり, 台風通過後の13
 時に大きい。大阪湾湾奥の最大波高は13時以降に生起している。

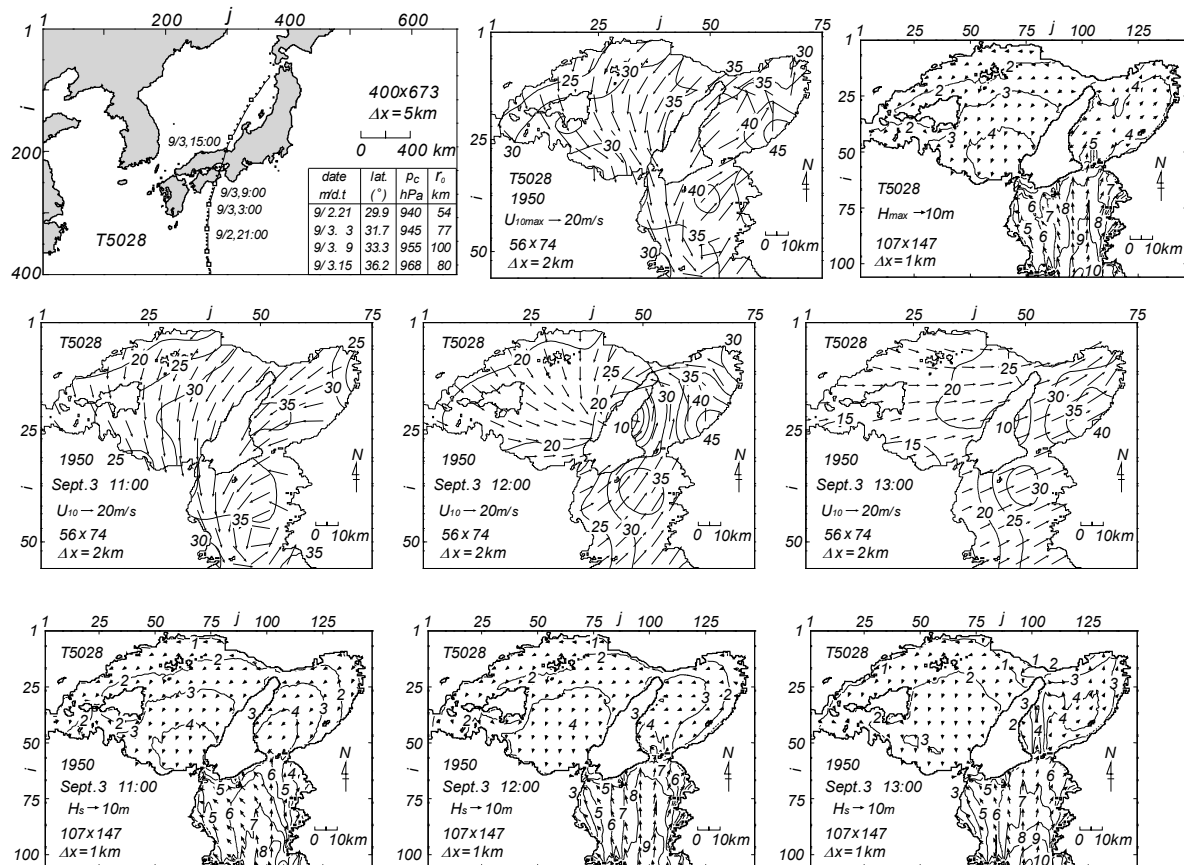


Fig. 24 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 5028 (Eastern area of the Seto Inland Sea).

6) T5313号 (テス台風, Fig. 25)

本台風は1953年(昭和28年)9月25日に潮岬東方海上をNE方向に通過し、志摩半島に上陸、伊勢湾の知多半島を経て中部・関東・東北地方を縦断した。この間の台風の中心気圧は930~975 hPaと低い。愛知県や三重県などでの大災害に加えて、近畿地方でも暴風雨に伴う甚大な風水害が生じた。大阪湾では強風が吹送し、湾奥の大阪中央埠頭で32.5 m/sが観測された。全国の死者・行方不明者599名、浸水被害43.4万棟に達する。最大風速は大阪湾口友ヶ島付近の35 m/sを中心に楕円状に減少し、大阪湾湾奥で30 m/s、紀伊水道南西部で25 m/s、播磨灘西部で15 m/sに低下する。風向はNを主な方向とする。これに対応して最大波高は大阪湾湾奥の2 mから湾口周辺の5 m(波向N~NNE)、播磨灘で北部の1 mから南東部の4 m(波向NNE)をとる。紀伊水道ではS寄りの波高が境界の7 mから北部の6 mに減少する。

時別値をみると、25日12時と14時のいずれでも風速は大阪湾湾口付近の35 m/sから周囲に向けて放射状に減少する。風向はNを中心とする。16時には大阪湾内の30 m/s域を中心に同様の挙動を示すが、風速は約5 m/s低下する。この結果、波高も25日12時と14時には紀伊水道を除いて友ヶ島付近の5 m域を中心に放射状に大阪湾、播磨灘で1 mに減少する。波向はN方向である。16時にも波高の最大値は1 m程度減少するものの、類似の空間分布を与える。紀伊水道では波高は3時刻において境界で6~7 m、北部で5 m程度であり、友ヶ島の南側では湾内からのN方向波浪と外洋からのS方向波浪が共存する複雑な波浪場を形成する。

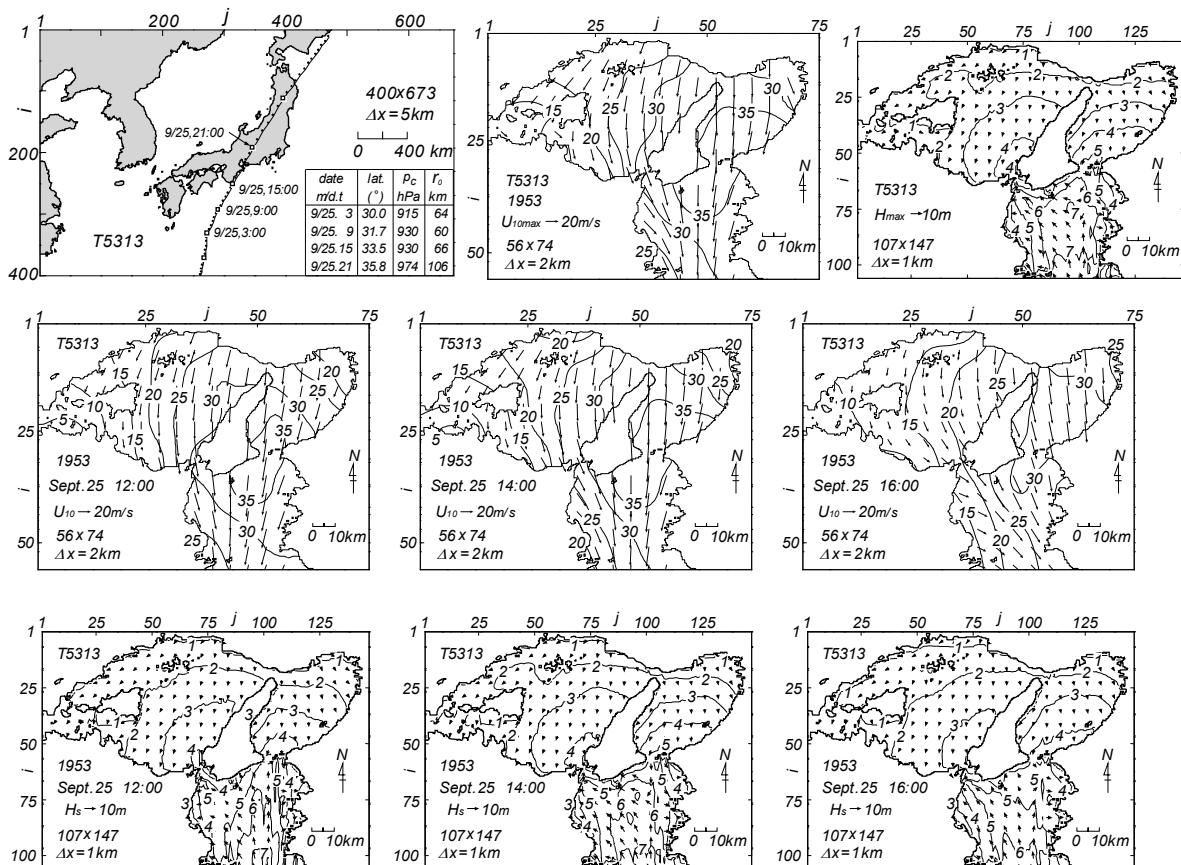


Fig. 25 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 5313 (Eastern area of the Seto Inland Sea).

3.4 伊勢湾

1) T21-Sep 台風 (Fig. 26)

本台風は1921年(大正10年)9月25日夜から26日早朝にかけて紀伊半島沖から福井付近へと北上し、日本海に抜けた台風である。台風の中心気圧は965~975 hPaであり、最低気圧は潮岬で967.8 hPa、津で975.4 hPa、名古屋で985.3 hPaを記録した。この台風時には大阪や名古屋など近畿・中部地方で暴風、豪雨、高潮により甚大な被害が生じた。死者・行方不明者は852名と非常に多く、浸水被害も2.6万棟に及ぶ。最大風速は32.5~40 m/sの強風場(風向S~SSE)となっており、湾内で35 m/s以上をとる。最大波高は湾外で9~10 m、波向Sである。湾内では湾口から知多半島に向けてN方向に5 m等波高線が近づくとともに、北西側の湾奥に向けて4~4.5 mの等波高線が延びる。四日市南側の沿岸で5 m波高域がみられる。波向はSEを中心に放射状に拡がり、湾奥でS方向に傾く。三河湾では湾口で2.5 m、東側の湾奥で2 m前後をとる。

時別値をみると、湾北部を風速の最大域とし、26日0時には27.5 m/s~32.5 m/s、風向SE、2時には30~40 m/s、風向S、4時には20~27.5 m/s、風向S~SSEの風場を形成している。波高は26日0時には湾外で4 m(波向SE)、湾内で湾央の4 mを最大域とし、周辺で2 m(波向SE)をとる空間分布、2時には湾外で8~9 m(波向S)、湾内で湾奥の4.5 mを最大域とし、周辺で2~2.5 mをとる分布(波向SE~SSE)を示す。4時には湾外で8~9 m(波向SSW~S)、湾内で湾奥の3.5 mを最大域とする分布(波向SSE~S)になる。三河湾内では波高は湾奥に向けて2.5 mから1.5 mに減少する。

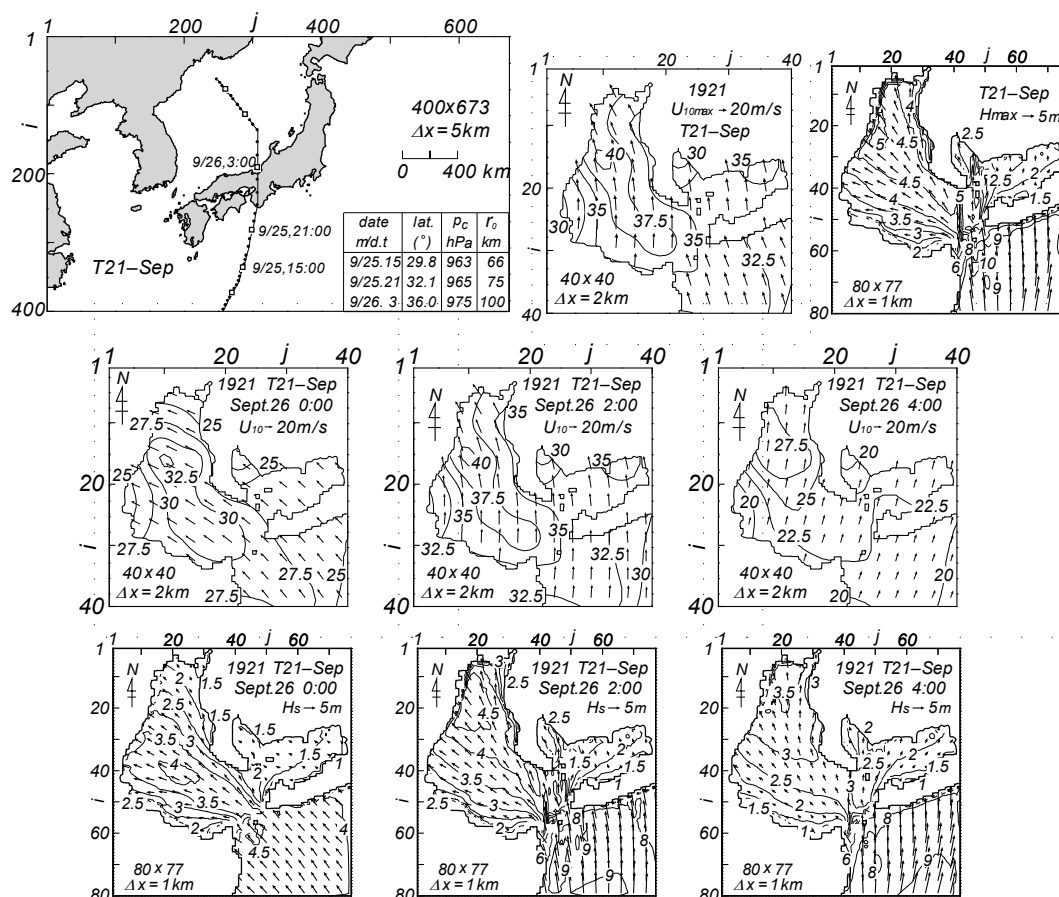


Fig. 26 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 21-Sep (Ise Bay).

2) T3412号 (室戸台風, Fig. 27)

台風特性は 3.2 1) と 3.3 2) で述べた。本台風は 1934 年 (昭和 9 年) 9 月 21 日室戸岬西側, 淡路島, 神戸を経て北陸・東北地方を通過した。大阪を中心に大災害が生じた。伊勢湾でも強風の吹送がみられた。愛知県・三重県でも死者 10 名, 家屋被害 2,400 棟にのぼる。最大風速は 30~37.5 m/s (風向 S) をとり, 湾外と湾奥で大きい。最大波高は湾外で 8~13 m (波向 SSW~S), 湾内では知多半島に 4 m 等波高線が到達するとともに, 湾奥に向けて放射状に 3 m の等波高線が延びる。湾北部で 4 m 波高域がみられる。三河湾でも波高が 2.5~3 m に達する。

時別値をみると, 21 日 6 時には風速は湾外の 25 m/s から湾内の 30 m/s (風向 SSE~SE) へ増加する。三河湾では 22.5~25 m/s (風向 SE) とやや小さい。8 時には湾外で 32.5~35 m/s (風向 S), 湾内で 30~35 m/s (風向 S~SE), 三河湾で 32.5~35 m/s (風向 S) と最大 10 m/s 程度増大する。10 時には風向は SW に変化する。風速は湾外で 32.5~37.5 m/s, 湾内で 30~32.5 m/s, 三河湾で 30~35 m/s をとる。波高は 21 日 6 時には湾外で 5 m (波向 S), 湾内で湾口から等波高線が放射状に延び, 四日市付近に 4 m 波高域 (波向 SE) がみられる。三河湾では湾口の 2 m から湾奥の 1 m (波向 S) である。8 時には湾外で 8 m (波向 S) をとり, 湾内で等波高線が放射状に NW 方向に延びる。波高は 6 時より 0.5 m 程度増加する。10 時には波高は湾外境界付近で 13 m に達し, 波向も SSW 方向に変わる。湾内では波向が全体として S 方向に傾くとともに, 波高が 8 時に比べて 0.5 m 程度減少する。一方, 三河湾内では 2.5 m 波高域 (波向 SSW~SW) が出現する。

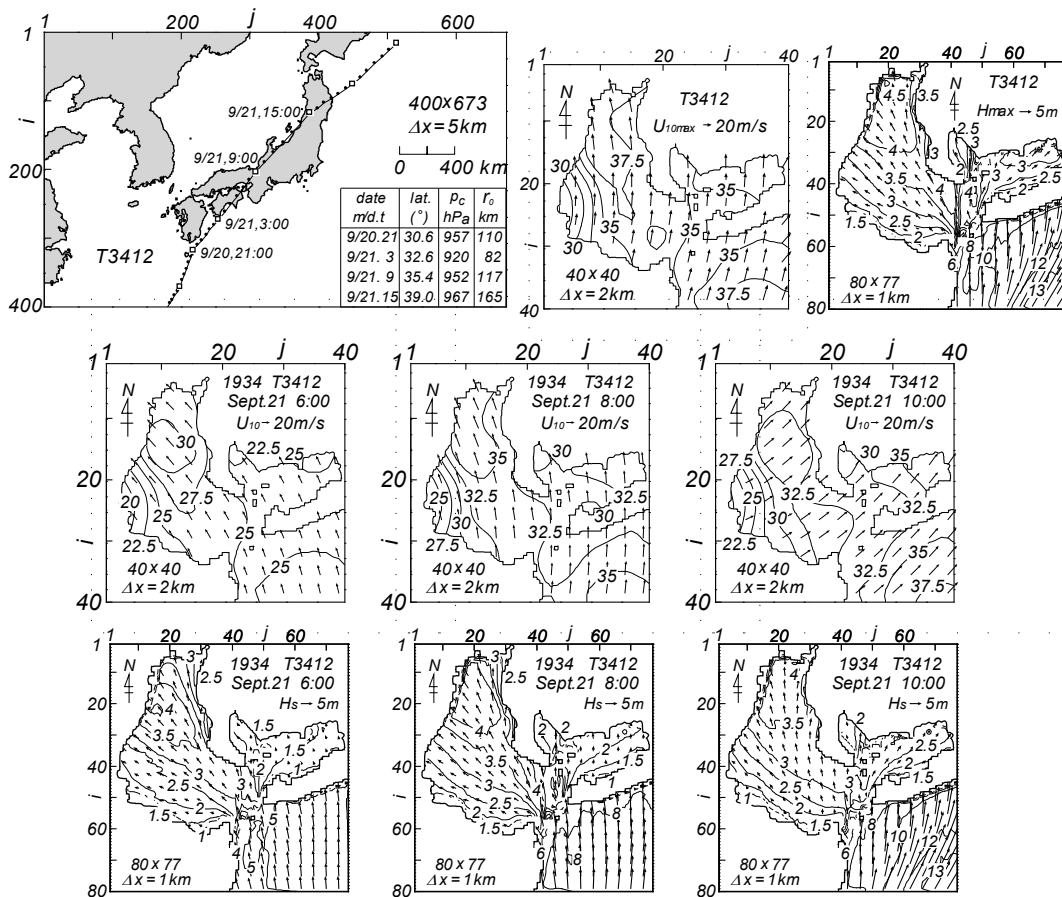


Fig. 27 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 3412 (Ise Bay).

3) T5028号 (ジェーン台風, Fig. 28)

台風特性は 3.35) で述べた。本台風は 1950 年 (昭和 25 年) 9 月 3 日室戸岬, 淡路島, 神戸を経て若狭湾から日本海へ進んだ。近畿地方では暴風雨により, 大阪湾では高潮が加わり, 甚大な被害を受けた。全国の死者・行方不明者 539 名, 浸水被害 16.7 万棟に達する。名古屋港でも船舶被害を蒙った。最大風速は湾外で 27.5~32.5 m/s (風向 SSE), 湾内で 32.5~37.5 m/s (波向 SSE~SE) をとり, 35 m/s 域も広い。三河湾では 27.5~30 m/s (風向 SSE) である。最大波高は湾外で 8~9 m (波向 SSW~S), 湾内では湾口から波高が増大し, 北西部 (四日市南側) に 5.5 m 域 (波向 SE) が出現する。三河湾では 1.5~2 m の波高域がみられる。

時別値をみると, 3 日 11 時には風速は湾奥北西部の 35 m/s を最大域として 25 m/s まで楕円状に減少する。30 m/s 域が湾内をほぼ覆う。風向は湾外の SSE から湾内西岸の E に向けて反時計まわりに変化する。12 時には全体的に風速が 2.5 m/s 増加するとともに風向が 1 方位時計まわりになり, 湾内の風速の最大域で SE をとる。13 時には湾外の風速はあまり変わらず湾内の風速が 2.5 m/s 低下する。風向はさらに 1 方位時計まわりに変化して風速の最大域で SSE をとる。波高は湾外では 3 日 11 時~13 時で 6 m から 7 m, さらに 8 m へと増加する。波向はほぼ S をとる。湾内では 11 時に 4 m の波高の最大域 (波向 E~ESE) が南部でみられる。12 時には波高の最大域が湾中央に移動して波高も 5 m (波向 SSE~SE) になる。13 時には波高の最大域は北西部に移り, 波高も 5.5 m (波向 SE) に達する。三河湾では湾口の 2 m から湾内の 1.5 m (波向 SSE) まで時間経過とともにあまり変わらない。

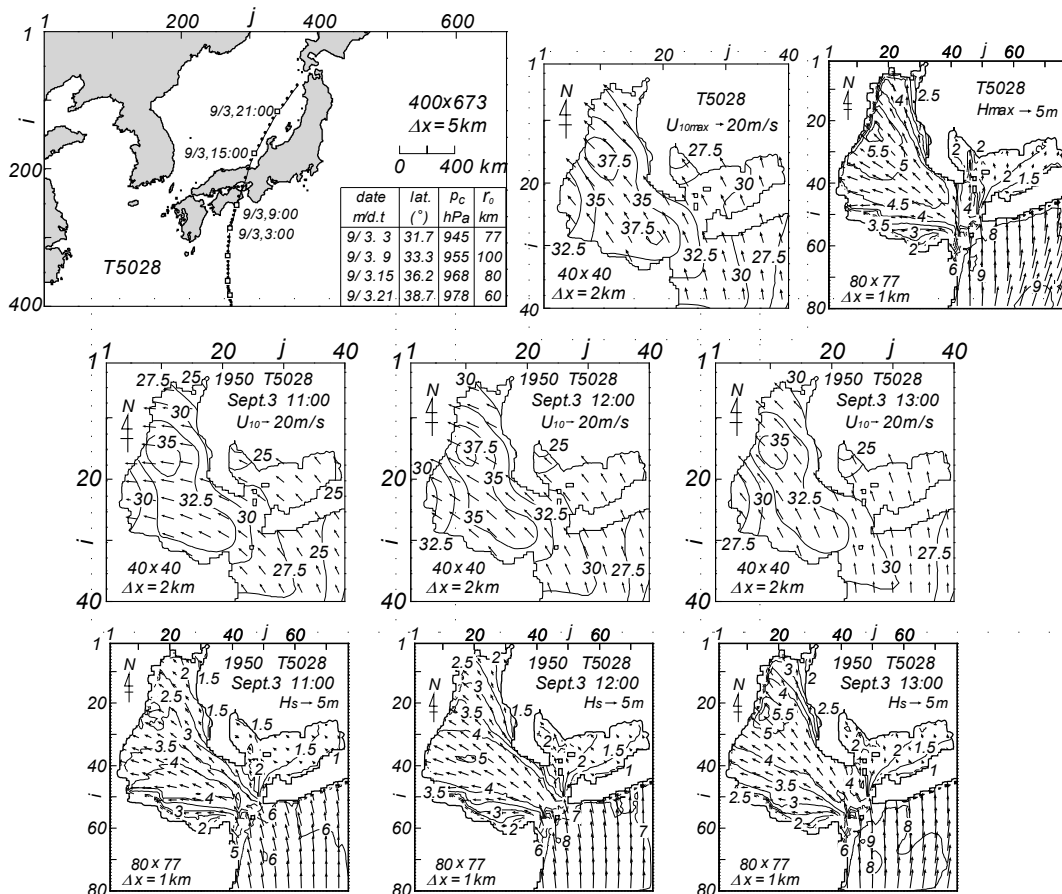


Fig. 28 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 5028 (Ise Bay).

4) T5313号 (テス台風, Fig. 29)

台風特性は 3.3 6) で述べた。本台風は 1953 年 (昭和 28 年) 9 月 25 日潮岬東方海上付近から志摩半島, 知多半島南端を経て, 中部・関東・東北地方を通過した。台風を中心気圧は 930~975 hPa, 最低観測気圧は伊良湖で 957.1hPa である。三重県や三河湾・渥美半島の沿岸は甚大な高潮被害を蒙った。全国の死者・行方不明者 599 名, 浸水被害 43.4 万棟に達する。最大風速は湾外で 35~40 m/s, 湾内と三河湾で 30~35 m/s をとる。風向は湾外南側の S から湾内の E に向けて反時計まわりに変化する。最大波高は湾外沖側で 12 m, 湾口近くで 10 m (波向 S から SSE), 湾内では湾口近くで 4.5 m, 湾奥で 2 m (波向 E から SE) とあまり大きくない。三河湾では 2.5 m 波高域がみられる。

時別値をみると, 台風中心接近前の 25 日 18 時には風速は湾外の 40 m/s から湾内の 30 m/s を経て 25 m/s, 風向は S から反時計まわりに NE まで変化する。台風中心が知多半島付近にある 19 時には風速は知多半島付近を中心に 20 m/s から 30 m/s, 風向は湾外の SSW から湾北部の N など反時計まわりの 180° 近い変化を与える。台風通過後の 20 時には風速は 20~25 m/s で風向は湾北部の NW から W を経て湾外で WSW と反時計まわりに変化する。波高は湾外では 25 日の 3 時刻で 8~11 m または 12 m, 波向は SSE から S に移動する程度で, あまり変化がみられない。湾内では 18 時における南部の 4 m 波高域 (波向 E~ESE) が 19 時に北側に移動 (波向 SE) し, 全体として波高も 0.5 m 減少する。20 時には波高の最大値は 2.5 m に減少し, 波向も南部の S 方向と北部の N 方向が混在する。三河湾内でも波高は 1.5~2 m であるが, 波向が SE 方向から 20 時に SW 方向に変化する。

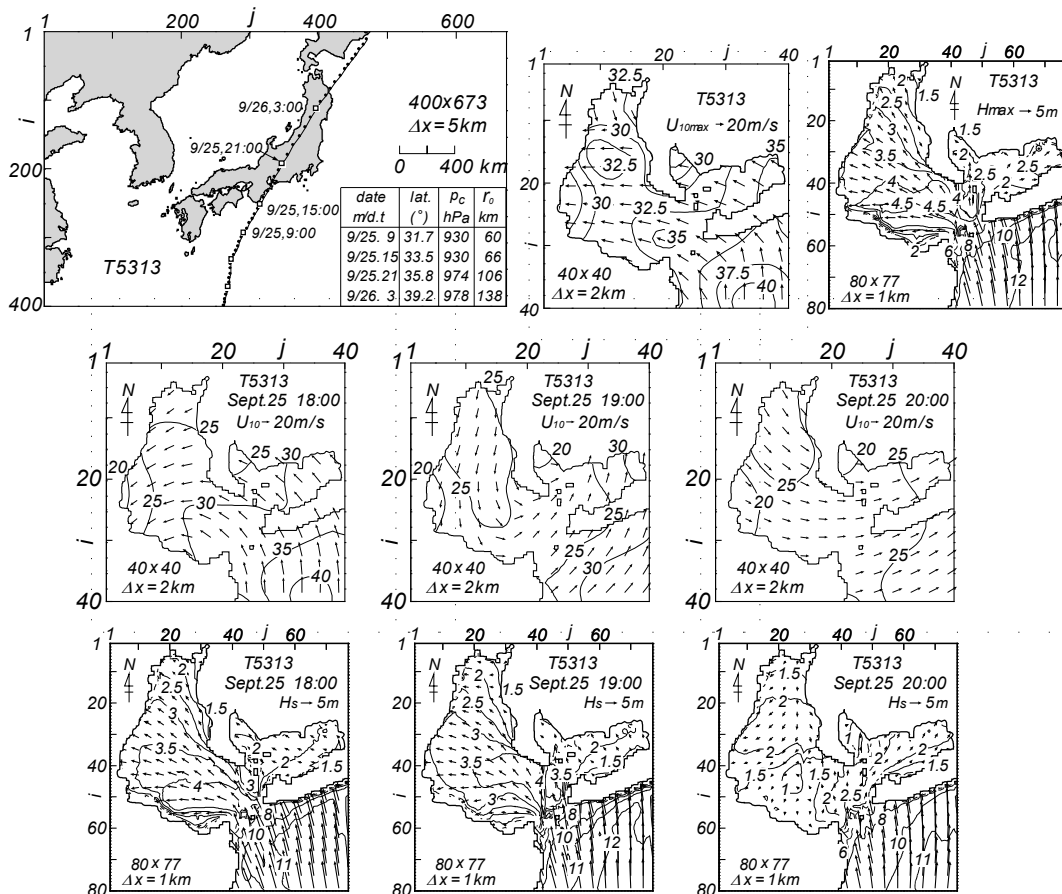


Fig. 29 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 5313 (Ise Bay).

5) T5915 (伊勢湾台風, Fig. 30)

本台風は1959年(昭和34年)9月26日潮岬の西側に上陸, 紀伊半島を縦断, 名古屋のすぐ西側を通過し, 北陸地方から日本海に抜けた。台風の中心気圧は925~965 hPaであり, 最低観測気圧は津で944.7 hPa, 名古屋で958.5 hPaを記録した。この超大型台風は伊勢湾一帯に未曾有の高潮災害をもたらした。全国の死者・行方不明者は5,098名, 浸水被害36万棟と膨大な数にのぼる。最大風速は湾口付近の45 m/sを中心に周辺で37.5 m/sと猛烈な風場(風向S~SE)を形成した。最大波高は湾外で15 m以上(波向S~SSW), 湾口で10 m(波向S), 湾口から6 mの等波高線が湾内北側の知多半島付近に延びる。湾内では湾口北西側から5 m波高域(波向SE)が拡がり, 四日市南側の沿岸で6.5 m波高域の出現がみられる。三河湾では波高は湾口の4 mから湾奥の2.5 m(波向S寄り)に減る。

時別値をみると, 26日18時には湾外から湾内で風速30 m/sから35 m/s(風向SE), 三河湾では25~30 m/s(風向SE), 20時には湾外から湾内で35 m/sから45 m/s(風向SE), 三河湾で35~40 m/s(風向SE)をとる。22時には湾外で35 m/s, 湾内で25~35 m/s(風向S寄り), 三河湾で35~40 m/s(風向S)の風の場に移る。風の時刻より1時間遅らせた時刻の波高は湾外では26日19時に10 m, 20時に12 m, 22時に15 mと大きくなる。波向はSSEからSに推移する。湾内では19時に4 m波高域が拡がり, 西側沿岸の津付近に5.5 m域(波向SSE)がみられる。20時には四日市の南岸近くで6.5 m域(波向SE)が出現する。22時には波高は減少するが, 4 m波高域が湾奥に残る。波向はSSEからSに変わる。三河湾では波高は19時から22時に2~3 m(波向SEからS~SSW)をとる。

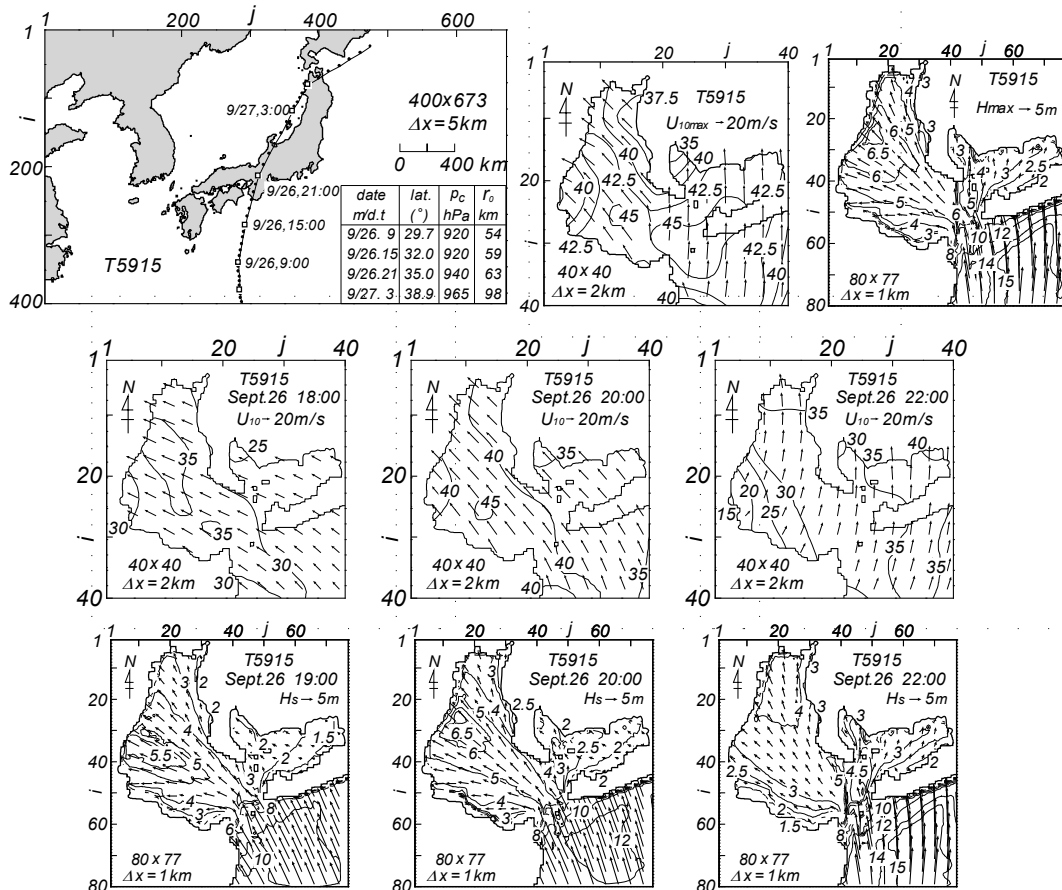


Fig. 30 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 5915 (Ise Bay).

6) T6118号 (第2室戸台風, Fig. 31)

台風特性は 3.2 5) で述べた。本台風は 1961 年 (昭和 36 年) 9 月 16 日室戸岬の西から淡路島, 西宮の東側を通り, 北陸地方を経て日本海に出た。台風を中心気圧は 925~940 hPa, 最低気圧は大阪で 937.3 hPa, 名古屋で 971.7 hPa を記録した。近畿・北陸地方を中心に暴風雨被害や大阪湾で高潮被害が生じた。伊勢湾でも異常高潮が発生した。死者・行方不明者 202 名, 浸水被害 38.4 万棟にのぼる。最大風速は湾外の 37.5 m/s から湾内の 40 m/s に達する。風向は湾外で S, 湾内で S~SE である。三河湾でも 35 m/s (風向 S) を与える。最大波高は湾外で 10~12 m (波向 SSW~S), 湾内で 5 m 波高域が湾口から知多半島に達するとともに, 湾内で 3.5~4 m 以上, 波向 SE をとり, 四日市付近で 5 m 域が出現する。三河湾でも湾口で 4 m, 湾奥で 2.5 m (波向 S~SSW) を示す。

時別値をみると, 16 日 11 時に風速 30~35 m/s, 風向 SE の風の場合 (三河湾で 25~30 m/s), 13 時に 35~40 m/s, 風向 S~SSE の場合 (三河湾で 30 m/s 強), 15 時に 30~35 m/s あるいは湾外と三河湾で 35 m/s 強, 風向 SSW~S の風の場合というように, 台風の進行とともに時計まわりに風向を 2 方位変え, 風速も 5 m/s 程度の増減を伴う。波高は湾外では 16 日 11 時の 9~10 m から 13 時の 10~12 m を経て, 15 時の 10~14 m へと増大する。波向は S から SSW に変化する。湾内では 11 時に波向 SE の波高 3~4 m 域が拡がり, 13 時に 5 m 域も四日市付近で局所的にみられる。15 時には湾奥で波高は減少するが, 湾口から知多半島に向けて 4~5 m の等波高線が延びる。三河湾では 11 時と 13 時に波高 2 m, 波向 SE~SSW をとる。15 時には 3 m 域が出現し, 波向も S~SSW に変化する。

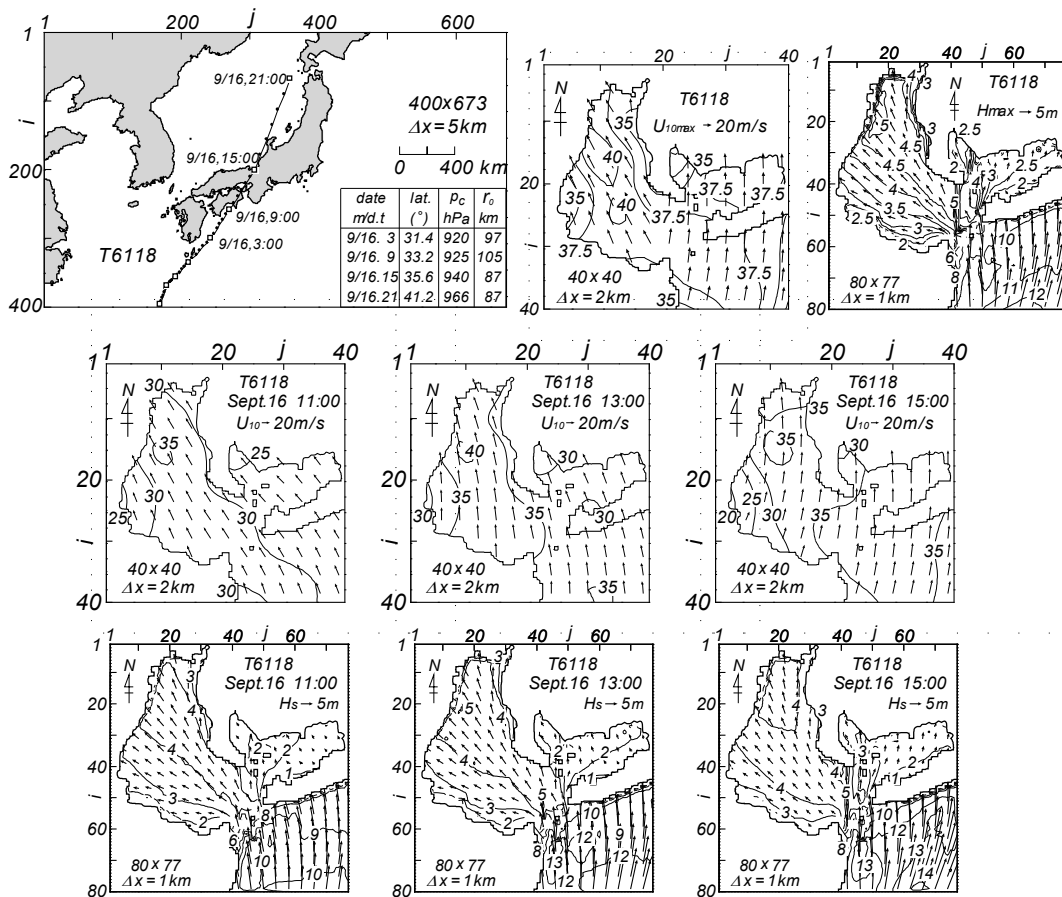


Fig. 31 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 6118 (Ise Bay).

7) T7220号 (Fig. 32)

本台風は1972年(昭和47年)9月16~17日に潮岬から三重県西部, 名古屋付近, 岐阜県を経て日本海に抜けた。台風の中心気圧は960~980 hPaであり, 名古屋で974.8 hPaの最低気圧を記録した。洪水・土砂災害のほか, 名古屋で約200 cmの高潮偏差を生じた。死者・行方不明者38名, 浸水被害7.8万棟にのぼる。最大風速は湾外で37.5~40 m/s強(風向S~SSE), 湾内で37.5~42.5 m/s(風向SSE~SE), 三河湾で30~37.5 m/s強(風向SE)をとる。最大波高は湾外で10~11 m(波向S), 湾内で湾口から5 m波高域が北側の知多半島に延びるとともに, NW方向の北西岸に向けて5 mの等波高域が拡がり, 四日市の南側で6 m波高域が局所的にみられる。波向はSEを中心とする。三河湾でも波高は湾口の4 mから湾内で2~2.5 mをとる。波向はSEである。

時別値をみると, 16日19時に湾外から湾内で25 m/s域(風向SE~E)が広く覆い, 32.5 m/s域も出現する。21時には風速は35~40 m/s(風向SSE~ESE)に達し, 35 m/s域が大部分を占める。23時には風速は25~32.5 m/s(風向SSW~S)に低下する。三河湾でも風速が5 m/s程度低いが, 同様の経時変化を伴う。波高は湾外で16日19時に5.5 m(波向SE), 21時に8~9 m(波向SSE), 23時に8~11 m(波向S)と増大する。湾内では19時に湾口付近の南部で波高の最大値は4 m(波向E)であるが, 21時には波高の最大域が津方面に移動し, 波高も5.5 m(波向SE寄り)をとる。23時には波高の最大域は湾の北部に移り, 波高も4 m(波向SSE)に減少する。三河湾では19時における1~2 mの波高が21時以降1.5~3 m弱(波向ESEからSSE)に増加する。

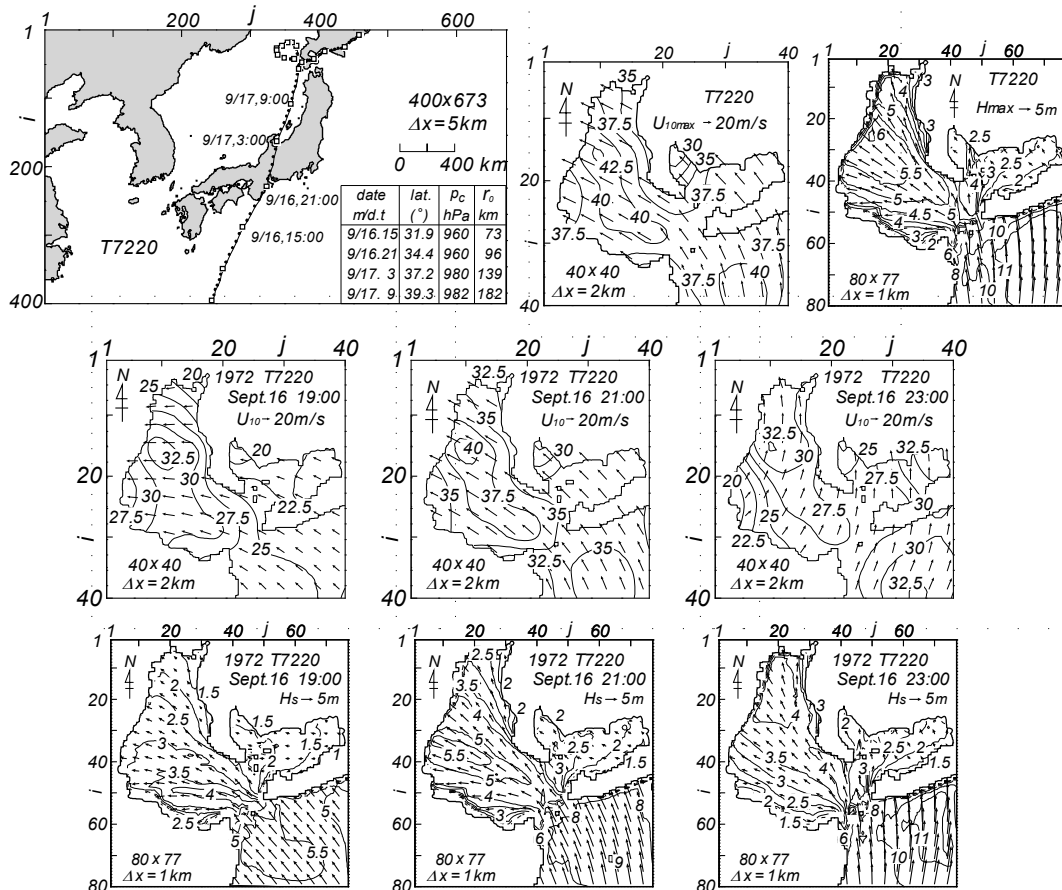


Fig. 32 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 7220 (Ise Bay).

3.5 東京湾

(1) T17-Oct 台風 (Fig. 33)

本台風は1917年(大正6年)9月30日夜半に沼津付近に上陸, 10月1日3時頃浦和を経て東北地方を縦断した。台風の中心気圧は945 hPa程度, 最低観測気圧は沼津で952.3 hPa, 東京で952.7 hPaである。大規模な風水害が東海~東北地方で発生し, 東京湾では甚大な高潮災害が起こった。死者・行方不明者1,324人, 浸水被害30万棟に達する。最大風速は富津岬—観音崎より南側の湾外で30 m/s前後, 湾内で南部の30 m/sから北部の45 m/sに増加する。風向はS寄りからSSW~SSEに変わる。最大波高は湾外境界の8 mから湾口の5 m, 湾内で4 mの等波高線が北西側に広がる。波向はSからSSWに変わる。

時別値をみると, 10月1日2時に風速が湾外で30 m/s, 湾奥で22.5 m/s, 風向SEの風の場合3時には湾外で30 m/s, 湾奥で45 m/s(風向S~SSE)の暴風場に発展し, 4時には湾全体で風速が27.5~30 m/s, 風向SSWの風の場合に減衰する。波浪の発達時間を考慮し風の時刻より1時間ずつ遅らせて示した波高の場合は, 1日3時には湾外で4~7m, 湾内で東岸の1.5~2 mから北西岸の3 m~1 m程度増加する。波向は湾内でS~SSEである。4時には波高は湾外で5~8 m, 湾内で2~4 mであり, 北西側に4 m域が現れる。波向はS方向をとる。5時には波高は湾外で6~7 m, 湾内で2.5~3.5 mと小さくなる。波向はSW方向に変わる。

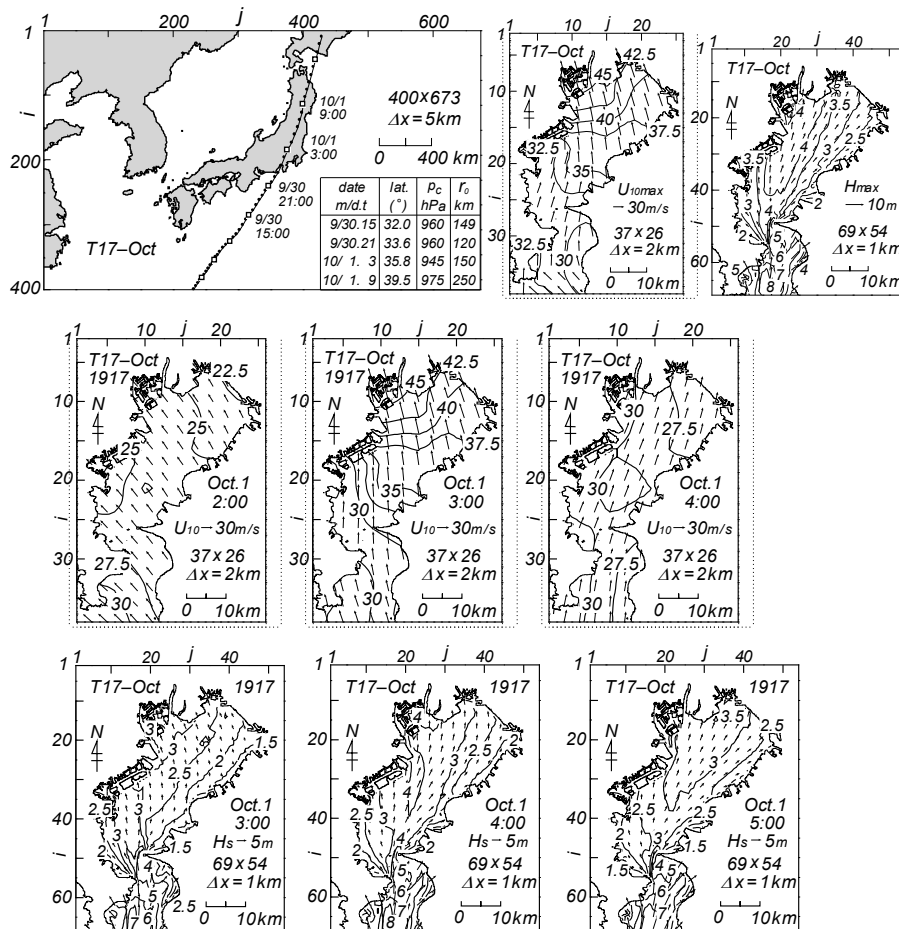


Fig. 33 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 17-Oct (Tokyo Bay).

2) T32-Nov 台風 (Fig. 34)

本台風は1932年(昭和7年)11月14日から15日にかけて伊豆半島沖～房総半島をNE方向に通過した巨大台風である。台風の中心気圧は945～950 hPa, 最低観測気圧は銚子で952.3 hPaを記録した。関東・東北地方はこの台風により重大な風水害を蒙った。死者・行方不明者235名, 浸水被害6.5万棟に及ぶ。最大風速は湾外で45 m/sをとり, 湾内では湾口部の40 m/sから湾奥の30 m/sに減少する。風向はNNWからNである。最大波高は湾外で4～5 m, 湾内で湾奥の1.5 mから湾口東側の4 mに, また北西側から南東側に向けて2.5 mから4 mに増加する。波向はN寄りである。

特別値をみると, 14日22時には風速は22.5～32.5 m/sであって湾の西側で強い。風向はNからNNEをとる。15日0時には風向は湾の北側でN, 南側でNNWに変化する。風速は湾外で40～45 m/s, 湾内で湾奥の27.5 m/sから湾口の40 m/sを与える。2時には風向はNWをとる。風速は5 m/s前後減少して湾外で35～40 m/s, 湾内で25～32.5 m/sになる。本台風は房総半島の沖合をNE方向に進行したことから, 風速は東京湾の南部や湾外で大きく, 風向もN寄り(NNE～NW)を示す。波高は14日22時には湾外で3～5 mをとり, 湾内では湾奥から湾口に向けて1 mから3 mへ増加する。波向はおおむねNNEである。15日0時には湾外で4～5 m, 湾内で湾奥の1 mから湾口の4 mへ大きくなり, 波向もN方向に変わる。2時には湾外で3.5～4 m, 湾内で1 mから3.5 mを与える。波向はNNWをとる。いずれにしる湾口の富津岬付近で波高が大きい。

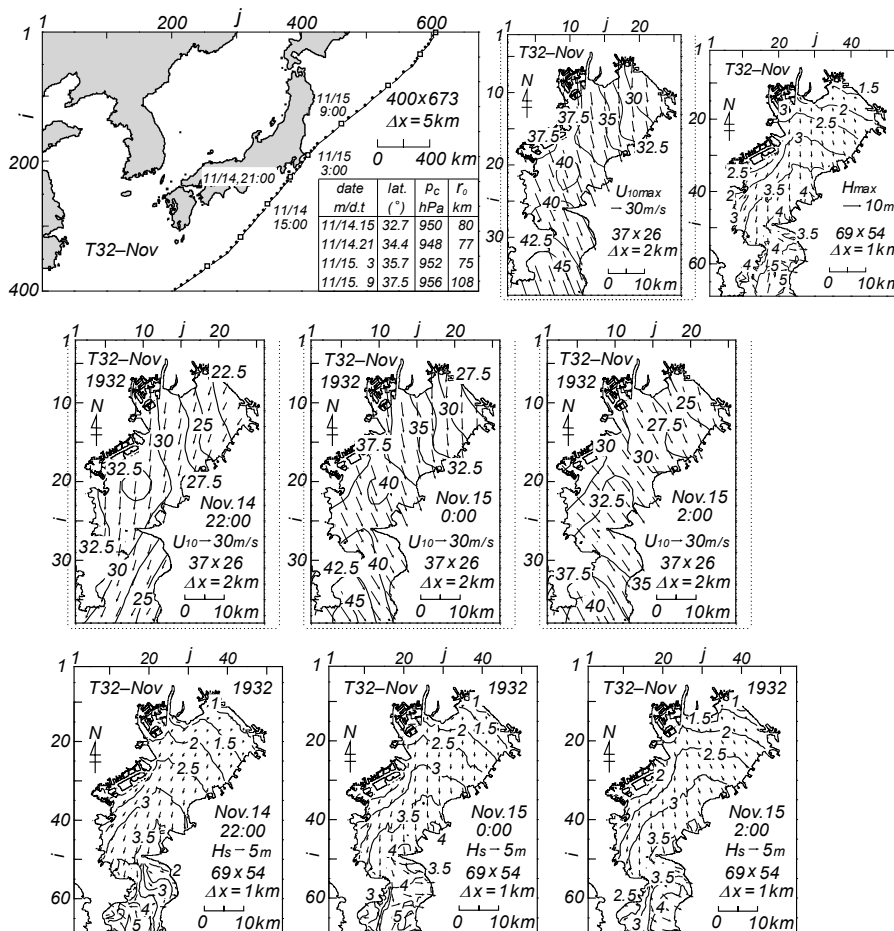


Fig. 34 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 32-Nov (Tokyo Bay).

3) T3412号 (室戸台風, Fig. 35)

台風特性は 3.2 1) と 3.3 2) (瀬戸内海の中中部海域と東部海域) および 3.4 2) (伊勢湾) で述べた。本台風は 1934 年 (昭和 9 年) 9 月 21 日高知県室戸岬西側に上陸, 徳島, 淡路島, 西宮付近を通過, 北陸・東北地方を進行して太平洋に抜けた超大型台風 (室戸岬での最低観測気圧は 912 hPa) であり, とくに阪神地区に未曾有の大災害をもたらした。東京湾でも強風が吹送したが, 被害状況は明らかでない。最大風速は湾外の 25 m/s から湾奥西側の 35 m/s, 風向は SSW から S である。東京湾が当該台風から離れているにもかかわらず, 風速がかなり大きい。最大波高は湾外で 5~6 m, 湾内で湾中央部から湾奥に向けて 3.5~4 m 等波高線が延びる。波向は S~SW である。

時別値をみると, 21 日 10 時には風速は 22.5~25 m/s, 湾央でやや大きい。風向は S である。12 時には風向は SSW~S になる。風速も湾外で 25~27.5 m/s であるが, 湾内では北部に向けて 27.5 m/s から 32.5 m/s に増大し, 局所的に 35 m/s に達する。14 時には風速は湾外で 17.5 m/s に, 湾奥で 22.5 m/s に減少する。風向は SW~SSW である。波高は 21 日 10 時には湾外で境界の 4 m から湾口の 3 m (波向 S 寄り) を与える。湾内では湾中央西側に 3 m 域が現われる。波向は S を中心に湾奥で SSW に傾く。12 時には湾外で 4~6 m, 湾内で 4 m に増大する。波向は時計まわりに若干傾く。14 時には湾外で境界の 6 m から湾口の 3 m と波高はあまり変化しないが, 湾内では波高が減少し, 3 m の最大域が湾奥に移動する。波向も SSW~SW に傾く。

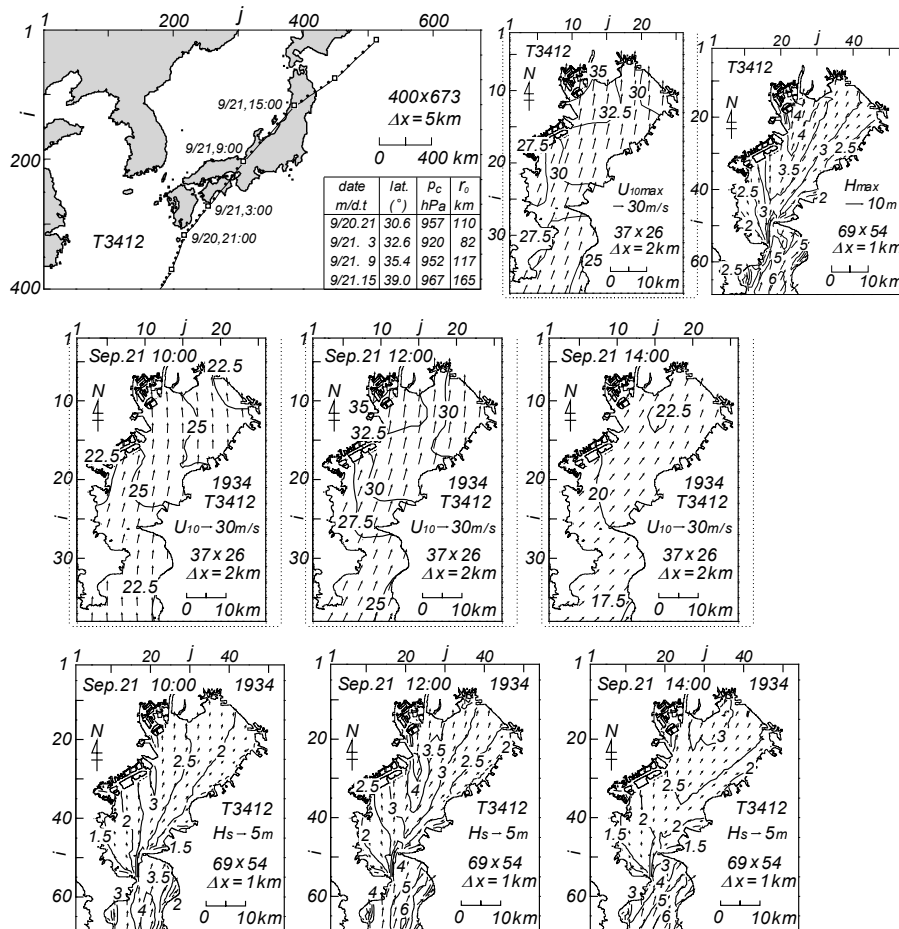


Fig. 35 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 3412 (Tokyo Bay).

4) T38-Sep 台風 (Fig. 36)

本台風は1938年(昭和13年)8月31日夜半に八丈島付近から進路をN方向に転じ、9月1日に三浦半島から関東地方を縦断した。台風の中心気圧は965 hPa, 横浜の最低観測気圧は970.9 hPaである。関東・甲信越・東北地方には暴風雨により甚大な被害が出た。東京湾の高潮被害は目立たない。死者・行方不明者245名, 浸水被害は16万棟に達する。最大風速は35~42.5 m/s, 風向は湾央より南側でSSE~E~NE(台風接近前), 北側でS(台風通過後)と両海域で全く異なる。波高は湾外で5~6 m(波向SSE)をとる。湾内では南東岸の2 mからNWあるいはN方向に増大し, 3.5 m(波向S寄り)に達する。一方, 中央部からSW方向に4 mを越える波高域が形成される。

時別値をみると, 9月1日0時には風向は湾外でESE~ENE, 湾内で南部のENEから北部のEである。風速は湾奥の20 m/sから湾外の37.5 m/sと急増する。2時には横浜付近で20 m/s(湾外や湾奥で30 m/s)をとる。風向は湾外のSから湾奥のESEに変化する。台風通過後の4時には湾外で22.5~25 m/s, 湾内で西側の20 m/sから湾奥の35 m/sに増加する。風向はS方向をとる。波高は1日0時には湾外で3~4 mを与える。波向はSE寄り(境界側)とN寄り(北側)に分かれる。湾内では波高は湾奥の1 mから南西側の4 m(波向NE)に増加する。2時には湾外で4~6 m, 湾内で1.5 mから3.5 mを与え, 波向もSE~Eを示す。4時には波高は湾外で4~5 m, 湾内で東岸から北西岸に向けて1.5 mから3 m強(波向SE寄り)になる。

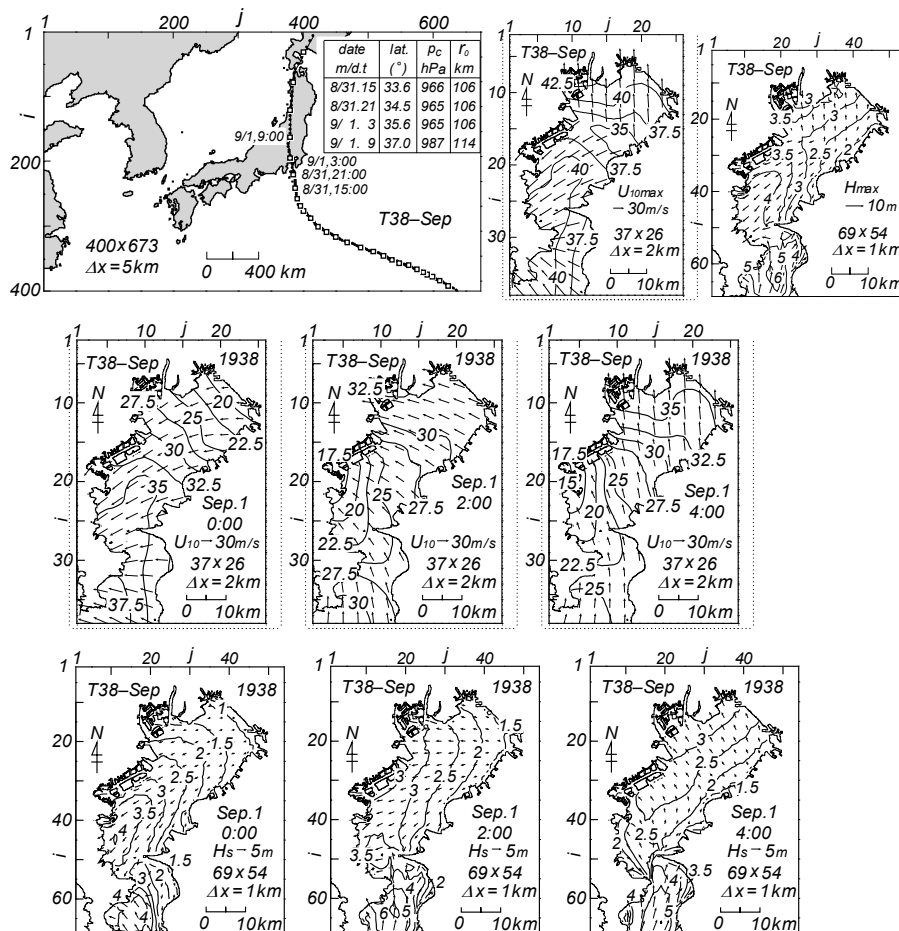


Fig. 36 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 38-Sept (Tokyo Bay).

5) T4821号 (アイオン台風, Fig. 37)

本台風は1948年(昭和23年)9月16日御前崎付近から銚子付近へNE方向に進行し、太平洋に出た。台風を中心気圧は940~950 hPaであり、館山で958.1 hPa, 横浜で966.7 hPa, 銚子で963.5 hPaの最低観測気圧を記録した。被害は千葉県と福島・宮城・岩手県などに及び、死者・行方不明者838名, 浸水被害12万棟に達する。最大風速は30~37.5 m/sで西側より東側で大きい。風向は湾外でW, 湾内でNWからWをとる。最大波高は湾外境界で9 m, 湾口近くで4 m, 波向はS~SWを示す。湾内では北西側の2.5 mから東側の3~3.5 mに大きくなる。波向はNWを中心とする。

特別値をみると, 16日19時には湾奥の22.5 m/sから湾外の32.5 m/sに増大する。風向は湾外を中心に反時計まわりの渦状分布を与える。20時には風向は逆転し, 湾奥以北を中心に反時計まわりの分布を与えることから, N寄りの風の場合となる。風速は西側で25 m/s, 東側で40 m/sに達する。21時には同様の風向分布を保つが, 風向の場合は反時計まわりに回転し, 風速も20~32.5 m/sに減少する。波高は風の時刻より1時間後の16日20時には湾外で4~8 m, 湾内の東側で2.5 mをとる。西側で波高は小さい。21時に湾外で4~6 m, 波向SSW, 湾内で北西側の1.5 mから東側の3 mに増大する。波向はNW方向をとる。22時には湾外で波高4~6 m, 波向SSWの場合を与える。湾内では波高は西側の1.5 mから北東側の3 mに増加し, 北東岸で3.5 mに達する。波向はNWからWである。

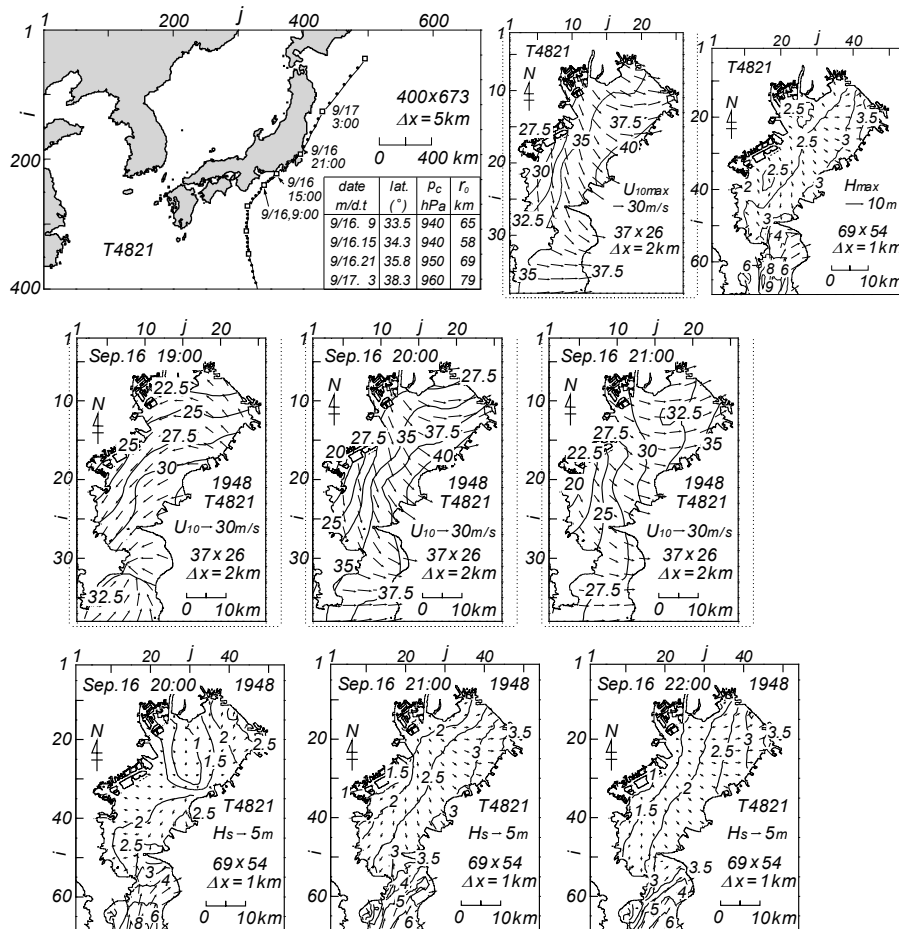


Fig. 37 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 4821 (Tokyo Bay).

6) T4910号 (キティ台風, Fig. 38)

本台風は1949年(昭和24年)8月31日夜半N方向に進行し、伊豆半島東岸を通過して網代付近に上陸したのち、熊谷、柏崎を経て日本海に抜けた。台風の中心気圧は960 hPa、網代の最低観測気圧966.2 hPaである。強風・洪水災害が関東地方を中心に生じ、東京湾で高潮災害が発生した。死者・行方不明者160名、浸水被害14.4万棟に達する。最大風速は湾北東部の27.5 m/sから湾外西岸の35 m/s、風向は湾内のSWから湾外のSである。湾内の風速は、船舶被害が著しい横浜付近で大きい。最大波高は湾外では境界付近で7 m、湾口で5 mをとる。波向はS~SSWである。湾内では4 m等波高線が横浜方面に達し、東岸で2 m程度に波高が減少する。波向はSを中心に、東側でSSW方向に傾く。

時別値をみると、31日19時には風速は湾外の32.5 m/sから湾奥の25 m/sに減少する。風向はSからSEに変化する。20時には湾外で25~27.5 m/sに風速が減少する。風向はSをとる。湾内では風速は22.5 m/sから30 m/sで北西端で大きい。風向は南側のSから北側のSE方向に変化する。21時には風向は南側のSSWから北側のSに変わる。風速は東側で25 m/s、西側で30 m/sを示す。波高は31日19時には湾外で4~6 m(波向S~SSE)をとり、西側で大きい。湾内では湾口から3.5 m等波高線が延び、東側で1~1.5 m、西側で3 mの波高域を示す。波向はSからSEである。20時には波高は湾外で4~6 mを与え、湾内では4 m波高域が出現する。波向はSをとる。21時には湾外の波高が7 mになるが、湾内では波高の最大値は3.5 mに減じる。波向はS寄りである。

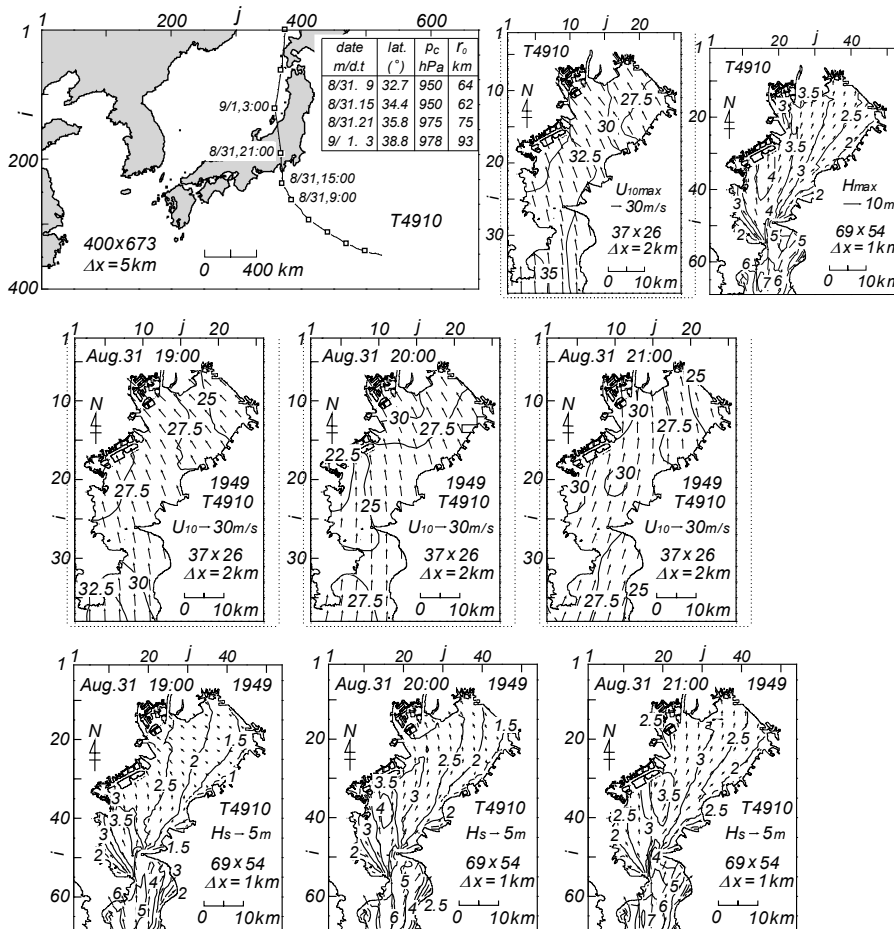


Fig. 38 Typhoon track diagram supplemented with list of typhoon parameters, spatial distributions of the maximum wind speed and wave height and space-time variations of wind speeds and wave heights induced by Typhoon 4910 (Tokyo Bay).

4. 結 語

本報告では内容の理解を促進するために一部の重複を承知のうえで、瀬戸内海の3海域、伊勢湾、東京湾における約60年の間の合計35ケースの台風について別々に台風経路、最大風速・風向と最大波高・波向の空間分布（瀬戸内海の最大風分布を除き既発表の論文や報告に含まれる図と重複）に加えて、3時刻の特別海上風速・風向と波高・波向の空間分布を提示し、それらの特性を簡単に記述した。全体として得られた結論は、海上風速・風向や波高・波向の空間分布の特徴が、台風の勢力や経路に応じて変化するという常識的な結果である。しかし、本報告の内容に類する研究事例はこれまでに報告されていないので、この成果は内湾・内海の防災対策や開発・利用に有用な基礎資料になると考える。

最後に、多量の風・波浪観測資料を提供戴いた多くの関係機関に深く感謝します。

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年間の海上風分布の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・大福 学・野中浩一・畑田佳男：SDP 風資料に基づく内湾・内海の海上風分布の特性，工学ジャーナル（愛媛大学），第9巻，pp.1-13，2010.
- [3] 畑田佳男・山口正隆・野中浩一・大福 学：瀬戸内海における1918～2005年の海上風・波浪推算資料を用いた風速と波高の極値の推定，工学ジャーナル（愛媛大学），第10巻，pp.26-55，2011.
- [4] 山口正隆・畑田佳男・大福 学・野中浩一：瀬戸内海における風速・波高の再現確率値の再評価，工学ジャーナル（愛媛大学），第11巻，pp.129-163，2012.
- [5] 山口正隆・畑田佳男・大福 学・野中浩一：1921～2005年の巨大ストームに伴う伊勢湾の風速と波高の極値の推定，工学ジャーナル（愛媛大学），第11巻，pp.70-92，2012.
- [6] 山口正隆・畑田佳男・大福 学・野中浩一：1911～2005年の巨大ストームに伴う東京湾の風速と波高の極値の推定，工学ジャーナル（愛媛大学），第11巻，pp.42-69，2012.
- [7] 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.
- [8] 山口正隆・畑田佳男・大福 学・野中浩一：東京湾および伊勢湾における1961～2005年の波浪推算資料を用いた波高の極値の推定，工学ジャーナル（愛媛大学），第11巻，pp.9-41，2012.
- [9] 山口正隆・大福 学・野中浩一・日野幹雄・畑田佳男：昭和の3大台風に伴うわが国の内海・内湾における海上風分布の再現，水工学論文集，第54巻，pp.1567-1572，2010.
- [10] 山口正隆・畑田佳男・野中浩一・大福 学・日野幹雄：昭和の3大台風時の瀬戸内海，伊勢湾，東京湾における波高分布の再現，土木学会論文集 B2（海岸工学），Vol.67，No.2，pp.I_131-I_135，2011.

瀬戸内海，伊勢湾，関東沿岸海域における

1911～1972年の巨大台風時最低気圧の空間分布の図面集

Figure Collections for Spatial Distributions of the Lowest Sea Level Pressure Induced by Strong Typhoons during the Period of 1911-1972 on the Seto Inland Sea, Ise Bay and Kanto Sea Area

山口正隆*・大福 学**・野中浩一**・畑田佳男***

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

Making use of the SDP (Surface Data Product) sea level-corrected pressure data acquired at the meteorological stations around the Seto Inland Sea, Ise Bay and Kanto sea area including Tokyo Bay, spatial distribution of the lowest pressure induced by each of the 35 abnormally strong typhoons during the period of 1911-1972 is estimated through application of an interpolation method to the concerned area. The sets of pressure data are facilitated by the typhoon model-based pressure data at the representative points deployed along the open boundary. The spatial distribution of a typhoon-induced lowest pressure shows well-known radial increase characteristics associated with a significant azimuthal distortion from the minimum area of the pressure, in cases where the distortion may suggest the effect of the surrounding topography. The pattern depends on the track and strength of each typhoon.

Key Words ; SDP pressure data, historically strong typhoons, the lowest sea level pressure, spatial distribution, the Seto Inland Sea, Ise Bay, Kanto sea area

1. 緒 言

高潮の2大成因は風の吹送と気圧低下であることから明らかなように、内湾・内海における高潮の高精度推定にあたっては、海上風分布と海面気圧 (Sea Level Pressure ; SLP) 分布の適正な評価がキーポイントになる。山口ら^{[1], [2]}は内湾・内海の対象海域を瀬戸内海，伊勢湾，東京湾を含む関東沿岸海域の3海域として，そこを囲むように点在する気象官署で100年以上にわたり取得されてきた日原簿

*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24年10月5日

観測風資料，すなわち SDP 観測風資料を用いて海上風分布を推定する方法を開発し，海上・沿岸地点の観測風資料との比較に基づいて，その相対的に高い再現精度を確認した。同様に，当該海域の気圧の空間分布は気象官署における SDP 観測気圧（海面更正気圧）資料等を用いて推定可能と考えられる。得られた気圧分布資料は海上風分布資料とともに過去約 100 年の間のストームに伴う高潮推定のための入力資料となる。

そこで本研究は，瀬戸内海では 1918~1965 年の 18 ケース，伊勢湾では 1921~1972 年の 7 ケース，関東沿岸海域では 1911~1959 年の 10 ケースの巨大台風を対象として作成した 10 分間隔の気圧分布資料から抽出した各台風時最低気圧の空間分布を提示し，その特性を簡単に考察する。また，関東沿岸海域において 1938 年 9 月（T38-Sep）台風を対象に 1 例のみ，相続く 3 時刻における気圧の空間分布の特徴を調べる。

2. 台風時気圧分布資料

2.1 対象台風の一覧

Table 1 は各海域で対象とした合計 35 ケース（異なる海域での重複を除いて 28 ケース）の台風（T）と気圧分布資料作成期間（月/日）の一覧を示す。表の下段には特定の巨大台風が付与された名称を与える。また，Fig. 1 には後述する台風時最低（海面更正）気圧 p_{min} の空間分布図において，経路が提示図面の範囲外になる 5 ケースの台風，すなわち，T21-Sep（1921 年 9 月）台風，T4216 号（周防灘台風），T4902 号（デラ台風），T5612 号（エマ台風），T5915 号（伊勢湾台風）の経路をまとめて示す。

2.2 気圧の空間分布の作成方法

Table 2 は SDP 気圧資料を得た気象官署の地点名（大王埼灯台を含む）と年代順にみて資料が得られた最初の台風名を示す。Fig. 2 は各地点の位置を格子間隔 40 km の格子網に記す。瀬戸内海における対象台風は T18-Jul（1918 年 7 月）台風から T6523 号に至る 18 ケースの台風であるので，括弧を用

Table 1 List of typhoons used in estimation of space-time variations of sea level pressure on the Seto Inland Sea, Ise Bay and Kanto sea area.

Seto Inland Sea				Ise Bay		Kanto sea area	
ty. name	period m/d-m/d	ty. name	period m/d-m/d	ty. name	period m/d-m/d	ty. name	period m/d-m/d
T18-Jul	7/11-7/12	T5028 ⁶⁾	9/2-9/3	T21-Sep	9/25-9/26	T11-Jul	7/25-7/26
T21-Sep	9/25-9/26	T5029 ⁷⁾	9/13-9/14	T3412 ¹⁾	9/20-9/21	T17-Oct	9/30-10/1
T3412 ¹⁾	9/20-9/21	T5115 ⁸⁾	10/14-10/15	T5028 ⁶⁾	9/3-9/3	T32-Nov	11/14-11/15
T3706	9/10-9/11	T5415 ¹⁰⁾	9/25-9/26	T5313 ⁹⁾	9/25-9/26	T3412 ¹⁾	9/20-9/21
T3805	9/5-9/5	T5612 ¹¹⁾	9/9-9/10	T5915 ¹³⁾	9/26-9/27	T38-Sep	8/31-9/1
T4216 ²⁾	8/27-8/28	T5915 ¹³⁾	9/26-9/27	T6118 ¹⁴⁾	9/15-9/16	T4910 ⁵⁾	8/31-9/1
T4326	9/19-9/20	T6118 ¹⁴⁾	9/15-9/16	T7220	9/16-9/17	T5811	7/22-7/23
T4516 ³⁾	9/17-9/18	T6420	9/24-9/25			T5821	9/17-9/18
T4902 ⁴⁾	6/20-6/21	T6523	9/9-9/10			T5822 ¹²⁾	9/26-9/27
						T5915 ¹³⁾	9/26-9/27

1)Mutoro, 2)Suounada, 3)Makurazaki, 4)Della, 5)Kitty, 6)Jane, 7)Kezia, 8)Ruth, 9)Tess, 10)Touyamaru, 11)Emma, 12)Kanogawa, 13)Isewan, 14)Daini-Muroto m/d : month/day

いて‘(T18-Jul→)’と表す。伊勢湾では‘(T21-Sep→)’、関東沿岸海域では‘(T11-Jul→)’である。ただし、錯綜を避けるため、表中の個々の地点についてはこの記号を記載しない。また年代順にみて、対象とする上記の最初の台風より途中の時期の台風以降に資料が得られる場合には、たとえば洲本では T3412 号（室戸台風）以降に資料が得られるので、‘Sumoto (T3412→)’と記す。そのほかの表の説明はつぎのようである。

①上付き添字 ¹⁾は瀬戸内海において観測地点が松永から福山に移動、添字 ²⁾は関東沿岸海域において長津呂から石廊崎に移動、添字 ³⁾は同じく資料地点が館山から野島崎に変更、を表す。

②添字 ⁴⁾は瀬戸内海において防府で T4216 号と

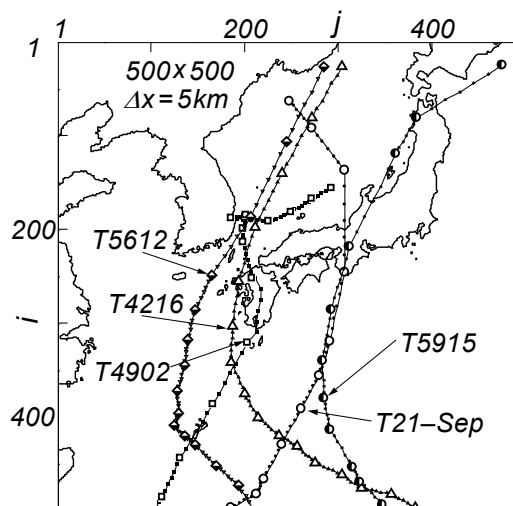


Fig. 1 Tracks of 5 typhoons.

Table 2 List of names of SDP pressure data points and names of measurement-starting typhoons.

Seto Inland Sea(T18-Jul→)		Ise Bay(T21-Sep→)	Kanto s. a.(T11-Jul→)
Shionomisaki	Fukuoka, Iizuka(T4216→)	Nagoya	Choushi
Wakayama	Oita	Tsu	Katsuura(T17-Oct→)
Osaka	Miyazaki	Irako(T5313→)	Tateyama ³⁾
Kobe	Uwajima(T3412→)	Hamamatsu ⁵⁾	Tokyo
Sumoto(T3412→)	Kouchi	Owase(T5028→)	Yokohama
Tokushima	Murotomisaki(T21-Sep)	Daiouzaki(T5313→)	Ohshima(T4910→)
Takamatsu(T4516→)	Himeji(T4902→)		Mishima ⁶⁾ (T32-Nov→)
Tadotsu	Matsunaga ¹⁾ (T4216→)		Ajiro ⁷⁾ (T38-Sep→)
Okayama	Shimizu(T4216→)		Shizuoka(T4910→)
Hiroshima	Houfu ⁴⁾		Nagatsuro ²⁾ (T4910→)
Matsuyama	Shirahama(T5915, T6118)		Omaezaki(T32-Nov→)
Shimonoseki	Niihama(T3412)		Miyakejima(T4910→)

s. a. : sea area 1)Matsunaga→Fukuyama, 2)Nagatsuro→Irouzaki, 3)Tateyama→Nojimazaki, 4)Houfu(T4216, T5029-T5612), 5)Omaezaki(T3412), 6)Numazu(T17-Oct), 7)Itoh(T3412)

T5029 号以降 T5612 号までの計 5 ケースの台風時気圧資料を使用することを表す。

③添字 ⁵⁾は伊勢湾において T3412 号時に資料が得られない浜松のかわりに御前崎の資料を使用、添字 ⁶⁾は関東沿岸海域において T17-Oct 台風時に資料が得られない三島のかわりに沼津の資料を使用、添字 ⁷⁾は同じく T3412 号時に網代のかわりに伊東の資料を使用、することを意味する。

④瀬戸内海において福岡か飯塚の資料のいずれかを使用する。

Table 2 が示すように、古い時代の台風時には利用できる SDP 気圧資料観測地点の数が少なくなる。たとえば、瀬戸内海では T18-Jul 台風と T21-Sep 台風、伊勢湾では T21-Sep 台風と T3412 号、関東沿岸海域では T11-Jul 台風、T17-Oct 台風などが該当する。とくに関東沿岸海域では適切な気圧分布の推定結果は、東京湾周辺以外の領域における観測地点が少ない上記 2 台風あるいはこれに加えて T32-Nov 台風、T3412 号、T38-Sep 台風の 5 台風の場合、東京湾とその周辺の海域に限定されよう。

SDP 気圧観測資料には、地点ごとに4時間間隔（あるいは少数の地点で8時間間隔）と1時間間隔のものがあり、古い時代ほど時間間隔の粗い地点が多くなるが、日最低気圧あるいは台風時最低気圧は10分あるいはそれ以下の単位の生起時刻で明らかである。したがって、最低気圧出現日には少なくとも4時点の気圧観測資料の入手が可能になる。そこで、各観測地点で最低気圧資料を含めた気圧資料をスプライン補間することによって、10分間隔の気圧資料を作成した。各海域の気圧分布を推定するため、主として各海域の南側境界に設けた複数の地点に、遠方場気圧 $p_{\infty}=1013$ hPa とする Myers 式により計算した気圧値を入力する。Myers 式における、いわゆる台風属性パラメータは台風の中心位置 (x_c, y_c) 、中心気圧 p_c 、台風半径 r_0 である。

T3412 号（室戸台風）と T4216 号（周防灘台風）以降の各台風について台風属性パラメータはすでに求められている。しかし、台風パラメータが得られていなかった古い時代の台風に対しては、天気図や気象要覧、各地点の気圧観測資料などを包括的に利用してその推定を行ったのち、これらのパラメータを入力値とする Myers 式による気圧計算値と観測値の時系列比較に基づく修正を加えて、台風パラメータを最終的に確定した。

気圧の空間分布は、Fig. 2 に示す気圧観測地点（●印）と境界に沿って配置した複数の地点（□印）

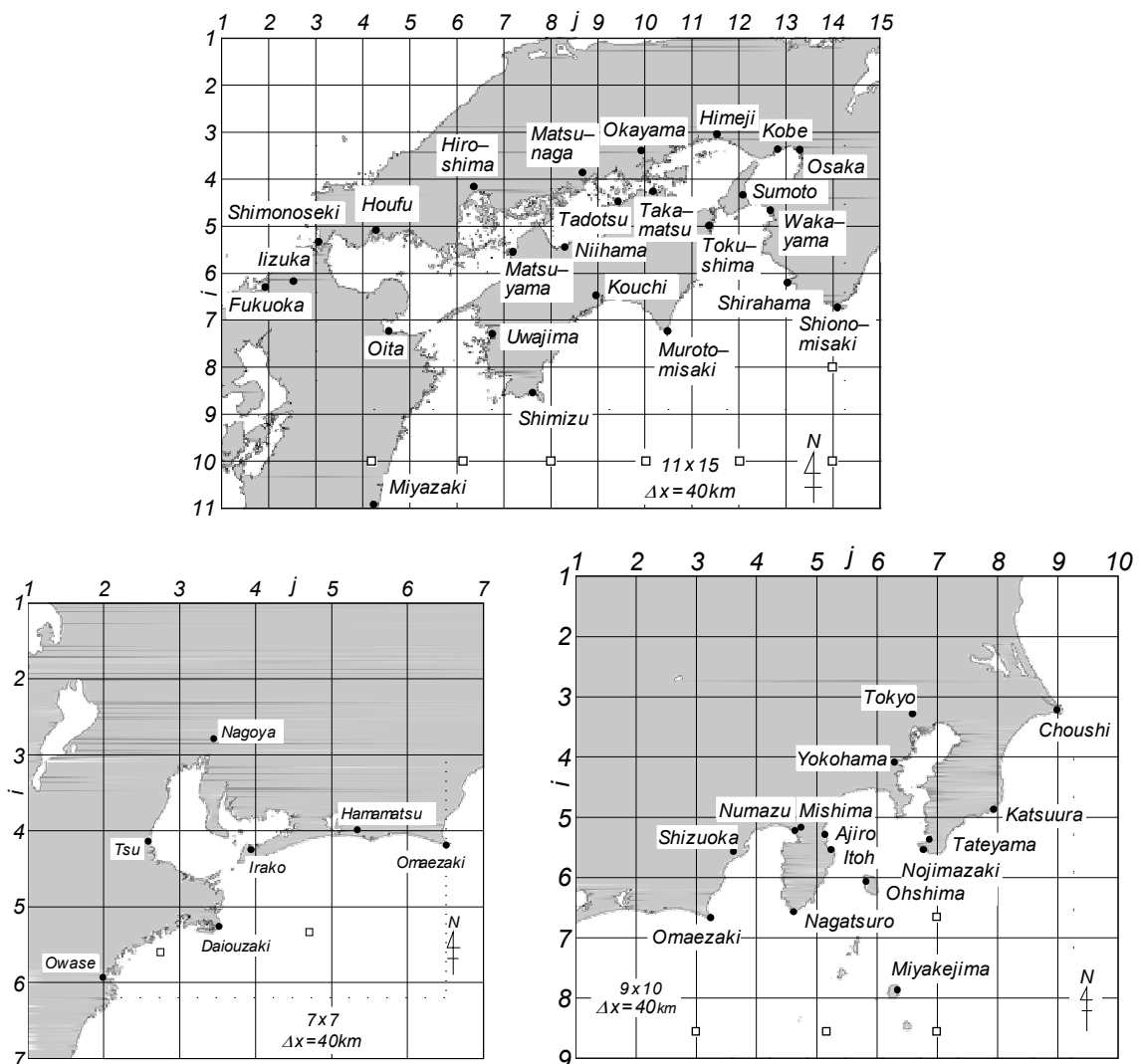


Fig. 2 Locations of SDP pressure data points and hindcast pressure data points on the Seto Inland Sea, Ise Bay and Kanto sea area.

における 10 分間隔の気圧資料，および台風中心が領域内にある場合には中心気圧 (p_c) 資料に加重 1 次補間法^[3]を適用して，2 km 間隔の格子網上で求めた。Fig. 2 に与えるように，Myers 式に基づく気圧の入力地点は瀬戸内海で 7 地点，伊勢湾で 2 地点，関東沿岸海域で 4 地点であるが，観測資料を優先する立場から，各台風の経路特性を考慮して，使用する気圧入力地点の数をできるだけ少なくした。瀬戸内海では南側境界の 3～4 地点，伊勢湾では南東側の 1 地点，関東沿岸海域では T5811 号以降で南西側 1 地点 (T38-Sep 以前の台風の場合，全 4 地点) である。

3. では海域別に 2 ケースずつの台風について台風経路および最低気圧の空間分布 (等圧線分布) の特性を記述する。図中には点線で領域内の台風の中心位置と月日時を与える。前述のように，台風経路が領域内に納まらない台風については，Fig. 1 にその経路を示す。なお，各海域における対象台風時の最大風速の空間分布^{[4]~[8]}およびほとんどの対象台風の 3 時点における風速・風向の空間分布^[8]はすでに報告している。

3. 台風時最低気圧の空間分布

3.1 瀬戸内海における気圧分布

(1) T18-Jul 台風および T21-Sep 台風 (Fig. 3)

T18-Jul 台風は 1918 年 (大正 7 年) 7 月 12 日 6 時～10 時に豊後水道から柳井方面へ北上した。台風を中心気圧は豊後水道の中央部で 953 hPa である。最低気圧は松山付近の 960 hPa から周防灘中部で 970 hPa，燧灘で 970 hPa，播磨灘で 980 hPa，大阪湾から紀伊水道で 985 hPa をとり，等圧線は N-S 方向に走る。最小最低気圧をとる松山付近を台風経路が通過しないのは台風経路の評価誤差や限られた観測地点数による。

T21-Sep 台風は 1921 年 (大正 10 年) 9 月 26 日の 0 時～3 時頃にかけて紀伊半島の潮岬から福井県の敦賀付近を北上した。台風を中心気圧は 965～970 hPa である。台風経路は Fig. 1 に与える。最低気圧は大阪から和歌山，潮岬にかけて N-S 方向に 975 hPa，播磨灘西端から高知で 990 hPa，瀬戸内海中部海域中央 (燧灘) で 995 hPa，瀬戸内海西部海域中央で 1000 hPa をとり，W 方向に大きくなる。

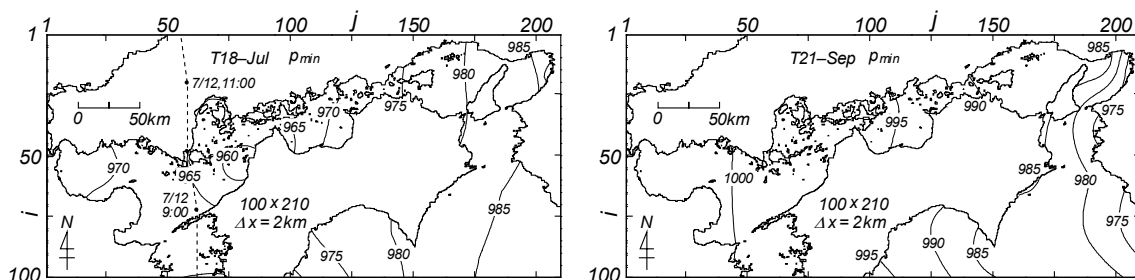


Fig. 3 Spatial distribution of the lowest sea level pressure induced by either Typhoon T18-Jul or T21-Sep on the Seto Inland Sea.

(2) T3412 号 (室戸台風) および T3706 号 (Fig. 4)

T3412 号 (室戸台風) は 1934 年 (昭和 9 年) 9 月 21 日 5 時頃室戸岬の西に上陸，徳島，淡路島を通過して 9 時に敦賀付近へと NNW～NW 方向に進行した。台風を中心気圧は 910～950 hPa である。室戸岬で 911.9 hPa の最低観測気圧を記録した。本台風は 3,000 名を越す死者・行方不明者の多さと甚大な被害から，昭和の三大台風，すなわち T3412 号 (室戸台風)，T4516 (枕崎台風)，T5915 号 (伊勢湾台風) の 1 つと称せられる。最低気圧は室戸岬沖の 910 hPa を中心に 950 hPa 域が 50～60 km の範

圏内で同心円状に広がるとともに、950 hPa の等圧線が徳島県北部から淡路島の西岸に延びる。紀伊水道の N-S 方向中央線や播磨灘中部と大阪湾全域に 960 hPa の等圧線が広がる。970 hPa 等圧線は紀伊水道南部と播磨灘西端に位置する。980 hPa の等圧線は伊予灘沿岸から豊後水道、985 hPa 等圧線は周防灘東部を NNE-SSW 方向に延びる。いずれにしる、950 hPa 以下の異常に低い最低気圧域が室戸岬から淡路島にかけての帯状領域を覆う。この場合も種々の誤差のため最小最低気圧の位置と台風経路上の台風中心の位置には、とくに室戸岬付近で多少の相違がある。

T3706 号は 1937 年（昭和 12 年）9 月 11 日 6 時頃足摺岬付近に上陸、NE 方向に進行し、9 時頃倉敷付近を通過して日本海に抜けた。台風の中心気圧は 950 hPa とかなり低い。最低気圧は中部海域の燧灘東部から備讃瀬戸の 965 hPa 等圧線を中心に、周囲に向けて燧灘中部と播磨灘西端で 970 hPa、安芸灘から伊予灘東部、豊後水道の N-S 方向中央線および播磨灘中央線で 975 hPa、伊予灘中部から豊後水道北西岸と播磨灘北東岸から紀伊水道西岸で 980 hPa、周防灘中部と紀伊水道南部で 985 hPa の等圧線が引かれている。瀬戸内海の西部、中部、東部海域のうち、かなり広い海域に 980 hPa 以下の気圧域が広がる。

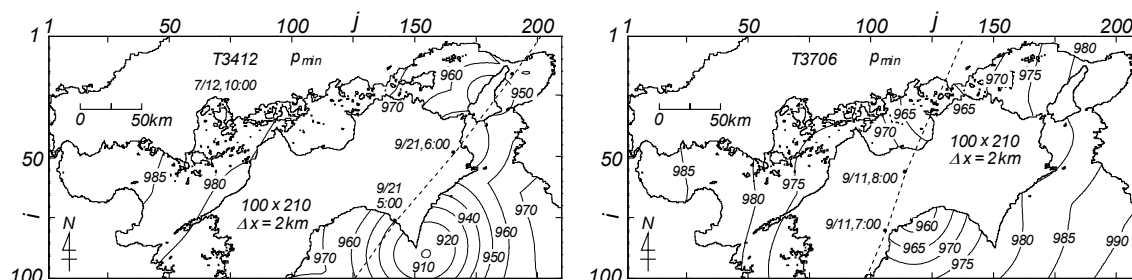


Fig. 4 Spatial distribution of the lowest sea level pressure induced by either Typhoon T3412 or T3706 on the Seto Inland Sea.

(3) T3805 号および T4216 号（周防灘台風）(Fig. 5)

T3805 号は 1938 年（昭和 13 年）9 月 5 日 10 時に室戸岬付近を、15 時に姫路西方を N 方向に進行した。台風の中心気圧は 953~960 hPa である。最低気圧については室戸岬周辺と徳島付近で 970 hPa の等圧線、小松島付近で 965 hPa の等圧線がみられ、それぞれのまわりに 975 hPa の等圧線が分布する。980 hPa の等圧線は紀伊水道と大阪湾の N-S 方向中央線および播磨灘の西側と北側に、985 hPa の等圧線は中部海域の西端に現われる。要するに、N 方向をとった台風経路の E 方向および W 方向に等圧線の広がり（台風中心からの気圧の上昇）がみられる。

T4216 号（周防灘台風）は 1942 年（昭和 17 年）8 月 27 日 15 時から 28 日 3 時にかけて九州北西部

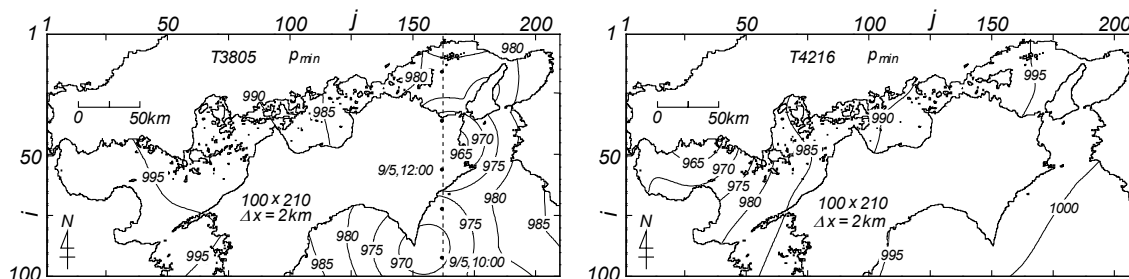


Fig. 5 Spatial distribution of the lowest sea level pressure induced by either Typhoon T3805 or T4216 on the Seto Inland Sea.

から玄界灘，山陰沖を NNE 方向に進行した。台風の中心気圧は 950 hPa 前後であり，台風が高緯度に位置するわりに非常に低い。Fig. 1 にその経路を示す。台風時の高潮により周防灘の山口県沿岸で 700 名を超える死者・行方不明者が出た。最低気圧の等値線は周防灘の山口県沿岸における 965 hPa を中心に，周防灘で 970 hPa と 975 hPa，伊予灘北部～別府湾で 980 hPa，伊予灘東部から豊後水道で 985 hPa，中部海域西側で 990 hPa，播磨灘中部で 995 hPa と広がっており，周防灘でかなり低い。

(4) T4326 号および T4516 号（枕崎台風）（Fig. 6）

T4326 号は 1943 年（昭和 18 年）9 月 20 日 13 時～16 時に足摺岬付近から福山付近へ NNE 方向に進行した。台風の中心気圧は 970～980 hPa である。等圧線は豊後水道の N-S 方向中央線と四国西南端で 980 hPa，別府湾，伊予灘北側，安芸灘と中部海域東側で 985 hPa，周防灘中部と播磨灘東側で 990 hPa を示し，全体として気圧はそれほど低くない。

T4516 号（枕崎台風）は 1945 年（昭和 20 年）9 月 17 日 14 時過ぎに鹿児島県枕崎に上陸し，九州を縦断，21 時から 22 時に周防灘中部を NE 方向に進行した巨大台風であり，台風の中心気圧は 21 時で 954 hPa をとる。本台風は広島県を始め全国で 3,756 名の死者・行方不明者や甚大な豪雨・土砂災害を生じ，昭和の三大台風の 1 つを構成する。最低気圧は別府湾奥の 950 hPa 域を中心に国東半島～佐田岬を通る豊後水道中央で 960 hPa，周防灘から伊予灘，豊後水道側に加えて，松山付近や広島湾で 965 hPa，周防灘北部と中部海域燧灘で 970 hPa，播磨灘西側で 975 hPa，大阪湾中部から紀伊水道中部で 980 hPa となっており，西部海域のみならず中部海域，東部海域に至るまで瀬戸内海全域で最低気圧がかなり低いことから，巨大台風としての T4516 号の勢力の状況がよく現われている。

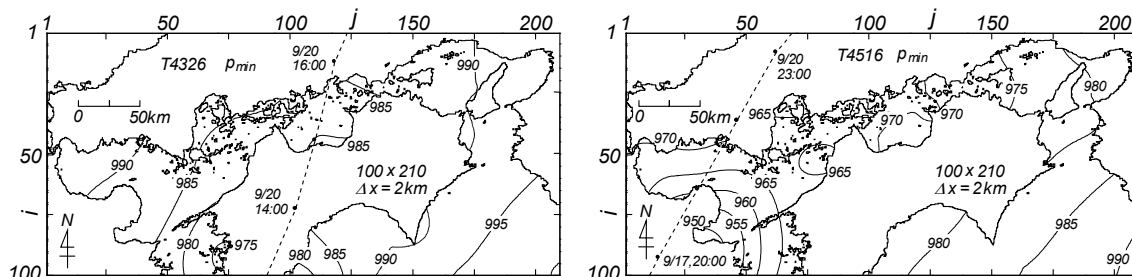


Fig. 6 Spatial distribution of the lowest sea level pressure induced by either Typhoon T4326 or T4516 on the Seto Inland Sea.

(5) T4902 号（デラ台風）および T5028 号（ジェーン台風）（Fig. 7）

T4902 号（デラ台風）は 1949 年（昭和 24 年）6 月 21 日 23 時に鹿児島を通り，九州を縦断して 22 日 3 時に福岡付近から玄界灘に抜けた台風であり，この間の台風の中心気圧は 970～974 hPa である。経路は Fig. 1 に示す。本台風時には豊後水道での漁船の遭難（死者・行方不明者 106 名）や周防灘南部姫島沖での客船沈没（死者 134 名）など海難被害が目立つ。最低気圧については，周防灘東部から豊後水道中央線の N-S 方向に 985 hPa 等圧線が，中部海域西側および播磨灘西側で N-S 方向に 990 hPa 等圧線がみられる。最低観測気圧は福岡で 980.0 hPa，飯塚で 977.7 hPa であるから，対象海域内に 980 hPa 等圧線は現われない。要するに，瀬戸内海全域の気圧差は 15 hPa で，しかも気圧もあまり低くない。

T5028 号（ジェーン台風）は 1950 年（昭和 25 年）9 月 3 日 9 時頃室戸岬付近から 12 時頃に明石付近を通過した。台風の中心気圧は 955～965 hPa である。大阪や尼崎など大阪湾奥では大規模な高潮災害が生じた。最低気圧に関しては，室戸岬付近を中心として 965 hPa から 980 hPa の等圧線が広がる。

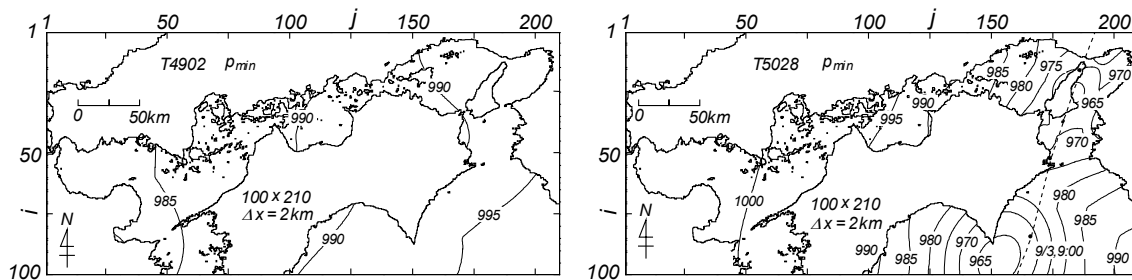


Fig. 7 Spatial distribution of the lowest sea level pressure induced by either Typhoon T4902 or T5028 on the Seto Inland Sea.

また、淡路島洲本付近の 965 hPa から大阪湾、播磨灘東部のごく一部、紀伊水道北部に 970 hPa、播磨灘中部から紀伊水道中部・南部に 980 hPa 等圧線が延びる。さらに、播磨灘西部に 985 hPa 等圧線、中部海域の東部に 990 hPa、西部に 995 hPa、伊予灘北側から別府湾で 1,000hPa の等圧線がみられる。内海部では大阪湾や紀伊水道北部、播磨灘東部で 975 hPa 以下の低い気圧域を形成している。

(6) T5029 号 (キジア台風) および T5115 号 (ルース台風) (Fig. 8)

T5029 号 (キジア台風) は 1950 年 (昭和 25 年) 9 月 13 日 9 時から 14 日 3 時にかけて鹿児島から九州を縦断、下関を経て日本海に出た。台風を中心気圧は 965~975 hPa である。被害は西日本に集中し、愛媛県沿岸では台風規模のわりに甚大な高潮災害が生じた。全国の死者・行方不明者は 43 名、浸水被害は 12 万棟にのぼる。最低気圧は山口県防府から大分県豊後高田にかけての周防灘中部の N-S 方向で 985 hPa、伊予灘中部で N-S 方向に 990 hPa、中部海域西部で N-S 方向に 995 hPa、播磨灘西部で 1,000hPa であるから、それほど低くない。

T5115 号 (ルース台風) は 1951 年 (昭和 26 年) 10 月 14 日 23 時から 15 日 2 時にかけて周防灘中部を NE 方向に進行した。台風を中心気圧は 960 hPa 前後である。佐田岬灯台では 65 m/s を超える最大風速^[4]が観測された。全国規模で洪水・土砂災害が生じた。死者・行方不明者 943 名、浸水被害 14 万棟に達する。最低気圧は別府湾の 960 hPa 域を中心に、周防灘東部から伊予灘中部、豊後水道で 965 hPa、中部海域西端 (今治付近を通る N-S 線) で 970 hPa、播磨灘西端で 975 hPa、大阪湾中部から紀伊水道北部で 980 hPa であるから、気圧は全海域でかなり低い。

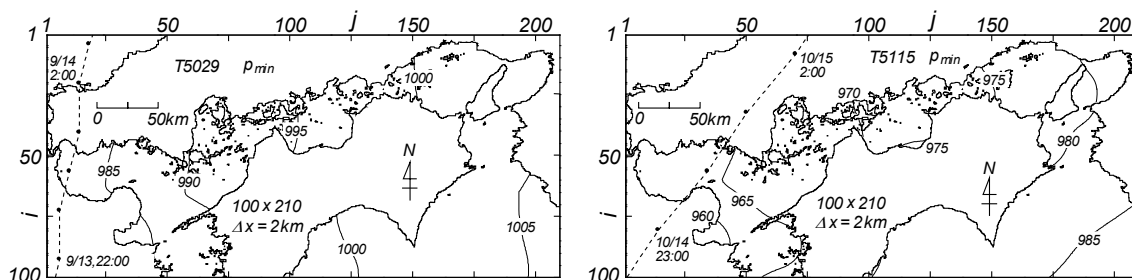


Fig. 8 Spatial distribution of the lowest sea level pressure induced by either Typhoon T5029 or T5115 on the Seto Inland Sea.

(7) T5415 号 (洞爺丸台風) および T5612 号 (エマ台風) (Fig. 9)

T5415 号 (洞爺丸台風) は 1954 年 (昭和 29 年) 9 月 26 日 4 時から 6 時の間に大分県南部、佐田岬

半島の根元の八幡浜付近から福山付近を通過して日本海を北東進し、北海道に達した。台風の中心気圧は 960 hPa 前後である。函館港では洞爺丸の転覆に伴う死者 1,139 名の大惨事が生じた。瀬戸内海でも 1 m を越える高潮が発生した。最低気圧は別府湾の 970 hPa 域を中心に松山周辺の海域で 970 hPa, 周防灘中部から伊予灘北部, 広島湾, 中部海域で 975 hPa, 周防灘西部と播磨灘中部で 980 hPa, 大阪湾から紀伊水道北部で 985 hPa をとるから, 瀬戸内海全域で気圧はかなり低い。

T5612 号 (エマ台風) は 1956 年 (昭和 31 年) 9 月 9 日夜~10 日朝にかけて九州西方海域 (東シナ海) から対馬を経て日本海を NE 方向に進行した。経路は Fig. 1 に与える。台風の中心気圧は 950 hPa であるから, 日本海西南部の海域に到達した台風としてはかなり低い。被害は沖縄, 九州地方で大きい。死者・行方不明者は 43 名, 浸水被害は 1.1 万棟である。最低気圧は周防灘西部の 985 hPa, 東部から別府湾にかけての 990 hPa, 中部海域の 995 hPa, 播磨灘東部から紀伊水道北西部にかけての 1,000 hPa となり, N-S 方向にほぼ一定値をとりながら E 方向に増大する。台風中心から離れているため, 最低気圧はあまり低くない。

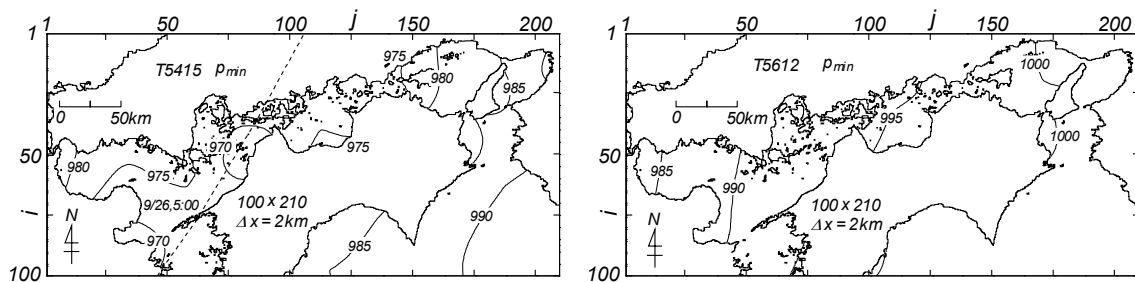


Fig. 9 Spatial distribution of the lowest sea level pressure induced by either Typhoon T5415 or T5612 on the Seto Inland Sea.

(8) T5915 号 (伊勢湾台風) および T6118 号 (第 2 室戸台風) (Fig. 10)

T5915 号 (伊勢湾台風) は 1959 年 (昭和 34 年) 9 月 26 日 18 時頃潮岬の西側に上陸, 紀伊半島を NE 方向に進行し, 名古屋の西側を通過した。経路は Fig. 1 に示す。この間の台風の中心気圧は 930~940 hPa であり, 伊勢湾一帯を中心に高潮災害などの未曾有の大災害をもたらした。死者は 5,098 名にのぼる。本台風は室戸台風, 枕崎台風とならんで昭和の三大台風の 1 つと数えられる。最低気圧は紀伊水道南東端の 945 hPa, 大阪湾東岸から紀伊水道の NNE-SSW 方向中央線で 960 hPa, 播磨灘中部で 970 hPa, 西部で 975 hPa, 中部海域東部で 980 hPa, 安芸灘から斎灘および豊後水道南東部で 985 hPa, 周防灘東部から別府湾で 990 hPa をとり, 紀伊半島から周防灘西部に向けて W 方向に気圧が増加する空間変化を与える。紀伊水道, 大阪湾, 播磨灘からなる瀬戸内海東部海域の最低気圧は非常に低い。

T6118 号 (第 2 室戸台風) は 1961 年 (昭和 36 年) 9 月 16 日 9 時過ぎに室戸岬西方に上陸, 徳島, 淡路島を経て 13 時過ぎに尼崎-西宮間に再上陸した。この間の台風の中心気圧は 925~935 hPa と非常に低い。被害は四国・近畿地方を中心に全国に及び, 大阪湾一帯では室戸台風時に次ぐ高潮とそれに伴う被害が生じた。本台風は死者・行方不明者 202 名, 浸水被害 38 万棟という大規模災害をもたらした。最低気圧は室戸岬周辺の 930 hPa を中心に 950~960 hPa 域が広がる。また, 紀伊水道北西部での 935 hPa 域を中心に大阪湾中部, 播磨灘南東部, 紀伊水道北部に 945~950 hPa 域がみられる。960 hPa 域は播磨灘中部や紀伊水道南部に広がるが, 大阪湾では, それ以下の海域になる。965 hPa 域は中部海域東側, 970 hPa 域は中部海域西側と豊後水道中央部, 975 hPa 域は広島湾から周防灘東部を経て別府湾に, 980 hPa 域は周防灘中部海域にみられる。瀬戸内海全域が 930~980 hPa の範囲にほぼ含まれるから, 瀬戸内海における最低気圧は全体としてかなり低いことがわかる。

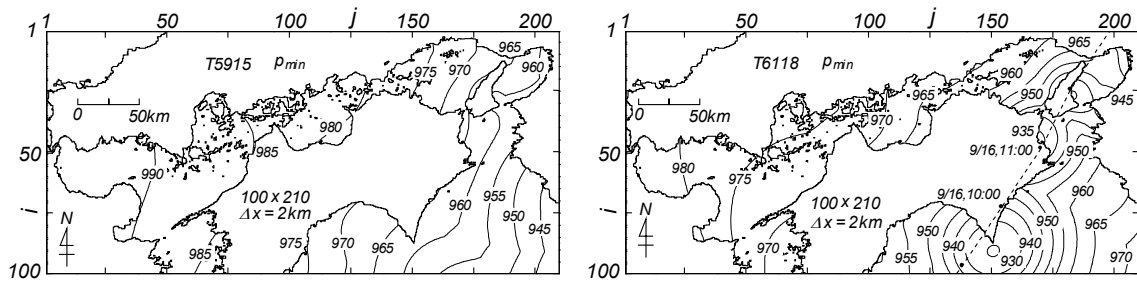


Fig. 10 Spatial distribution of the lowest sea level pressure induced by either Typhoon T5915 or T6118 on the Seto Inland Sea.

(9) T6420 号および T6523 号 (Fig. 11)

T6420 号は 1964 年 (昭和 39 年) 9 月 25 日 3 時から 5 時にかけて中部海域四国沿岸の新居浜付近から姫路付近を NE 方向に通過した。台風の中心気圧は 970 hPa 程度である。西日本を中心とした豪雨・洪水・土砂・強風災害に加えて、大阪湾一帯で大きな高潮とそれに伴う被害が出た。死者・行方不明者 56 名、浸水被害 3.5 万棟にのぼる。最低気圧は豊後水道から播磨灘中部～紀伊水道北部および安芸灘から伊予灘中部、豊後水道北西部に至る 980 hPa、大阪湾南西部から紀伊水道中央線および周防灘東部の 985 hPa、紀伊水道南部および周防灘中部の 990 hPa と拡がる。内海では伊予灘東部から播磨灘中部で気圧が 980 hPa 以下の比較的低い海域となっている。

T6523 号は 1965 年 (昭和 40 年) 9 月 10 日 8 時過ぎに室戸岬西側に上陸、NNE～NE 方向に進行して 10 時頃播磨灘東部を通過した。この間の台風の中心気圧は 940～950 hPa であり、かなり低い。四国・近畿地方を中心とする風水害に加えて、大阪湾で高潮により大きな被害が生じた。死者・行方不明者 73 名、浸水被害 5 万棟に達する。最低気圧は上陸地点にあたる室戸岬周辺を中心とした 950～970 hPa 域のほか、紀伊水道北西部の 955～965 hPa 域および播磨灘全域の 960～965 hPa 域が目につく。大阪湾では中央部の 970～975 hPa から東端の 980 hPa 弱に増大する。西部海域では安芸灘や豊後水道東部の 980 hPa から周防灘東部、伊予灘中部、豊後水道の N-S 方向中央線の 985 hPa を経て周防灘の南西端や別府湾の 990 hPa に大きくなる。紀伊水道北西部や播磨灘の北部を中心として、紀伊水道、大阪湾、播磨灘の西部海域のみならず中部海域の東側で最低気圧は 970 hPa 以下の低い値を与える。

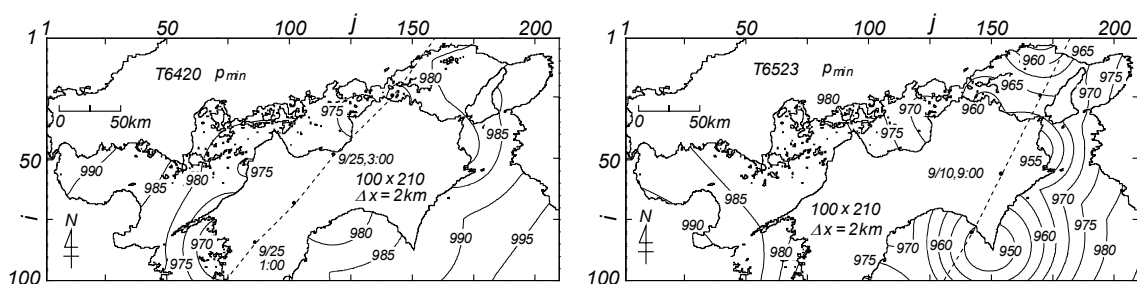


Fig. 11 Spatial distribution of the lowest sea level pressure induced by either Typhoon T6420 or T6523 on the Seto Inland Sea.

3.2 伊勢湾における気圧分布

(1) T21-Sep 台風および T3412 号 (室戸台風) (Fig. 12)

T21-Sep 台風は 3.1 (1) で述べたように、1921 年 (大正 10 年) 9 月 26 日 0 時から 3 時にかけて潮岬

から北上し敦賀付近を通過した。中心気圧は 970 hPa 前後である。Fig. 1 に経路を示す。中部地方で豪雨災害、名古屋で高潮災害が生じた。最低気圧は N-S 方向に変わらず E-W 方向に変化し、津付近の 977.5 hPa から知多半島-鳥羽の 987.5 hPa、渥美半島中部の 992.5 hPa と大きくなる。伊勢湾内で気圧はおおむね 980~990 hPa であるから、あまり低くない。

T3412 号 (室戸台風) も 3.1(2) で述べたように、1934 年 (昭和 9 年) 9 月 21 日 5 時~9 時に室戸岬から NW 方向に進行し敦賀付近に達したのち、北陸・東北地方を通過して太平洋に出た。中心気圧は室戸岬近くの 910 hPa から富山近辺の 960 hPa である。関西地区で大災害が生じた。伊勢湾内でも異常な強風が吹送した^[6]。最低気圧は N-S 方向に一樣で、E 方向に津付近の 975 hPa から知多半島-志摩半島の 982.5 hPa を経て渥美半島中部で 985 hPa に増大する。最低気圧は伊勢湾内で 975~982 hPa と比較的低い。

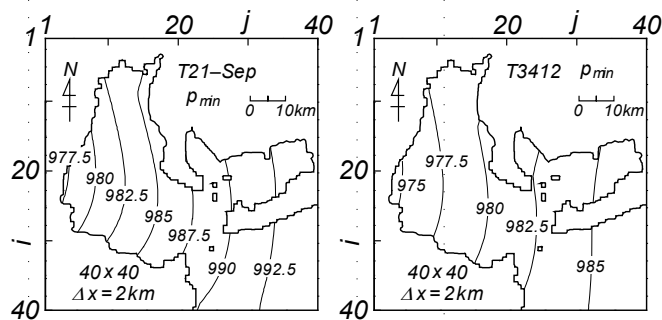


Fig. 12 Spatial distribution of the lowest sea level pressure induced by either Typhoon T21-Sep or T3412 on Ise Bay.

(2) T5028 号 (ジェーン台風) および T5313 号 (テス台風) (Fig. 13)

T5028 号 (ジェーン台風) は 3.1(5) で述べたように、1950 年 (昭和 25 年) 9 月 3 日 9 時から 15 時にかけて室戸岬付近から淡路島、神戸を経て 15 時に石川県沖合の日本海に進んだ。この間の中心気圧は 955~968 hPa であるが、伊勢湾への影響時点では 960~965 hPa である。最低気圧は N-S 方向にほとんど変わらず、津付近の 992.5 hPa から渥美半島の 1,000 hPa に E 方向に増加する。名古屋で大きな高潮が生じたが、浸水被害には至らなかった。伊勢湾では 992.5~997.5 hPa と 5 hPa 程度の差しか伴わないが、35 m/s に達する強風が吹送した^[6]。

T5313 号 (テス台風) は 1953 年 (昭和 28 年) 9 月 25 日 15 時潮岬沖合から 17 時頃志摩半島に上陸、

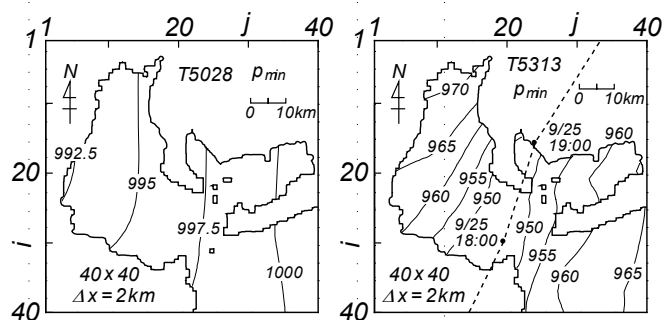


Fig. 13 Spatial distribution of the lowest sea level pressure induced by either Typhoon T5028 or T5313 on Ise Bay.

伊勢湾，三河湾を通過し，NE方向に進行を続けた。伊勢湾での中心気圧は18時に945 hPaである。三重県沿岸や三河湾・渥美半島沿岸の帯が高潮による壊滅的な被害を受けた。最低気圧は伊勢湾口近くを中心にNW方向およびE方向に950 hPaから960 hPa，965 hPaを経て伊勢湾奥では970 hPaをとる。本台風時には伊勢湾内で945～970 hPa，三河湾で950～965 hPaといずれもかなり低い。

(3) T5915号（伊勢湾台風）およびT6118号（第2室戸台風）（Fig. 14）

昭和の三大台風の最後に位置付けられるT5915号（伊勢湾台風）は3.1(8)で述べたように，1959年（昭和34年）9月26日18時頃に潮岬の西に上陸（中心気圧は930 hPa），紀伊半島をNE方向に進行し，名古屋の西側（中心気圧940 hPa）を経て，27日6時頃富山湾に抜けた。経路はFig. 1に与える。本台風は伊勢湾に未曾有の高潮災害をもたらした。死者・行方不明者は5,098名，このうち高潮による死者だけで4,000名を越える。最低気圧はN-S方向に変化せず，E方向に増大する。津では945 hPa，伊勢湾のN-S方向の中央線で955 hPa，湾口で960 hPa，三河湾の東部から渥美半島中部で970 hPaである。海域内の最低気圧は945～970 hPaでT5313号（テス台風）時と同程度であるが，台風経路を反映し，最低気圧の位置を含めて空間分布の状況が相違する。

T6118号（第2室戸台風）は，3.1(8)で述べたように，1961年（昭和36年）9月16日9時過ぎに室戸岬西方に上陸（中心気圧925 hPa），徳島，淡路島，尼崎西方を経て15時に敦賀付近に達した。この時点でも中心気圧は940 hPaときわめて低い。台風による大規模な災害が近畿・北陸地方を中心に生じた。伊勢湾においても35 m/sを越える暴風が吹送した^[6]。名古屋では最低観測気圧971.7 hPaを記録し，沿岸で2 m近い高潮偏差が生じた。最低気圧は津付近の967.5 hPaからSE方向に増大し，湾口で977.5 hPa，湾外南東部で985 hPaをとる。伊勢湾の中部より北側や三河湾で気圧はN-S方向に変化しない。本台風時の伊勢湾内の最低気圧はT3412号（室戸台風）時より5～7.5 hPa低い。

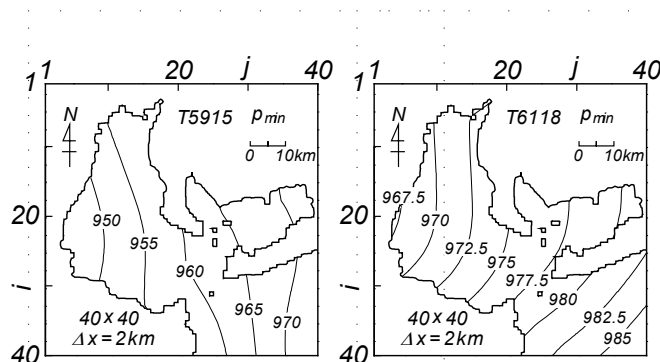


Fig. 14 Spatial distribution of the lowest sea level pressure induced by either Typhoon T5915 or T6118 on Ise Bay.

(4) T7220号（Fig. 15）

T7220号は1972年（昭和47年）9月16日21時から23時にかけて志摩半島から伊勢湾西岸をNNE方向に進行した。中心気圧は965 hPaである。津では最低観測気圧966.2 hPa，名古屋で974.8 hPaを記録した。この台風時にも伊勢湾で35 m/sを越える暴風が吹送した^[6]。名古屋では観測史上第3位にあたる196 cmの高潮偏差を生じたが，満潮時刻とずれていたため，重大な高潮災害に至らなかった。最低気圧は津沖の967.5 hPaからE方向に湾口で972.5 hPa，三河湾中部や海域東端で980 hPaに増大する。最低気圧のN-S方向の変化は小さいが，972.5 hPaの等圧線は湾北側と南側でやや挙動を異にする。最低気圧の絶対値と空間分布の状況は対象海域における35 m/s以上という暴風の吹送^[6]と名古屋における2 m弱という高潮偏差を生じたT6118号時のものと類似する。

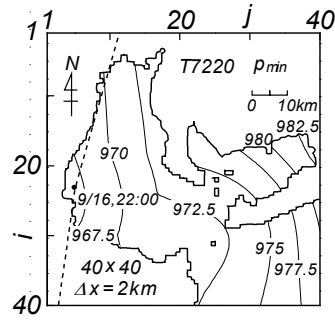


Fig. 15 Spatial distribution of the lowest sea level pressure induced by Typhoon T7220 on Ise Bay.

3.3 関東沿岸海域における気圧分布

(1) T11-Jul 台風および T17-Oct 台風 (Fig. 16)

T11-Jul 台風は 1911 年 (明治 44 年) 7 月 26 日 1 時～6 時にかけて沼津付近から NE 方向に東京の西方を通り福島県から太平洋に出た。中心気圧は 960 hPa, 東京での最低観測気圧は 969.9 hPa である。関東地方を中心とする豪雨・強風災害に加えて、東京湾で甚大な高潮災害が生じた。死者・行方不明者や浸水被害に関する具体的な数値は資料に記載されていない。古い時代に来襲した T11-Jul 台風, T17-Oct 台風, T32-Nov 台風, T3412 号 (室戸台風), T38-Sep 台風の 5 台風については、気圧観測資料を利用できる地点がほぼ東京湾の周辺に限定されることから、信頼性の高い気圧分布の推定結果も東京湾とその近傍の海域に限られる。最低気圧は相模湾奥から准同心円状に増大し、東京湾では N-S 方向にほぼ一定で、西側の横浜沖合の 975 hPa から東岸の 980 hPa 未満へと E 方向に若干増える。

T17-Oct 台風は 1917 年 (大正 6 年) 10 月 1 日 1 時前後に沼津付近に上陸、NE 方向に進み浦和を経て東北地方を縦断した。台風を中心気圧は 945 hPa, 沼津および東京での最低観測気圧はそれぞれ 952.3 hPa および 952.7 hPa である。東海地方から東北地方で大規模な風水害が、加えて東京湾で未曾有の高潮災害が生じた。死者・行方不明者 1,324 名, 浸水被害 30 万棟に達する。最低気圧については、沼津付近を中心に等圧線が分布する。東京湾では北西側で NE-SW 方向に 960 hPa の等圧線が走るが、南東側でも気圧 965 hPa 未満となって、湾内全体の気圧がかなり低い。

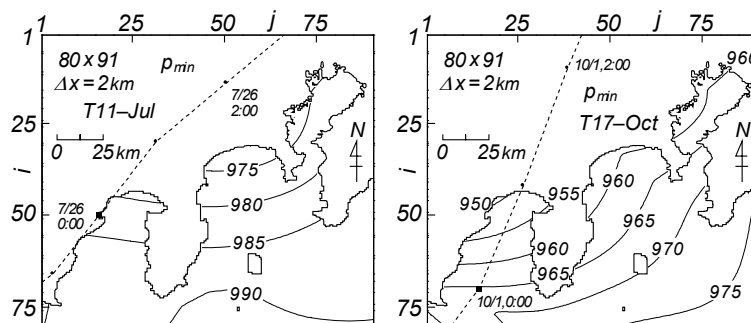


Fig. 16 Spatial distribution of the lowest sea level pressure induced by either Typhoon T11-Jul or T17-Oct on Kanto sea area.

(2) T32-Nov 台風および T3412 号 (室戸台風) (Fig. 17)

T32-Nov 台風は 1932 年 (昭和 7 年) 11 月 14 日 18 時に伊豆半島沖を NE 方向に通り、15 日 3 時房総半島をかすめて 15 日 9 時仙台沖に去った。台風の中心気圧は 945~950 hPa、最低観測気圧は勝浦で 952.9 hPa、銚子で 952.3 hPa と非常に低い。関東・東北地方では重大な風水害が生じた。死者・行方不明者 235 名、浸水被害 6.5 万棟に及ぶ。東京湾では風向 N~NNW の 40 m/s を越える暴風が吹送した^[7]。最低気圧の等値線は房総半島先端南方の海域の 950 hPa を中心に、周囲に向けて増加する分布を示す。東京湾では南東岸沖合で 965 hPa の等圧線が NE-SW 方向に走り、北西岸で 970 hPa 未満、南東岸で 965 hPa 未満の値をとる。

T3412 号 (室戸台風) は 3.1(2) および 3.2(1) で述べたように、1934 年 (昭和 9 年) 9 月 21 日 5 時~9 時に室戸岬から敦賀付近を NNE 方向に進行、北陸・東北地方を通過して太平洋に出た。台風経路は Fig. 4 の左側の図に示す。中心気圧は 9 月 21 日 15 時の山形県酒田付近においても 967 hPa である。東京湾は台風経路から離れていたが、30 m/s を越える S 寄りの強風が吹送した^[7]。全国の死者・行方不明者は 3,036 名、浸水被害 40 万棟に及ぶ。東京湾での被害は少ないようである。最低気圧は湾口で 992.5 hPa、湾内では北西側で 992.5 hPa より小さく、南東側で 992.5 hPa より大きい。いずれにしる最低気圧は 990~992.5 hPa の範囲にあり、あまり低くない。

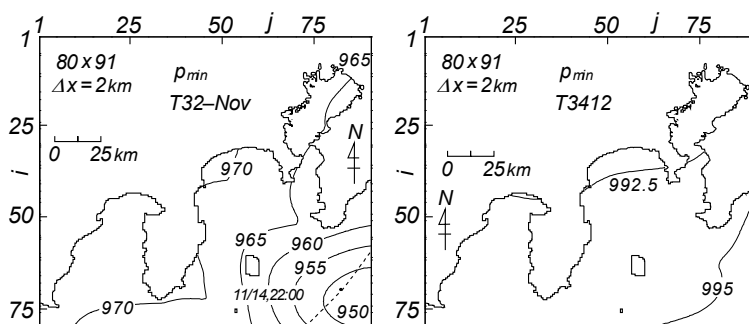


Fig. 17 Spatial distribution of the lowest sea level pressure induced by either Typhoon T32-Nov or T3412 on Kanto sea area.

(3) T38-Sep 台風および T4910 号 (キティ台風) (Fig. 18)

T38-Sep 台風は 1938 年 (昭和 13 年) 9 月 1 日 1 時前に三浦半島に上陸、横浜、東京の西側を N 方向に進行した。中心気圧は 965 hPa、横浜での最低観測気圧は 970.9 hPa である。進路にあたった関東・甲信越・東北地方で甚大な風水害がでた。東京湾で 40 m/s に達する強風が吹送し^[7]、200 cm 近くの高潮偏差が生じたが、干潮時にあたったため、高潮被害は少なかった。死者・行方不明者 245 名、浸水被害 16 万棟に及ぶ、最低気圧は東京湾内では横浜付近の 975 hPa から、また湾外では房総半島先端沖合の 965 hPa からそれぞれ周囲に向けて大きくなる。つまり、最低気圧は湾内では横浜付近から ENE 方向に増加、湾外では房総半島先端野島崎付近から三浦半島へ NW 方向に増加し、2 つのパターンがみられる。

T4910 号 (キティ台風) は 1949 年 (昭和 24 年) 8 月 31 日 17 時伊豆半島の東側から 19 時頃網代付近に上陸し、そのまま N 方向への進行を続けた。上陸時の中心気圧は 960 hPa、最低観測気圧は網代で 966.2 hPa、横浜で 981.3 hPa、東京で 985.9 hPa である。関東地方を中心に洪水・強風被害、東京湾で高潮被害が出た。死者・行方不明者 160 名、浸水被害 14.4 万棟に及ぶ。最低気圧は伊豆半島東側の 950 hPa 域を中心に長軸を N-S 方向とする楕円状の分布を与える。東京湾では湾外の 980 hPa から湾奥の 990 hPa に向けて NE 方向に増加する。東京湾における気圧は台風の規模の割に低くないが、風速は 30~40 m/s に達する。なお、山口・畑田^[9]は格子間隔 80 km (北西太平洋大領域) と 5 km (関東沿

岸海域) の 2 段階の格子網で台風モデル風を入力条件とする深海波浪推算を行って、相模湾とその沖合海域の波高分布の状況を調べている。

Fig. 19 は T38-Sep 台風時の 3 時刻における気圧の空間分布を示す。これは本報告において特別値を与える唯一の例である。台風中心が房総半島沖にある 8 月 31 日 22 時と 9 月 1 日 0 時にはそこを中心にして周囲に向けて気圧がほぼ同心円状に増加する分布を示し、台風通過後の 9 月 1 日 2 時には横浜の北西側における台風中心の存在をうかがわせるような空間分布を与える。東京湾では 8 月 31 日 22 時には湾口で 980~985 hPa、湾奥で 1,000 hPa 弱の N-S 方向の変化、9 月 1 日 0 時には湾外で 975 hPa、湾奥で 990 hPa 弱をとる S から時計まわりに SE への空間変化、2 時には横浜付近の 975 hPa から湾奥の 985 hPa や湾外の 980 hPa をとり、台風の右半円内で推測される空間分布を与える。

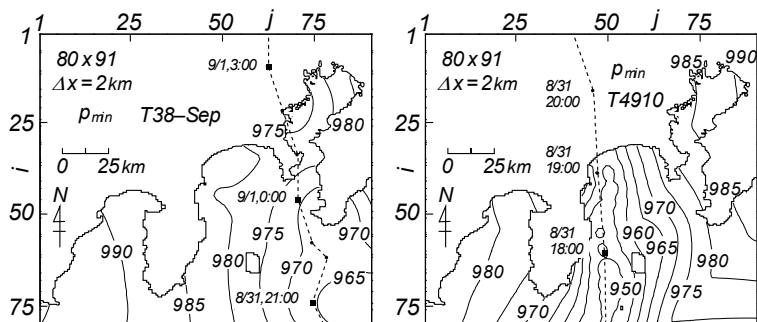


Fig. 18 Spatial distribution of the lowest sea level pressure induced by either Typhoon T38-Sep or T4910 on Kanto sea area.

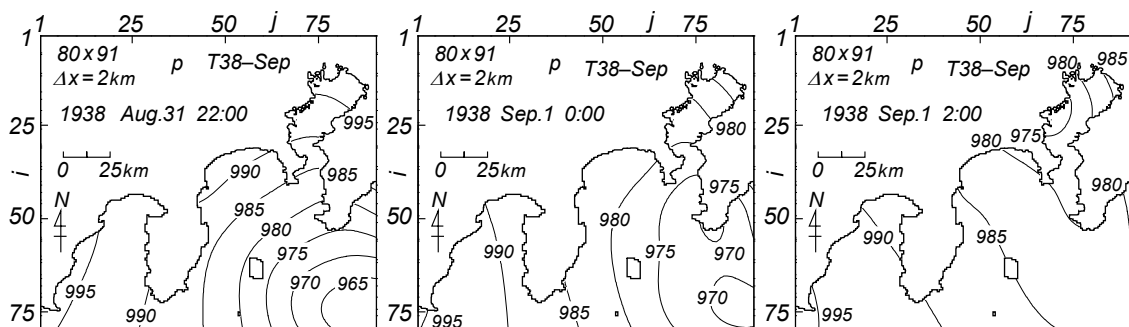


Fig. 19 Space-time variations of the sea level pressure at 3 points in time induced by Typhoon T38-Sep on Kanto sea area.

(4) T5811 号および T5821 号 (Fig. 20)

T5811 号は 1958 年 (昭和 33 年) 7 月 23 日 6 時前に御前崎の西方に上陸、NE 方向に静岡、宇都宮などを通過した。中心気圧は 975 hPa であり、関東地方で風水害が生じた。東京湾でも 100 cm を越える高潮が発生し、堤防の決壊や浸水の被害を受けた。死者・行方不明者 40 名、浸水被害 4.6 万棟である。東京湾では 25~27.5 m/s の S 寄りの強風が吹送した^[7]。この台風は同じような経路をたどった 1958 年の 3 つの台風 (T5811 号, T5821 号, T5822 号) の最初のものである。最低気圧については御前崎付近の 980 hPa から房総半島沖の 995 hPa まで等圧線が NE-SW 方向に延び、E 方向に大きくなる。東京湾では北西側の 985 hPa 強から南東側の 990 hPa 強の間にある。

T5821 号は 1958 年 (昭和 33 年) 9 月 18 日 6 時~9 時に伊豆半島南端から鎌倉付近を NE 方向に進行した。中心気圧は 960 hPa、最低観測気圧は横浜で 962.6 hPa、東京で 965.3 hPa である。関東地方で

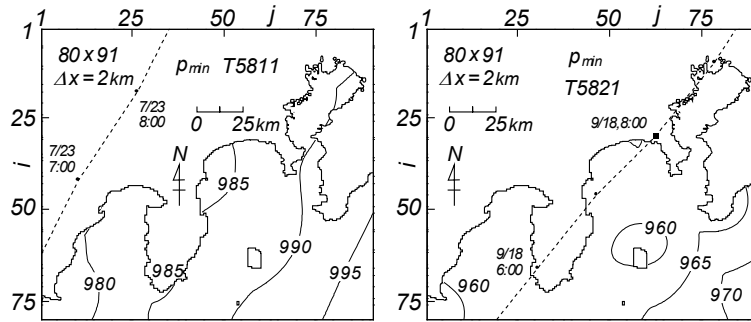


Fig. 20 Spatial distribution of the lowest sea level pressure induced by either Typhoon T5811 or T5821 on Kanto sea area.

豪雨による水害が生じた。東京湾で 25~30 m/s の W 方向の強風が吹送した^[7]が、東京湾の高潮は 80 cm 以下とあまり大きくない。死者・行方不明者 72 名、浸水被害 5 万棟にのぼる。最低気圧は関東沿岸海域全体で 960~970 hPa になり、台風経路にあたる領域で東京湾を含めて低い。

(5) T5822 号 (狩野川台風) および T5915 号 (伊勢湾台風) (Fig. 21)

T5822 号 (狩野川台風) は 1958 年 (昭和 33 年) 9 月 26 日 21 時 30 分中心気圧 955 hPa で伊豆半島南端をかすめ、27 日 0 時神奈川県江ノ島付近に上陸、横浜を経て 1 時に東京を NE 方向に通過した。最低観測気圧は横浜で 968.5 hPa、東京で 970.7 hPa である。本台風はとくに中伊豆地方の狩野川流域に空前の洪水・土砂災害をもたらした。東京湾で 27.5~32.5 m/s の S 寄りの強風が吹送した^[7]が、高潮偏差は 70 cm 程度とあまり大きくなく、干潮時の台風通過により高潮被害は低めに抑えられた。死者・行方不明者 1,269 名、浸水被害 52 万棟に達する。最低気圧は伊豆半島先端の 955 hPa を中心に房総半島、三浦半島、駿河湾西側で 975 hPa に増加する准同心円状分布を示す。東京湾内では横浜付近で 970 hPa、東側で 975 hPa であり、伊豆半島先端の領域と比べて高いけれども、絶対値としてはかなり低い。

T5915 号 (伊勢湾台風) は Fig. 1 と 3.2(3) で示したように、1959 年 9 月 26 日 18 時頃紀伊半島に上陸、NNE 方向に進行して名古屋の西側を通り、北陸・東北地方沖合の日本海から青森県を横断して太平洋に抜けた。台風は関東沿岸海域からかなり離れていたにもかかわらず、東京湾で 25~30 m/s の S 寄りの強風が吹送し^[7]、100 cm に達する高潮偏差が生じた。全国の死者・行方不明者 5,098 名、浸水被害 36.4 万棟に及ぶ未曾有の大被害を蒙った。最低気圧は御前崎東側で 987.5 hPa、伊豆半島南端で

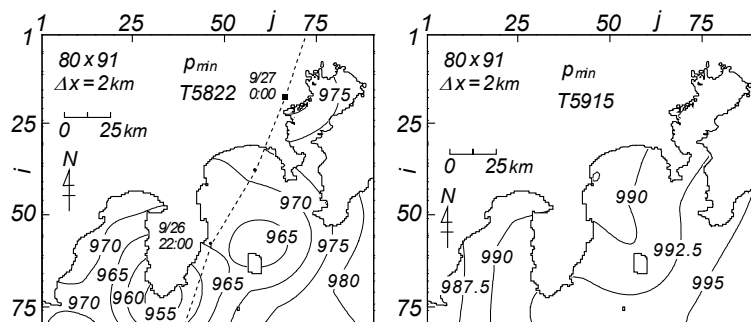


Fig. 21 Spatial distribution of the lowest sea level pressure induced by either Typhoon T5822 or T5915 on Kanto sea area.

992.5 hPa, 房総半島沖合で 995 hPa と E 方向に増える。相模湾では湾奥から湾外で 990 hPa 弱から 992.5 hPa, 東京湾で 990~992.5 hPa をとる。気圧値は全体としてあまり低くない。

4. 結 語

本研究では瀬戸内海, 伊勢湾, 東京湾を含む関東沿岸海域の周辺気象官署で過去約 100 年にわたり取得されてきた SDP 気圧観測資料から 1911~1972 年の 35 ケースの巨大台風時の 10 分間隔 SDP 気圧資料を求めるとともに, これと対象領域の境界上複数地点で Myers 式を仮定する天気図解析から得た計算気圧資料に空間補間法を適用して, 3 海域における各台風時の 2 km 間隔気圧分布資料を 10 分間隔で作成した。最低気圧の空間分布の特徴を各海域の台風ごとに検討したところ, いずれの台風についても気圧は台風経路に沿った最小域を中心として, 地形の影響等による多少の空間的凹凸を伴いながら, 周囲に向けて准同心円状に増加する分布形状をとることがわかった。この分布状況は個々の台風内の気圧分布を代表すると常識的に考えられることから, 内海・内湾の高潮計算における適正な入力資料を構成する。

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 年間の海上風分布の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・大福 学・野中浩一・畑田佳男: SDP 風資料に基づく内湾・内海の海上風分布の特性, 工学ジャーナル (愛媛大学), 第 9 巻, pp.1-13, 2010.
- [3] 塩野清治・弘海原 清・升本真二: パソコンで不規則に分布するデータを格子点データに変換してコンターマップを作成する方法(1)—加重一次補間法, 情報地質(10), pp.65-78, 1985.
- [4] 畑田佳男・山口正隆・野中浩一・大福 学: 瀬戸内海における 1918~2005 年の海上風・波浪推算資料を用いた風速と波高の極値の推定, 工学ジャーナル (愛媛大学), 第 10 巻, pp.26-55, 2011.
- [5] 山口正隆・畑田佳男・大福 学・野中浩一: 瀬戸内海における風速・波高の再現確率値の再評価, 工学ジャーナル (愛媛大学), 第 11 巻, pp.129-163, 2012.
- [6] 山口正隆・畑田佳男・大福 学・野中浩一: 1921~2005 年の巨大ストームに伴う伊勢湾の風速と波高の極値の推定, 工学ジャーナル (愛媛大学), 第 11 巻, pp.70-92, 2012.
- [7] 山口正隆・畑田佳男・大福 学・野中浩一: 1911~2005 年の巨大ストームに伴う東京湾の風速と波高の極値の推定, 工学ジャーナル (愛媛大学), 第 11 巻, pp.42-69, 2012.
- [8] 山口正隆・畑田佳男・大福 学・野中浩一: 瀬戸内海, 伊勢湾, 東京湾における 1917~1972 年の巨大台風時の海上風と波高の時空間変化の図面集, 工学ジャーナル (愛媛大学), 第 12 巻, 2013 (投稿中) .
- [9] 山口正隆・畑田佳男: 台風 4910 号 (キティ) に伴う異常波浪の追算, 愛媛大学工学部紀要, 13 巻, pp.175-185, 1994.

内湾・内海における気圧・風速・波高の季節別長期変動の特性

Trend and Jump Characteristics of Season-Separated Data of Sea Level Pressures, Wind Speeds and Wave Heights in the Inner Bay Areas and the Inland Sea

山口正隆*・野中浩一**・畑田佳男***

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

This paper presents the results of season-separated trend and jump analyses for 45-year data of measured sea level-corrected pressures at on-land meteorological stations, pressure-based wind speeds at coastal and sea stations and hindcast-based wave heights at sea stations in Kanto sea area including Tokyo Bay, Ise Bay area and the Seto Inland Sea area. The main conclusions are as follows; 1) High pressure-related mean data in winter at all stations indicate a statistically significant increasing trend, while the other mean data show a non-significant trend. 2) Strong wind speed-related mean data in summer yield increasing trends at the eastern stations and decreasing trends at the utmost western stations. 3) Large wave height-related mean data in both summer and winter at some stations of the Western Seto Inland Sea give either increasing or decreasing trends station by station. 4) Statistically significant trend in each data may be substantially replaced by jump putting a turning year on around 1986-1987.

Key Words ; 45-year data, sea level pressures, wind speeds, wave heights, trend and jump analyses, summer and winter, whole year, Kanto sea area, Ise Bay, the Seto Inland Sea

1. 緒 言

内湾・内海における海上風や波浪の極値を推定するために、山口ら^{[1], [2]}は対象海域周辺に位置する気象官署で約100年間にわたり取得されてきた観測資料 (Surface Data Product, SDP 資料) のうち、SDP 風資料から対象海域の海上・沿岸観測地点の風を有意な精度で求めたのち、これらの資料等を用いて海上風分布を推定する方法を開発した。本方法の適用においては、SDP 風資料がもつ測風条件の経年変化に伴う非等質性を概略で除去したものの、結果の信頼性に不安を残すため、風やこれを用いて推定した波浪の長期変動を検討する場合に不確実性を伴う^[3]。一方、SDP 風資料と同時に取得されてい

*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24年10月5日

るSDP（海面更正）気圧資料は非等質性をほとんどもたないので、SDP気圧資料から推定した海上風資料と、これを入力条件とする波浪資料も非等質性の問題を免れると考えられる。こうした観点から、山口ら^{[4], [5]}は東京湾を含む関東沿岸海域、伊勢湾、瀬戸内海の3海域の周辺陸域に位置する気象官署における1961～2005年（45年間）の1時間間隔SDP気圧資料を用いて、対象3海域の海上・沿岸観測地点における観測相当風を求めたのち、空間補間を通じて海上風分布を推定し、さらにこれを入力条件とする波浪推算を行った。そして各観測地点における観測気圧、観測相当（推算）海上風速、推算波高の45年間資料を解析し、各種年別平均値資料の傾向変動やジャンプの特性を調べた。

本研究では、同じ45年間の資料を各年4季節に分けて解析し、このうち夏季（6～8月、45年間）と冬季（12～2月、44年間）の気圧・風速・波高の各資料に含まれる長期変動、すなわち傾向変動および不連続的な変化（ジャンプ）の特性を調べる。解析では季節別の各種平均値資料と年別の各種平均値資料^{[4], [5]}を使用するが、季節別資料においては標本の大きさの減少に伴う各種平均値の統計的変動の増大によって、季節別資料に対する解析結果の信頼性が通年資料の場合より低下する傾向をもつ点に留意する必要がある。

2. 海上風と波浪の推算方法および資料解析法

2.1 観測相当風と海上風分布の計算法^[4]

Fig. 1は本研究で使用する気圧観測地点の位置を関東沿岸領域（17地点）、伊勢湾領域（10地点、

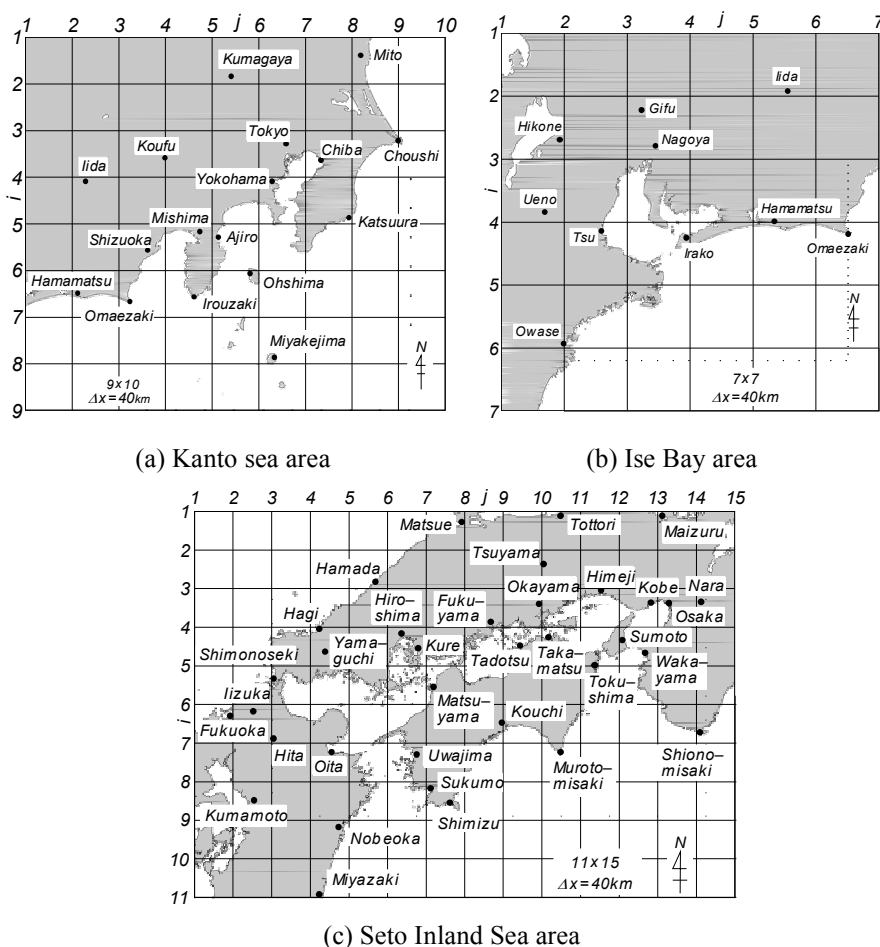


Fig. 1 Input points of measured atmospheric pressure on a 40 km-distance grid.

飯田, 御前崎, 浜松の3地点が関東沿岸領域のものと同重複), 瀬戸内海領域 (40 地点のうち, 図では西郷, 巖原, 福江, 長崎, 鹿児島) の5地点を除く領域内 35 地点) において示す。各領域の格子間隔は 40 km, 資料期間は 1961~2005 年の 45 年, 時間間隔は 1 時間である。1990 年以前の 3 時間間隔資料は 1 時間ごとに直線補間する。本研究では, 気圧・風速・波高の 3 要素について極値でなく気候学的特性を検討することから, 3 時間あるいは 1 時間の間の中間時点を生起時刻とする日別最低気圧観測値資料は使用しない。

SDP 気圧資料より, つぎの手順で海上風分布を求める。

- ①全観測地点の SDP 気圧資料から空間補間により 40 km 格子網上の気圧値を求める。
- ②傾度風近似に基づく 10 m 高度 (気圧) 風速を 40 km 格子網上で計算する。
- ③Fig. 2 に示す格子間隔 2 km の各海域格子網上の海上・沿岸観測地点における気圧風速を空間補間により求める。観測相当風向資料として SDP 風資料に基づく補間風向資料を用いる。
- ④海上・沿岸観測地点の観測風速と気圧風速の間で得た 2 種類の回帰式を順に用いて観測相当風速を求める。
- ⑤海上・沿岸観測地点の観測相当風と外洋境界上地点の入力風 (台風モデル風を組み込んだ表面風再

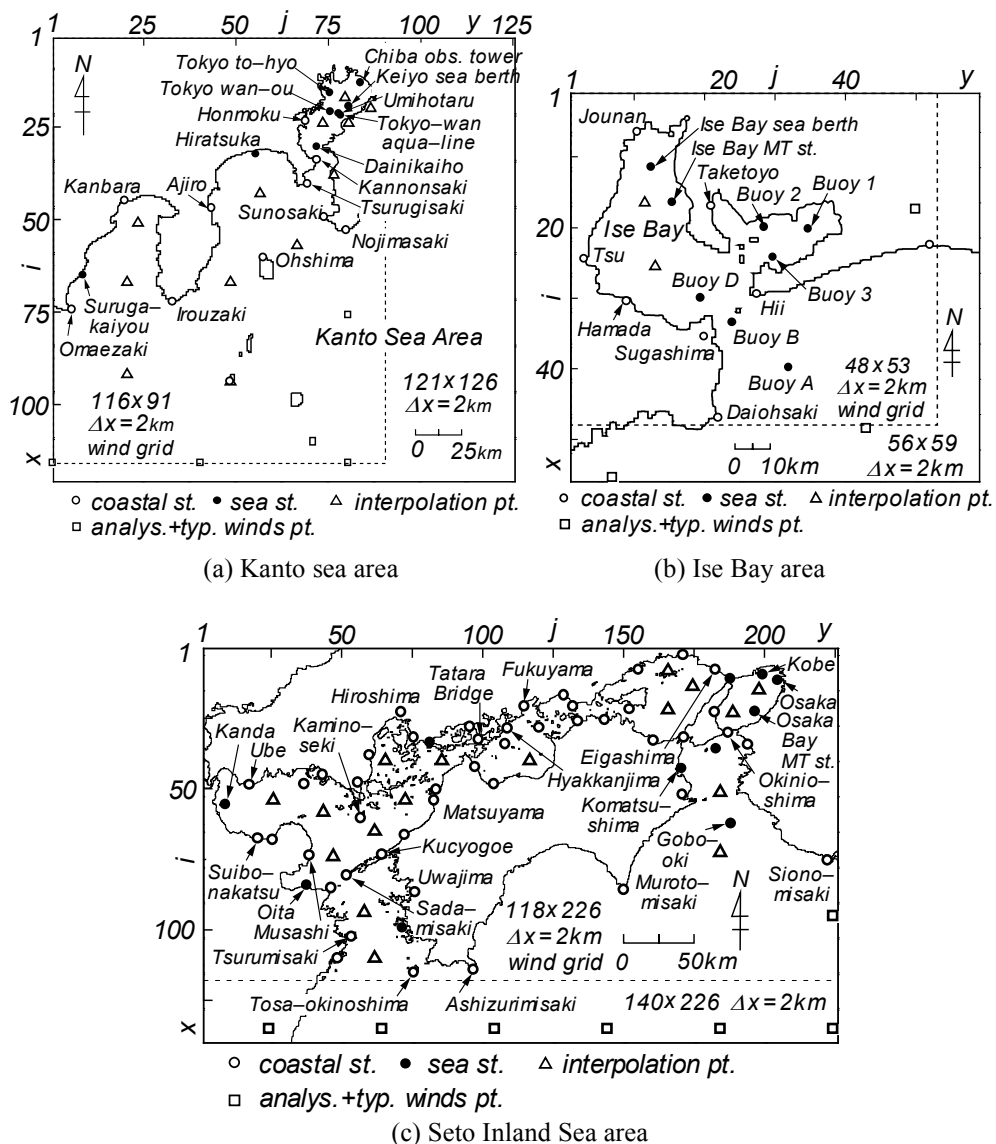


Fig. 2 Locations of points where wind data are given on the concerned sea area for estimating sea wind distribution.

解析 (NCEP 風) 資料) を 2 段階で空間補間し, Fig. 2 における海上風分布 (格子間隔 2 km) を求める。

2.2 波浪推算の方法^[4]

波浪推算は Fig. 3 に示すように, 格子間隔 5 km の北西太平洋領域に格子間隔 1 km の小領域格子網 (関東沿岸海域) と 0.1 km の小格子網 (東京湾) を組み込んだ 3 段階高地形解像度格子網や, 0.1 km の小領域格子網 (伊勢湾) または 0.5 km の小領域格子網 (瀬戸内海) をそれぞれ組み込んだ 2 段階高地形解像度格子網において 1 点浅海モデルにより実施する。波浪推算 (観測) 地点は関東沿岸海域で 3 地点 (東京灯標, アシカ島, 平塚) と伊勢湾で 3 地点 (ブイ A, 浜田, 四日市), 瀬戸内海で 9 地点 (小松島, 沖ノ島南, MT 局, 神戸, 大阪, 三本松, 荻田, 大分, 佐田岬漁港) に加えて波浪観測資料が得られない福山と長浜の計 11 地点の合計 17 地点である。1 時間ごとの海上風分布は大領域では台風モデル風を埋込んだ NCEP 風資料の 80 km 間隔値, 内湾・内海では SDP 気圧・風資料に基づく海上風の 2 km 間隔値による。周波数成分の数は $f=0.04\sim 1$ Hz を不等分割した 27 個, 方向成分の数は $0\sim 360^\circ$ を 10° で等分割した 37 個とする。波浪推算の時間間隔は外洋から伝播する波浪の影響を受ける地点で 30 分, その影響が小さい内湾・内海の地点で 10 分である。

2.3 資料解析の方法

1961~2005 年 (45 年間) の 1 時間ごとの (海面更正) 気圧, (10 m 高度海上) 風速, (有義) 波高の各資料から 1 年ごとに通年 (1~12 月, 45 年間), 夏季 (6~8 月, 45 年間), 冬季 (12~2 月, 44 年間) について各期間単位 (年・季節・月) の気圧・風速・波高資料の平均値と標準偏差, 風速・波高資料に対して上位 1/10, 1/3, 1/2 の資料の平均値, 気圧資料に対して上位 1/3 と下位 1/10, 1/3, 1/2 の資料の平均値を求めた。ここでは, 夏季, 冬季, 通年の 1/3 最小・1/3 最大平均気圧差 (各平均値から 1,000 hPa を引いた値) $\tilde{p}_{L/3}$, $\tilde{p}_{H/3}$ および 1/3 最大平均風速 $U_{1/3}$ と 1/3 最大平均波高 $H_{s/3}$ のそれぞれの年別値を主な検討対象資料とする。1/3 最小平均気圧差 $\tilde{p}_{L/3}$ は気圧時別値資料の低い気圧部の特性を, 1/3 最大平均気圧差 $\tilde{p}_{H/3}$ は高い気圧部の特性を代表する。また 1/3 最大平均風速 $U_{1/3}$ と 1/3 最

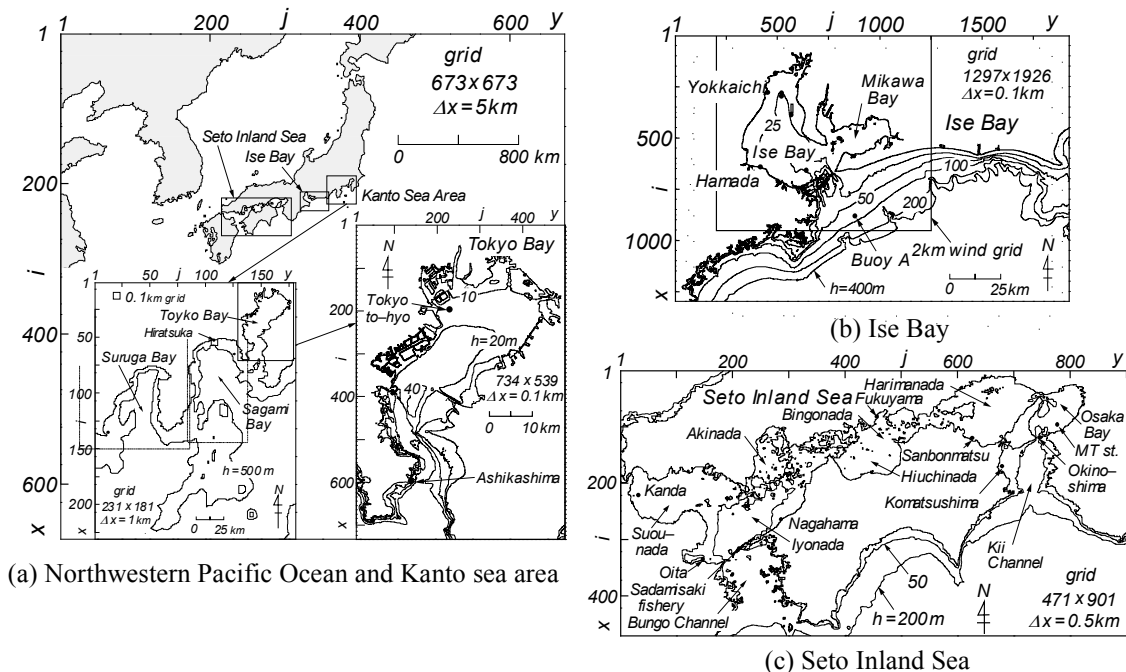


Fig. 3 A nested grid system used in wave hindcasting and location of wave measurement stations in any of Kanto sea area, Ise Bay and the Seto Inland Sea area.

大平均波高 $H_{s/3}$ はそれぞれ高風速部と高波高部を代表する。低風速部・低波高部資料は雑音的要素を多分に含むので、全資料の平均値の使用は避けた方がよいと考えた結果である。もちろん、気圧資料に対して $\tilde{p}_{L/2}$ と $\tilde{p}_{H/2}$ 、風速・波高資料に対して $U_{1/2}$ 、 $H_{s/2}$ も利用可能であるが、ここでは下位側資料（気圧）や上位側資料（気圧・風速・波高）をより強く代表する 1/3 平均値を主に用いる。また限界値を 1/10 とする場合、個々の資料の変動（あるいは誤差）が強く反映されるので、1/10 平均値によって各要素の経年的な変動を議論するのは必ずしも好ましいとは言えない。

傾向変動の解析では各年別値の年系列資料にあてはめた直線の勾配値 $a=0$ という仮説に対する有意水準 5 % の片側 t 検定^[6]に基づく勾配値 a の変動範囲 a_{95} を用い、 $\tilde{a} = a/a_{95}$ として $\tilde{a} \geq 1$ の場合を統計的に有意な増加傾向あり（正の傾向変動、傾向変動指標 $L=1$ ）、 $\tilde{a} \leq -1$ の場合を統計的に有意な減少傾向あり（負の傾向変動、傾向変動指標 $L=-1$ ）、 $|\tilde{a}| < 1$ の場合を統計的に有意な増加・減少傾向なし（傾向変動なし、 $L=0$ ）、とする。ここに、 \tilde{a} を傾向変動強度指数と称する。また別の指標として鈴木^[7]によるトレンド示数 I_t も補助的に用いる。有意水準 5 % の片側検定において基準化したトレンド示数を $\tilde{I}_t = I_t/1.645$ として、 $\tilde{I}_t \geq 1$ の場合を正の傾向変動あり、 $\tilde{I}_t \leq -1$ の場合を負の傾向変動あり、 $|\tilde{I}_t| < 1$ の場合を傾向変動なし、とする。 \tilde{I}_t はもう 1 つの傾向変動強度指数である。

ジャンプの解析では、各年別値（夏、冬、通年）の年系列資料から求めた前半期間（1961～1986 年、26 年間）と後半期間（1987～2005 年、19 年間）の部分期間資料に対する Mann-Whitney の片側 U 検定^[6]を用いる。 U 検定における z 値と有意水準 5 % の値に対する正規分布の z_{95} 値の比 $\tilde{z} = z/z_{95}$ によって、 $\tilde{z} \geq 1$ の場合を統計的に有意な正のジャンプあり、 $\tilde{z} \leq -1$ の場合を統計的に有意な負のジャンプあり、 $|\tilde{z}| < 1$ の場合を統計的に有意なジャンプなし、とする。 \tilde{z} の絶対値はジャンプの強さを表すことから、 \tilde{z} をジャンプ強度指数と称する。ジャンプの境目の年を 1986 年と 1987 年の間とするのは資料の特性をみて判断した結果であり、資料の種類によっては 1～2 年変わることもありうる。なお、低い部分の気圧（添字 pL ）、高い部分の気圧（ pH ）、風速（ U ）、波高（ H ）に対してそれぞれ下付き添字を、夏（ s ）、冬（ w ）、通年（ y ）と 1986 年以前の前半期(1)、1987 年以降の後半期(2)とそれぞれ上付き添字を付加する。因みに、冬季 1/3 最大平均気圧差資料 $\tilde{p}_{H/3}^{(w)}$ に対して ($\tilde{a}_{pH}^{(w)}$, $\tilde{I}_{pH}^{(w)}$, $L_{pH}^{(w)}$, $\tilde{z}_{pH}^{(w)}$, $\tilde{a}_{pH}^{(w)1}$, $\tilde{a}_{pH}^{(w)2}$) と表記する。以下では、上付き添字は状況に応じて適宜付加する。

3. 気圧・風速・波高資料の検討

3.1 風速および波高の観測資料との比較

Fig. 4 は東京湾内に位置する京葉シーバースにおける月別 1/3 最大平均風速 $U_{1/3}$ の経月変化および瀬戸内海西部海域の豊後水道佐田岬半島先端近くの豊後水道側に位置する佐田岬漁港における月別 1/3 最大波高 $H_{s/3}$ の経月変化を示す。また Fig. 5 はそれぞれの散布図を与える。各経月変化図において推算値は観測値によく追従するようにみえる。しかし、散布図によれば、月別風速 $U_{1/3}$ は原点を通る 45° 直線のまわりに、ある程度ばらついてプロットされる。その特性は相関係数 $\rho(U_{1/3})=0.45$ という 1 よりかなり小さい値と勾配値 $a_0(U_{1/3})=1.01$ により代表される。一方、月別波高 $H_{s/3}$ はもともと月別値の年変動幅（年較差）が大きいので、各資料が縦軸・横軸の広い範囲にプロットされ、しかも各資料の 45° 直線からのへだたりが小さいことから、相関係数 $\rho(H_{s/3})=0.93$ 、勾配値 $a_0(H_{s/3})=1.03$ とそれぞれ 1 に近い値を与える。要するに、佐田岬漁港では $H_{s/3}$ に関して推算値と観測値の対応はかなりよい。なお、対象地点すべてについて平均期間を年、季節で見れば、平均期間の長い年別値では推算値と観測値はある程度よく対応するけれども、平均期間が 1/4 になる季節別値では両者に乖離が目立つケースも増加する傾向にあるのは否めない。

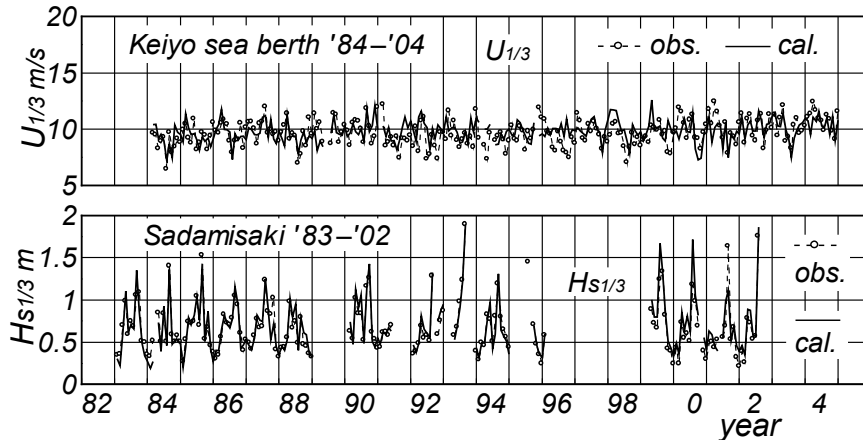


Fig. 4 Time series of monthly-grouped highest 1/3 mean wind speed $U_{1/3}$ obtained from hindcasts and measurements at Keiyo sea berth in Tokyo Bay and those of monthly-grouped highest 1/3 mean wave height $H_{s1/3}$ at Sadamisaki fishery in the Seto Inland Sea.

3.2 気圧の傾向変動

Fig. 6 は 1961~2005 年の夏季(s), 冬季(w), 通年(y)の年別 1/3 最小平均気圧差 $\tilde{p}_{L1/3}^{(s)}$, $\tilde{p}_{L1/3}^{(w)}$, $\tilde{p}_{L1/3}^{(y)}$ および夏季, 冬季, 通年の年別 1/3 最大平均気圧差 $\tilde{p}_{H1/3}^{(s)}$, $\tilde{p}_{H1/3}^{(w)}$, $\tilde{p}_{H1/3}^{(y)}$ の経年変化を東京について与える。各気圧差年系列は, よく知られている 1963 年 1 月の異常に低い気圧の影響を受けた 1963 年冬季 1/3 最小平均気圧差値を含む $\tilde{p}_{L1/3}^{(w)}$ 資料を除いて, 年ごとの多少の変動を伴うだけで目立った特徴を示さないが, 冬季 1/3 最大平均気圧差 $\tilde{p}_{H1/3}^{(w)}$ の年系列は増加傾向をもつようにみえる。また 1986~1987 年を境とする正のジャンプがあるようにもみえる。有意水準 5% の片側 t 検定では, 夏

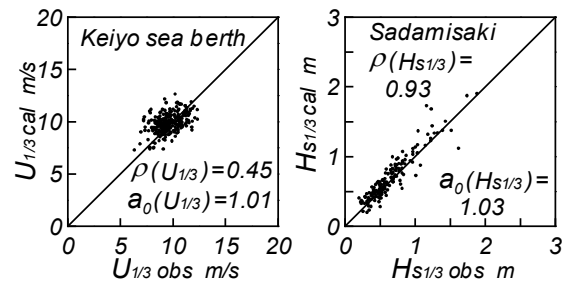


Fig. 5 Scatter diagram between hindcasts and measurements for $U_{1/3}$ at Keiyo sea berth in Tokyo Bay and that for $H_{s1/3}$ at Sadamisaki fishery in the Seto Inland Sea.

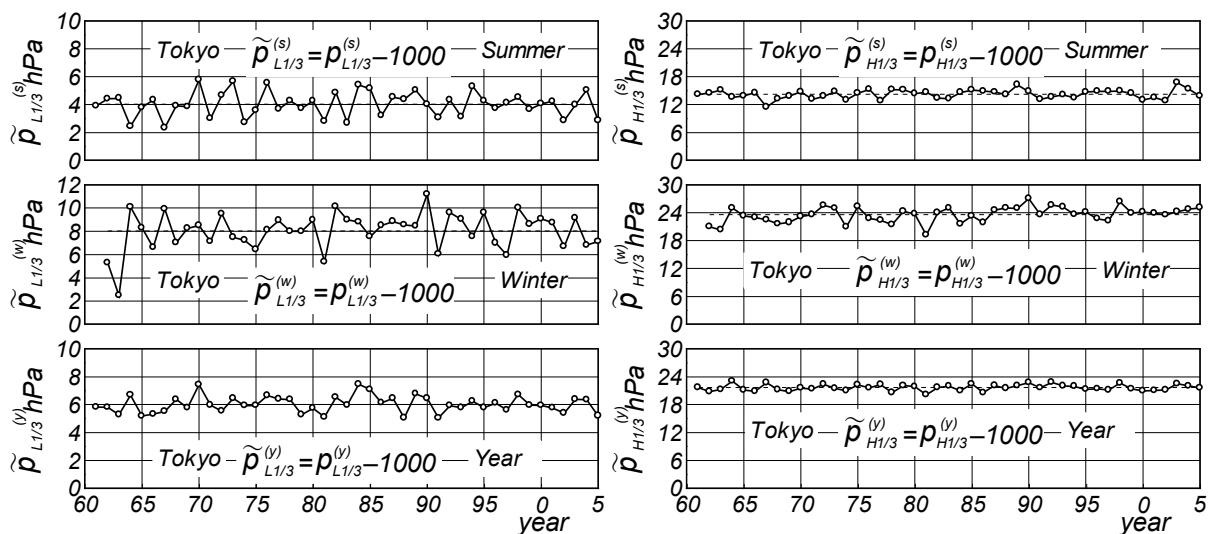


Fig. 6 Interannual variations of lowest 1/3 mean pressure differences in any of summer, winter and year $\tilde{p}_{L1/3}^{(s)}$, $\tilde{p}_{L1/3}^{(w)}$, $\tilde{p}_{L1/3}^{(y)}$ and those of corresponding highest 1/3 mean values $\tilde{p}_{H1/3}^{(s)}$, $\tilde{p}_{H1/3}^{(w)}$, $\tilde{p}_{H1/3}^{(y)}$ at Tokyo.

季の $\tilde{p}_{L/3}^{(s)}$ に対して $\tilde{a}_{pL}^{(s)}=0.08 (L_{pL}^{(s)}=0)$, $\tilde{I}_{pL}^{(s)}=-0.05$, $\tilde{z}_{pL}^{(s)}=0.15$, 冬季の $\tilde{p}_{L/3}^{(w)}$ に対して $\tilde{a}_{pL}^{(w)}=0.76 (L_{pL}^{(w)}=0)$, $\tilde{I}_{pL}^{(w)}=0.67$, $\tilde{z}_{pL}^{(w)}=0.54$, 通年の $\tilde{p}_{L/3}^{(y)}$ に対して $\tilde{a}_{pL}^{(y)}=0.07 (L_{pL}^{(y)}=0)$, $\tilde{I}_{pL}^{(y)}=0.09$, $\tilde{z}_{pL}^{(y)}=-0.31$ をとり, また夏季の $\tilde{p}_{H/3}^{(s)}$ に対して $\tilde{a}_{pH}^{(s)}=0.71 (L_{pH}^{(s)}=0)$, $\tilde{I}_{pH}^{(s)}=0.52$, $\tilde{z}_{pH}^{(s)}=0.31$, 冬季の $\tilde{p}_{H/3}^{(w)}$ に対して $\tilde{a}_{pH}^{(w)}=1.68 (L_{pH}^{(w)}=1)$, $\tilde{I}_{pH}^{(w)}=1.57$, $\tilde{z}_{pH}^{(w)}=1.87$, 通年の $\tilde{p}_{H/3}^{(y)}$ に対して $\tilde{a}_{pH}^{(y)}=0.14 (L_{pH}^{(y)}=0)$, $\tilde{I}_{pH}^{(y)}=0.38$, $\tilde{z}_{pH}^{(y)}=0.54$ を示す。すなわち, 冬季において高い気圧部を代表する $\tilde{p}_{H/3}^{(w)}$ は統計的に有意な正の増加傾向および正のジャンプを与え, その強度もある程度有意な大きさをもつ。期間別では $\tilde{p}_{H/3}^{(w)}$ は 1986 年以前の前半期間の資料に対して期間別傾向変動強度指数 $\tilde{a}_{pH}^{(w)1}=0.18$, 1987 年以降の後半期間の資料に対して $\tilde{a}_{pH}^{(w)2}=-0.77$ と, いずれも有意な傾向変動を与えないことから, $\tilde{p}_{H/3}^{(w)}$ は正の傾向変動というよりむしろ 1986~1987 年を境とする統計的に有意な正のジャンプ ($\tilde{z}_{pH}^{(w)}=1.87$) をもつと言える。一方, $\tilde{p}_{H/3}^{(w)}$ を除く他の 5 つの統計量 $\tilde{p}_{L/3}^{(s)}$, $\tilde{p}_{L/3}^{(w)}$, $\tilde{p}_{L/3}^{(y)}$, $\tilde{p}_{H/3}^{(s)}$, $\tilde{p}_{H/3}^{(y)}$ は有意な傾向変動やジャンプを与えない。とくに, 低い気圧部を代表する $\tilde{p}_{L/3}^{(w)}$ に対する傾向変動の判別結果には 1963 年の異常に低い気圧の影響は現われていない。

Fig. 7 は夏季, 冬季, 通年の年別気圧差資料の各種平均統計量 ($\tilde{p}_{L/10}$, $\tilde{p}_{L/3}$, $\tilde{p}_{L/2}$, \tilde{p}_m , $\tilde{p}_{H/3}$) に対する傾向変動強度指数 \tilde{a}_p と \tilde{I}_{tp} の関係をそれぞれ示す。添字 m は平均値を表す。各種平均値資料は 45° 直線のまわりにプロットされることか

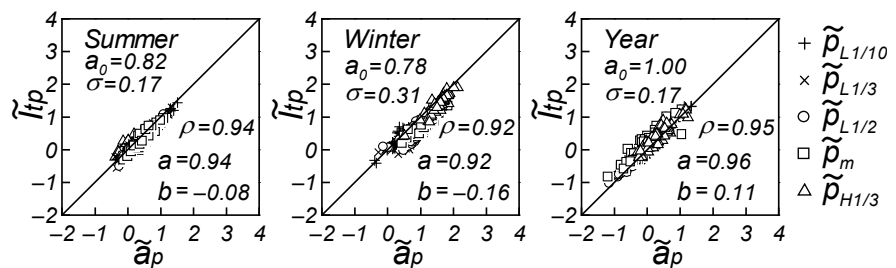


Fig. 7 Scatter diagram between trend strength indices \tilde{a}_p and \tilde{I}_{tp} for various kinds of mean sea level pressure in any of summer, winter and year.

ら, 粗い近似では \tilde{a}_p と \tilde{I}_{tp} はほぼ符合すると言える。 \tilde{a}_p や \tilde{I}_{tp} は夏季と冬季の各種平均値資料において多くを正の値とする。このうち, $\tilde{a}_p > 1$ や $\tilde{I}_{tp} > 1$ の資料は夏季には少数に限られるのに対して, 冬季には $\tilde{p}_{H/3}^{(w)}$ の場合に最も多く, ついで $\tilde{p}_m^{(w)}$ の場合となる。つまり, 検討対象とした関東地方の水戸から九州南部の鹿児島に至る地域では, 冬季の高い気圧部を代表する $\tilde{p}_{H/3}^{(w)}$ が経年的に増加傾向 (あるいは後出の解析では正のジャンプ) を示す。なお, 通年単位では大部分の各種平均値資料は $|\tilde{a}_p| < 1$ や $|\tilde{I}_{tp}| < 1$ の値をとり, 傾向変動をもたない。わずかな数の各種平均値資料が正または負の有意な傾向変動を与えるに過ぎない。

Fig. 8 は $\tilde{p}_{L/3}$ の年系列資料における傾向変動強度指数 \tilde{a}_{pL} とジャンプ強度指数 \tilde{z}_{pL} および期間別傾向変動強度指数 \tilde{a}_{pL}^1 , \tilde{a}_{pL}^2 の地点別プロットを夏季, 冬季, 通年の順に示す。地点数は関東地方の水戸から西側へ向けて九州地方の鹿児島に至る 61 である。低い気圧部を代表する $\tilde{p}_{L/3}$ については $1 < \tilde{a}_{pL} < 1.3$ の弱い正の傾向変動を示す地点が夏季, 冬季ともにみられ, その数はとくに舞鶴より西側の 30 地点のうち夏季で 8 地点, 冬季で 7 地点になる。通年単位では傾向変動はみられない。全体的に傾向変動強度指数 \tilde{a}_{pL} は統計的有意性をほとんど示さないものの, 東から西の地点に向けて増加傾向にあり, 冬季より夏季にこの傾向が著しい。通年ではこれはほとんどみられない。ジャンプ強度指数 \tilde{z}_{pL} は傾向変動強度指数 \tilde{a}_{pL} に連動して変化し, 夏季に明確にみられる。ただし, \tilde{z}_{pL} は \tilde{a}_{pL} よりやや小さい値をとることから, $\tilde{a}_{pL} \geq 1$ の地点のなかで $\tilde{z}_{pL} \geq 1$ を与える地点数は夏季で上記の 8 地点のうち 3 地点 ($1 < \tilde{z}_{pL} < 1.3$), 冬季で上記の 7 地点のうち 0 である。通年では $\tilde{a}_{pL}^{(y)}=-0.90$, $\tilde{z}_{pL}^{(y)}=-1.01$ をとる洲本を除いて 60 地点で $|\tilde{a}_{pL}^{(y)}| < 1$ かつ $|\tilde{z}_{pL}^{(y)}| < 1$ である。期間別変動強度指数は夏季には前半期間 ($\tilde{a}_{pL}^{(s)1}$) で地点間の変化を伴わないが, 後半期間 ($\tilde{a}_{pL}^{(s)2}$) で東から西の地点にかけて増加する。しかし, 両期間で $|\tilde{a}_{pL}^{(s)1}| < 1$ かつ $|\tilde{a}_{pL}^{(s)2}| < 1$ であり, 統計的に有意な傾向変動を与えない。冬季には前半期間の $\tilde{a}_{pL}^{(w)1}$ は 1 前後の値,

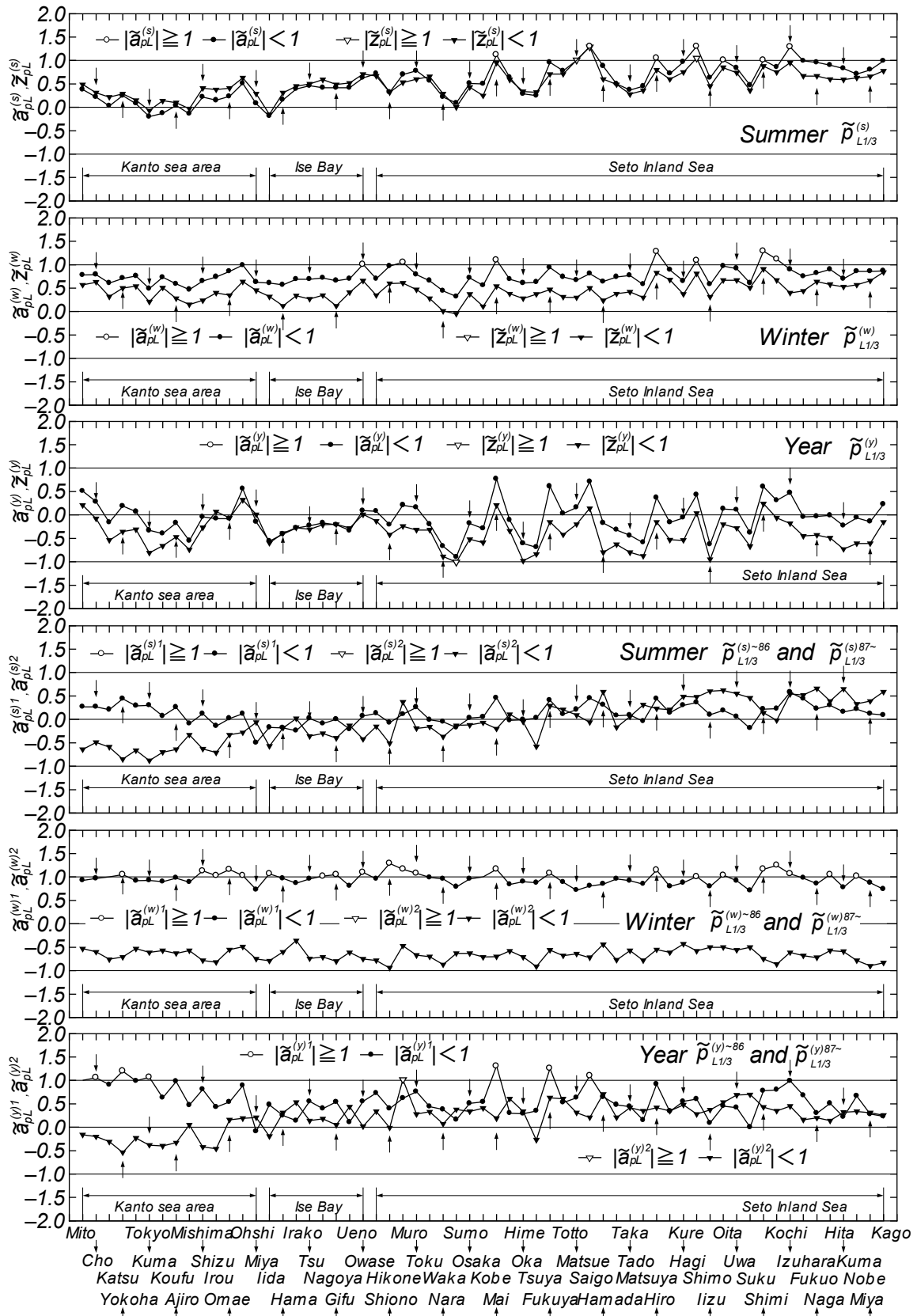


Fig. 8 Alongshore plots of trend intensity indices \tilde{a}_{pL} , \tilde{a}_{pL}^1 , \tilde{a}_{pL}^2 and jump intensity index \tilde{z}_{pL} in annual series of lowest 1/3 mean pressure $\tilde{p}_{L/3}$, in cases where the averaging period is any of summer, winter and year.

後半期間の $\tilde{a}_{pL}^{(w)2}$ は -1 ~ -0.5 の値をとり、期間別資料の $\tilde{a}_{pL}^{(w)1}$ と $\tilde{a}_{pL}^{(w)2}$ が典型的に正負の符号を異にするものの、地点間の変化が小さい。前半期間の $\tilde{a}_{pL}^{(w)1}$ は 1 を越える地点でもせいぜい 1.2 であるので、弱い正の傾向変動を示唆するにとどまる。通年では $\tilde{a}_{pL}^{(y)1}$ と $\tilde{a}_{pL}^{(y)2}$ は両季節の特性が重なった挙動を示し、結果的には前半期間で $\tilde{a}_{pL}^{(y)1} = 1 \sim 1.3$ の地点が 7 地点である。水戸から鹿児島に至る 61 地点の 1/3 最小平均気圧差年系列資料 (1961 ~ 2005 年) は年のみならず夏季や冬季においても統計的に有意な傾向変動やジャンプをほとんどもたず、例外的に夏季に舞阪以西の少数の地点でごく弱い傾向変動やジャンプを示すに過ぎない。

Fig. 9 は $\tilde{p}_{H1/3}$ の年系列資料に対して Fig. 8 と同様の結果を与える。高い気圧部を代表する $\tilde{p}_{H1/3}$ は、夏季には水戸を除くいずれの地点においても有意な傾向変動を示さないが、冬季には水戸から鹿児島に至るすべての検討地点で相対的に強い正の傾向変動 (61 地点のうち 48 地点で $1.5 < \tilde{a}_{pH}^{(w)} < 2$, 13 地点で $1 \leq \tilde{a}_{pH}^{(w)} \leq 1.5$) をもつ。通年単位では、舞鶴より西側の 4 地点で弱い正の傾向変動 ($1 < \tilde{a}_{pH}^{(y)} < 1.2$) を与えるに過ぎず、他の地点ではすべて $|\tilde{a}_{pH}^{(y)}| < 1$ をとり、傾向変動を示さない。 \tilde{z}_{pH} は夏季、冬季、通年のいずれのケースでも \tilde{a}_{pH} と連動し、とくに有意な傾向変動がみられる冬季の $\tilde{a}_{pH}^{(w)}$ のケースで著しい。この結果、夏季ではいずれの地点でも $\tilde{z}_{pH}^{(s)}$ は統計的に有意なジャンプの存在を示唆しないのに対して、冬季では $\tilde{z}_{pH}^{(w)}$ は 61 地点のうち 59 地点で有意なジャンプを与える。このうち水戸から鹿児島の間 48 地点で $1.5 < \tilde{z}_{pH}^{(w)} < 2.1$ を示し、 $1.1 < \tilde{z}_{pH}^{(w)} < 1.5$ をとる残り 11 地点の中で 10 地点が浜田以西に位置する。期間別資料の \tilde{a}_{pH}^1 , \tilde{a}_{pH}^2 は夏季には $|\tilde{a}_{pH}^{(s)1}| < 1$, $|\tilde{a}_{pH}^{(s)2}| < 1$ で、1986 年以前では大部分の地点で $\tilde{a}_{pH}^{(s)1} = 0 \sim 0.5$, 1987 年以降では $\tilde{a}_{pH}^{(s)2} = -0.2 \sim 0.3$ の範囲にある。つまり、夏季には $\tilde{p}_{H1/3}^{(s)}$ の年系列資料に対して傾向変動もジャンプも検出されない特徴を支持する。

冬季には 1986 年以前の前半期資料で $\tilde{a}_{pH}^{(w)1}$ は東側の地点の 0.1 から西側の地点の 1 へと西に向けて漸増し、1987 年以降の後半期資料で $\tilde{a}_{pH}^{(w)2}$ は -1 前後の値 (-1.5 ~ -0.4) の値をとり、西側の地点で 0 に近づく傾向を示す。こうした期間別資料の $\tilde{a}_{pH}^{(w)1}$ と $\tilde{a}_{pH}^{(w)2}$ の値を考慮すると、冬季年別資料 $\tilde{p}_{H1/3}^{(w)}$ は 1986 ~ 1987 年を境とする統計的に有意なジャンプの特性をもつと判断される。

通年単位では $\tilde{z}_{pH}^{(y)} > 1$ をとる地点は飯田以西の 10 地点であるが、その最大値は 1.4 となってジャンプの強度はあまり強くない。通年単位の期間別資料による $\tilde{a}_{pH}^{(y)1}$ と $\tilde{a}_{pH}^{(y)2}$ の地点間の挙動は冬季ケースの $\tilde{a}_{pH}^{(w)1}$ と $\tilde{a}_{pH}^{(w)2}$ のそれと類似するが、1987 年以降の後半期資料の $\tilde{a}_{pH}^{(y)2}$ が西に位置する地点ほど -1 を大きく下まわり、負の強い傾向変動を示す。通年の $\tilde{p}_{H1/3}^{(y)}$ の年系列資料には統計的に有意な傾向変動やジャンプの特性はほとんど認められないが、舞鶴以西の 4 地点で正の弱いジャンプが検出される。これはジャンプというよりむしろ $\tilde{p}_{H1/3}^{(y)}$ の年別資料の前半期間の増加傾向と後半期間の減少傾向を表すと考えられる。大略では、水戸 ~ 鹿児島間の気圧観測地点で冬季の高い気圧部を代表する上位 1/3 最大平均気圧差資料 $\tilde{p}_{H1/3}^{(w)}$ が統計的に有意な正の傾向変動をもつが、これはむしろ 1986 ~ 1987 年を境とするジャンプを表すと言える。

3.3 風速の傾向変動

Fig. 10 は 45 年間の 10 m 高度海上風速資料より得た夏季、冬季、通年の年別 1/3 最大平均風速 $U_{1/3}^{(s)}$, $U_{1/3}^{(w)}$, $U_{1/3}^{(y)}$ の経年変化を伊勢湾シーバースについて示す。これらは顕著な経年変動を伴わないが、夏季と通年の資料には経年的な増加傾向あるいはジャンプがあるように見える。傾向変動・ジャンプ解析によれば、夏季では $\tilde{a}_U^{(s)} = 1.52 (L_U^{(s)} = 1)$, $\tilde{I}_U^{(s)} = 1.45$, $\tilde{z}_U^{(s)} = 1.84$, 冬季では $\tilde{a}_U^{(w)} = 0.76 (L_U^{(w)} = 0)$, $\tilde{I}_U^{(w)} = 0.59$, $\tilde{z}_U^{(w)} = 0.89$, 通年では $\tilde{a}_U^{(y)} = 1.66 (L_U^{(y)} = 1)$, $\tilde{I}_U^{(y)} = 1.47$, $\tilde{z}_U^{(y)} = 1.52$ であるから、夏季と通年の年別資料は統計的に有意な増加傾向あるいはジャンプをもち、通年の年別資料の場合にその傾向がより強い特性が示唆される。また、夏季の前半期資料で $\tilde{a}_U^{(s)1} = -0.64$, 後半期資料で $\tilde{a}_U^{(s)2} = 0.45$ であるから、夏季の $U_{1/3}^{(s)}$

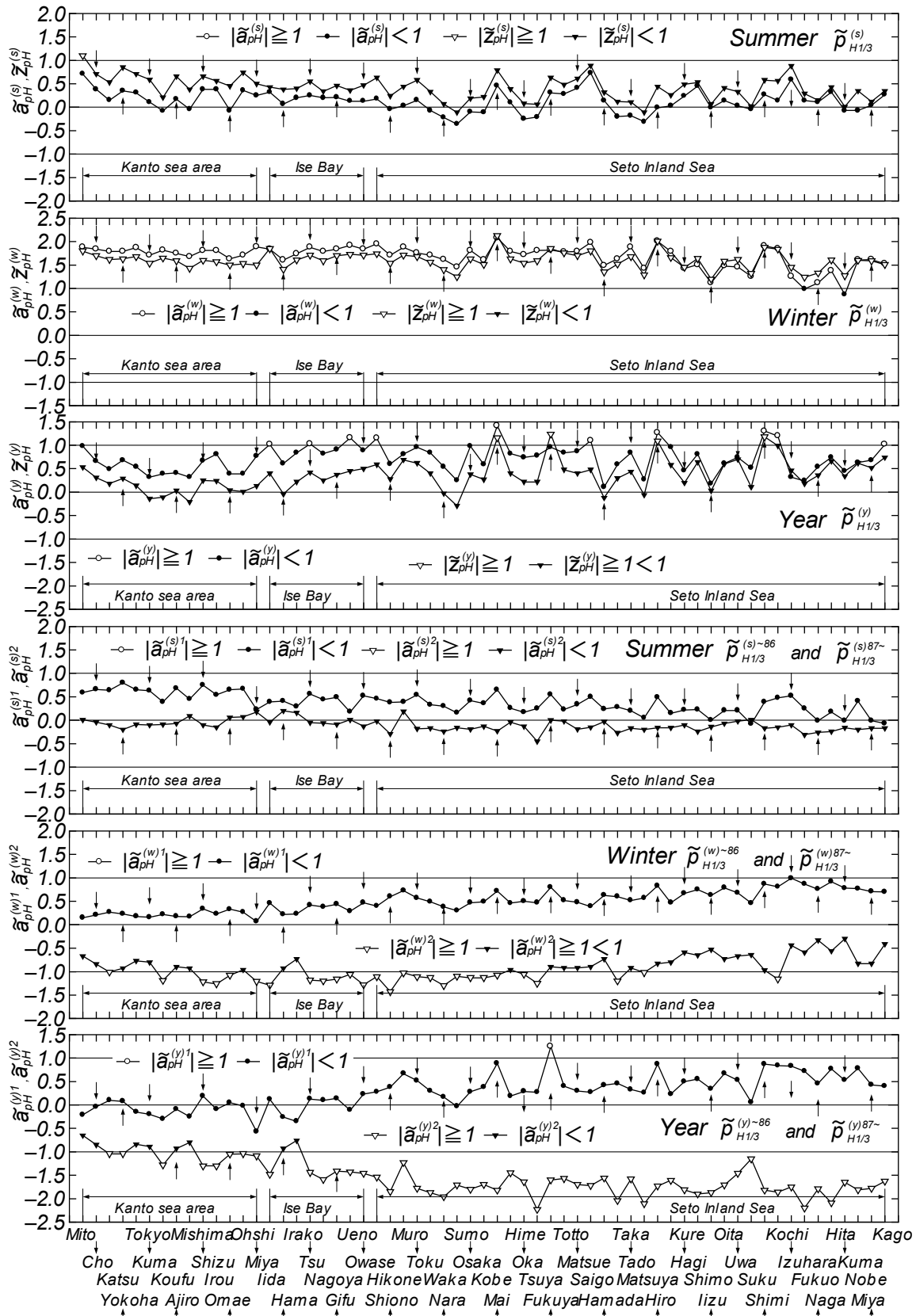


Fig. 9 Alongshore plots of trend intensity indices \tilde{a}_{pH} , \tilde{a}_{pH}^1 , \tilde{a}_{pH}^2 and jump intensity index \tilde{z}_{pH} in annual series of highest 1/3 mean pressure $\tilde{p}_{H/3}$, in cases where the averaging period is any of summer, winter and year.

年別資料は統計的に有意な一方向的増加傾向よりむしろ、1986～1987年を境とする有意なジャンプの挙動を示唆する。通年の前半期資料では $\tilde{a}_U^{(y)1}=1.40$ 、後半期資料では $\tilde{a}_U^{(y)2}=-1.84$ であるから、各期間の有意な増加・減少傾向とともに有意なジャンプの挙動を与える。

Fig. 11は各種平均統計量($U_{1/10}$, $U_{1/3}$, $U_{1/2}$, U_m , U_σ)に対する傾向変動強度指数 \tilde{a}_U と \tilde{I}_{UV} の散布図を夏季、冬季、通年の各ケースについて図示する。ここに、添字 σ は標準偏差を表す。この場合も各資料値は原点を通る45°直線のまわりにプロットされることから、近似的に $\tilde{a}_U \approx \tilde{I}_{UV}$ が成立し、両者の値はほぼ符合する。したがって、 \tilde{a}_U と \tilde{I}_{UV}

は傾向変動に対してほぼ同等の判別結果を生じる。図によると、夏季には \tilde{a}_U , \tilde{I}_{UV} のいずれも正の値を与え、 $|\tilde{a}_U| < 1$ かつ $|\tilde{I}_{UV}| < 1$ をとる標準偏差に対する資料値を除いて、多くの資料値が $\tilde{a}_U > 1$ かつ $\tilde{I}_{UV} > 1$ の値をもち、全体として統計的に有意な正の傾向変動を示す。冬季では \tilde{a}_U や \tilde{I}_{UV} の値が夏季に比べて小さくなり、 $\tilde{a}_U < 0$ かつ $\tilde{I}_{UV} < 0$ をとる資料値も多くみられるし、 $\tilde{a}_U < -1$ かつ $\tilde{I}_{UV} < -1$ をとる資料値も少数ながらある。冬季でも

標準偏差に対する資料値は $|\tilde{a}_U| < 1$ かつ $|\tilde{I}_{UV}| < 1$ に納まるケースが多い。通年では資料値は夏季と冬季の結果を合成したような分布状況を示し、

($\tilde{a}_U > 1$, $\tilde{I}_{UV} > 1$), ($\tilde{a}_U < -1$, $\tilde{I}_{UV} < -1$), ($|\tilde{a}_U| < 1$, $|\tilde{I}_{UV}| < 1$)の3種類に全資

料がほぼ分類される。なお、標準偏差に対する \tilde{a}_U や \tilde{I}_{UV} は±1の範囲内に納まるケースが多く、他の平均統計量に対する \tilde{a}_U や \tilde{I}_{UV} と異質の挙動を示すこと、計算に使用する資料数を上位1/10に限定する $U_{1/10}$ は相対的に強い統計的変動をもち、この特性が \tilde{a}_U や \tilde{I}_{UV} に反映される傾向にあることを考慮すると、安定した傾向変動解析結果を得るためには、 U_σ と $U_{1/10}$ を検討対象から除外した方がよいかもされない。

Fig. 12は夏季、冬季、通年の1/3最大平均風速 $U_{1/3}$ の各資料から得た \tilde{a}_U と \tilde{z}_U および期間別資料から得た \tilde{a}_U^1 , \tilde{a}_U^2 の地点別プロットをそれぞれ与える。対象地点は東京灯標から西側へ向けて足摺岬灯台に至る60地点である。夏季では $\tilde{a}_U^{(s)}$ は東側の地点から西側の地点に向けて多少の変動を伴いながら概略3段階でステップ状に減少し、伊勢湾内地点までは $\tilde{a}_U^{(s)} > 1$ (有意な増加傾向)、潮岬～福山で $\tilde{a}_U^{(s)} \approx 1$ (ごく弱い増加傾向)、瀬戸内海中部海域の百貫島灯台以西で $0 < \tilde{a}_U^{(s)} < 1$ (傾向変動なし)という挙動を示す。 $\tilde{a}_U^{(s)}$ と同程度の値をとる $\tilde{z}_U^{(s)}$ も西側地点に向けた同様の挙動を与える。1986～1987年を境と

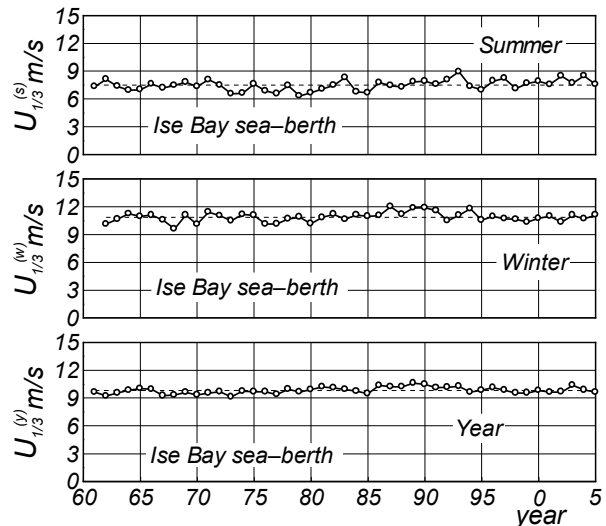


Fig. 10 Interannual variations of highest 1/3 mean wind speed in any of summer, winter and year $U_{1/3}^{(s)}$, $U_{1/3}^{(w)}$, $U_{1/3}^{(y)}$ at Ise Bay sea berth.

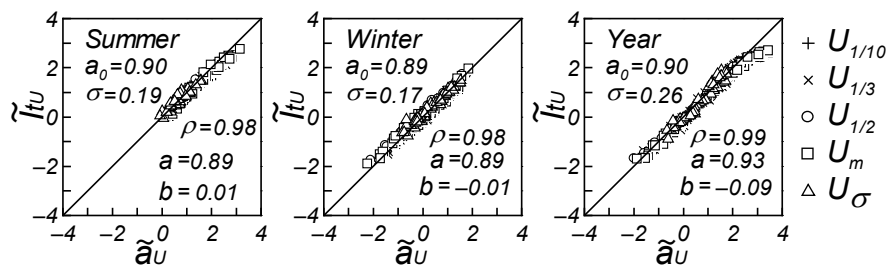


Fig. 11 Scatter diagram between trend strength indices \tilde{a}_U and \tilde{I}_{UV} for various kinds of mean wind speed in any of summer, winter and year.

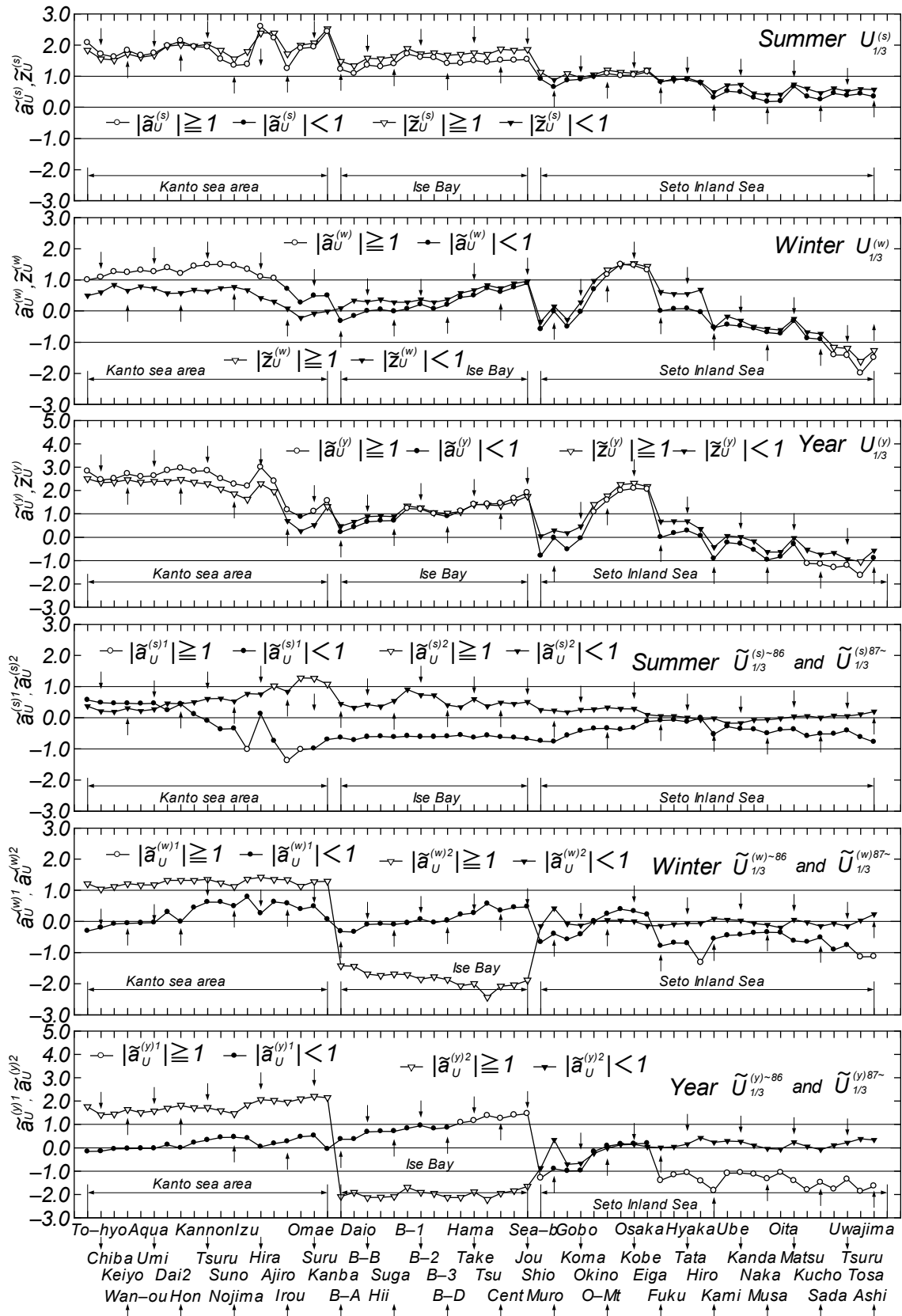


Fig. 12 Alongshore plots of trend intensity indices \tilde{a}_U , \tilde{a}_U^1 , \tilde{a}_U^2 and jump intensity index \tilde{z}_U in annual series of highest 1/3 mean wind speed $U_{1/3}$, in cases where the averaging period is any of summer, winter and year.

する前半期資料の $\tilde{a}_U^{(s)1}$ と後半期資料の $\tilde{a}_U^{(s)2}$ は御前崎など伊豆半島周辺の地点を除いて有意な傾向変動を与えず、それらの値も大きくないことから、夏季の $U_{1/3}^{(s)}$ 資料は東京湾から伊勢湾に至る地点で一方向的増加傾向よりむしろ、1986～1987年を境とするジャンプの特性をもつと言える。潮岬以西の地点では傾向変動（増加傾向）やジャンプの挙動を示さない。冬季でも $\tilde{a}_U^{(w)}$ は東側から西側の地点へ向けて起伏を伴いながら粗い近似ではステップ状に減少する。すなわち、東京灯標～網代では $1 < \tilde{a}_U^{(w)} < 1.5$ （弱い増加傾向）、石廊崎～室戸岬で $-0.3 < \tilde{a}_U^{(w)} < 1$ （傾向変動なし）、大阪湾内地点で $1 < \tilde{a}_U^{(w)} < 1.5$ （弱い増加傾向）、福山～佐田岬灯台で $-1 < \tilde{a}_U^{(w)} < 0$ （傾向変動なし）、宇和島～足摺岬灯台で $\tilde{a}_U^{(w)} < -1$ （やや強い減少傾向）がみられる。一方、ジャンプ強度 $\tilde{z}_U^{(w)}$ は大阪湾内地点（ $\tilde{z}_U^{(w)} > 1$ ）と図の右端に与えた豊後水道南部4地点（ $\tilde{z}_U^{(w)} < -1$ ）を除いて $|\tilde{z}_U^{(w)}| < 1$ であり、有意なジャンプを示さない。期間別資料では東京～網代においては前半期資料でおおむね $0 < \tilde{a}_U^{(w)1} < 0.8$ 、後半期資料で $1 < \tilde{a}_U^{(w)2} < 1.3$ であるから、東京～網代間の地点における冬季 $U_{1/3}^{(w)}$ 資料は正のジャンプよりむしろ正の傾向変動をもつと推測される。同様に、大阪湾内地点（ $\tilde{z}_U^{(w)} > 1$ ）では期間別資料で $\tilde{a}_U^{(w)1} \approx 0$ 、 $\tilde{a}_U^{(w)2} \approx 0$ であるから正のジャンプを、豊後水道南端4地点（ $\tilde{z}_U^{(w)} < -1$ ）では前半期資料で $\tilde{a}_U^{(w)1} \approx -1$ 、後半期資料で $\tilde{a}_U^{(w)2} \approx 0$ であるから負のジャンプを示す。通年の結果は伊勢湾内地点以東の地点で夏季の結果と類似する。ただし、石廊崎～伊勢湾口近くの湾内ブイ D 地点では冬季の影響により $\tilde{a}_U^{(y)}$ 、 $\tilde{z}_U^{(y)}$ の値が夏季のものより小さい。一方、潮岬以西の地点では冬季の結果と類似し、関東沿岸海域・伊勢湾と瀬戸内海で夏季と冬季の影響の度合が逆転する。これが意味する気候学的意味を検討する必要がある。

3.4 波高の傾向変動

Fig. 13 は45年間の波浪推算資料より得た夏季、冬季、通年の年別1/3最大平均波高 $H_{s1/3}^{(s)}$ 、 $H_{s1/3}^{(w)}$ 、 $H_{s1/3}^{(y)}$ の経年変化を東京灯標について示す。これらは夏季には若干の年変動をもち、冬季にはほとんど年変動を伴わずにほぼ一定値をとるようにみえる。しかし、傾向変動解析によれば、夏季では $\tilde{a}_H^{(s)} = 1.05$ ($L_H^{(s)} = 1$)、 $\tilde{I}_{HH}^{(s)} = 0.93$ 、 $\tilde{z}_H^{(s)} = 0.80$ 、冬季では $\tilde{a}_H^{(w)} = 1.83$ ($L_H^{(w)} = 1$)、 $\tilde{I}_{HH}^{(w)} = 1.57$ 、 $\tilde{z}_H^{(w)} = 1.10$ 、通年では $\tilde{a}_H^{(y)} = 2.77$ ($L_H^{(y)} = 1$)、 $\tilde{I}_{HH}^{(y)} = 2.66$ 、 $\tilde{z}_H^{(y)} = 2.42$ を与える。すなわち、1/3最大平均波高 $H_{s1/3}$ は夏季にごく弱い増加傾向（ $\tilde{a}_H^{(s)} = 1.05$ ）か傾向変動なし（ $\tilde{I}_{HH}^{(s)} = 0.93$ ）、ジャンプなし（ $\tilde{z}_H^{(s)} = 0.80$ ）、冬季に比較的強い増加傾向（ $\tilde{a}_H^{(w)} = 1.83$ 、 $\tilde{I}_{HH}^{(w)} = 1.57$ ）、弱い正のジャンプ（ $\tilde{z}_H^{(w)} = 1.10$ ）の特性をもつ。通年では冬季よりさらに強い増加傾向（ $\tilde{a}_H^{(y)} = 2.77$ 、 $\tilde{I}_{HH}^{(y)} = 2.66$ ）、強いジャンプ（ $\tilde{z}_H^{(y)} = 2.42$ ）を与える。夏季、冬季、通年の各資料ともに、1986年以前の前半期資料における \tilde{a}_H^1 はそれぞれ 0.35、0.15、0.42 と小さく、1987年以降の後半期資料における \tilde{a}_H^2 は順に 0.29、1.10、1.16 であるから、冬季と通年で弱い増加傾向がみられるに過ぎない。 \tilde{z}_H の値を考慮すると、とくに通年資料に傾向変動よりジャンプの特性が検出されると言える。なお、 \tilde{I}_{HH} は \tilde{a}_H よりやや小さい値をとる。

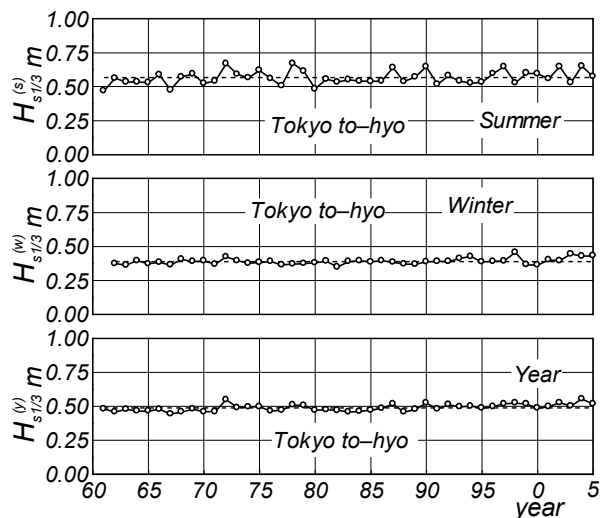


Fig. 13 Interannual variations of highest 1/3 mean wave height in any of summer, winter and year $H_{s1/3}^{(s)}$ 、 $H_{s1/3}^{(w)}$ 、 $H_{s1/3}^{(y)}$ at Tokyo to-hyo.

Fig. 14 は各種平均統計量（ $H_{s1/10}$ 、 $H_{s1/3}$ 、 $H_{s1/2}$ 、 H_{sm} 、 $H_{s\sigma}$ ）について \tilde{a}_H と \tilde{I}_{HH} の散布図を夏季、

冬季，通年の各資料について示す。標準偏差 $H_{s\sigma}$ に対する \tilde{a}_H や \tilde{I}_{IH} は 0~1 の範囲に納まり，他の平均統計量に対する \tilde{a}_H や \tilde{I}_{IH} と異なる傾向にある。これを除外すると，夏季，冬季，さらに通年の資料において \tilde{a}_H や \tilde{I}_{IH}

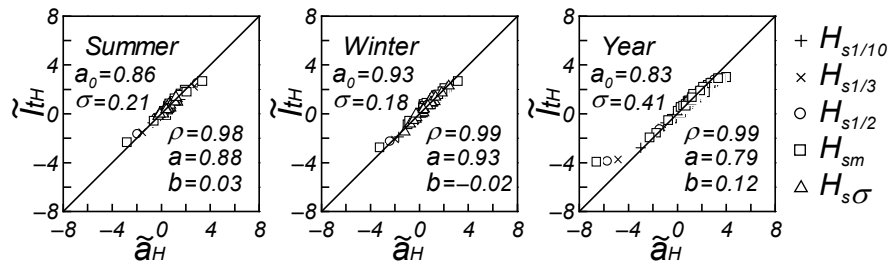


Fig. 14 Scatter diagram between trend strength indices \tilde{a}_H and \tilde{I}_{IH} for various kinds of mean wave height in any of summer, winter and year.

は幅広く分布し，増加傾向や減少傾向，傾向変動なしの判別結果が混在する。

Fig. 15 は夏季，冬季，通年の 1/3 最大平均波高 $H_{s1/3}$ の各年系列資料から得た \tilde{a}_H と \tilde{z}_H および期間別資料から得た \tilde{a}_H^1 ， \tilde{a}_H^2 の地点別プロットを東側の東京灯標から西側の佐田岬漁港に向けて示す。夏季では瀬戸内海伊予灘の長浜における強い増加傾向や平塚におけるやや強い増加傾向，さらに大分における弱い減少傾向を除いて，ごく弱い増加傾向や傾向変動なしの状況がみられる。一方，冬季では佐田岬漁港における強い増加傾向や大分における強い減少傾向および東京灯標におけるやや強い増加傾向を除いて，弱い傾向変動か傾向変動なしの挙動が観察される。通年では夏季や冬季よりそれぞれ強い増加傾向や減少傾向が得られる。とくに瀬戸内海西部海域（周防灘，伊予灘，豊後水道）では，増加傾向と減少傾向の地点間変化が著しい。ジャンプ強度指数 \tilde{z}_H は傾向変動強度指数 \tilde{a}_H と連動して地

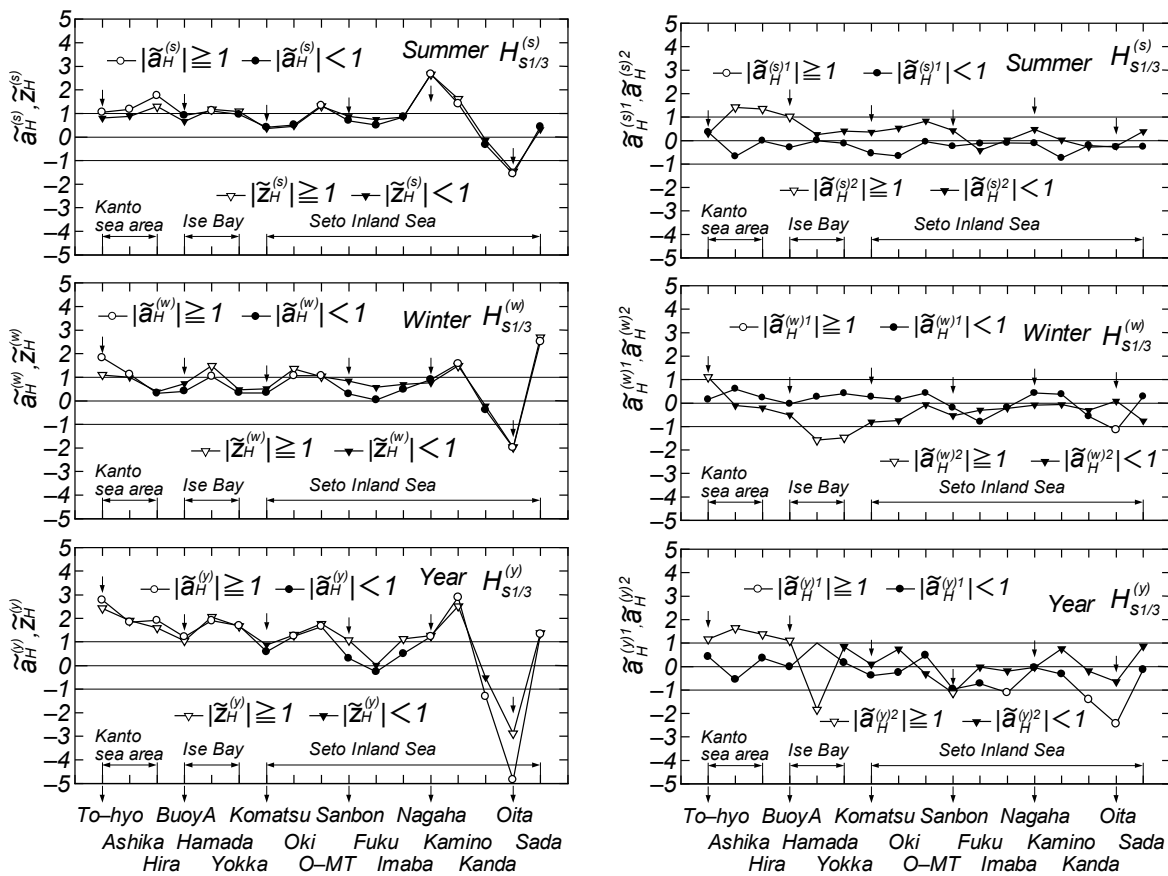


Fig. 15 Alongshore plots of trend intensity indices \tilde{a}_H ， \tilde{a}_H^1 ， \tilde{a}_H^2 and jump intensity index \tilde{z}_H in annual series of highest 1/3 mean wave height $H_{s1/3}$ ，in cases where the averaging period is any of summer, winter and year.

点別に変化し、その大きさも同程度であり、しかも期間別資料の \bar{a}_H^1 、 \bar{a}_H^2 も大きくなく、おおむね ± 1 の範囲内に納まることから、夏季と冬季の年別 1/3 最大波高資料は傾向変動というより 1986~1987 年を境とするジャンプの特性を示す。とくに瀬戸内海の西部海域では、夏季の長浜と大分や冬季の大分と佐田岬漁港でジャンプ強度指数が有意な大きさを持ち、大分では負のジャンプを与える。通年の資料ではこの地点間変化の傾向が増幅される。

4. 結 語

本研究では、関東地方~九州地方の気象官署における 45 年間の SDP 気圧観測資料およびこれと SDP 風観測資料を用いて得た関東沿岸海域、伊勢湾、瀬戸内海の海上風分布資料、さらにこれを入力条件とする波浪推算資料を解析し、夏季、冬季、通年の気圧・海上風速・波高の傾向変動およびジャンプの特性を調べた。成果の概要はつぎのようである。

①気圧に関して、高い気圧部を代表する平均統計量は冬季に有意な増加傾向および正のジャンプを検討対象全地点で与え、低い気圧部を代表する平均統計量は夏季に近畿地方以西の少数の地点で弱い増加傾向および弱い正のジャンプを示す。通年資料では傾向変動やジャンプは高い気圧部を代表する統計量についての 5~6 地点を除いてほぼ全対象地点で検出されない。通年から季節別へと対象期間の縮小 (12 ヶ月から 3 ヶ月へ) に伴う標本の大きさの減少に起因する各種平均値の統計的変動の増大を考慮しても、冬季の高い気圧部における気圧の増加傾向およびジャンプは統計的有意性をもつと考えられるので、その気候学的要因を解明する必要がある。

②風速に関して、夏季には伊勢湾以東の地点で有意な正の傾向変動およびジャンプを、冬季に関東沿岸海域の地点で弱い正の傾向変動およびジャンプを伴う。西側の地点では傾向変動およびジャンプの強度は減少してそれらの特徴を消失させるが、冬季に豊後水道内の地点では負の傾向変動およびジャンプを示す。また、通年資料の傾向変動とジャンプの強度は伊勢湾以東の地点で夏季の結果と、以西の地点で冬季の結果と類似する。

③波高に関して、関東沿岸海域、伊勢湾、瀬戸内海東部・中部海域では夏季資料と冬季資料はあまり系統的な増加傾向を伴わないが、通年資料は有意な増加傾向およびジャンプをもつ。一方、瀬戸内海西部海域では夏季、冬季ともに通年と同様、地点ごとに著しい増加・減少傾向およびジャンプを与える。

④夏季、冬季、通年の気圧・風速・波高資料に関して、全資料期間についての傾向変動の強度および 1986 年以前の前半期資料と 1987 年以降の後半期資料の間のジャンプの強度はほぼ連動し、とくにその強度が大きい場合には、気圧・風速・波高資料は傾向変動というよりむしろジャンプ特性をもつ。

なお、気圧・風速・波高の長期変動に関して、つぎの結果が追加される。

⑤気圧と風速の長期変動に関して、両者の相関は認められない。気圧傾度 (気圧の空間勾配) と風速の相関は前者が地衡風に対応するので、検出されるはずである。

⑥風速の傾向変動およびジャンプと波高のそれらとの概略の相互関連性は、通年資料ではそれぞれの沿岸方向の変化傾向が類似し、局所的な凹凸を除外すれば、東側の地点における正の傾向変動およびジャンプが西側の地点では負の傾向変動およびジャンプに変わるという点で、一応見出されるようにもみえる。しかし、夏季や冬季の資料ではこれらの特徴が薄らぐ傾向にある。

3. の検討結果では言及していないが、つぎのことも言えよう。すなわち気象学、海洋学、水産学などの分野では気温や水温などの気象・海象要素や海洋生物資源量 (バイオマス) などが数十年間隔で急変する現象をレジームシフトあるいは気候ジャンプと呼んでおり、これが 20 世紀では北西太平洋

において 1925～1926 年, 1945～1946 年, 1976～1977 年のほか, ごく最近では 1988～1989 年, 1998～1999 年に生じたとされる。1～2年のずれを許容すれば, 本研究で言う 1986～1987 年のジャンプが 1988～1989 年の弱いレジームシフトに相当するかもしれないけれども, レジームシフトの規模がより大きい 1976～1977 年には内湾・内海域の気圧・風速・波高資料について急激な変化の兆候は必ずしもみられないことから, 本研究のジャンプを既往の研究で見出されたレジームシフトにただちに結びつけるには, やや無理があるように思われる。しかし, 各要素の変化や 1986～1987 年を境とする北太平洋での冬季ストームの活動度, とくに日本南岸での急激な強化などが既往の研究であげられていることから, これらの成果を参照した, より細部の検討が必要である。また資料に関しては今後, 資料期間を 2010 年までの 50 年とする解析や 1960 年以前に資料期間を拡張した解析も必要である。資料期間を 2005 年以降および 1960 年以前にそれぞれ拡張できれば, より長期的な傾向変動の特徴を把握できる。しかし, 1960 年以前の資料は紙資料としてのみ残されているので, その電子情報化に大きな困難が伴う。

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 年間の海上風分布のデータセットの作成, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol.65, No.1, pp.186-190, 2009.
- [2] 山口正隆・大福 学・野中浩一・畑田佳男・日野幹雄：SDP 風資料に基づく内湾・内海の海上風分布の特性, 工学ジャーナル (愛媛大学), 第 9 巻, pp.1-13, 2010.
- [3] 山口正隆・畑田佳男・大福 学・野中浩一・日野幹雄：SDP 風資料を用いた内湾・内海における波浪の長期推算システムの適用性, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol.66, No.1, pp.151-155, 2010.
- [4] 畑田佳男・山口正隆・大福 学・野中浩一：気圧観測資料を用いた内湾・内海における長期の風・波浪推算システムの構築と風速・波高の長期変動の解析, 工学ジャーナル (愛媛大学), 第 10 巻, pp.56-75, 2011.
- [5] 山口正隆・大福 学・畑田佳男・野中浩一・日野幹雄：気圧観測資料を用いた内湾・内海における長期推算に基づく風速・波高の長期変動の解析, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol.67, No.2, pp.I_376-I_380, 2011.
- [6] 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.
- [7] 鈴木栄一：気象統計学 (第 5 版), 地人書館, 314p., 1975.

内湾・内海の風・波浪観測地点における推算資料を用いた風速・波高の 再現確率値の推定

Estimating Return Values of Wind Speeds and Wave Heights at Measurement Stations Using Hindcast Data Samples in the Inner Bay Areas and the Inland Sea of Japan

山口正隆*・野中浩一**・畑田佳男***

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

Hatada et al.(2011) and Yamaguchi et al.(2012) conducted a shallow water wave hindcasting for each of more than 100 intense storms in the past nearly 100 years from 1911 to 2005 for the longest year period independently in Tokyo Bay, Ise Bay and the Seto Inland Sea of Japan, and then estimated the spatial distributions of the return values of wind speeds and wave heights. Input wind distributions were made by applying a method developed by Yamaguchi et al.(2009) to the SDP(Surface Data Product) wind data acquired at on-land meteorological stations around each concerned sea area. This paper discusses the characteristics of the return values at the measurement stations in the sea areas extracted from data samples of the original distributions. Main findings are as follows. 1)Annual maximum data samples of not only the measured storm surge heights but also the hindcast wind speeds and wave heights indicate the occurrence of their largest values at earlier years in the data period and the resulting non-stationary decreasing trends. 2)The return values of wind speeds and wave heights estimated using both the hindcast data samples and the measured data samples are in overall agreement. 3)A year period of the data samples should be taken for as long a period as possible for a proper estimation of the return values. 4)In spite of their strong area-dependency, very rough estimates for the 100-year return values of wind speeds and wave heights are 40 - 45 m/s and 4- 5 m in the inner sea areas respectively.

Key Words ; return values, wind speeds, wave heights, hindcast data sample, measurement stations, Tokyo and Ise Bays, Seto Inland Sea

1. 緒 言

*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24年10月5日

わが国の人口と産業が集中する東京湾、伊勢湾、大阪湾を含む瀬戸内海において海上風速と波高の極値を適正に評価することは高潮の場合と同様に、防災対策の一環として重要な課題である。これらの極値の推定にあたっては、資料期間をできるだけ長くにとって最大級の実現値を可能なかぎりもれなく極値資料に取り込むことが極値推定値の信頼性を確保するうえで不可欠である。しかし、海上風・波浪の観測資料の測得期間は最長でも最近の35年程度と短いことから、これから推定した長い期間の再現確率値の信頼性に不確実性が残る。一方、周辺地形の影響を受ける内湾・内海において地形の影響を適正に評価した推算風資料を波浪推算に際して数十年以上にわたり得ることも容易でない。そのため、山口ら^[1]は対象海域周辺の陸上気象官署で約100年にわたり取得されてきた日原簿記載のSDP (Surface Data Product) 風資料等を利用して対象海域の海上風分布を推定する方法を開発し、その精度が有意であること^[2]を示した。そして、畑田ら^[3]、^[4]および山口ら^[5]、^[6]は最長で過去約100年間の異常ストーム（主として台風）に伴う最大風速や最大波高の推算資料から、風速・波高の期間最大値や再現確率値の空間分布を求め、その空間特性を明らかにした。

ここでは、各対象海域内で長期の風・波浪観測資料が得られている観測地点における推算風速・波高資料に対する極値統計解析結果を用いて、①観測資料と同じ期間の推算資料に基づく結果との比較により再現確率値の妥当性を確認し、②毎年資料が得られる1961～2005年の45年間資料および巨大台風に伴う1960年以前の資料を加えた2005年までの資料から求めた再現確率値の比較により、最大級の実現値を含む資料の期間拡張が再現確率値に及ぼす影響を調査し、検討しうる資料の範囲内で風速・波高の再現確率値を試行的に特定する。

2. 風速・波高の極値資料と解析方法

2.1 風速資料

東京湾から駿河湾とその沖合海域および周辺陸域からなる関東沿岸領域、伊勢湾・三河湾とその周辺陸域を含む伊勢湾領域、瀬戸内海とその周辺陸域を含む瀬戸内海領域の3領域において、各海域を囲むように位置する陸上気象官署で取得されたSDP風資料等から当該海域にある海上・沿岸の風観測地点における観測相当風を推定したのち、空間補間を通じて海上風の空間分布を求める山口ら^[1]の方法に基づく結果を用いる。この方法は、①最近の年代の期間年平均風速と対象年代の期間年平均風速を合致させることにより、風速資料の非等質性を地点別に調整した過去約100年のストーム時および常時の特別SDP風速資料の作成、②海上・沿岸観測地点におけるSDP風の補間と回帰式の適用による観測相当風速への変換（観測相当風向はSDP補間風向に等値）、③海上・沿岸観測地点における観測相当風等の空間補間による海上風分布の算定、よりなる。空間補間にあたっては、境界上の格子点に台風モデル風の埋込みを伴った表面風再解析値を与える。格子間隔は2kmである。時間間隔は1960年以前で10分間、1961～2005年で1時間であるが、いずれも日最大風の取込みを行っている。風の高度は10mとする。風速の高度変換には1/7乗則を用いる。期間長を2～3日としたストームのケース数は1960年以前の巨大台風に対して関東沿岸領域で20ケース（1911～1960年）、伊勢湾領域で12ケース（1921～1960年）、瀬戸内海領域で29ケース（1918～1960年）を数える。各地点の年別最大風速は該当する年の1ケース以上の台風時最大風速から求めた。一方、1961～2005年に対しては3領域ともに45年間1時間間隔資料から地点別に年別最大風速を抽出した。

対象地点は東京湾で東京灯標、千葉港観測塔、湾央地点、第2海堡、アシカ島、浜金谷の6地点（長期の海上風観測資料が得られる地点は東京灯標のみ）、伊勢湾でブイA、ブイB、ブイ1、シーバースと城南（ここでは海上風観測資料なし）の5地点、瀬戸内海で大阪、MT局、神戸、佐田岬（沿岸地点）、大分、苅田の6地点である。

極値統計解析に使用する年別最大推算風速資料は、1960年以前では長くても2年間隔（ただし、東

京湾では1935~1937年3年間の資料を欠く)で資料が得られる東京湾の1932~2005年74年間の資料, 伊勢湾の1950~2005年56年間の資料, 瀬戸内海の1933~2005年73年間の資料とする。このほか, 既往の最上位値あるいは最上位値に近い年別最大値を取り込むために, 東京湾では1911~2005年の95年間資料(1931年以前では1911年と1917年の年別最大値資料のみ), 伊勢湾では1921~2005年85年間の資料(1949年以前では1921年と1934年の資料のみ), 瀬戸内海では1918~2005年88年間の資料(1933年以前では1918年と1921年の資料のみ)も対象とする。これは以下で述べる波高資料についても同じである。対象地点は各海域の海上部に位置し, とくに関東沿岸領域では東京湾内に限定される。Fig. 1は海上風推算領域を示す。

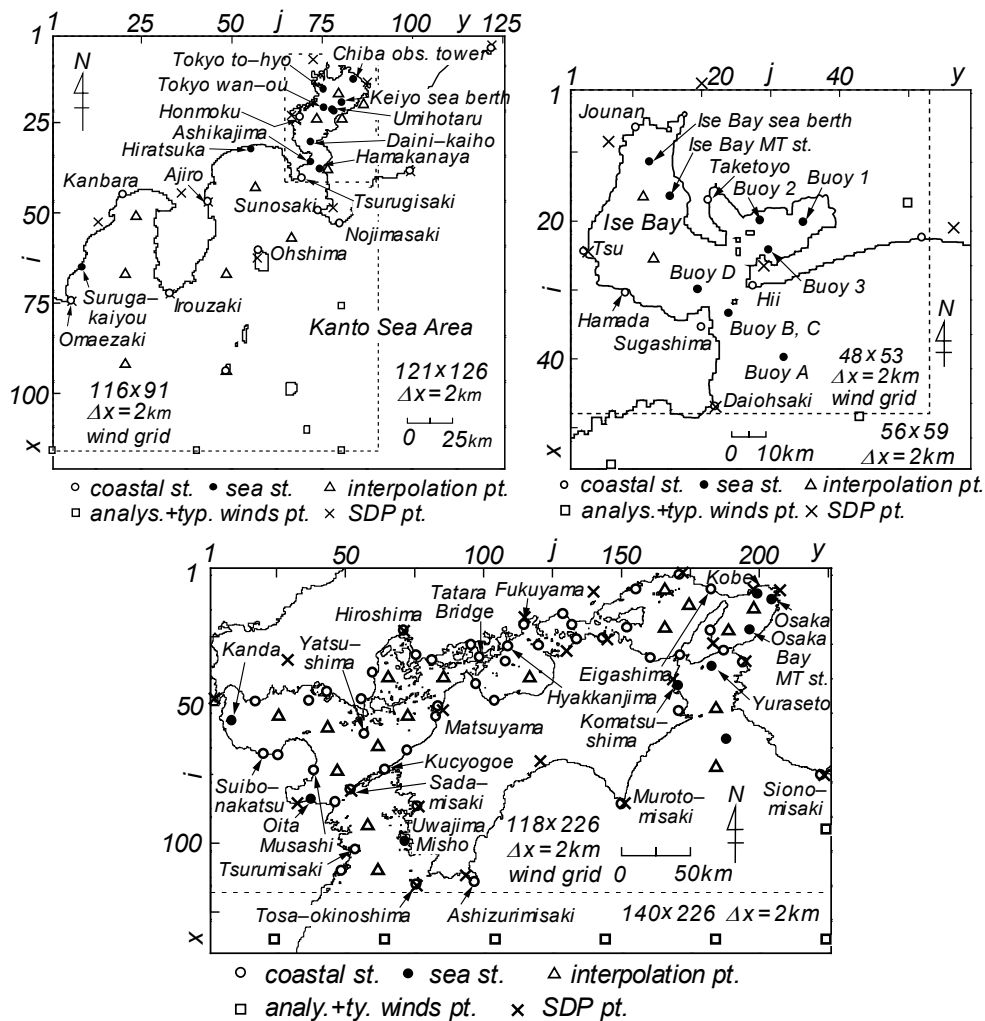


Fig. 1 Domains for wind estimation in Kanto sea area, Ise Bay and the Seto Inland Sea.

2.2 波高資料

年別最大波高資料を得るために, Fig. 2に示すように格子間隔1 km, 時間間隔1分としてそれぞれ東京湾, 伊勢湾(三河湾を含む), 瀬戸内海でストーム別に浅海波浪推算^{[2]~[6]}を行った。瀬戸内海は領域が広いことから, 東部海域(紀伊水道, 大阪湾, 播磨灘), 中部海域(燧灘, 水島灘など), 西部海域(伊予灘, 安芸灘, 周防灘, 豊後水道など)の3海域に分割した。入力条件とする海上風分布はSDP風資料に基づく上記の資料, 外洋開境界上に設けた格子点での流入境界条件は, 当該格子点で1点浅海モデルにより1時間ごとに計算した方向スペクトルの1分間隔で1 km間隔の補間値である。

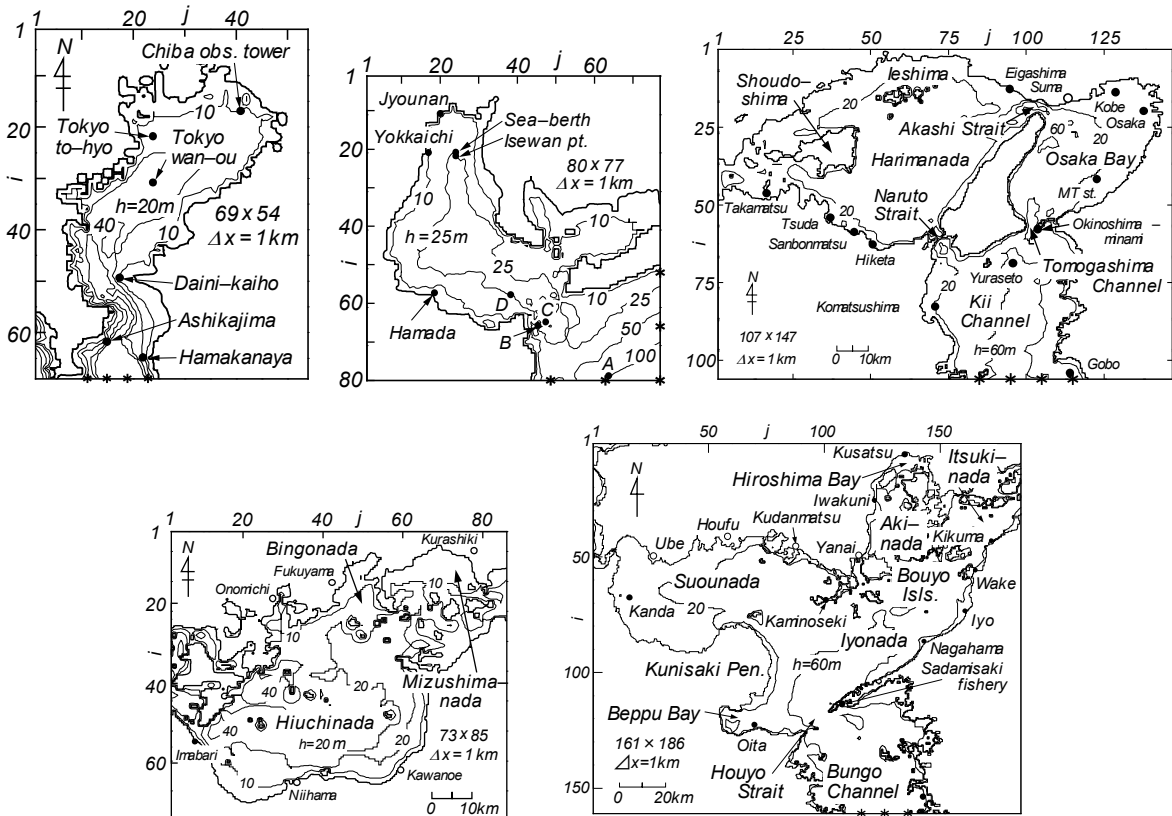


Fig. 2 Domains for wave hindcasting in Tokyo Bay, Ise Bay and three sea areas of the Seto Inland Sea.

この場合の海上風分布は北西太平洋領域における表面風再解析値に台風モデル風を埋め込んで作成した格子間隔 80 km の 1 時間間隔値に、上述した対象海域における格子間隔 2 km の 1 時間間隔値を重ねた資料である。開境界格子点の流出方向には完全流出条件，陸上境界では方向スペクトルが 0 の条件を課す。計算に用いる周波数データの個数は 0.047~1 Hz を不等分割した 20 個，方向データの個数は 0~360° を 20° で等分割した 19 個である。ただし，瀬戸内海の東部海域と西部海域では海峡部による Garden-Sprinkler 効果を低減するため，それぞれ 27 個および 24 個とする。

波浪推算のケース数は東京湾で 114 ケース (1911~1960 年で 20, 1961~2005 年で 94 のうち台風 38 とその他のストーム 56)，伊勢湾で 116 ケース (1921~1960 年で 12, 1961~2005 年で 104 のうち台風 67 とその他のストーム 37)，瀬戸内海では東部海域で 210 ケース (1918~1960 年で 29, 1961~2005 年で 181 のうち台風 71 とその他のストーム 110)，中部海域で 203 ケース (1918~1960 年で 29, 1961~2005 年で 174 のうち台風 80 とその他のストーム 94)，西部海域で 285 ケース (1918~1960 年で 29, 1961~2005 年で 256 のうち台風 139 とその他のストーム 117) であり，対象期間は 2~3 日とする。年別最大波高資料は該当する年のストーム時最大波高資料から作成した。

対象地点は主として 10 年間以上の波浪観測資料が得られる地点として，東京湾で東京灯標，千葉港観測塔，湾央地点 (ただし，観測資料期間は 7 年)，第 2 海堡，アシカ島，浜金谷の 6 地点，伊勢湾で四日市の 1 地点，瀬戸内海で東部海域の大阪，MT 局，神戸の 3 地点，西部海域の佐田岬漁港，大分，荻田の 3 地点の計 6 地点である。

極値統計解析に使用した年別最大推算波高資料は年別最大風速資料と同様に，最長の欠損間隔を 2 年 (東京湾における 1935~1937 年 3 年間の欠損を除く) とし，東京湾で 1932~2005 年 74 年間の資料，伊勢湾で 1950~2005 年 56 年間の資料，瀬戸内海の 3 海域でいずれも 1933~2005 年 73 年間の資料である。上述のように，東京湾では 1911~2005 年 95 年間の資料，伊勢湾では 1921~2005 年 85 年間の

資料，瀬戸内海では 1918～2005 年 88 年間の資料も対象とする。対象地点は波浪観測資料に基づく確率波高の推定値が得られる地点（波浪観測資料の期間が相対的に長く，測得率が高い地点）を基本とする。緒言で示唆したように，山口ら^[2]は海上・沿岸地点における SDP 風資料に基づく観測相当風の精度および推算波高に対する精度を，ストーム別最大風速・最大波高を含めてそれぞれ観測結果との個別および包括的な比較により確認している。

2.3 極値統計解析の方法

年別最大風速・波高資料に対する極値統計解析には，候補分布を Gumbel 分布，形状母数 $k=0.5\sim 10$ の 27 種類の Weibull 分布， $k=0.5\sim 40$ の 20 種類の FT-II 型分布の計 48 種類とし，各標本値への非超過確率の割当てを合田のプロットング公式，尺度母数 A と位置母数 B の推定を最小 2 乗法 (LSM)，最適分布の選択を相関係数最大基準，再現確率値の分散（平方根が標準偏差）の推定を jackknife 法に基づく Yamaguchi・Hatada^[7]の LSM モデルを用いる。

解析においては，資料数 N を資料年数 K と同じにする場合（資料採択率 $\nu=1$ ，観測資料^[8]とこれに対応する推算資料，および 1961～2005 年の 45 年間の推算資料）および資料数を $N=K/3$ とする場合（ $\nu=1/3$ ，1961～2005 年の 45 年間の推算資料および 1960 年以前の資料を含む 2005 年までの推算資料）を対象とする。実際の資料採択率が分数（1/3）で表されない場合もあるが，ここでは $\nu=1/3$ と等号を用いる。資料採択率を $\nu=1/3$ とする解析は，1960 年以前の対象台風のケース数が少なく全部の年別最大値資料が得られないこと，および対象台風は巨大台風を対象として選択されており，最大級の風速・波高の値がもれなく抽出されているとみなされることを考慮したためである。

3. 観測地点における確率風速・確率波高の特性

3.1 年別最大高潮偏差・風速・波高の経年変化

Fig. 3 は観測資料に基づく東京湾湾奥地点の年別最大高潮偏差（潮位偏差） η_{max}^{obs} ，推算資料に基づく東京灯標の年別最大（10 m 高度）風速 U_{max}^{cal} および年別最大（有義）波高 H_{max}^{cal} の経年変化（1911～2005 年）を示す。年別最大風速・波高に対する観測値はその期間が短いため，また図の錯綜を避けるため，掲載していない。Table 1 は上位 5 位までの各値の一覧を与える。これらは年別最大値であるが，その成因は台風であるので，生起年の代わりに台風名または台風番号を記載している。周知のように，1911 年以降の東京湾湾奥地点における最大観測高潮偏差（いずれも年別最大値）は第 1 位値か

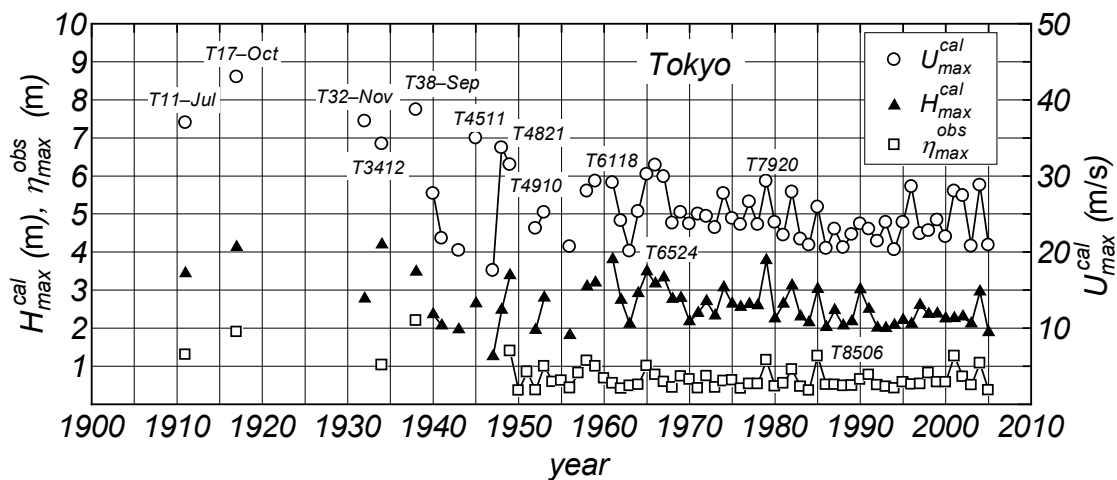


Fig. 3 Yearly variations of measured annual maximum storm surge heights at Tokyo point in the bottom of Tokyo Bay and hindcast annual maximum values of wind speeds and wave heights at Tokyo to-hyo.

ら第4位値まで順に 220 cm (1938 年 9 月台風 ; T38-Sept 台風), 190 cm (1917 年 10 月台風 ; T17-Oct 台風), 140 cm (1949 年のキティ台風 ; T4910 号), 130cm (1911 年 7 月台風 ; T11-Jul 台風) という 1950 年以前の台風時に生起しており, 1950 年以降の約 60 年間では 130 cm を下まわる。

1911 年以降の年別最大推算風速はこれに対応して 43.0 m/s (T17-Oct 台風), 38.7 m/s (T38-Sept 台風), 37.2m/s (1932 年 11 月台風 ; T32-Nov 台風) と第 1 位値から第 3 位値を示し, ついで 37.0 m/s (T11-Jul 台風), 35.0 m/s

(1945 年の T4511 号) がこれにつぐ。年別最大推算波高も 4.20 m (1934 年の室戸台風 ; T3412 号), 4.13 m (T17-Oct 台風), 3.81 m (1961 年の第 2 室戸台風 ; T6118 号) の順に第 1 位値から第 3 位値を占め, ついで 3.79 m (1979 年の T7920 号), 3.49 m (1965 年の T6524 号) の降順を示す。第 3 位値の波高を除き, 高潮偏差, 風速, 波高のいずれも 1940 年以前に上位 3 位までの値が生起し, 高潮偏差と風速において第 1 位値はやや突出した値をとる。波高の場合には水深の制約に伴う砕波の影響によりその値に頭打ちの傾向がみられる。

要するに, 年別最大の高潮偏差, 風速, 波高の 3 要素は古い時代で大きく 1970 年以降, とくに最近 (直近) の年代ほど小さい非定常的な変化傾向にある。高潮偏差は観測値, 風速・波高は推算値であっても, 相互に類似した経年変動を示すので, 風速・波高の挙動は推算値の誤差に伴う人為的な変化とはみなされない。

Fig. 4 は名古屋における年別最大高潮偏差の観測値および伊勢湾湾奥地点における年別最大風速・波高の推算値の経年変化 (1921~2005 年) を示す。Table 2 は上位 5 位までの値を与える。名古屋における 1950 年以降の最大観測高潮偏差の第 1 位~第 3 位値 (いずれも年別最大値) のうち第 1 位値は 1959 年の伊勢湾台風 (T5915 号) 時の 345 cm, 第 2 位値は 1961 年の第 2 室戸台風 (T6118 号) 時の 197 cm, 第 3 位値は 1972 年の T7220 号時の 196 cm, 第 4 位値は 1990 年の T9019 号時の 167 cm, 第

Table 1 Five largest annual maximum values of measured storm surge heights at Tokyo point in the bottom of Tokyo Bay and hindcast wind speeds and wave heights at Tokyo to-hyo.

Tokyo						
order	typ. name	η_{max}^{obs} cm	typ. name	U_{max}^{cal} m/s	typ. name	H_{max}^{cal} m
①	T38-Sep	220	T17-Oct	43.0	T3412	4.20
②	T17-Oct	190	T38-Sep	38.7	T17-Oct	4.13
③	T4910	140	T32-Nov	37.2	T6118	3.81
④	T11-Jul	130	T11-Jul	37.0	T7920	3.79
⑤	T8506	127	T4511	35.0	T6524	3.49

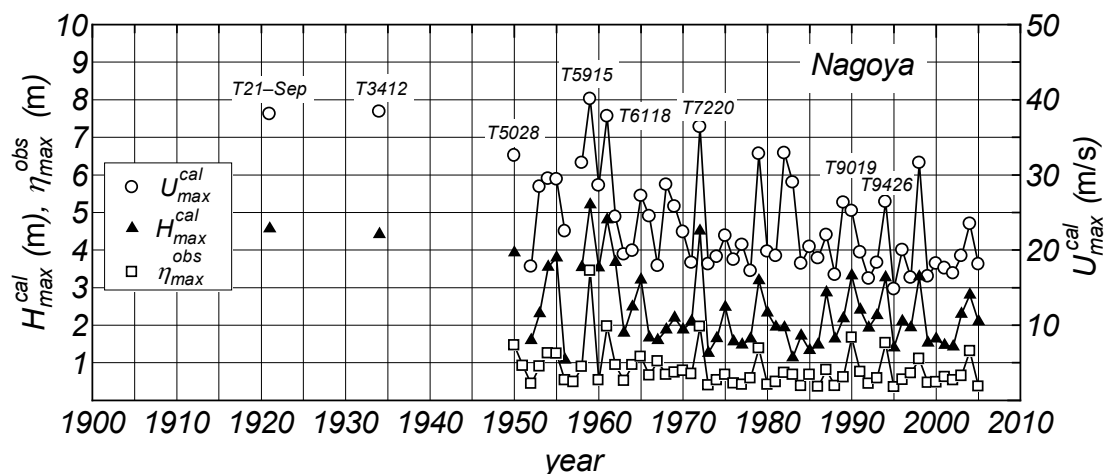


Fig. 4 Yearly variations of measured annual maximum storm surge heights at Nagoya point in the bottom of Ise Bay and hindcast annual maximum values of wind speeds and wave heights at Jounan.

5位値は1994年のT9426号時の152 cmであるから、伊勢湾台風(T5915号)に伴う第1位値が圧倒的に大きい。

1921年以降の年別最大推算風速の第1位～第3位値は順に伊勢湾台風(T5915号)時の40.1 m/s, 室戸台風(T3412号)時の38.4 m/s, 1921年9月台風(T21-Sep 台風)時の38.1m/s, 第4位値は第2室戸台風(T6118号)時の37.8 m/s, 第5位値はT7220号時の36.4m/sである。1921年以降の年別最大推算波高の第1位～第3位値は伊勢湾台風(T5915号)時の5.21 m, 第2室戸台風(T6118号)時の4.81 m,

T21-Sep 台風時の4.57 m, 第4位値はT7220号時の4.51 m, 第5位値は室戸台風(T3412号)時の4.42 mであるから、高潮偏差, 風速, 波高の第1位値はいずれも伊勢湾台風(T5915号)時に生じ, とくに高潮偏差の場合に突出する。波高値には砕波の影響が含まれるので, 与えられた水深に対して上限値をとる傾向にある。1950年以降の3要素の第2位値と第3位値は第2室戸台風(T6118号)時とT7220号時のいずれかで生じ, 1950年以前の年別最大風速・波高の上位値にはT21-Sep 台風や室戸台風(T3412号)が加わる。

伊勢湾奥地点でも最上位に連なる異常値はほぼ1972年以前に生起し, それ以降の年で, より低い値にとどまることから, 各資料は非定常な変化傾向を伴う。

Fig. 5 は大阪における年別最大高潮偏差の観測値および大阪湾湾奥地点における年別最大風速・波高の推算値の経年変化(1902～2005年)を示す。Table 3は上位5位までの値を与える。大阪では, 年別最大高潮偏差が25 cm以上の観測資料が1902年以降得られている。高潮偏差の第1位値は室戸台風(T3412号)時の292 cm, 第2位値は第2室戸台風(T6118号)時の245 cm, 第3位値は1950年のジェーン台風(T5028号)時の237 cm, 第4位値は1965年のT6523号時の216 cmである。200 cmを超える高潮偏差はこの4ケースに過ぎず, いずれも1965年以前に生起している。因みに, 第5位値は1964年のT6420号時の182 cmである。

Table 2 Five largest annual maximum values of measured storm surge heights at Nagoya point in the bottom of Ise Bay and hindcast wind speeds and wave heights at Jounan.

Nagoya						
order	typ. name	η_{max}^{obs} cm	typ. name	U_{max}^{cal} m/s	typ. name	H_{max}^{cal} m
①	T5915	345	T5915	40.1	T5915	5.21
②	T6118	197	T3412	38.4	T6118	4.81
③	T7220	196	T21-Sep	38.1	T21-Sep	4.57
④	T9019	167	T6118	37.8	T7220	4.51
⑤	T9426	152	T7220	36.4	T3412	4.42

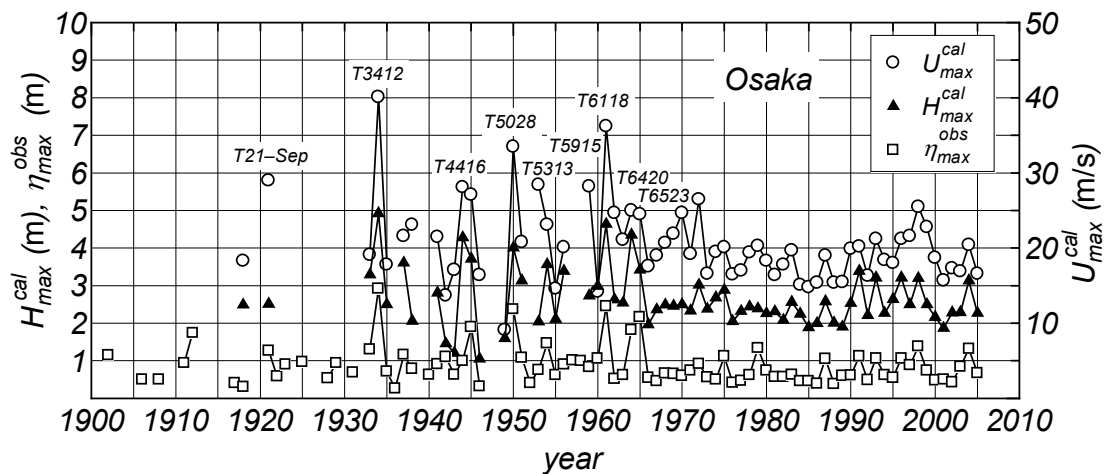


Fig. 5 Yearly variations of measured annual maximum storm surge heights at Osaka point in the bottom of Osaka Bay and hindcast annual maximum values of wind speeds and wave heights at Osaka (Port Tower).

1918～2005 年の年別最大推算風速の第 1 位値は室戸台風 (T3412 号) 時の 40.1 m/s, 第 2 位値は第 2 室戸台風 (T6118 号) 時の 36.2 m/s, 第 3 位値はジェーン台風 (T5028 号) 時の 33.5 m/s, 第 4 位値は T21-Sep 台風時の 29.0 m/s, 第 5 位値は 1953 年のテス台風 (T5313 号) 時の 28.4 m/s であり, 第 3 位値までの生起台風は高潮偏差の場合と同じである。推算波高の第 1 位値は室戸台風 (T3412 号) 時の 4.92 m, 第 2 位値は第 2 室戸台風 (T6118 号) 時の 4.64 m, 第 3 位値は T6420 号時の 4.35 m, 第 4 位値は 1944 年の T4416

Table 3 Five largest annual maximum values of measured storm surge heights at Osaka point in the bottom of Osaka Bay and hindcast wind speeds and wave heights at Osaka (Port Tower).

Osaka						
order	typ.	η_{max}^{obs}	typ.	U_{max}^{cal}	typ.	H_{max}^{cal}
	name	cm	name	m/s	name	m
①	T3412	292	T3412	40.1	T3412	4.92
②	T6118	245	T6118	36.2	T6118	4.64
③	T5028	237	T5028	33.5	T6420	4.35
④	T6523	216	T21-Sep	29.0	T4416	4.28
⑤	T6420	182	T5313	28.4	T5028	4.01

号時の 4.28 m, 第 5 位値はジェーン台風 (T5028 号) 時の 4.01 m である。いずれも 1965 年以前で最上位値および最上位近くに位置する異常値が生じており, 年別最大値はそれ以降であまり大きい変化を伴わない。

上述のことから, 東京湾, 伊勢湾, 大阪湾の湾奥地点では観測高潮偏差, 推算風速, 推算波高の年別最大値はほとんど 1972 年以前で第 1 位から上位 3～4 位までの値をとり, 1972 年以降ではより低い値で変動していることがわかる。以上の非定常的な経年変化の特性はここで取りあげた以外のいずれの観測地点でもみられる。極値統計解析に用いる LSM モデルでは年別最大値の大きさとその順位のみが入力情報になるので, 年別最大値の生起年や生起順序は解析に含まれない。すなわち, 標本の非定常性は考慮されない。

3.2 確率風速の特性

極値統計解析には観測資料期間に相当する期間および 1961～2005 年 45 年間の年別最大 (推算) 風速資料のほか, 東京湾で 1932～2005 年 74 年間および 1911～2005 年 95 年間の年別最大風速資料, 伊勢湾で 1950～2005 年 56 年間および 1921～2005 年 85 年間の資料, 瀬戸内海で 1933～2005 年 73 年間および 1918～2005 年 88 年間の資料を用いる。ただし, 1961～2005 年の資料の数は 45 年間 45 個 (毎年資料), 1960 年以前の資料の数は東京湾で 1932～1960 年の 29 年間 15 個および 1911～1960 年の 50 年間 17 個, 伊勢湾で 1950～1960 年の 11 年間 9 個および 1921～1960 年の 40 年間 11 個, 瀬戸内海で 1933～1960 年の 28 年間 20 個, 1918～1960 年の 42 年間 22 個である。解析では巨大台風時に限定された 1960 年以前の資料を含む 2005 年までの資料に対して資料採択率を $\nu=1/3$, 1961～2005 年の全年資料に対して $\nu=1/3$ および $\nu=1$ とする。また, 観測資料期間の資料に対して $\nu=1$ とする。以上の条件は年別最大波高資料に対しても同じである。

Fig. 6 は東京灯標における 1961～2005 年 45 年間の年別最大風速資料および 1932～2005 年 74 年間と 1911～2005 年 95 年間の年別最大風速資料に対する最適分布のあてはめ結果を Q-Q プロット図として示す。資料採択率はそれぞれ $\nu=1/3$ である。図中の U_{AMdata} は年別最大 (AM) 風速値, U_{AMcal} は最適分布を用いて得た各順位に相当する年別最大風速値を表す。相関係数 ρ_U は順に 0.971, 0.990 および 0.994 を与える。95 年間資料を除いて相関係数はやや小さいが, 各資料点はほぼ 45° 直線上に分布する。

Table 4 は推算風速資料および観測風速資料 (*印) に基づく 50 年・100 年確率風速 (U_{50}^K , U_{100}^K) とそれらの標準偏差 ($U_{\sigma 50}^K$, $U_{\sigma 100}^K$) および相関係数 ρ_U , 各資料期間中の第 1 位値 U_{max}^K と第 2 位値 U_{max2}^K ,

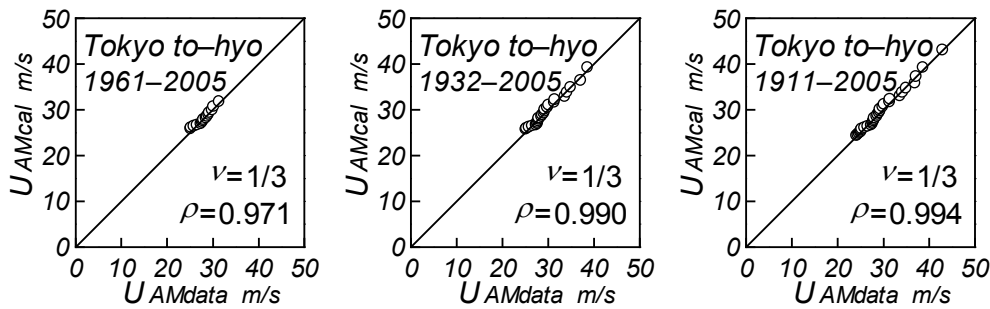


Fig. 6 Quantile-quantile plot of hindcast- and optimum distribution-based annual maximum wind speeds at Tokyo to-hyo.

1961～2005年の45年間資料に対する100年確率風速 U_{100}^{45} ($\nu=1/3$)を分母とする、各資料期間の資料に対する100年確率風速 U_{100}^K ($\nu=1/3$)の比 $\gamma_{U_{100}}^K (=U_{100}^K/U_{100}^{45})$ を解析条件(資料期間, 資料年数 K , 採択資料数 N , 資料採択率 ν)とともに示す。各変数の上側の添字は資料年数, 下側の添字は再現期間, を意味する。山口ら^[8]より採録した観測資料に基づく確率風速の再現期間は50年となっている。対象地点は25年以上の海上風観測資料が得られる東京湾湾奥の東京灯標, 伊勢湾に隣接する三河湾のブイ1(ただし, 14年), 大阪湾内のMT局, 瀬戸内海西部海域周防灘西部の荇田の合計4海上観測地点である。東京灯標における年別最大風速資料の解析は, ①観測資料期間に相当する推算資料期間1970～2004年の $K=35$ 年で推算資料および観測資料の両者に対して $\nu=1(N=35)$, ②1時間間隔の連続推算資料が得られる1961～2005年の推算資料期間 $K=45$ 年で $\nu=1/3(N=15)$ および $\nu=1(N=45)$, ③1932～2005年の推算資料期間 $K=74$ 年で $\nu=1/3(N=24)$, ④1911～2005年の推算資料期間 $K=95$ 年で $\nu=1/3(N=31)$, の条件で行う。他の3地点であるブイ1(推算資料期間1950～2005年の56年および1921～2005年の85年), MT局, 荇田(いずれも推算資料期間1933～2005年の73年および1918～2005年の88年)についても同様である。

東京灯標では35年間の観測資料と推算資料による50年確率風速 U_{50}^{35} と標準偏差 $U_{\sigma 50}^{35}$ はそれぞれ 30.3 ± 1.0 m/s, 30.2 ± 0.9 m/sであり, 相互にかなり近い値をとる。また, 45年間資料では確率風速に及ぼす資料採択率の影響は小さい。他の3地点の資料についてもほぼ同様の結果が得られるので, 以下では資料採択率の影響は述べない。一方, ①35年間資料で $U_{100}^{35}=31.1$ m/s ($\nu=1$), ②45年間資料で $U_{100}^{45}=32.3$ m/s ($\nu=1/3$), ③74年間資料で $U_{100}^{74}=38.7$ m/s ($\nu=1/3$), ④95年間資料で $U_{100}^{95}=41.2$ m/s ($\nu=1/3$)というように, 資料期間の拡張は確率風速推定値の有意な増加をもたらす。因みに, 45年間資料に基づく U_{100}^{45} を分母, 74年間資料および95年間資料に基づく U_{100}^K を分子とする100年確率風速比は順に $\gamma_{U_{100}}^{74}=1.20$ および $\gamma_{U_{100}}^{95}=1.28$ であるから, 100年確率波高にそれぞれ20%および28%の増加がみられる。ただし, 資料期間35年から45年への拡張に対して100年確率波高の増加は4% ($\nu=1/3$)または6% ($\nu=1$)にとどまる。上記の増大は, 資料期間の拡張に伴い45年の資料期間で第1位値と第2位値にあたる31.4 m/s (T6626号), 30.2 m/s (T6524号)や74年の資料期間で第1位～第3位値をとる38.7 m/s (T38-Oct台風), 37.2 m/s (T32-Nov台風), 35.0 m/s (T4511号), 95年の資料期間で第1位値43.0 m/s (T17-Sep台風), 第2位値38.7 m (T38-Oct台風), 第3位値37.2 m/s (T32-Nov台風), 第4位値37.0 m/s (T11-Jul台風), 第5位値35.0 m (T4511号)がそれぞれ年別最大風速資料に加わることによる。新たに加わる第1位値や第2位値などがそれ以前の第1位(年別最大)値と比べて突出した値をとる場合には, 確率風速(推定値)のみならず標準偏差も大きくなる。なお, 確率風速に関して定性的傾向をみると, つぎのことが言える。すなわち, 第2位値のみが大きくなる場合, 確率風速はやや増加し, 標準偏差は減少する。第1位値と第2位値が変わらない場合, 確率風速と標準偏差の両者が有意な程度にやや減少する。

Table 4 Result of extreme value analysis for annual maximum wind speed data sample at each of Tokyo to-hyo, Buoy 1, MT station and Kanda.

location	period	K yrs.	N	ν	ρ_U	U_{50}^K m/s	$U_{\sigma 50}^K$ m/s	U_{100}^K m/s	$U_{\sigma 100}^K$ m/s	U_{max}^K m/s	$U_{max 2}^K$ m/s	γ_{U100}^K
Tokyo to-hyo	11-05	95	31	0.33	0.994	38.5	2.1	41.2	2.6	43.0	38.7	1.28
	32-05	74	24	0.32	0.990	36.6	1.7	38.7	2.1	38.7	37.2	1.20
	61-05	45	15	0.33	0.971	31.5	0.7	32.3	0.9	31.4	30.2	1
	61-05	45	45	1	0.989	31.8	0.9	32.9	1.0	31.4	30.2	1.02
	70-04	35	35	1	0.984	30.2	0.9	31.1	0.9	29.3	28.8	0.96
	70-04*	35	35	1	0.994	30.3	1.0			30.9	28.4	
Buoy 1	21-05	85	28	0.33	0.995	39.6	2.4	42.6	2.9	43.3	39.2	1.04
	50-05	56	18	0.32	0.991	40.7	3.1	44.1	3.7	43.3	39.2	1.08
	61-05	45	15	0.33	0.952	36.1	3.8	40.8	5.0	39.2	38.5	1
	61-05	45	45	1	0.979	36.0	3.4	40.4	4.3	39.2	38.5	0.99
	91-04	14	14	1	0.994	29.4	2.7	31.3	3.3	27.7	25.1	0.77
	91-04*	14	14	1	0.991	27.9	2.8			26.2	23.1	
MT st.	18-05	88	29	0.33	0.970	43.2	2.5	46.5	2.9	45.0	44.9	0.97
	33-05	73	24	0.33	0.962	44.2	2.6	47.5	3.0	45.0	44.9	0.99
	61-05	45	15	0.33	0.977	43.8	4.0	47.8	4.8	45.0	43.0	1
	61-05	45	45	1	0.985	43.6	4.1	48.6	5.0	45.0	43.0	1.02
	79-05	27	27	1	0.982	31.6	1.5	32.9	1.6	30.1	29.5	0.69
	79-05*	27	27	1	0.993	28.1	1.1			27.8	27.0	
Kanda	18-05	88	29	0.33	0.995	34.9	1.4	36.6	1.6	37.3	33.9	1.07
	33-05	73	24	0.33	0.993	35.3	1.5	36.9	1.7	37.3	33.9	1.08
	61-05	45	15	0.33	0.990	33.1	1.2	34.3	1.4	32.9	32.5	1
	61-05	45	45	1	0.987	33.6	1.5	35.6	1.7	32.9	32.5	1.04
	81-05	25	25	1	0.983	34.3	2.1	36.3	2.4	32.9	30.4	1.06
	81-06*	26	25	0.96	0.980	33.4	3.3			32.6	28.8	

example of year period 11-05 : 1911-2005 W : Weibull distribution * : obs.

伊勢湾に続く三河湾のブイ 1 では 1991~2004 年 14 年間の観測資料および推算資料に基づく $U_{50}^{14} \pm U_{\sigma 50}^{14}$ はそれぞれ 27.9 ± 2.8 m/s, 29.4 ± 2.7 m/s であり, 推算資料に基づく U_{50}^{14} がやや大きいものの, 相互に近い値を与える。ついで, 資料期間の拡張の影響は, 上記の①14 年間資料に対して $U_{100}^{14} = 31.3$ m/s ($\nu = 1$), ②45 年間資料に対して $U_{100}^{45} = 40.8$ m/s ($\nu = 1/3$), ③56 年間資料に対して $U_{100}^{56} = 44.1$ m/s ($\nu = 1/3$), ④85 年間資料に対して $U_{100}^{85} = 42.6$ m/s ($\nu = 1/3$) であるから, 観測資料期間 14 年から資料期間 45 年の拡張に対して確率風速の推定値にかなりの増加がみられる。これは第 1 位値や第 2 位値などの圧倒的な増加による。しかし 45 年から 56 年への期間拡張に対して, 100 年確率風速比は $\gamma_{U100}^{56} = 1.08$ にとどまる。45 年の資料期間では第 1 位値は 39.2 m/s (T7220 号), 第 2 位値は 38.5 m/s (T6118 号), 56 年の資料期間では第 1 位値は 43.3 m/s (T5915 号), 第 2 位値は 39.2 m/s (T7220 号) と, 両者が若干大きくなる特徴を反映する。なお, 85 年間資料に対して T21-Sep 台風と T3412 号時の最大風速が第 4~第 5 位の上位値に加わる程度であるので, 資料期間の拡張に伴い 100 年確率風速 U_{100}^{85} は若干減少

し ($\gamma_{U_{100}}^{56}=1.08$ から $\gamma_{U_{100}}^{85}=1.04$ に), 標準偏差 $U_{\sigma_{100}}^{85}$ も 2.9 m/s と一層小さくなる。

大阪湾内の MT 局では 1979~2005 年の 27 年間における観測資料と推算資料に基づく $U_{50}^{27} \pm U_{\sigma_{50}}^{27}$ はそれぞれ 28.1 ± 1.1 m/s, 31.6 ± 1.5 m/s であり, 推算資料に基づく確率風速が 3.5 m/s 大きい。これは, 第 1 位値や第 2 位値にみられるように, 推算風速が観測風速よりやや大きいことによる。ついで, ① 27 年間資料に対して $U_{100}^{27}=32.9$ m/s ($\nu=1$), ② 45 年間資料に対して $U_{100}^{45}=47.8$ m/s ($\nu=1/3$), ③ 73 年間資料に対して $U_{100}^{73}=47.5$ m/s ($\nu=1/3$) となつて, 27 年から 45 年への資料期間の拡張は確率風速推定値に大きな増加をもたらす。しかし, 73 年間資料に基づく U_{100}^{73} は 45 年間資料による U_{100}^{45} とほとんど変わらないまま ($\gamma_{U_{100}}^{73} \approx 0.99$), その標準偏差は $U_{\sigma_{100}}^{45}=4.8$ m/s から $U_{\sigma_{100}}^{73}=3.0$ m/s に減少し, 確率風速推定値の信頼性が向上する。これは 45 年の期間に対して第 1 位値 45.0 m/s (T6118 号), 第 2 位値 43.0 m/s (T6420 号) などが 27 年間の資料に加わり, 確率風速のかなりの増加をもたらすが, 73 年の期間では第 1 位値 45.0 m/s (T6118 号), 第 2 位値 44.9 m/s (T5028 号) というように, 第 2 位値 (44.9 m/s) が若干大きくなるだけであるので, 73 年間資料に基づく確率風速は 45 年間資料に基づくものとほとんど変わらず, 標準偏差は $U_{\sigma_{100}}^{45}=4.8$ m/s から $U_{\sigma_{100}}^{73}=3.0$ m/s に小さくなる。同様に, ④の 88 年間資料に対しては新たに加わる年別最大風速がそれほど大きくないことから, 100 年確率風速 U_{100}^{88} と標準偏差 $U_{\sigma_{100}}^{88}$ はさらに若干減少する。

苅田では 1981~2006 年 26 年間の観測資料に基づく U_{50}^{26} と $U_{\sigma_{50}}^{26}$ および 1981~2005 年 25 年間の推算資料に基づく U_{50}^{25} と $U_{\sigma_{50}}^{25}$ はそれぞれ 33.4 ± 3.3 m/s, 34.3 ± 2.1 m/s である。確率風速にあまり差はないが, 標準偏差は観測資料の場合に大きい。一方, ① 25 年間推算資料に対して $U_{100}^{25}=36.3$ m/s ($\nu=1$), ② 45 年間資料に対して $U_{100}^{45}=34.3$ m/s ($\nu=1/3$), ③ 73 年間資料に対して $U_{100}^{73}=36.9$ m/s ($\nu=1/3$) であるから, 25~73 年の期間に対して確率風速 U_{100}^K の変化は 8%以内 ($\gamma_{U_{100}}^{25}=1.06$, $\gamma_{U_{100}}^{73}=1.08$) にとどまる。標準偏差 $U_{\sigma_{100}}^K$ は 2.4 m/s から 1.4 m/s, 1.7 m/s へと変化し, 推算値の信頼性が向上する。第 1 位値と第 2 位値は 25 年の期間で 32.9 m/s (T9119 号), 30.4 m/s (T0418 号), 45 年の期間で 32.9 m/s (T9119 号), 32.5 m/s (T7010 号), 73 年および 88 年の期間で 37.3 m/s (T4216 号), 年 33.9 m/s (T5522 号) である。すなわち, これらの値は資料期間の拡張に比べて突出した増加を示さないことから, 45 年から 73 年への資料期間の拡張に伴う確率風速の変化 ($\gamma_{U_{100}}^{73}=1.08$) もあまり大きくないと考えられる。なお, ④の 85 年間資料に対する 100 年確率風速 U_{100}^{85} と標準偏差 $U_{\sigma_{100}}^{85}$ の期間拡張による変化も小さい ($\gamma_{U_{100}}^{85}=1.07$)。

Table 4 によれば, 各領域における最長期間の資料に基づく確率風速推定値の精度が相関係数や標準偏差の値からみて, より短い期間の資料に基づく結果の精度と同程度か, より高い特徴が見出されるけれども, それぞれ 21 年 (東京湾の東京灯標), 29 年 (三河湾のブイ 1), 15 年 (大阪湾の MT 局, 瀬戸内海西部海域の苅田) の拡張期間のなかでわずか 2 個の年別最大値しか採用しておらず, 結果的にはこの期間の上位値を欠落する可能性が高い。したがって, 確率風速の推定結果の信頼性にやや不明確さを残すことから, ここでは各領域における③の資料期間に対する結果に基づく考察を主として行う。

Fig. 7 は東京湾で 74 年間, 伊勢湾で 56 年間, 瀬戸内海で 73 年間の推算風速資料に基づく 100 年確率風速 U_{100}^K (Δ 印) とその標準偏差 $U_{\sigma_{100}}^K$ および 45 年間資料に基づく U_{100}^{45} ($\nu=1/3$) を分母, 1960 年以前の資料を含む 2005 年までの前記の資料に基づく U_{100}^K を分子とする 100 年確率風速比 $\gamma_{U_{100}}^K$ (\square 印) および観測資料に基づく 50 年確率風速 U_{50}^K ($*$ 印) と標準偏差 $U_{\sigma_{50}}^K$, 観測資料期間に相当する推算資料に基づく U_{50}^K (\circ 印) と標準偏差 $U_{\sigma_{50}}^K$ を示す。標準偏差 $U_{\sigma_{50}}^K$ は矢印で範囲を表す。また, 東京湾で 95 年間, 伊勢湾で 85 年間, 瀬戸内海で 88 年間の資料に対する 100 年確率風速比 $\gamma_{U_{100}}^K$ (\bullet 印) も与える。対象地点は東京湾の 6 海上地点 (東京灯標, 千葉港観測塔, 湾央地点, 第 2 海堡, アシカ島, 浜金谷), 伊勢湾 (三河湾を含む) の 5 海上地点 (ブイ A, ブイ B, ブイ 1, シーバース, 城南) および瀬戸内海の 6 海上地点 (MT 局, 神戸, 大阪, 佐田岬, 大分, 苅田) である。図には観測資料の期

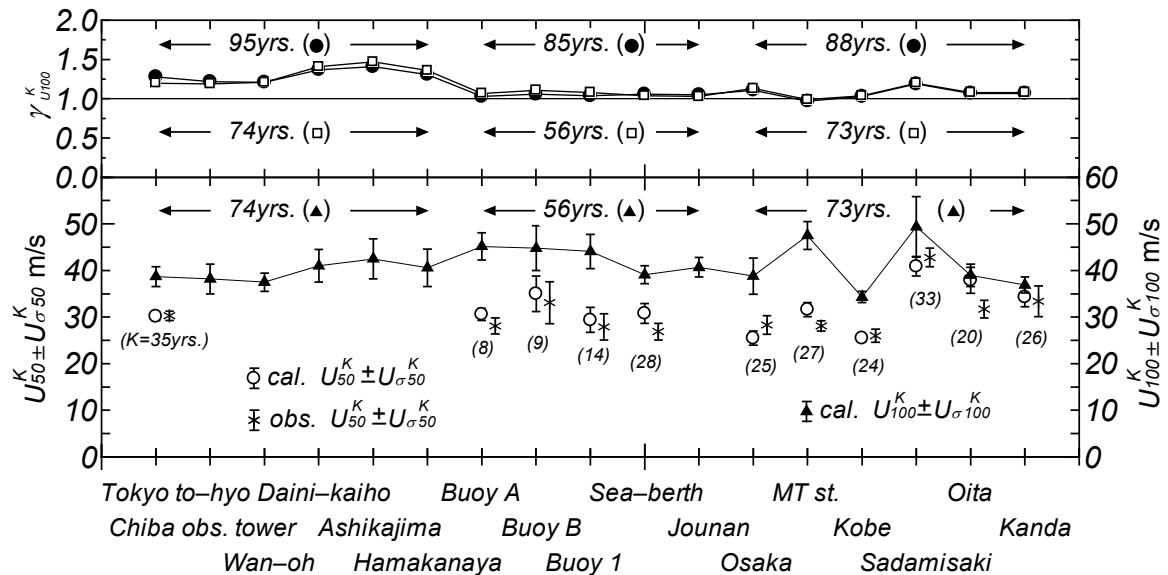


Fig. 7 Alongshore location plots of return wind speed-related statistical quantities.

間，たとえば東京灯標では35年 ($K=35$ yrs.)，ブイ A では8年 (8) を与える。東京湾では長期の海上風観測資料に基づく確率風速が得られる地点は東京灯標の1地点に限られることから，他の5地点における観測資料に基づく確率風速を与えていない。また，伊勢湾では城南で海上風観測資料が得られていない。瀬戸内海西部海域の佐田岬半島先端に位置する佐田岬 (灯台) では観測風資料を海上風資料とみなした。

まず，観測資料 (obs) およびこれと同じ期間の推算資料 (cal) に基づく50年確率風速 U_{50}^K (いずれも $\nu=1$) について ± 2.5 m/s 以内の差 ($U_{50cal}^K > U_{50obs}^K$ の場合，正の値) で比較的良好に符合する地点は東京灯標 (-0.1 m/s)，ブイ A (2.5 m/s)，ブイ B (1.9 m/s)，ブイ 1 (1.5 m/s)，神戸 (-0.5 m/s)，佐田岬 (-1.9 m/s)，荻田 (0.9 m/s)，2.5 m/s 以上の差 (絶対値) を示す地点はシーバース (3.9 m/s)，大阪 (-2.8 m/s)，MT局 (3.5 m/s)，大分 (6.2 m/s) であり，とくに大分で差が大きい。これらは上位の年別最大値に対する推算資料の過大評価か，観測資料におけるピーク時資料の欠如に伴う過小評価のいずれかによると推測される。しかし，図で見ると，標準偏差を含めれば両資料に基づく確率風速は大部分の地点で相互にほぼ対応すると言えよう。

ついで，より長い期間 (東京湾で74年間) の推算資料に基づく100年確率風速 U_{100}^{74} は東京湾内では湾央地点の37.5 m/s，千葉港観測塔の38.2 m/s から東京灯標の38.7 m/s の範囲にあり，湾奥の東京灯標でやや大きい。標準偏差 $U_{\sigma 100}^{74}$ は湾央地点の2.0 m/s から千葉港観測塔の3.2 m/s と1.6倍の変動範囲をもつ。千葉港観測塔では確率風速に比べて標準偏差が相対的に大きい。湾外では100年確率風速 U_{100}^{74} は40.6~42.5 m/s をとり，湾内より3~4 m/s 大きい。同様に，標準偏差 $U_{\sigma 100}^{74}$ も3.5~4.3 m/s と湾内の値を上まわる。

伊勢湾 (三河湾を含む) では56年間資料に基づく100年確率風速 U_{100}^{56} は湾外のブイ A，ブイ B で45 m/s，三河湾のブイ 1 で44 m/s と大きく，伊勢湾北部のシーバースと城南で39~41 m/s をとり，5 m/s 程度小さい。標準偏差 $U_{\sigma 100}^{56}$ は湾外と三河湾の地点で2.9~4.8 m/s，湾内北部で1.9~2.1 m/s であるから，湾外や三河湾内の地点で相対的に大きい。すなわち，変動係数 C_v が大きい。とくに，ブイ B では11%をとる。

瀬戸内海のうち大阪湾内では73年間資料に基づく100年確率風速 U_{100}^{73} は沿岸の大阪で38.8 m/s，神戸で34.3 m/s であるのに対して，沖合にあるMT局で47.5 m/s と非常に大きい。これはMT局における年別最大風速の第1位値が45.0 m/s (T6118号；第2室戸台風)，第2位値が44.9 m/s (T5028号；

ジェーン台風) という特性を反映する。西部海域でも荊田で 36.9 m/s, 大分で 39.0 m/s であるのに対して, 豊予海峡での風場の収束の影響を直接受ける佐田岬で 49.4 m/s ときわめて大きい。これは第 1 位値が 55.1 m/s (T5115 号; ルース台風), 第 2 位値が 43.4 m/s (T4516 号; 枕崎台風) が示すように, 突出した第 1 位値による。したがって, 100 年確率風速の標準偏差 $U_{\sigma 100}^{73}$ は佐田岬で 6.5 m/s (変動係数 $C_v=13\%$) と著しく大きい値をとり, 信頼区間の幅が非常に広い。同様に, 大阪で $U_{\sigma 100}^{73}=3.9$ m/s ($C_v=10\%$), MT 局で $U_{\sigma 100}^{73}=3.0$ m/s ($C_v=6\%$) と佐田岬以外の他の地点 (神戸, 大分, 荊田) の値と比べて大きい。

以上のように, 100 年確率風速は東京湾内の地点で 38 m/s 前後, 湾外で 42 m/s 前後, 伊勢湾の湾外から湾入口で 45 m/s 前後, 伊勢湾北部で 40 m/s 前後, 瀬戸内海の沿岸部で 34~39 m/s, 大阪湾内や海峡部で 48 m/s 前後の値をとり, とくに海峡部で地形の影響に伴う増幅がみられる。標準偏差は 100 年確率風速の概略 5~10% の範囲にあるが, 佐田岬では 13% に達する。

100 年確率風速比 γ_{U100}^K は東京湾内では 74 年間資料で 1.19~1.21, 95 年間資料で 1.21~1.28 (東京灯標) と, 東京灯標において 95 年間資料で 8% 大きいものに対して, その湾外では 74 年間資料で 1.36~1.47, 95 年間資料で 1.31~1.41 と, 逆に 4~6% 減少する。しかし, いずれにしても 45 年間資料に基づく結果に比べて, より長い期間の資料では 100 年確率風速 U_{100}^K は 20~30% (湾内) あるいは 30~50% (湾外) とかなり増加する。伊勢湾内では 56 年間資料で 1.03~1.04, 85 年間資料で 1.05~1.06 と後者がわずかに大きく, 湾外では 56 年間資料で 1.07~1.11, 85 年間資料で 1.03~1.06 と, 後者が逆に 4~5% 減少する。大阪湾では 73 年間資料で 0.99~1.13, 88 年間資料で 0.97~1.11 と, 後者で 1~2% 小さくなる。佐田岬では 73 年間資料で 1.20, 88 年間資料で 1.19 と 1% 小さく, 瀬戸内海西部海域の荊田と大分ではいずれも 73 年間資料で 1.08, 88 年間資料で 1.07 をとる。これらの数値は 1960 年以前の第 1 位値や第 2 位値が 1961 年以降のそれらをどの程度上まわるかに依存し, とくに東京湾の内外地点と佐田岬で大きい値をとる。すなわち, 資料期間のさらなる拡張に伴い, 突出した第 1 位値が新たに加わる東京灯標では 100 年確率風速 U_{100}^{95} や確率風速比 γ_{U100}^{95} が一層大きくなるものに対して, 第 1 位値と第 2 位値が変化しない場合には, これらの値はやや減少する。観測資料期間に相当する期間の推算資料に基づく 100 年確率風速は 45 年間資料などのより長い期間の資料に基づく 100 年確率風速と比べて格別に小さいことから, 期間長の短い資料に基づく確率風速はかなりの過小評価になっていることがわかる。

なお, 大阪港中央突堤で観測された 1952~1967 年 16 年間 16 個の年別最大風速資料に対する解析では, 50 年確率風速とその標準偏差 $U_{50}^{16} \pm U_{\sigma 50}^{16}$ は 35.6 ± 2.2 m/s, 16 年間のストーム時ピーク風速の資料数 $N=30$, 資料総数 $N_T=64\sim 256$ とする極大風速資料に対する解析では再現期間 50 年に対して 36.1 ± 2.6 m/s であるから, 推算資料に基づく結果に近い。観測資料に基づくこの間の第 1 位値は 32.5 m/s (T5313 号; テス台風), 第 2 位値は 30.4 m/s (T6118 号; 第 2 室戸台風), 第 3 位値は 30.0 m/s (T6524 号) である。風速計高度は不明であるが, 5~10 m と考えられる。海上風速としては 5~10% 大きい可能性があり, 確率風速も同程度に大きくなる。しかし, 風速計の機種が現在のものと異なることから, より適正な評価のためには風速計の機種の相違の影響を考慮する必要がある。

3.3 確率波高の特性

Fig. 8 は 1961~2005 年 45 年間の年別最大波高資料および 1932~2005 年 74 年間と 1911~2005 年 95 年間の年別最大波高資料に対する最適分布に基づく Q-Q プロットを東京灯標について示す。資料採択率は $\nu=1/3$ である。相関係数 $\rho_H=0.984, 0.995$ および 0.994 が順に示唆するように, 45 年間資料の場合の資料値が 45° 直線のまわりに若干ばらついて位置するのに対して, 74 年間資料と 95 年間資料ではほぼ 45° 直線上にプロットされる。

Table 5 は極値統計解析より得られた 50 年・100 年確率波高 (H_{50}^K, H_{100}^K) とそれらの標準偏差 ($H_{\sigma 50}^K,$

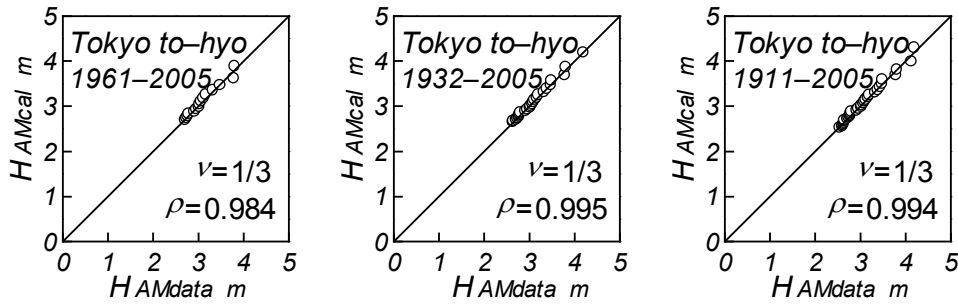


Fig. 8 Quantile-quantile plot of hindcast- and optimum distribution-based annual maximum wave heights at Tokyo to-hyo.

Table 5 Result of extreme value analysis for annual maximum wave height data sample at each of Tokyo to-hyo, Yokkaichi, MT station and Kanda.

location	period	K yrs.	N	ν	ρ_H	H_{50}^K m	$H_{\sigma 50}^K$ m	H_{100}^K m	$H_{\sigma 100}^K$ m	H_{max}^K m	H_{max2}^K m	γ_{H100}^K
Tokyo to-hyo	11-05	95	31	0.33	0.994	3.93	0.18	4.17	0.21	4.20	4.13	1.05
	32-05	74	24	0.32	0.995	3.89	0.20	4.12	0.25	4.20	3.81	1.04
	61-05	45	15	1/3	0.984	3.79	0.20	3.98	0.23	3.81	3.79	1
	61-05	45	45	1	0.995	3.81	0.20	4.04	0.22	3.81	3.79	1.02
	69-04	36	36	1	0.991	3.56	0.25	3.78	0.29	3.79	3.12	0.95
	69-04*	36	36	1	0.996	3.63	0.29			3.69	2.93	
Yokkaichi	21-05	85	28	0.33	0.981	4.42	0.16	4.68	0.18	4.44	4.21	1.05
	50-05	56	18	0.32	0.987	4.40	0.19	4.61	0.21	4.44	4.21	1.03
	61-05	45	15	0.33	0.989	4.24	0.24	4.47	0.27	4.21	4.15	1
	61-05	45	45	1	0.993	4.30	0.27	4.63	0.30	4.21	4.15	1.04
	77-96	20	20	1	0.981	3.94	0.28	4.18	0.31	3.54	3.53	0.94
	77-96*	20	20	1	0.975	3.70	0.64			3.75	2.49	
MT st.	18-05	88	29	0.33	0.993	4.18	0.29	4.56	0.35	4.69	4.18	1.10
	33-05	73	24	0.33	0.989	4.26	0.31	4.66	0.38	4.69	4.18	1.13
	61-05	45	15	0.33	0.989	3.81	0.35	4.13	0.45	4.08	3.42	1
	61-05	45	45	1	0.993	3.83	0.31	4.17	0.36	4.08	3.42	1.01
	78-05	28	28	1	0.985	3.14	0.19	3.31	0.22	3.04	2.92	0.80
	78-05*	28	28	1	0.994	3.41	0.22			3.33	3.17	
Kanda	18-05	88	29	0.33	0.980	4.74	0.14	4.95	0.16	4.81	4.73	1.06
	33-05	73	24	0.33	0.979	4.76	0.14	4.94	0.16	4.81	4.73	1.06
	61-05	45	15	0.33	0.960	4.54	0.15	4.68	0.15	4.51	4.48	1
	61-05	45	45	1	0.995	4.67	0.18	4.87	0.18	4.51	4.48	1.04
	80-05	26	26	1	0.981	4.61	0.20	4.82	0.21	4.12	4.02	1.03
	80-06*	27	26	0.96	0.968	4.04	0.40			3.76	3.64	

example of year period 11-05 : 1911-2005 W : Weibull distribution, G : Gumbel distribution * : obs.

$H_{\sigma 100}^K$), 相関係数 ρ_H , 45 年間資料に基づく 100 年確率波高 H_{100}^{45} ($\nu=1/3$) に対する各期間資料の 100 年確率波高 H_{100}^K の比 γ_{H100}^K および解析条件 (資料期間, 資料年数 K , 採択資料数 N , 資料採択率 ν) の一覧を東京湾の東京灯標, 伊勢湾の四日市, 大阪湾 MT 局, 瀬戸内海西部海域の苅田について与える。各地点における資料期間の分割法は Table 4 の場合と同じである。

東京灯標では 1969~2004 年 36 年間の年別最大観測波高資料および同じ期間の年別最大推算波高資料に基づく 50 年確率波高 H_{50}^{36} とその標準偏差 $H_{\sigma 50}^{36}$ は順に 3.63 ± 0.29 m と 3.56 ± 0.25 m であり, 両者はほぼ符合する。また, 45 年間推算資料に基づく解析では確率波高推定値に及ぼす資料採択率の影響は標準偏差を含めて小さい。資料期間の拡張の影響をみると, 100 年確率波高とその標準偏差は①上述した 36 年間資料で $H_{100}^{36} \pm H_{\sigma 100}^{36} = 3.78 \pm 0.29$ m ($\nu=1$), ②45 年間資料で $H_{100}^{45} \pm H_{\sigma 100}^{45} = 3.98 \pm 0.23$ m ($\nu=1/3$), ③74 年間資料で $H_{100}^{74} \pm H_{\sigma 100}^{74} = 4.12 \pm 0.25$ m ($\nu=1/3$), ④95 年間資料で $H_{100}^{95} \pm H_{\sigma 100}^{95} = 4.17 \pm 0.21$ m ($\nu=1/3$) である。資料期間の拡張に伴い確率波高は若干増加し, 74 年間資料の場合 $\gamma_{H100}^{74} = 1.04$, 95 年間資料の場合 $\gamma_{H100}^{95} = 1.05$ となる。95 年間資料では 36 年間資料に比べて 100 年確率波高が 10% 増加する。また標準偏差はおおむね減少する。45 年以上の資料期間でみれば, 45 年間資料の第 1 位値と第 2 位値は 3.81 m (T6118 号) と 3.79 m (T7920 号), 74 年間資料のそれらは 4.20 m (T3412 号) と 3.81 m (T6118 号), 95 年間資料では 4.20 m (T3412 号) と 4.13 m (T17-Oct 台風) である。後者の T3412 号時の 4.20 m が相対的にやや大きい値をとるので, 45 年間資料より 74 年間資料による確率波高推定値も若干増加する。また, 74 年間資料と 95 年間資料による結果では第 2 位値 (4.13 m, T17-Oct 台風) の増加に伴い確率波高はさらにやや大きくなるが, 標準偏差は小さくなる。

伊勢湾の四日市でも 20 年間の観測資料に基づく 50 年確率波高と標準偏差 $H_{50}^{20} \pm H_{\sigma 50}^{20}$ は 3.70 ± 0.64 m, 同じ 20 年間の推算資料に対して 3.94 ± 0.28 m を与える。この場合には確率波高の差は 0.24 m であるが, 観測資料に基づく標準偏差がかなり大きい。20 年間および 45 年間から 56 年間および 85 年間への資料期間の拡張に伴い, 100 年確率波高とその標準偏差は① $H_{100}^{20} \pm H_{\sigma 100}^{20} = 4.18 \pm 0.31$ m ($\nu=1$), ② $H_{100}^{45} \pm H_{\sigma 100}^{45} = 4.47 \pm 0.27$ m ($\nu=1/3$) から③ $H_{100}^{56} \pm H_{\sigma 100}^{56} = 4.61 \pm 0.21$ m ($\nu=1/3$), ④ $H_{100}^{85} \pm H_{\sigma 100}^{85} = 4.68 \pm 0.18$ m ($\nu=1/3$) に変化する。観測資料期間に対する①の結果を除いて確率波高の差はあまり大きくないが, 標準偏差は小さくなり, 確率波高推定値の信頼性が向上する。第 1 位値と第 2 位値は 45 年間資料で 4.21 m (T6118 号) と 4.15 m (T7220 号), 56 年間資料で 4.44 m (T5915 号) と 4.21 m (T6118 号), 85 年間資料で同じく 4.44 m (T5915 号) と 4.21 m (T6118 号) と漸増を示す程度であるから, 資料期間の拡張に伴い 100 年確率波高がやや増加し, 標準偏差は減少する。100 年確率波高比は 56 年間資料で $\gamma_{H100}^{56} = 1.03$, 85 年間資料で $\gamma_{H100}^{85} = 1.05$ であり, 第 1 位値と第 2 位値の若干の増加に対応して確率波高比も漸増するが, その値はせいぜい 5% とあまり大きくない。

大阪湾の MT 局では 28 年間の観測資料に基づく 50 年確率波高と標準偏差 $H_{50}^{28} \pm H_{\sigma 50}^{28}$ は 3.41 ± 0.22 m, 同じ 28 年間の推算資料に対して 3.14 ± 0.19 m である。観測資料に基づく確率波高が 0.27 m, 標準偏差も 0.03 m 大きい。100 年確率波高と標準偏差は①28 年間資料で $H_{100}^{28} \pm H_{\sigma 100}^{28} = 3.31 \pm 0.22$ m ($\nu=1$), ②45 年間資料で $H_{100}^{45} \pm H_{\sigma 100}^{45} = 4.13 \pm 0.45$ m ($\nu=1/3$), ③73 年間資料で $H_{100}^{73} \pm H_{\sigma 100}^{73} = 4.66 \pm 0.38$ m ($\nu=1/3$) であるから, とくに資料期間 45 年から 73 年への拡張に伴い 100 年確率波高が 0.53 m 増加し, 標準偏差が 0.07 m 減少する。45 年間資料の第 1 位値は 4.08 m (T6118 号), 第 2 位値は 3.42 m (T7220 号), 73 年間資料の第 1 位値は 4.69 m (T5313 号), 第 2 位値は 4.18 m (T5915 号) であり, 後者の値がかなり大きい特徴が確率波高推定値に反映される。88 年間資料では 100 年確率波高とその標準偏差は④ $H_{100}^{88} \pm H_{\sigma 100}^{88} = 4.56 \pm 0.35$ m ($\nu=1/3$), 第 1 位値は 4.69 m (T5313 号), 第 2 位値は 4.18 m (T6118 号) であり, 73 年間資料による結果とあまり変わらず, むしろ小さくなる。100 年確率波高比は 73 年間資料で $\gamma_{H100}^{73} = 1.13$, 88 年間資料で $\gamma_{H100}^{88} = 1.10$ と第 1 位値と第 2 位値の特性を反映していずれも 10% 以上大きくなるが, より長い期間の 88 年間資料による結果では確率波高は 3% 小さくなる。このことは, 安定した再現確率値を得るためには, 既往の第 1 位値を含む資料の期間をできるだけ長くと

る必要があることを示唆する。既往の第1位値以前の資料を含めない解析では再現確率値を過大評価、既往の第1位値を含めない解析では再現確率値を過小評価する可能性がある。なお、観測資料期間に相当する28年間 ($\nu=1$) から45年間 ($\nu=1/3$) への資料期間の拡張に伴い、100年確率波高のかなりの増加 (0.82 m) がみられる。

瀬戸内海西部海域周防灘の苅田では、27年間の観測資料に基づく50年確率波高と標準偏差は $H_{\sigma 50}^{27} \pm H_{\sigma 50}^{27} = 4.04 \pm 0.40$ m およびほぼ同じ期間(26年間)の推算資料に基づく50年確率波高と標準偏差は $H_{\sigma 50}^{26} \pm H_{\sigma 50}^{26} = 4.61 \pm 0.20$ m であり、推算資料が確率波高に対して0.57 m 大きい値を、標準偏差に対して0.20 m 小さい値を与える。この場合にも第1位値と第2位値が観測資料で3.76 m (T0613号)と3.64 m (T0514号)、推算資料で4.12 m (T8513号)と4.02 m (T9119号)という特性が確率波高推定値に現われる。26年間資料による100年確率波高と標準偏差は① $H_{\sigma 100}^{26} \pm H_{\sigma 100}^{26} = 4.82 \pm 0.21$ m ($\nu=1$)、45年間資料と73年間資料による100年確率波高と標準偏差は② $H_{\sigma 100}^{45} \pm H_{\sigma 100}^{45} = 4.68 \pm 0.15$ m ($\nu=1/3$)と③ $H_{\sigma 100}^{73} \pm H_{\sigma 100}^{73} = 4.94 \pm 0.16$ m ($\nu=1/3$)、②と③の資料期間における第1位値と第2位値は順に4.51 m (T7010号)、4.48 m (T7119号)と4.81 m (T4216号)、4.73 m (T5522号)である。26年から45年および45年から73年という資料期間の拡張に伴う確率波高推定値の減少と増加が順次みられる。88年間資料では100年確率波高と標準偏差は④ $H_{\sigma 100}^{88} \pm H_{\sigma 100}^{88} = 4.95 \pm 0.16$ m と73年間資料に基づく結果とほぼ符合する。この間の第1位値は4.81 m (T4216号)、第2位値は4.73 m (T5522号)と73年間資料の場合と同じであり、期間拡張に伴う確率波高と標準偏差の変化はほぼみられない。100年確率波高比は73年間資料で $\gamma_{H100}^{73} = 1.06$ 、88年間資料で $\gamma_{H100}^{88} = 1.06$ であり、期間拡張によっても第1位値および第2位値と同様に確率波高推定値は変化しない。また、苅田では観測資料期間に基づく100年確率波高を含めて資料期間の拡張に伴う確率波高推定値の変化は小さい。

Fig. 9は確率風速に対するFig. 7と同様の結果を確率波高について与える。対象地点は波浪観測資料が得られている東京湾内外の6地点(湾内の東京灯標、千葉港観測塔、湾央地点、湾口の第2海堡、湾外のアシカ島、浜金谷)、伊勢湾内の四日市、瀬戸内海の6地点(東部海域：大阪湾内の大阪、MT局、神戸、西部海域：豊後水道内の佐田岬(漁港)、別府湾内の大分、周防灘西部の苅田)である。このうち湾央地点における観測資料の期間は7年と短いことから、解析対象としない。千葉港観測塔でも資料期間は10年と長くない。また、外洋からの波浪の影響を受ける地点はアシカ島、浜金谷、佐田岬(漁港)の3地点である。

まず、観測資料とこれと同じ期間の推算資料に基づく50年確率波高 $H_{\sigma 50}^K$ について、両者の差

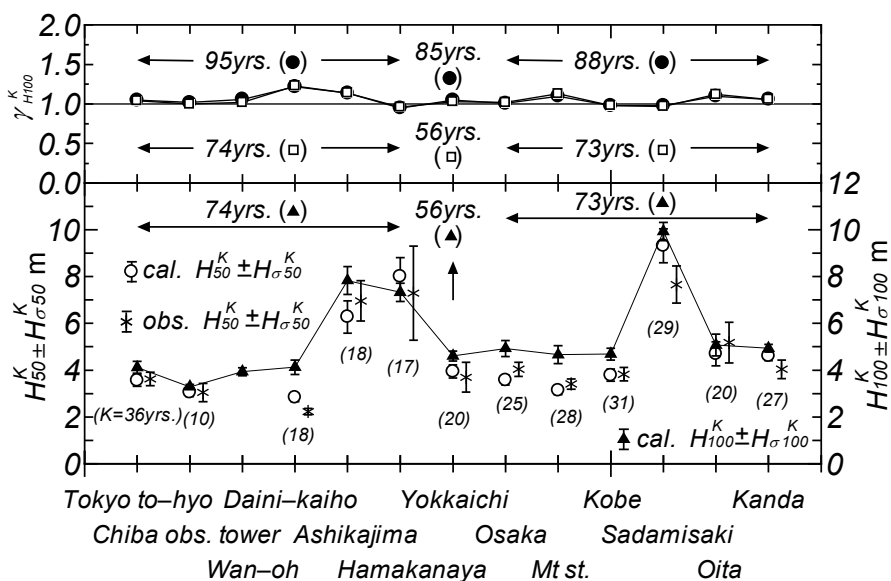


Fig. 9 Alongshore location plots of return wave height-related statistical quantities.

($H_{50cal}^K > H_{50obs}^K$ の場合正の値) が ± 0.3 m 以内に納まる地点は東京湾内の東京灯標 (-0.07 m) と千葉港観測塔 (0.01 m) の 2 地点, 伊勢湾内の四日市 (0.24 m), 大阪湾内の MT 局 (-0.27 m) と神戸 (-0.04 m) の 2 地点, 差が ± 0.5 m 以内の地点は大阪 (-0.46 m) と別府湾内の大分 (-0.48 m) の 2 地点である。この場合でも標準偏差は千葉港観測塔と四日市では観測資料の場合に大きい。続いて, 東京湾内の湾央地点で 0.60 m, 湾口の第 2 海堡で 0.61 m, 湾外のアシカ島で -0.68 m, 浜金谷で 0.72 m, 瀬戸内海西部海域周防灘西部の苅田で 0.57 m と, 絶対値にして 0.6~0.7 m の差, 豊後水道奥の佐田岬漁港で 1.66 m の差を示す。標準偏差を含めれば, 第 2 海堡と佐田岬漁港を除く地点で確率波高の範囲は両資料で重なる。しかし, 推算波高資料に含まれる誤差に加えて, 観測波高資料のもつ種々の制約(観測時間間隔, 異常波浪時の精度の不足や欠測など)によって, 両資料に基づく結果の適正な比較は容易でない。

たとえば, 浜金谷では最上位クラスの波高が生じたはずの T7920 号時に適正な観測資料が得られていないので, T8506 号に伴う第 1 位値が突出した値となり, その結果, 観測資料に基づく確率波高は低めの値, 標準偏差は非常に大きい値をとる。佐田岬漁港では異常波浪時の欠測が少なくないので, 観測資料に基づく確率波高は低めの評価となる。第 2 海堡では波浪推算における地形解像度の不足のため, 推算波高が大きめの値を与える可能性がある。また, 大分では観測資料に現われる突出した第 1 位波高が推算資料では低めの値となっているので, 観測資料に基づく確率波高のみならず標準偏差も推算資料に基づく結果と比べて大きい。以上に例示した個々の地点で異なる観測資料の特性や推算資料の誤差などに応じて両者の確率波高推定値に差が生じると考えられる。こうした状況を考慮すると, 全体的には推算資料に基づく確率波高は観測資料に基づく確率波高とある程度以上の対応を与えよう。

ついで, 東京湾で 74 年間, 伊勢湾で 56 年間, 瀬戸内海で 73 年間の推算資料に基づく 100 年確率波高 H_{100}^K と標準偏差 $H_{\sigma 100}^K$ の推定値をみると, 東京湾の湾奥西部から湾央, 湾口で 4 m 前後, 湾奥東部で 3.3 m, 湾外で 7.5 m 前後をとり, 湾内で 3.5 m 程度小さい。伊勢湾の四日市では 4.6 m を与えるが, 水深の制約を受けて低めの値となっている。水深の大きい沖合地点では 5 m を優に上まわる。大阪湾内の 3 地点で 4.7~4.9 m (4.8 m 前後), 大分と苅田で 5 m 前後であり, 西部海域でやや大きい。100 年確率風速に対して大阪湾内の MT 局で大分や苅田よりかなり大きい値が得られたが, 波高は吹送距離の制約を受けることから, 風速に応じた波高の増加は必ずしも生じない。また, 太平洋に接続する豊後水道奥で佐田岬半島の南側(太平洋側)に位置する佐田岬漁港は外洋から伝播する波浪の影響を直接受けることから, 100 年確率波高 H_{100}^{73} は 9.9 m と推定される。この値は内海部の 5 m と比べて約 2 倍に達するけれども, 豊後水道内の入り組んだ地形の影響により, 豊後水道境界における値と比べて 3~4 m 小さい。標準偏差 $H_{\sigma 100}^K$ は 100 年確率波高 H_{100}^K の 5% 前後あるいはそれ以下の地点(東京灯標, 千葉港観測塔, 湾央地点, 浜金谷, 四日市, 神戸, 佐田岬, 苅田)が多いが, 第 2 海堡とアシカ島および大分と MT 局で 7.5% 前後を与え, とくに第 1 位値と第 2 位値が突出した値をとる大分では 9% を越える。

45 年間以上の資料に基づく 100 年確率波高 H_{100}^K ($\nu = 1/3$) の 45 年間資料に基づく 100 年確率波高 H_{100}^{45} ($\nu = 1/3$) の比 γ_{H100}^K をみると, 資料期間の拡張によっても第 1 位値や第 2 位値に変化がない地点か第 2 位値がやや増加する地点(浜金谷, 神戸, 佐田岬)で 0.96~0.98, 第 1 位値と第 2 位値がやや増加する地点(東京灯標, 千葉港観測塔, 湾央地点, 四日市, 大阪, 苅田)で 1.00~1.06, 第 1 位値と第 2 位値が有意な程度に増加する地点(アシカ島, MT 局, 大分)で 1.12~1.14, 第 1 位値と第 2 位値が著しく増加する地点(第 2 海堡)で 1.23 をとり, 資料期間の拡張に伴う第 1 位値や第 2 位値の変化の程度が確率波高推定値に直接反映される。ただし, 第 3 位値以下の変化は表では明らかでないが, その影響は第 1 位値や第 2 位値ほどでないと推測される。標準偏差 $H_{\sigma 100}^K$ は期間の拡張に伴い概して減少するか, 増加してもその程度は有意でない。しかし, 確率波高比 γ_{H100}^K のかなりの増加がみら

れた第2海堡 ($\gamma_{H100}^{74}=1.23$), アシカ島 ($\gamma_{H100}^{74}=1.14$), 大分 ($\gamma_{H100}^{73}=1.12$) では標準偏差も有意な程度に増加し, 確率波高推定値の信頼性の低下が生じている。ただし, MT 局では確率波高の有意な増加 ($\gamma_{H100}^{73}=1.13$) と標準偏差の減少が生じている。

資料期間をさらに拡張した場合(東京湾で74年から95年へ, 伊勢湾で50年から85年へ, 瀬戸内海で73年から88年へ), 東京湾内の湾央地点における1例($\gamma_{H100}^{74}=1.02$ から $\gamma_{H100}^{95}=1.06$ へ増加)を除いて, 100年確率波高比 γ_{H100}^K は期間拡張によってほとんど増加しないか, むしろ若干減少する。湾央地点では期間拡張に伴い第1位値と第2位値が有意な程度に増加するのに対して, 他の地点では第1位値が同じで第2位値が増加するか, 第1位値と第2位値が同じ値にとどまる。これらの特性が確率波高比 γ_{H100}^K に反映される。風速資料の場合と異なり, 波高の場合には水深の制約などによる波高の頭打ちが生じるので, 期間拡張に伴う第1位値や第2位値などの増加, したがって確率波高推定値の増加が風速の場合より抑制される傾向にある。なお, 観測資料相当期間から45年間への資料期間の拡張に伴い, 苅田を除く多くの地点で100年確率波高は有意な程度に増加することから, 確率波高推定に際しての資料期間の拡張の必要性が示唆される。

いずれにしろ, 資料期間の拡張に伴う最上位値(第1位値)や第2位値が大きく更新される可能性の高い地点では確率波高推定値も上方に評価されるので, 確率波高の適正な推定のためには, 標準偏差の増加に伴う信頼性の低下の可能性を伴うとしても, できるだけ長い期間の資料を用いる必要がある。

4. 結 語

本研究で得られた知見はつぎのようにまとめられる。

1)東京湾, 伊勢湾, 大阪湾の湾奥地点では1960年以前の巨大台風時に観測高潮偏差のみならず推算風速・波高の第1位値が生起し, 前2者(高潮偏差, 風速)に関して突出した値をとるとともに, 最上位値近くに位置する年別最大値の大部分も1972年以前に生起していることから, これらの年別最大値資料は非定常な経年変化の傾向を伴う。

2)年別最大風速・波高の観測資料および推算資料に対して, 母数推定を最小2乗法による極値統計解析モデル(LSMモデル)を適用して推定した風速・波高の再現確率値は標準偏差を含めれば多くの地点でそれぞれ比較的よく符合する。しかし, 風速資料ではシーバース, MT局, 大分など, 波高資料では第2海堡, アシカ島, 浜金谷, 苅田, 佐田岬漁港など, 両者に有意な乖離がみられる地点もある。これは推算値の誤差や観測値の不備(観測時間間隔, ピーク値の欠測や精度不足)などによる。ただし, LSMモデルでは, 年別最大値の大きさや順位のみが入力情報となり, 標本の非定常性は考慮されない。

3)資料期間の拡張に伴って, 第1位値など最上位値付近の値が増加する場合には, 風速・波高の再現確率値と標準偏差は大きくなる。その程度は第1位値や第2位値, とくに第1位値の期間拡張に伴う増加率に依存する。逆に第1位値や第2位値などに変化がない場合には, 再現確率値は若干減少し, 標準偏差はやや大きく減少する。期間拡張の影響は東京湾における確率風速や東京湾口の第2海堡と湾外のアシカ島などにおける確率波高に対して大きい。確率波高の場合には, 沿岸地点の波高が水深の制約を受けることから, 期間拡張の影響は風速に比べて低めに抑制される。要するに, 再現確率値の適正な推定にあたっては, 既往最大値の生起年とそれ以前の期間を含むように資料期間をできるだけ長く取る必要がある。逆に, 資料期間の短い資料は既往最大級の資料を含まない可能性が高く, したがって再現確率値を過小評価する傾向にあると言える。

4)各海域における地点別の100年確率風速は東京湾内で38 m/s前後, 湾外で42 m/s前後, 伊勢湾の湾外で45 m/s前後, 湾内で40 m/s前後, 瀬戸内海で34~39 m/s, 大阪湾や地形の影響を受ける佐田岬

付近で 48 m/s 前後をとる。標準偏差は概略 5~10%に納まるが、佐田岬では 13%に達する。

5)各海域における地点別の 100 年確率波高は東京湾の湾内や湾口で 4 m 前後、湾奥東部で 3.3 m、湾外で 7.5 m 前後、伊勢湾湾奥で 4.6 m、大阪湾で 4.8 m 前後、別府湾や周防灘西部で 5 m 前後、佐田岬漁港で 10 m と評価される。標準偏差は 100 年確率波高の 5%前後あるいはそれ以下をとるが、第 1 位値や第 2 位値、とくに第 1 位値が突出する地点で大きくなり、異常波高を生じた大分では 9%を越える。

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. 65, No. 1, pp. 186-190, 2009.
- [2] 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.I_935-I_940, 2012.
- [3] 畑田佳男・山口正隆・野中浩一・大福 学：瀬戸内海における波浪推算に基づく確率波高の推定, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol. 66, No. 1, pp. 126-130, 2010.
- [4] 畑田佳男・山口正隆・野中浩一・大福 学：瀬戸内海における波高極値の再評価, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol. 67, No. 2, pp. I_126-I_130, 2011.
- [5] 山口正隆・畑田佳男・野中浩一：SDP 風資料を用いた波浪推算モデルの東京湾・伊勢湾における適用性と波高極値の推定, 土木学会論文集 B3 (海洋開発), Vol. 68, No. 2, pp.I_941-I_946, 2012.
- [6] 山口正隆・畑田佳男・野中浩一・大福 学・日野幹雄：東京湾および伊勢湾における 1911~2005 年の波浪推算資料に基づく波高極値の再評価, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol. 68, No. 2, 2012 (印刷中).
- [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] 山口正隆・大福 学・野中浩一・畑田佳男：内湾・内海における観測資料を用いた風速・波高・高潮偏差の再現確率値の推定, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol. 66, No. 1, pp. 131-135, 2010.

交流インピーダンス法および位相検波法による鉛蓄電池の 内部インピーダンスの測定

Measurements of Impedance of Lead-Acid Batteries by AC Impedance Method and Phase Detection Method

加地 啓太¹, 小野 和雄¹, 渡辺 健二², 坂田 博¹

Keita Kaji¹, Kazuo ONO¹, Kenji Watanabe², Hiroshi Sakata¹

abstract : Lead-acid batteries have potentiality of storage equipments for small-scale electricity, for examples, from electric vehicles to smart houses and communities, since they are low cost and can supply high surge currents. We have measured the impedances of lead acid batteries which are expected to characterize the capacity of batteries such as the SOC (State Of Charge)and the SOH (State Of Health). Impedances of batteries have been measured by the assembled measurement system for the AC impedance method and the phase detection method under constant resistance discharging and normal charging conditions.

keywords : Lead-Acid Battery, Impedance, AC Impedance Method, Phase Detection Method, Battery Management System

1 はじめに

二次電池は電気自動車の電源としての機能だけでなく、分散型電源における蓄電装置としての役割も大いに期待されている。二次電池を安全かつ効率的に使用するためには、電池の状態をモニタリングし、その状態に応じて最適に制御することにより二次電池を最適に使用するBMS(Battery Management System)と呼ばれる技術が必要と考えられている⁽¹⁾。

鉛蓄電池はエネルギー密度や、パワー密度ではリチウム電池など新しい二次電池に劣るが、安全性や価格の面で優れており、希少価値を有する金属を使う必要がないこと、鉛のリサイクルシステムも確立されていることなど優れた点を持っている。現在、鉛蓄電池はエンジン始動用バッテリーから電動車両用ディープサイクルバッテリー、バッテリーフォークリフト専用のバッテリーまで多様なものが作られている。電気自動車の電源としてはエネルギー対重量、電力密度対重量に問題がある。しかし、停電発生時に電力を必要とする場合、あるいは、分散型の電力システムを考える場合、据え置き型の大型電池として鉛蓄電池が使われる可能性は高いと思われる。たとえば、太陽光、風力、潮流など自然エネルギーによる小規模な発電による電気エネルギーを蓄えるシステムとしても有望視されている⁽²⁾。

電池の起電力は電気化学反応によるものであり、電池の充電状態や劣化状態は電氣的に測定することはできないと考えられている。二次電池は繰り返し充放電を行うことができるが、繰り返し充放電することに

¹ 愛媛大学大学院理工学研究科 電子情報工学専攻 電気電子工学コース
Graduate School of Science and Engineering, Ehime University

² 愛媛大学工学部アドバイザー
Academic advisor of Faculty of Engineering, Ehime University

原稿受理 平成 24 年 10 月 31 日

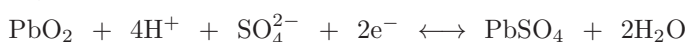
よりその性能は劣化してくる。鉛蓄電池の劣化原因は、繰り返し充放電による極板の劣化やサルフェーションによる結晶化などの他に、放電による有効反応活物質の減少や電解液である希硫酸の濃度低下によるものが知られている。このような原因により内部インピーダンスは上昇することが知られており、鉛蓄電池の充電状態あるいは電池残量 (SOC : State Of Charge) および劣化状態 (SOH : State Of Health) は内部インピーダンスと相関性が高いものと考えられている。

直流あるいは過渡的な応答による測定法として、カレントインターラプタ法、放電 I-V 法などが、また、交流測定法として、特定周波数での測定、コイルコイルプロット法などが提案されている^{(3),(4)}。本研究では2つの方法により電池の内部インピーダンスを測定した。鉛蓄電池はそれ自体が直流電源であるため、テスタなどの直流電圧降下を検出して抵抗値を算出しているものでは原理上測定不可能である。そこで、1つ目の方法では、交流定電流を鉛蓄電池に流し、交流電圧降下を測定する交流インピーダンス法と呼ばれる手法を用いて、内部インピーダンスの測定を行うシステムを試作した^{(5),(6)}。2つ目の方法として、交流定電流を鉛蓄電池に流し、入力と同相の電圧と90度位相が異なる電圧を測定することにより複素インピーダンスを測定するシステムを試作した⁽⁷⁾。この測定法を仮に本稿では位相検波法とよぶことにする。インピーダンスの測定器は市販されているが、鉛蓄電池に比べると遙かに高価であり、本研究では安価な鉛蓄電池のBMSの構築を目指して自作することにした。

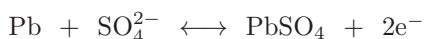
2 鉛蓄電池の内部インピーダンスと電池残量および劣化状態

化学電池の起電力は電気化学的平衡状態にある電極の電位差で決まり、鉛蓄電池では約2Vである。自動車用の鉛蓄電池の場合、このような起電力を持つ化学セルを6セル直列に接続して12V、あるいは、12セルを接続して24Vのバッテリーとして使用する。ここでは、まず、鉛電池の放電特性を簡単に紹介する。鉛蓄電池の各電極および全体の反応式を以下に示す。

正極



負極



全体



鉛蓄電池の電極板は、通常多孔質の酸化鉛 (PbO₂) を用いている。電極を多孔質にすることにより化学反応面積を増やすことができ、バッテリー容量を増加させることができるからである。鉛蓄電池を放電させると電極に硫酸鉛 (PbSO₄) が電極表面に生じるが、何度の充放電を繰り返す内に硫酸鉛の結晶が電極表面を覆うようになる。大きな硫酸鉛の結晶は活物質として働くことはなく、蓄電池の性能を劣化させることになる。この現象をサルフェーション (sulfation) という。

二次電池の充電状態 SOC および劣化状態 SOH は次のように定義されている。

$$\text{充電状態 SOC} = \frac{\text{残容量}}{\text{満充電容量}} \quad (1)$$

$$\text{劣化状態 SOH} = \frac{\text{満充電容量}}{\text{設計容量}} \quad (2)$$

満充電容量は充放電を繰り返す内に減少する。電池を燃料タンクにたとえると、充電状態 SOC は燃料タンク内の残量を表す量であり、SOH は電池を使用していくうちに燃料タンクの容量が小さくなっていくことを表す量である。なお、鉛電池の性能推定にあたっては、充電状態と劣化状態とを区別して考える必要がある。

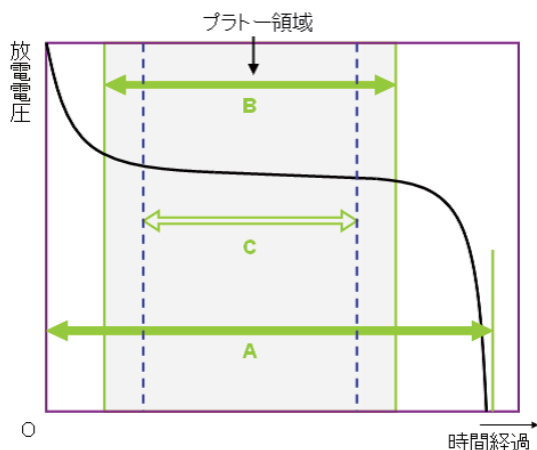


図 1: 鉛蓄電池の放電電圧特性.

図 1 は縦軸を放電電圧，横軸を時間として，二次電池を満充電から一定電流で使い始め，完全にカラになるまで使い切るまでの時間経過と放電電圧の関係をイメージとして示したものである．A のように満充電から使い始めると，最初は高い電圧を取り出せるが，電圧の降下が続き，なかなか電圧が安定しない．その後，わずかに電圧を下げながら動作が安定している状態が続く，これをプラトー領域と呼ぶ．満充電状態から電池を使い始めると，あるところからプラトー領域に入る．そして，電池の残量が少なくなると，プラトー領域を抜け，その後は急激に電圧が下降し，電池性能として保証されている，あるいは表示されている電圧での放電ができなくなる．この状態になるとバッテリー切れの状態となる⁽³⁾．

3 内部インピーダンス測定法

二次電池の内部インピーダンスの測定法には色々な方法が提案されている．最近でも，パルス充放電特性の測定から内部インピーダンスを求め鉛蓄電池の劣化判定法に使う方法などが提案されている⁽⁴⁾．本研究では，鉛蓄電池の残容量や健全度を推定することを目的として電池の内部インピーダンスを測定することを試みた．

鉛蓄電池の内部インピーダンスの等価回路を図 2 に，そして，Cole-Cole プロットを図 3 に示す⁽⁸⁾．等価回路は液抵抗，電荷移動抵抗，電気二重層容量で構成されるが，この容量成分の働きにより，インピーダンスが交流定電流の周波数に依存する．そこで本研究では，この内部インピーダンスの測定方法として，3つの周波数を用いた測定および，位相検出による測定を提案し，実際に回路を構成し，鉛蓄電池の充放電による内部インピーダンスの変化を測定した．構成した内部インピーダンス測定回路を Fig.2 に示す．交流定電流回路より 3 種類の周波数 (2kHz または 10kHz, 1kHz, 200Hz) の定電流を順に鉛蓄電池に流し，差動アンプにて交流の電圧降下のみを検出する．差動アンプの出力からそれぞれの周波数での内部インピーダンスの絶対値を求めることができる．さらに，1kHz 時の差動アンプ出力を位相検波信号発生回路より出力される 90 度の位相差を持った 2 つの矩形波と乗算器により掛け合わせ，その後 LPF で積分することにより 1kHz 時の内部インピーダンスの実部と虚部に比例した直流出力が得られる．

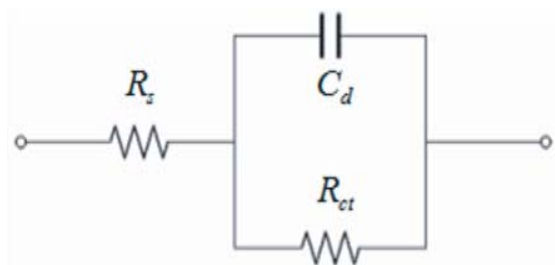


図 2: 鉛蓄電池の等価回路.

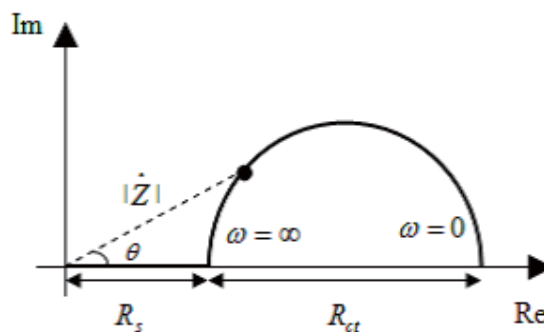


図 3: Cole-Cole プロット.

3.1 交流インピーダンス法

この方法では、異なる周波数でインピーダンスの絶対値を測定する。電池の内部インピーダンスを最も簡単な等価回路で表すと図1のようになる。この回路の抵抗および静電容量を測定するには3つの周波数におけるインピーダンスの絶対値の測定で足りる。

各周波数 ω_1 , ω_2 および ω_3 におけるインピーダンスの絶対値が、それぞれ、 $|Z_1|$, $|Z_2|$ および $|Z_3|$ であったとする。インピーダンスの絶対値 $|Z_i|$ ($i = 1, 2, 3$) は、次式で与えられる。

$$|Z_i|^2 = \left(R_s + \frac{R_{ct}}{1 + \omega_i^2 C_d^2 R_{ct}^2} \right)^2 + \left(\frac{\omega_i C_d R_{ct}^2}{1 + \omega_i^2 C_d^2 R_{ct}^2} \right)^2 \quad (3)$$

図2の回路では虚数部の絶対値が最大になる周波数が存在する。この各周波数を仮に、 ω_0 とおくと、

$$\omega_0^2 = \frac{1}{C_d^2 R_{ct}^2} \quad (4)$$

である。図3では、 ω_0 を黒点で示してある。この結果を用いると式(3)は次のようになる。

$$R_{ct}^2 + 2R_s R_{ct} + (R_s^2 - |Z_i|^2) \left(1 + \frac{\omega_i^2}{\omega_0^2} \right) = 0 \quad (5)$$

3つの測定値の内任意の2つを使えば、 R_{ct} を消去することができる。たとえば、各周波数 ω_1 と ω_2 の測定値を使った場合、 R_s は次のように求まる。

$$R_s^2 = \frac{1}{\omega_1^2 - \omega_2^2} \{ |Z_1|^2 (\omega_1^2 + \omega_0^2) - |Z_2|^2 (\omega_2^2 + \omega_0^2) \} \quad (6)$$

この式は未知数である ω_0 を含んでいるが、 ω_0 は式(5)を3つの周波数に対して用いて、 R_s および R_{ct} を消去することにより求まる。

$$\omega_0^2 = \frac{\omega_1^2 (\omega_2^2 - \omega_3^2) |Z_1|^2 + \omega_2^2 (\omega_3^2 - \omega_1^2) |Z_2|^2 + \omega_3^2 (\omega_1^2 - \omega_2^2) |Z_3|^2}{-(\omega_2^2 - \omega_3^2) |Z_1|^2 - (\omega_3^2 - \omega_1^2) |Z_2|^2 + (\omega_1^2 - \omega_2^2) |Z_3|^2} \quad (7)$$

電荷移動抵抗 R_{ct} は式(5)の二次方程式の正の解を求めることにより求めることができる。

$$R_{ct} = -R_s + \sqrt{|Z_1|^2 \left(1 + \frac{\omega_1^2}{\omega_0^2} \right) - \frac{\omega_1^2}{\omega_0^2} R_s^2} \quad (8)$$

また、電気二重層コンデンサの容量 C_d は式(4)から

$$C_d = \frac{1}{\omega_0 R_{ct}} \quad (9)$$

と求まる。

以上のように、3つの周波数におけるインピーダンスの絶対値の測定結果から、等価回路の抵抗 R_s および R_{ct} と静電容量 C_d が求まる。

3.2 位相検波法

交流4端子法の原理を用いて、交流定電流を鉛蓄電池に流し、交流電圧を検出すると、内部インピーダンスの容量成分の働きにより、電圧と電流の間に位相差が発生する。今、鉛蓄電池に流す交流定電流を $i = \sqrt{2}I \sin \omega t$ 、鉛蓄電池の内部インピーダンスを \dot{Z} 、内部インピーダンスの実部を R 、虚部を X 、位相差を θ とおくと

$$\dot{Z} = Z e^{j\theta} = \sqrt{R^2 + X^2} (\cos \theta + j \sin \theta), \quad \theta = \arctan(R/X) \quad (10)$$

が成り立つ。電流の位相を基準にとると、複素数で表した場合 $\dot{I} = I$ となる。検出される交流電圧は

$$\dot{V} = \dot{Z}I \quad (11)$$

と表され、電流の位相から θ だけずれることから電圧の瞬時値は

$$v = \sqrt{2}V \sin(\omega t + \theta) \quad (12)$$

と表すことができる。次に、検出した交流電圧に、交流定電流と同相の矩形波 v_a と 90 度遅れの矩形波 v_b をそれぞれ乗算器により掛け合わせる。矩形波はフーリエ級数展開により正弦波の重ね合わせで表現することができたため、 v_a と v_b とは、矩形波の振幅を A とすると以下の式のようなになる。

$$v_a = \frac{4A}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \sin n\omega t, \quad v_b = -\frac{4A}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \cos n\omega t \quad (13)$$

ここで、検出電圧の瞬時値と矩形波を掛け合わせ、低域透過フィルタを通すと、検出電圧の実数部 V_R と虚数部 V_X が直流成分として得られる。

$$V_R = \frac{2VA}{\pi} \cos \theta, \quad V_X = -\frac{2VA}{\pi} \sin \theta \quad (14)$$

検出電圧 V と位相差 θ は

$$V = \frac{\pi}{2A} \sqrt{V_R^2 + V_X^2}, \quad \theta = -\arctan \frac{V_R}{V_X} \quad (15)$$

と求めることができる。式 (10) から、インピーダンスの絶対値 $|Z|$ 、インピーダンスの実数部 R および虚数部 X は次のように求めることができる。

$$|Z| = \frac{V}{I}, \quad R = \frac{V}{I} \cos \theta, \quad X = \frac{X}{I} \sin \theta \quad (16)$$

4 内部インピーダンス測定装置の試作

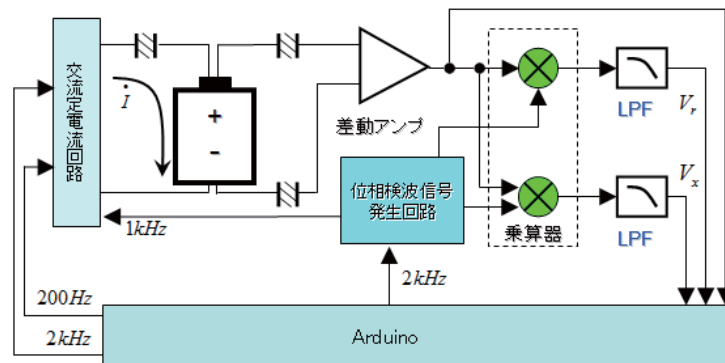


図 4: 内部インピーダンス測定回路。

鉛蓄電池の内部インピーダンスを放電および充電過程で測定するためには、数時間から半日程度の時間を要する。そこで、自動的にデータを収集するための回路を作製することにした。データは電圧に変換し、マイクロコンピュータを搭載した Arduino 基板を介してパーソナルコンピュータ (PC) に取り込んだ。Arduino とは、Atmel 社の AVR マイコンであり、入出力ポートを実装した基板と、C/C++ をベースとした Arduino 言語による開発環境から構成されるオープンソースハードウェアで、USB 経由で PC との書き込み、通信が可能である。なお、AD 変換器は Arduino 内蔵のものを使用しており、分解能は 10bit である。

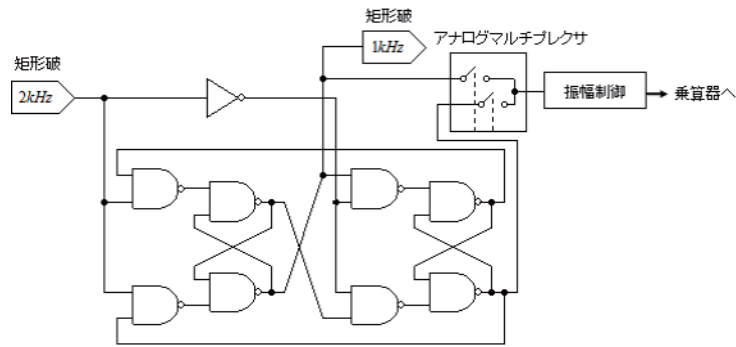


図 5: 位相検波信号発生回路.

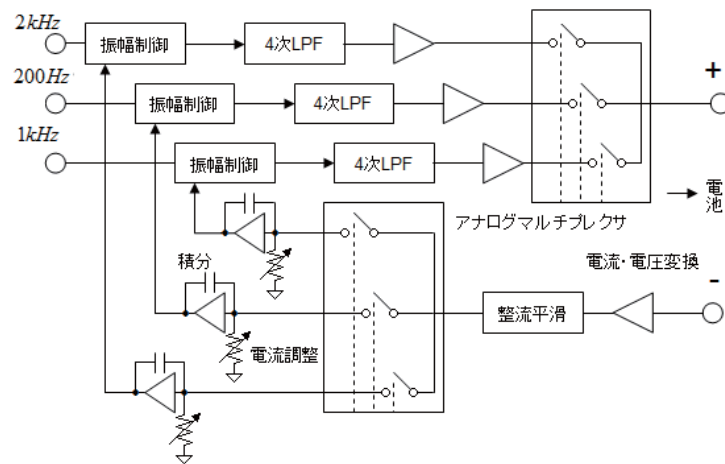


図 6: 周波数切り替え式交流定電流回路.

鉛蓄電池の充放電に伴う内部インピーダンスの測定には図 4 に示す回路を用いた. 放電実験で用いた固定負荷は $4\ \Omega$, 充電実験での充電終了電圧を 13.5V , 充電電流を電池容量 8AH の鉛蓄電池で 1A , 2.6AH の電池で 0.5A に設定し, 電池電圧, 負荷および充電電流, 内部インピーダンスによる交流電圧降下, 内部インピーダンスのそれぞれ実部と虚部に対応した直流電圧, 電池の表面温度を測定し, Arduino でモニタリングを行った. なお, 負荷及び充電電流の測定には, 電流センサ ACS712, 電池の表面温度測定には温度センサ LM35 を用いた. 実験では, 2.6AH および 8AH の新品鉛蓄電池, 8AH の寿命に近い鉛蓄電池の 3 種類の電池に対して同様の実験を三回ずつ行い, 容量や劣化度の違いによる内部インピーダンスの変化も比較した.

図 4 の位相信号発生回路および交流低電流回路は, それぞれ, 図 5 および 6 に示すように, アナログマルチプレクサを用いて切り替えることができるようにしてある.

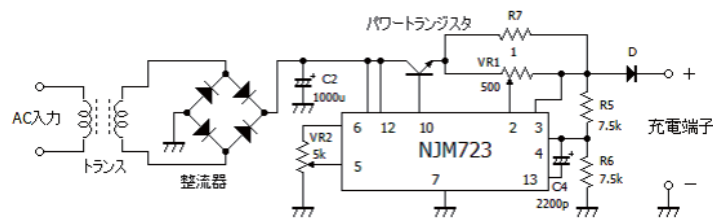


図 7: 鉛蓄電池用充電回路.

高精度電源レギュレータ NJM723 を用いて図 7 に示す鉛蓄電池用充電回路を構成した. NJM723 は設定電圧で動作できない場合, 電流を制限するという特徴がある. そこで, 電圧動作の設定電圧を充電終了電圧に設定することで, 充電終了まで定電流充電を行い, 満充電後は定電圧動作に切り替わり, 満充電状態を常

に保つことができる。具体的には、無負荷の状態では VR2 を調整し、充電端子電圧を充電終了電圧に設定する。その後、電池を充電端子につなぎ VR1 で充電電流を調整する。実際に製作した、内部インピーダンス測定回路の写真を図 8 に示す。左手前の基板がインピーダンス測定回路であり、右手前の基板は鉛蓄電池の充電回路である。左奥の基板はこれら回路の電源であり、右奥に鉛蓄電池を置いてある。中央の小さな青色の基板が Arduino 基板であり、パソコンから USB を介して電力は供給されている。

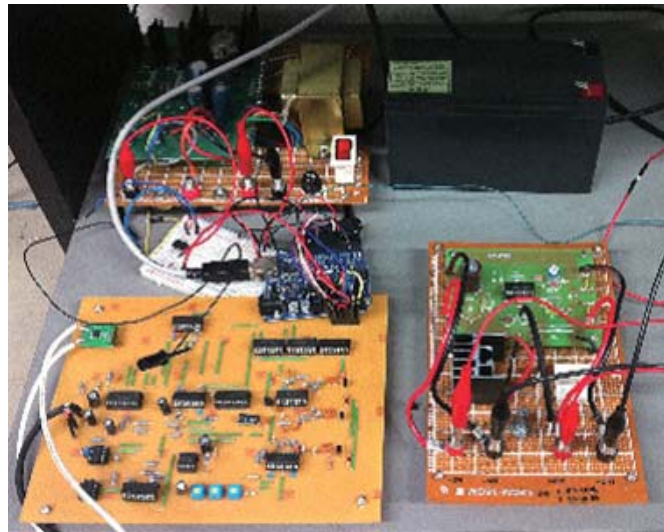


図 8: 試作したインピーダンス測定回路。

5 測定結果

本研究では、交流インピーダンス法と位相検波法の 2 つの方法により鉛蓄電池のインピーダンスを検討した。まず、交流インピーダンス法による結果を示す。後の測定とは異なり、ここで示すのは、周波数が 500Hz, 1kHz, 10kHz の正弦波交流に対する測定結果である。

交流インピーダンス法により 8AH の鉛蓄電池に対する内部インピーダンスの変化を図 9 に示す。測定では、 4Ω の定抵抗負荷を接続し、500Hz, 1kHz, 10kHz の正弦波交流に対するインピーダンスを測定した。図 10 には、図 2 の等価回路を仮定し、液抵抗 R_s 、電荷移動抵抗 R_{ct} および電気二重層容量 C_d を求めた結果を示す。液抵抗 R_s の値は小さいので、右軸に目盛りを示してある。

電池残量 SOC が小さくなると、電荷移動抵抗 R_{ct} は大きくなること、逆に、電気二重層容量 C_d は小さくなることがわかった。周波数が高くなると、図 2 の等価回路のインピーダンスは液抵抗 R_s にほぼ等しくなる。その結果、図 9 の 10kHz のインピーダンスから予想されるように、液抵抗は電荷移動抵抗に比べ小さく、また、電池の SOC に対する変化も小さいことがわかった。電解液の濃度が低下してもイオン伝導率はそれほど低下しないこと、したがって液抵抗成分は大きく増大しないとみなすことができる。それゆえ、インピーダンスの絶対値はほぼ電荷移動抵抗 R_{ct} と電気二重層容量 C_d から決まること、これら抵抗と容量は、電池残量 SOC が小さくなるといずれもインピーダンスが高くなるように変化することがわかる。なお、虚数部が最も大きくなる周波数 $f_0 = \omega_0/2\pi$ は放電開始の 1 220Hz から負荷を切り離れたときの 916Hz まで変化した。

交流インピーダンス法と位相検波法による測定結果を検討する。この測定では 2.6AH と 8AH の新品の鉛蓄電池と 8AH のかなり劣化した電池を用いた。

図 11 に 2.6AH の新品の蓄電池について、電池電圧の低下に伴う各周波数での内部インピーダンスの変化を示す。負荷抵抗は 4Ω である。また 1kHz 時の内部インピーダンスの実部と虚部と、これらより求められる位相差 θ の変化を図 12 に示す。図 11 より、各周波数での内部インピーダンスの絶対値の変化は、ほぼ重なり、残容量が低下するにつれ、徐々に差が広がっている。これは、図 2 の Cole-Cole プロットで考えると、

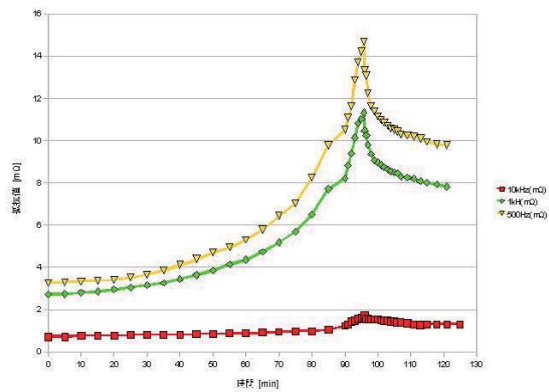


図 9: 交流インピーダンス法によるインピーダンス (8AH 鉛蓄電池).

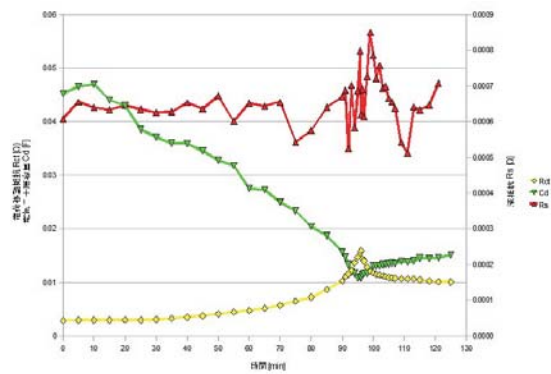


図 10: 交流インピーダンス法による R_s , R_{ct} および C_d (8AH 鉛蓄電池).

半円の直径である電荷移動抵抗の値が上昇したため、Cole-Cole プロットにおける半円が大きくなり、位相角 θ も大きくなったものと考えられる。また、図 12 において、内部インピーダンスの実部と虚部は、残容量の低下に伴って、ともに上昇しており、位相差も大きくなっている。この理由として有効反応活物質量および有効反応活物質量面積の減少による電荷移動抵抗の増大と電気二重層容量の減少が挙げられる。

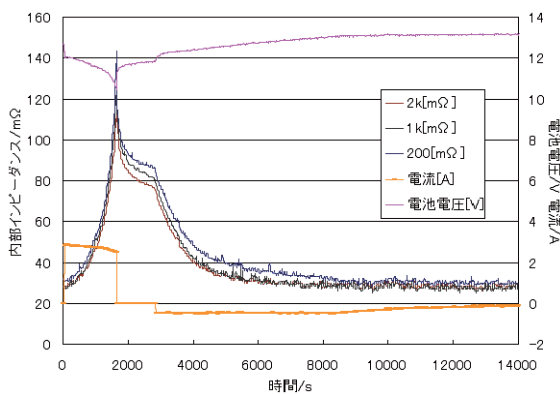


図 11: 内部インピーダンス (2.6AH 新品鉛蓄電池).

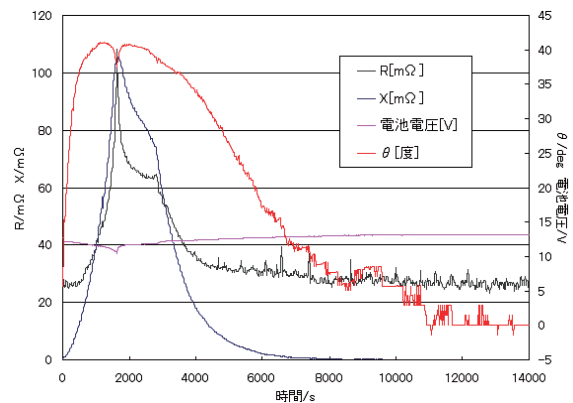


図 12: 位相検波 (2.6AH 新品鉛蓄電池).

図 13 に、放電中の各内部インピーダンス値と、位相、電池電圧の変化を示す。同様に 8AH の新品鉛蓄電池の実験結果を図 14, 15 および 16 に、8AH に示す。劣化した鉛蓄電池の実験結果を図 17, 18 および 19 に示す。

図 11 から 16 より、新品の鉛蓄電池では、各周波数での内部インピーダンスの絶対値の変化は、ほぼ重なり、残容量が低下するにつれ、徐々に差が広がっている。これは放電に伴って、電荷移動抵抗の値が上昇し、半円が大きくなったためと考えられる。また、劣化した鉛蓄電池では、各周波数での内部インピーダンスの大きさの差は、新品時に比べ広がっている。これは、劣化に伴って、電池の容量が低下し、極板の有効反応活物質量および面積が低下した状態であること、電荷移動抵抗が上昇したこと、また、電気二重層容量が減少したことが原因と考えられる。劣化した電池では、満充電時において、周波数に対する内部インピーダンスの依存性が高いと言える。インピーダンスの実部と虚部は、残容量の低下に伴って、ともに上昇しており、位相差も大きくなっている。この理由として有効反応活物質量および有効反応活物質量面積の減少による電荷移動抵抗の増大と電気二重層容量の減少が挙げられる。図 5.14 においては、内部インピーダンスの実部と虚部が放電に伴ってともに上昇する点では新品の電池と同じであるが、虚部成分の変化が 11.7V 付近で緩やかになったことで、その点を境に位相差が小さくなっている。この理由として、劣化した鉛蓄電池の極板表面には充電した状態でも既にサルフェーションが形成されており、有効反応活物

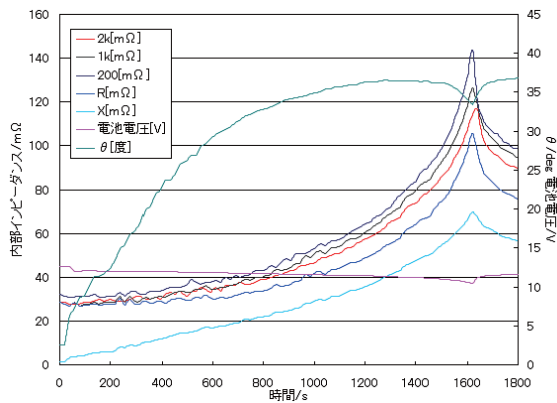


図 13: 放電時の変化 (2.6AH 新品鉛蓄電池).

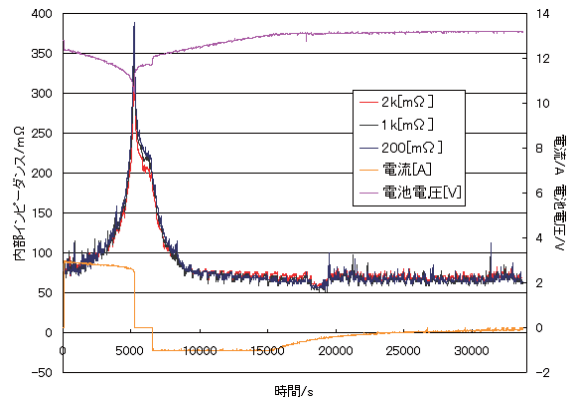


図 14: 内部インピーダンス (8AH 新品鉛蓄電池).

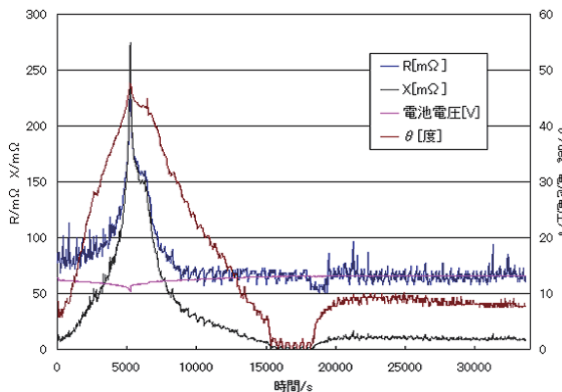


図 15: 位相検波 (8AH 新品鉛蓄電池).

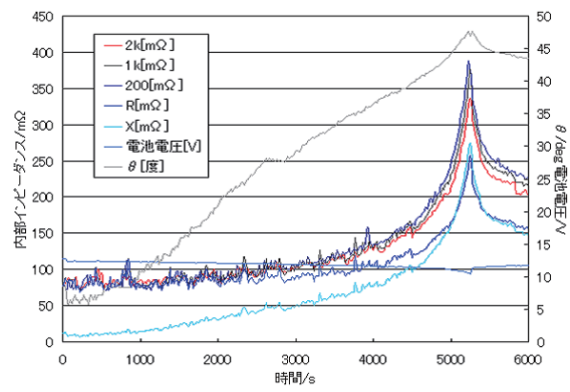


図 16: 放電時の変化 (8AH 新品鉛蓄電池).

質量および有効反応活物質面積の減少がそれ以上進まなくなったことで、極板と電解液の界面の電気二重層における電荷移動抵抗と、電気二重層容量の値が上昇しなくなったことが挙げられる。

複素インピーダンスの位相の変化を見ると、放電時は、すべての電池で 11.7V 付近まで直線的に変化しており、また充電時にも 11.7V 付近から虚部が 0 近くになるまで直線的に変化していることがわかる。図 20 は 2.6Ah 新品鉛蓄電池の位相検波の結果を複素平面上にプロットしたものである。この図から、新品の電池では放電と充電の過程で内部インピーダンスの実部と虚部は同様の相関を持つと考えられる。

鉛蓄電池は、プラトー領域で使用する場合、硫酸濃度 (電解液の比重で表される。) と電池の開放電圧 E との間に近似的に $E \approx 0.85 + S_{20}$ の関係がある。ここで、 S_{20} は摂氏 20 度における希硫酸の比重である。残容量が 0 となる時、電解液の比重が 1.1 程度となり、このときの起電力は $E \approx 1.95$ V となる。セルを 6 つ直列に接続すると 11.7 V となる。つまり放電時に 11.7 V を下回るとプラトー領域を超えるため過放電となり、電解液での変化と電気二重層での変化が比例関係でなくなったと考えられる。

6 まとめ

本研究では、2 種類の鉛蓄電池内部インピーダンス測定回路を製作し、充放電における内部インピーダンスの変化を測定した。位相検波を用いた内部インピーダンス測定により、内部インピーダンスを実部と虚部にかけて測定することにより位相差を求めた。

図 2 の等価回路を仮定し、インピーダンスの絶対値を 3 つの周波数で測定すると、液抵抗 R_s 、電荷移動抵抗 R_{ct} および電気二重層容量 C_d を求めることができた。その結果、液抵抗 R_s は電荷移動抵抗 R_{ct} に比べ小さく、また、電池の SOC に対する変化も小さいことがわかった。電解液の濃度が低下してもイオン伝導率はそれほど低下しないこと、したがって液抵抗成分は大きく増大しないのみならずすることができる。それゆ

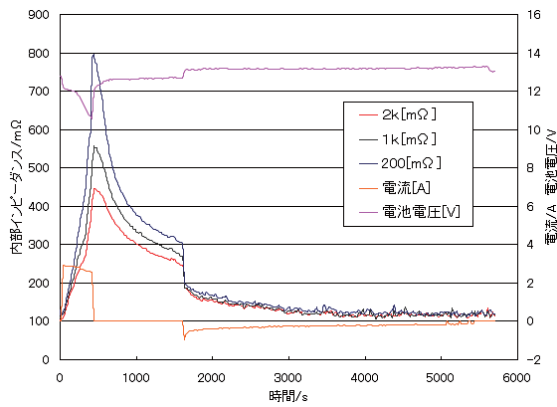


図 17: 内部インピーダンス (8AH 劣化鉛蓄電池).

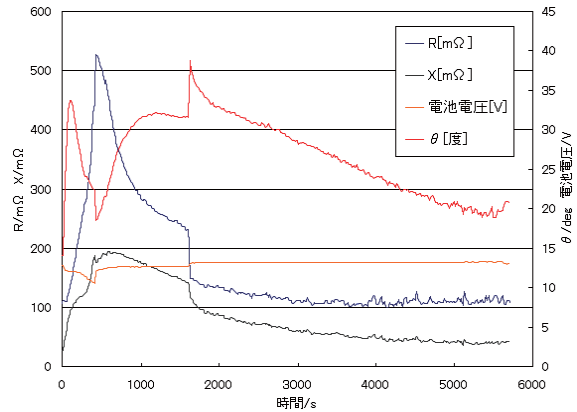


図 18: 位相検波 (8AH 劣化鉛蓄電池).

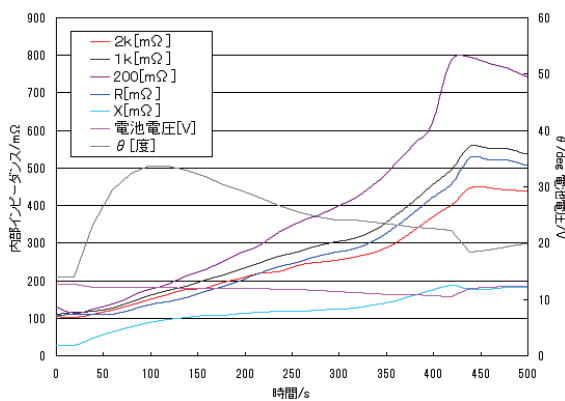


図 19: 放電時の変化 (8AH 劣化鉛蓄電池).

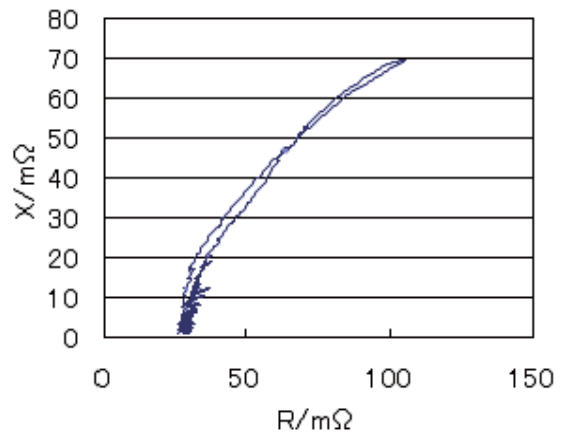


図 20: 複素平面上での内部インピーダンス (2.6AH 新品鉛蓄電池).

え、インピーダンスの絶対値はほぼ電荷移動抵抗 R_{ct} と電気二重層容量 C_d から決まること、これら抵抗と容量は、電池残量 SOC が小さくなるといずれもインピーダンスが高くなるように変化することがわかる。

位相検波法による測定では、各周波数での内部インピーダンスの絶対値の変化は、ほぼ重なり、残容量が低下するにつれ、徐々に差が広がっている。内部インピーダンスの実部と虚部は、残容量の低下に伴って、ともに上昇しており、位相差も大きくなっている。この理由として有効反応活物質および有効反応活物質面積の減少による電荷移動抵抗の増大と電気二重層容量の減少が挙げられる。

また、劣化した鉛蓄電池では、各周波数での内部インピーダンスの大きさの差は、新品時に比べ広がっている。これは、劣化に伴って、電池の容量が低下し、極板の有効反応活物質および面積が低下した状態であること、電荷移動抵抗が上昇したこと、また、電気二重層容量が減少したことが原因と考えられる。劣化した電池では、満充電時において、周波数に対する内部インピーダンスの依存性が高いと言える。

複素インピーダンスの位相は放電に伴ってゆるやかに増大していくことから、残容量の推定に適用できると考えられる。

今後の課題としては、残容量および劣化度との関係を推定するために、より多くの二次電池の内部インピーダンス測定を行うこと、鉛蓄電池以外の二次電池での内部インピーダンスの変化を測定することがあげられる。また、電解液の比重が起電力にほぼ比例することから、電解液の比重を光学的な測定などにより、その場測定を行い電池の状態をモニタリングすることも興味ある課題と考えられる。このような基礎的な測定結果をもとに、二次電池の状態をモニタリングし、その状態に応じて最適に二次電池を制御する BMS を構築する必要がある。

謝辞

本研究は工学部拠点形成プロジェクトの援助を受けて行われた。また、Eco-tranS プロジェクトのメンバーには本研究に対して色々な援助と助言をいただいた。合わせて謝意を表す。また、図 9 および 10 の計算は平成 24 年度卒業研究生の田中悠介氏に協力いただいたことを記し謝意を表す。

参考文献

- (1) 電気化学会・電池技術委員会, 電池ハンドブック, オーム社, 2010.
- (2) 久米章友 他, 次世代バッテリーマネジメント技術の開発, マツダ技報, No.28, 2010.
- (3) 尾形努, 高野和夫, 河野勝, 吉田一樹, パルス充放電特性測定による鉛蓄電池の劣化判定法, 電子情報通信学科論文誌, B-I, **76-B-I**, 10, pp.719-726(1993-10).
- (4) 小澤昭弥, 櫻岡秀樹編著, 南繁行, 楊立, 大場好弘, 仁科辰夫, 立花和宏, 渡辺清人, 和田久, 関谷勝幸, 安藤佳潔, 香取洋治著, 最新鉛電池 低環境負荷技術と長寿命・再生技術, 日刊工業新聞社, 2010-03.
- (5) 板垣昌幸著, 電気化学インピーダンス法 第 2 版, 丸善出版, 2011-07.
- (6) 加地啓太, 松本和毅, 坂田博, 小野和雄, 渡邊健二, 戸井田秀基, Arduino 基板を用いた鉛蓄電池のモニタリングシステムの試作, 2010 年情報映像メディア学会年次大会コンシューマエレクトロニクス部門, 2010-09.
- (7) 加地啓太, 松本和毅, 坂田博, 小野和雄, 渡邊健二, 戸井田秀基, Arduino 基板を用いた鉛蓄電池の内部インピーダンスのモニタリング, 平成 22 年電気関係学会四国支部連合大会パワーエレクトロニクス部門, 2010-09.
- (8) 加地啓太, 小野和雄, 渡邊健二, 位相検出による鉛蓄電池内部インピーダンス測定方法の検討, 平成 23 年度電気関係学会四国支部連合大会パワーエレクトロニクス部門, 2011-09.

電気二重層コンデンサを用いた電動バイクの評価

A Study of an Electric Motorcycle Using Electric Double-layer Capacitors

鎌田靖由* 小野和雄** 渡邊健二*** 津田光一** 坂田博**

Yasuyoshi KAMADA*, Kazuo ONO**, Kenji WATANABE***, Kouichi TSUDA**
and Hiroshi SAKATA**

We have assembled a small-scale electric motorcycle with a power source consisting of the electric double-layer capacitors (EDLC) to study its practical implementation for short range vehicle. A dsPIC 3012 is utilized for obtaining the data describing running performance such as current and voltage in the circuit comprise of EDLC and DC-motor as well as speed of motorcycle. Measured data are compared with those calculated from the simulation model of an electric motorcycle which is described by the system of equations of the electric circuit and the equation of motion. Experimental results and therefore the simulation are in good agreement.

Key words: Electric motorcycle, Electric double-layer capacitor, Running performance, dsPIC

1. 緒言

近年、地球温暖化防止のための炭酸ガス排出規制など環境保護の観点、そしてエンジンに比べて制御の幅が広いことなどを理由に、燃料を動力源とする機器、車両の電動化としてCO₂低排出のEV、HEVなど、電気駆動車両の開発が地球規模で行われている。そしてこのような電気駆動車両はモータで走ることから、エネルギー密度が高い二次電池が移動体の蓄電装置として広く利用されている。しかし二次電池は化学電池なので充電状態や劣化程度がわかりにくく、また電気自動車のような充放電を高速で繰り返すような過酷な環境下での使用に向かないため、モータの能力を活かしきることができない。

そこで本研究では電気二重層キャパシタ(EDLC)に注目した。現在は補助的な役割で搭載されていることが多く、エネルギー密度はまだまだ低いものの、瞬間的に大電流を取り出すことができ、また充電時間が短くて済む等の特長がある。そこで、EDLCを電動バイクのメインの電源として使用した場合、二次電池と比較してどのような特徴があるのか、また実際に電源として実用に耐えうるのかということに注目し検討を行った。本論文では二次電池として鉛蓄電池とEDLCを自作電動バイクに搭載して、電流、電圧、速度等のパラメータから、実際に搭載してどれぐらいの能力を発揮するのか比較検討を行い、その結果をまとめている。

*四国電力株式会社

*Shikoku Electric Power Company, Incorporated, Takamatsu

**愛媛大学大学院理工学研究科

**Graduate School of Science and Engineering, Ehime University, Matsuyama

***工学部アドバイザー

***Corporate Adviser of Faculty of Engineering, Ehime University, Matsuyama

原稿受理 平成24年10月31日

また、電源およびモータの等価回路と走行抵抗など、走行特性の数値シミュレーションに必要なパラメータを測定あるいは推定により決定し、走行特性の数値シミュレーションを行い、走行特性の実験結果と比較検討している。

2. 電気二重層キャパシタ(EDLC)

本章ではコンデンサの一種である、電気二重層キャパシタ (Electric double-layer capacitor、以下 EDLC)の原理と特長、そして現在ほどのようにして使用されているかを記述している。

2.1 EDLC とは

2.1.1 EDLC の構成と電荷貯蔵原理¹⁾

一般のアルミ電解などのコンデンサは誘電体(絶縁物)を挟んだ電極に電圧を印加すると双極子が配向して電荷が貯えられる。EDLCは電解液と電極の界面に極めて短い距離を隔てて電荷が配向する現象(電気二重層)を利用し、物理的に電荷を貯えている(Fig. 2.1)。EDLCの電極には比表面積の大きな活性炭が用いられている。

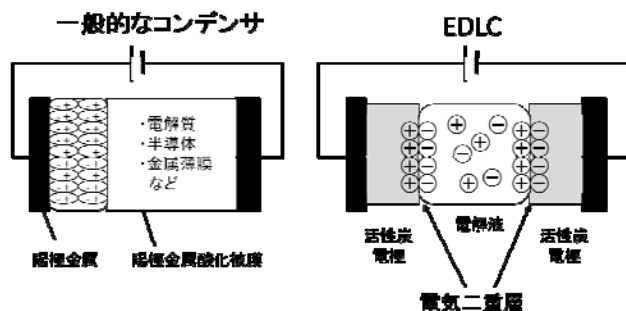


Fig 2.1 EDLC の構成

EDLCの基本的なセル構成は、セパレータを介した2枚の分極性電極と電解液からなる。電圧をOCV(Open Circuit Voltage)=3.0Vから印加し、正負活性炭電極を分極させると容量増加とともに直接的に電圧が上がり、電解液中のイオンが電荷補償のため電極表面へ引き寄せられ、正極・負極上で電気二重層が形成される(Fig. 2.2)。電気二重層に蓄積される容量C(capacitance)は、平板コンデンサをモデルに考えると、次式で定義される。

$$C = \int \epsilon / l dS \quad (2-1)$$

ここで ϵ は電解液の誘電率、 l は電気二重層の厚さ、 S は電極表面積である。この式からも分かるように、比表面積の大きな電極材料を用いることが必要不可欠である。電極材料には下記の特性を有する高純度な活性炭材料が用いられている。

- (1)約 $2000 \text{ m}^2 \text{ g}^{-1}$ の比表面積を有する。
- (2) $3 \sim 10 \mu \text{ m}$ の微細粒子径である。
- (3)非分極性である。
- (4) $0.1 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ 以下の高い電気伝導度を示す。

賦活処理によりマイクロ細孔(2nm以下)やメソ細孔(2~50nm)を増加させ、比表面積を大きくした活性炭粒子や活性炭繊維が開発され、電極重量当たり 100 Fg^{-1} 程度の容量性密度が達成されている。電解液は、大きく水系電解液と非水系電解液とに分けることができる。水系では硫酸水溶液が主流であり、非水系は溶媒にプロピレンカーボネート(PC)、支持電解質にテトラエチルアンモニウムテトラフルオロボレート(Et_4NBF_4)などの四級アンモニウム塩を用いた電解液が多い。EDLCのエネルギー密度はVの2乗に比例して大きくなるため、電位窓(電解液の酸化還元反応が起こらない電位範囲)が広い電解液が有利となる。非水系(2.5V)の電位窓は水系(約0.8V)に比べて広く高エネルギー密度が得られるため、現在のところ非水系がほとんどである。一方、水系はエネルギー密度の点では非水系に劣るものの、出力密度が高い(非水系の3~5倍)ことや安全である等のメリットがある。

EDLCに蓄えられるエネルギーEはCと作動電圧Vにより式(2-2)で表わされる。

$$E = 1/2CV^2 \quad (2-2)$$

したがって、高エネルギー密度化のためにはなるべく高い電圧で作動させることが必要となる。そのため広い電位範囲で理想分極性電極に近い挙動をとるものが電極材料として望ましい。実際に用いられている活性炭では、正極における活性炭表面の官能基由来によるガス発生(CO₂, CO)、不純物である水(活性炭細孔内部に閉じ込められていた)の負極電極上での電気分解によるガス発生(H₂)や電解液の分解生成物の堆積等様々な副反応により、その電圧は制約されている。現在の耐電圧の限界は2.5~2.7 V程度とされているが(Fig. 2.3)、1998年には2.1 Vである。たった0.6 V上げるのに10年もの開発期間を要したことから数十万サイクルを補償する製品作りは非常に難しいことが分かる。

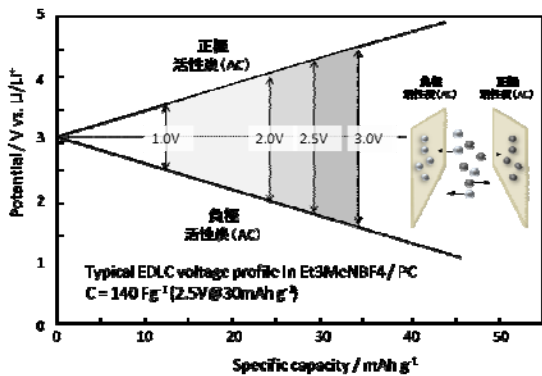


Fig. 2.2 EDLCの蓄電メカニズム

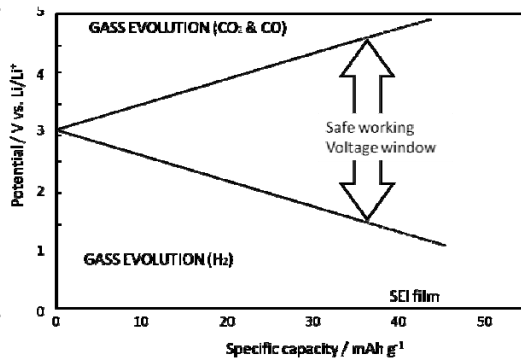


Fig. 2.3 ガス発生と耐電圧の関係

2.1.2 EDLCの機能と性能

EDLCは他の蓄電デバイス(主に二次電池)と違い、科学反応ではなく物理現象で電気を蓄えることができるので電池にはない6つの特徴を有する。

- (1) 大電流放電ができること
- (2) 応答速度が速いこと
機種により差異があるものの、概ね数kHz程度までは低インピーダンス帯域として使用できる。Fig. 2.4は54V・67F定格品での25°Cにおけるインピーダンスの周波数特性例を示す。
- (3) 充放電時の損失が小さく効率が高いこと
- (4) 過酷な使用条件でも耐久性を有すること
- (5) 充放電制御が容易であること
- (6) 長寿命であること

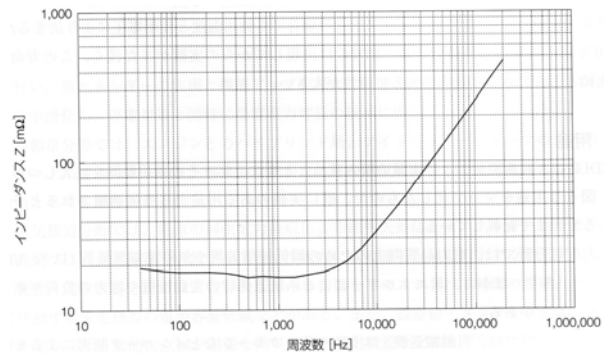


Fig. 2.4 EDLCのインピーダンス周波数特性例(54V・67Fモジュール)³⁾

3. 電動バイクの走行抵抗と回路方程式

電気自動車はエンジンの代わりにモータとバッテリー、車載充電器、二次電池、制御装置などを備え、ガソリンの代わりにバッテリーに充電された電気を使って走行する自動車である。本章ではPWM制御を行う電動バイクの特性や特徴を詳しく解説していく。

3.1 走行抵抗

自動車や電動バイクが走行するときに邪魔する力を走行抵抗といい、これがモータの駆動力と逆の方向に働く。したがって、走行抵抗の次元は力の次元ニュートン[N]である。以下ではこの走行抵抗を F_r で表す。車両が走行しようとするときに外部から受ける抵抗としては次のものが挙げられる。

(a)空気抵抗

空気抵抗は車体周りの空気の流れにより発生する抵抗をいい、車速のほぼ二乗に比例し大きくなる。高速走行したときにパワーが必要になる主な原因である。(3-1)式に示す。

$$Ra = \frac{1}{2} \rho Cd \cdot A \cdot v^2 \quad (3-1)$$

Ra : 空気抵抗[N]、 ρ : 空気の密度[kg/m³]、 Cd : 空気抵抗係数(無次元)、 A : 車両前面投影面積[m²]、 v : 車両走行速度[m/s]である。

またここでの ρ は

$$\rho = \frac{1.293P}{1 + 0.00367t} \quad (3-2)$$

P : 大気圧[atm]、 t : 温度[°C]である。

空気抵抗の大きさは空気抵抗係数 Cd を用いて表すことが出来る。その大きさは形状と密接な関係を有しており、Fig. 3.1 にはその値が示されている。

(b)転がり抵抗

動力系や駆動系の摩擦損失、タイヤ変形による熱損失、および路面とタイヤ間のすべりによるエネルギー損失などで発生する抵抗で、各部の摩擦係数の大きさと、車両総質量に比例して大きくなる。次式は転がり抵抗の式であり、

$$Rr = \mu \cdot M \cdot g \quad (3-3)$$

Rr : 転がり抵抗[N]、 μ : 転がり抵抗係数(無次元)、 M : 車両総質量[kg]、 g : 重力加速度[m/s²]である。

(c)勾配抵抗

坂を上るときとき、重力の方向が車両の後ろ向きの成分をもつために生じる抵抗力のことである。車両の重量に比例して大きくなる。式で表わすと次式のようなになる。

$$R_\theta = M \cdot g \cdot \sin \theta \quad (3-4)$$

R_θ : 勾配抵抗[N]、 M : 車両総質量[kg]、 g : 重力加速度[m/s²]である。

(d)加速抵抗

車両が加速に必要な力で、いわゆるニュートンの運動の第2法則 $F=Ma$ の F のことである。厳密にはタイヤやホイールなどの回転している部分も車速に応じて回転が上がらなくてはならないので、式は

$$R_h = (M + m) \cdot \alpha \quad (3-5)$$

となる。ただし R_h : 加速抵抗[N]、 M : 車両総質量[kg]、 m : 回転部分相当質量[kg]、 α : 車両加速度[m/s²]である。

これら4つの抵抗成分とモータ出力との間には








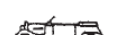


形状	空気抵抗係数	形状	空気抵抗係数
	0.04-0.05		0.45
	0.13-0.15		0.51
	0.20		0.64
	0.22		0.95
	0.31		1.17

Fig. 3.1 形状と空気抵抗係数¹⁰⁾

$$P = \frac{(R_a + R_r + R_\theta + R_h) \cdot v}{\eta} \quad (3-6)$$

P : モータ出力[W]、v : 車速[m/s]、 η : 伝達効率という関係式が成り立つ。

3.2 走行時の回路方程式

永久磁石界磁型直流モータを用いた電動バイクの等価回路は Fig. 3.1 のように表すことができる。このような回路の振る舞いは微分方程式で記述することができるが、本稿では、数値的に電流や電圧の応答を求める。そこで、微分方程式を時刻 t と僅かな時間 Δt 経過した時刻 $t + \Delta t$ における差分方程式の形で表す。永久磁石界磁型直流モータを搭載した移動デバイスの走行中の回路方程式は以下ようになる。

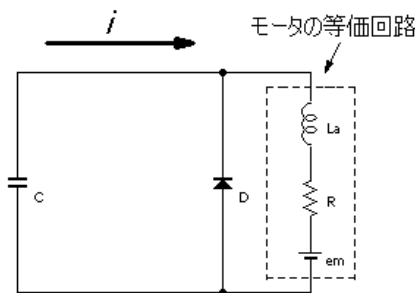


Fig. 3.2 走行中の等価回路

$$i(t + \Delta t) = i(t) + \frac{e(t) - e_M(t) - Ri(t)}{L_a} \Delta t \quad (3-7)$$

$$e_M = K_E \phi \omega \quad (3-8)$$

$$\tau = K_T \phi i \quad (3-9)$$

$$\omega = \omega + \frac{\tau - \tau_L}{J} \Delta t \quad (3-10)$$

$$e = e - \frac{i}{C} \Delta t \quad (3-11)$$

i : 電流[A] e : 電源電圧[V] e_M : 逆起電力[V] L_a : 電機子リアクタンス[H]
 R : 電機子抵抗[Ω] τ : モータトルク[N・m] K_T : トルク係数[定数]
 K_E : 起電力係数[定数] ω : モータ角速度[rad/s] C : 静電容量[F]
 J : 慣性モーメント[$\text{kg} \cdot \text{m}^2$] τ_L : 負荷トルク[N・m] ϕ : 界磁磁束[Wb]

4. 実験装置

本章では鉛蓄電池と EDLC との性能比較実験を行う際に、電流電圧値を記録することが必要である。電動バイクは PWM 制御で駆動されるので、電流波形は矩形波のようになり、電流を平均化して表示する必要がある。そこで駆動周波数 1kHz よりも高い周波数でサンプリング出来て平均化処理を行う機能を持ち、突入電流対策として最大 50A 程度の直流電流を走行中でも記録し続けることができる装置を、dsPIC を用いて実際に制作した。その各種センサおよび PWM 制御回路の動作説明を行う。

4.1 電流・電圧・速度測定センサ

Fig. 4.1 に回路図を示す。動作原理として、電流センサ CYS5-50 に電流が流れると、それに応じた線形出力電圧が Output から出力される。これを dsPIC の端子 AN0 の電圧を A/D コンバータで約 6kHz の周波数でサンプリングを行い、送信用データに変換して PC 側に送信する。dsPIC の AD コンバータは 12bit であり、分解能は 40mA に相当する。それと同じように、電源側の電圧を

分圧し、端子 AN1 の電圧値を A/D 変換してを読み込んだ後、電源の電圧値に変換して送信する(分解能 10mV)。なお電流・電圧データは 0.1 秒に 1 回送信される。

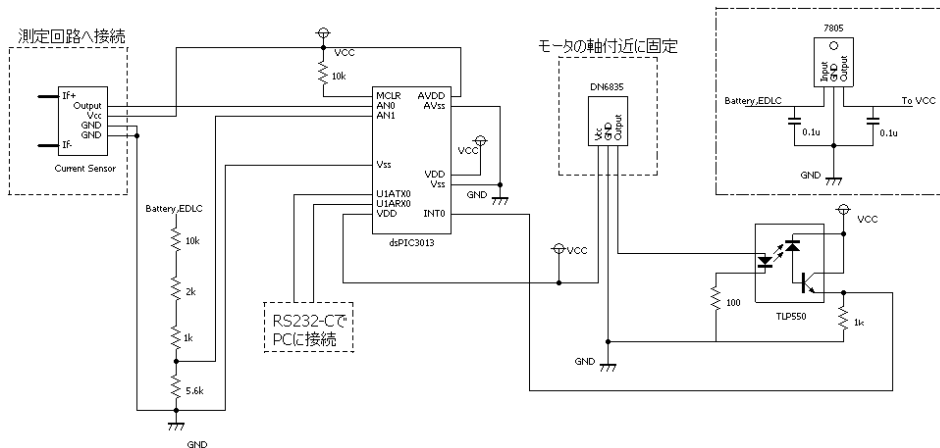


Fig. 4.1 電流センサ回路図

速度データは、モータ側に Fig. 4.2 のようにネオジウム磁石を固定し、それに磁気センサ DN6835 を通過するたびにパルス信号を発生させる。その信号は微弱であるため、フォトカプラを通して波形を整形および増幅している。その信号を dsPIC に入力し、割り込み処理をかけて dsPIC 内蔵タイマによる時間を呼び出して、速度の計測を行っている。データは約 0.5 秒に 1 回送信される。Fig. 4.3 に 4.1 の測定計でデータを取り込むためのフローチャートを示す。

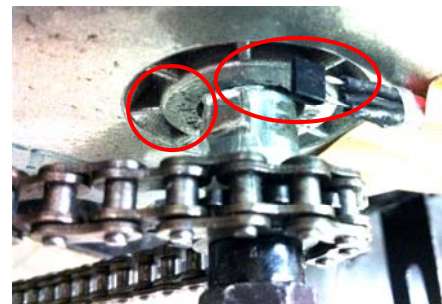


Fig. 4.2 速度計測装置
(左がネオジウム磁石、右が磁気センサ)

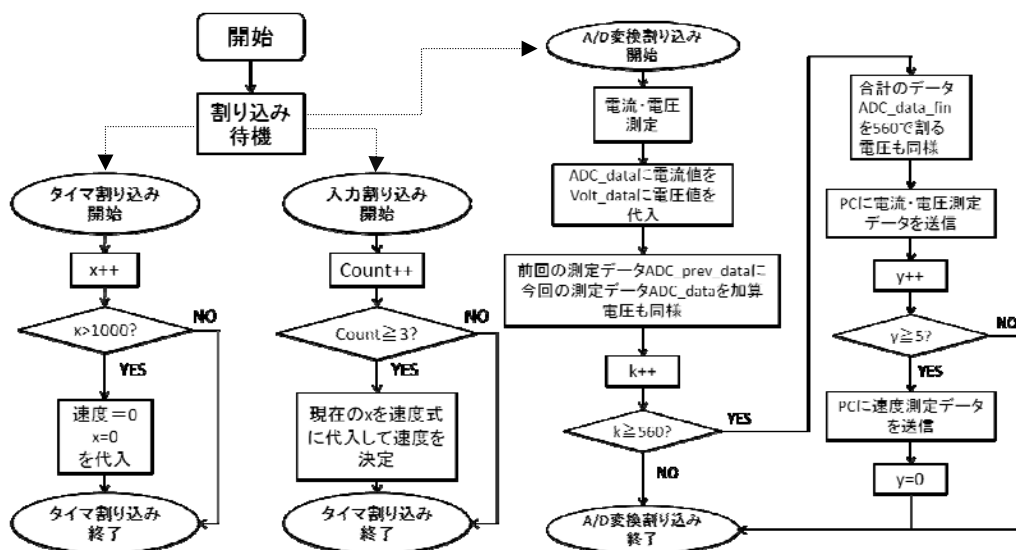


Fig. 4.3 走行データ測定用回路のフローチャート

4.2 電動バイク



Fig.4.4 実験用電動バイク

・車体 実験用に製作した電動バイクの写真と定格を Fig. 4.3 と Table 4.1 に示す。これは山真製鋸製ドラゴンスクーターを車体カバーを外し、車体とモータのみを取り出して作製した。

Table 4.1 実験用電動バイクの定格

メーカー	山真製鋸
全長×全幅×全高	1000×470×1100 mm
軸間距離	800 mm
車両重量	13.7 kg
減速比	6.091 (ギア比 11/65)
後輪タイヤ半径	106 mm

・実験用モータ

こちらも山真製鋸製バイクに搭載していた 24V 200W モータを採用した(Fig. 4.4)。詳しい定格については Table 4.2 に示す。

Table 4.2 実験用モータの定格

種類	永久磁石界磁型直流モータ
メーカー	Unite Motor
型番	MY1016
定格電圧	24 V
定格電流	11.5 A
定格回転数	2750 rpm
定格出力	200 W



Fig. 4.5 実験用モータ

4.3 EDLC

今回実験で使用した EDLC の図と定格を Fig. 4.10 と Table 4.3 に示す。なお EDLC の詳しい解説に関しては第 2 章に記載している。EDLC は電源として鉛蓄電池と違い最大充電電流値が大きく、大電流で短時間での充電が可能となっている。また鉛を使用しておらず環境負荷も小さい。



Fig. 4.6 電気二重層キャパシタ

Table 4.3 実験用 EDLC の定格¹³⁾

メーカー	Rubycon
定格電圧	15 V
重量	1.15 kg
データシート最大内部抵抗 (直列接続使用時)	60 mΩ
減速比	6.091 (ギア比 11/65)
充電時間(Max 10A)	5 分

4.4 実験用バイクの回路方程式

第3章3項に記述している回路方程式の各パラメータの導出を行う。

まずモータの電機子抵抗 R および電機子リアクタンス L を、LCRメータを用いて測定する。結果は $R=0.5 [\Omega]$ 、 $L=586 [\mu\text{H}]$ となった。そして静電容量 C は1セル 1000F を6つ直列に接続しているため、 $C=167 [\text{F}]$ である。また、実測値より起電力係数 $K_T=2\pi K_M/60$ 、トルク係数 $K_T \phi=0.0573$ と求まる。モータとタイヤとはチェーンで接続されており、その比はモータ：タイヤ = 11 : 65 であることから、モータで発生する負荷トルク τ_L は、

$$\tau_L = R \times L \times 11/65 \text{ [N} \cdot \text{m]} \quad (4-1)$$

R : タイヤ側負荷抵抗[N] L : タイヤ半径[m]

慣性モーメント J は

$$J = \frac{GD^2}{4} + (M \times L) \times \left(\frac{11}{65}\right)^2 \text{ [kg} \cdot \text{m}^2] \quad (4-2)$$

G : 電機子質量[kg] D : 電機子直径[m] M : 車両総重量[kg] L : タイヤ半径[m]

となり、

$$J = \frac{0.975 \times 0.8^2}{4} + (81 \times 0.106) \times \left(\frac{11}{65}\right)^2 = 0.2475$$

以上からこの実験用バイクの回路方程式は次のようになる。

$$i = i + \frac{e - e_M - 0.5i}{586 \times 10^{-6}} \Delta t \quad (4-3)$$

$$e_M = 0.0573 \omega \quad (4-4)$$

$$\tau = 0.0573 i \quad (4-5)$$

$$\omega = \omega + \frac{\tau - \tau_L}{0.2475} \Delta t \quad (4-6)$$

$$e = e - \frac{i}{167} \Delta t \quad (4-7)$$

5 特性測定実験

製作した電動バイクの性能を求め、そして EDLC と鉛蓄電池の性能を測定する実験を行った。

5.1 走行特性

5.1.1 実験方法

Fig. 5.1 のように回路に満充電 (15V) にした EDLC を接続し、スイッチをオンにした後、1周約 29m のコースを電動バイクで走り続ける。その時の電流、電圧、速度を測定する。ただし、dsPIC の電源電圧もそこから得ているので(5V 80mA 程度)、蓄えたエネルギーの約 3/4 消費できる 7.5V を終了電圧とした。

5.1.2 実験結果

Fig. 5.1、Table 5.1 に実験結果を示す。

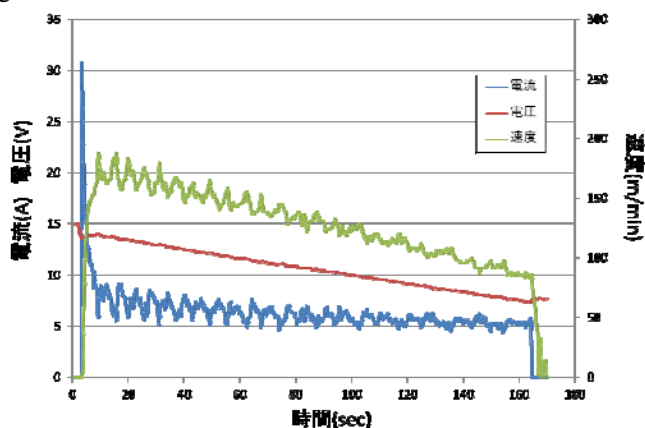


Fig. 5.1 走行特性測定実験結果

Table 5.1 走行データ

走行距離[m]	333
走行時間[sec]	161
車両総重量[kg]	81

5.1.3 シミュレーション値との比較

電気自動車用の走行シミュレーションプログラムを応用して、製作した電動バイクの走行シミュレーション結果から、走行抵抗の推測を行った。シミュレーションソフトは Scilab を使用した。

この電動バイクの走行抵抗は

$$\text{転がり抵抗値 } R_r = 0.01 \times 81 \times 9.8 = 7.938 [\text{N}]$$

$$\text{空気抵抗値 } R_a = 0.2025 \times v^2 [\text{N}]$$

$$v: \text{車速} [\text{m/s}]$$

$$R = R_r + R_a [\text{N}]$$

である。しかし、モータとタイヤのギア比は 11 : 65 で接続されており、そのタイヤ半径は 0.106[m]である。以上よりモータで発生する負荷トルク τ_L は

$$\tau_L = R \times 0.106 \times 11/65 [\text{N} \cdot \text{m}]$$

となる。車速 v が 0 から 3.13 の値をとることから、負荷トルク τ_L は 0.143 から 0.179 の値でモータに加わることが推測される。よって、モータで発生した駆動トルクからこの負荷トルクを引いたものがバイクの駆動力に利用されている。

この結果をシミュレーションプログラムに代入して実行したときの結果を Fig. 5.2 に示す。Fig. 5.1 と比較して分かるようにほぼ同じ値を表示している。測定データと比較しても突入電流は 32A に対しシミュレーションでは 28A で、電源電圧が 7.5V になるまでにかかる時間もほぼ 160 秒前後とほぼ同じ値を示している。

このことから、永久磁石型直流モータを搭載した移動デバイスの車両総重量、全面投影面積、タイヤ半径、ギア比、搭載モータのトルク係数、内部抵抗、内部インダクタンス、電源の静電容量、路面の状況が分かれば、シミュレーションを用いて、回路に流れる電流値や発生トルク等の動作特性を明らかにすることができる。

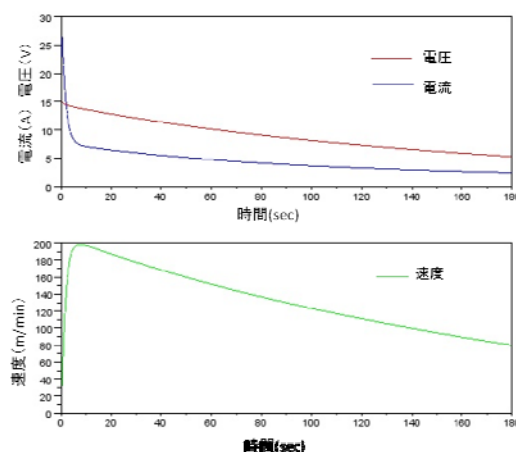


Fig. 5.2 シミュレーション結果

5.2 回生制動時の動作

5.2.1 実験方法

電源に接続していない状態で製作した電動バイク (2 次側) の後輪を、もう一台の電動バイク (1 次側) の後輪に直接接触させ回転させ、疑似的に坂を下っている状況を再現する (Fig. 5.3)。1 次側を

一定速度で運転しているときに、2次側のモータと、あらかじめ同じ電圧にしておいた EDLC と鉛蓄電池とを接続する。その時に電流が約 0.8A 程度流れるように設定して、その時の電流、電圧、速度を測定した。

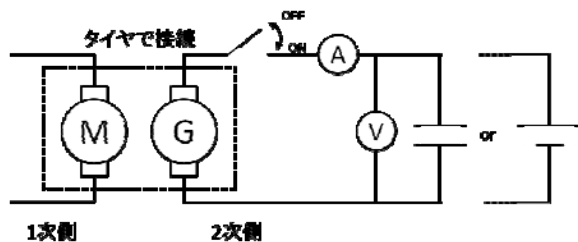


Fig. 5.3 電力回生実験回路図

5.2.2 実験結果

Fig. 5.4、5.5 に鉛蓄電池および EDLC の回生時の電流電圧速度波形示す。電流、電圧の比較グラフを Fig. 5.6 に示す。

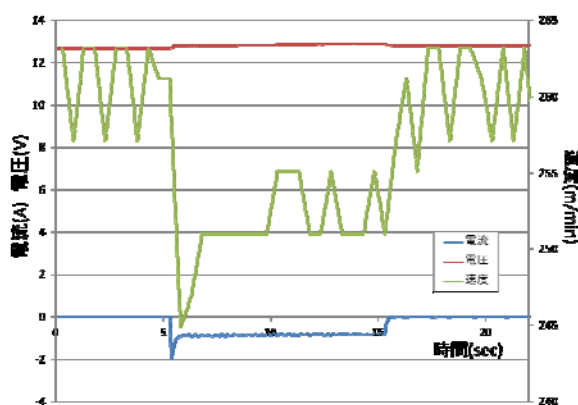


Fig. 5.4 鉛蓄電池の回生時波形

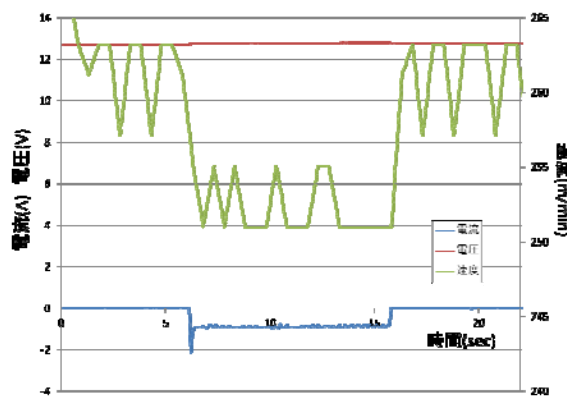


Fig. 5.5 EDLC の回生時波形

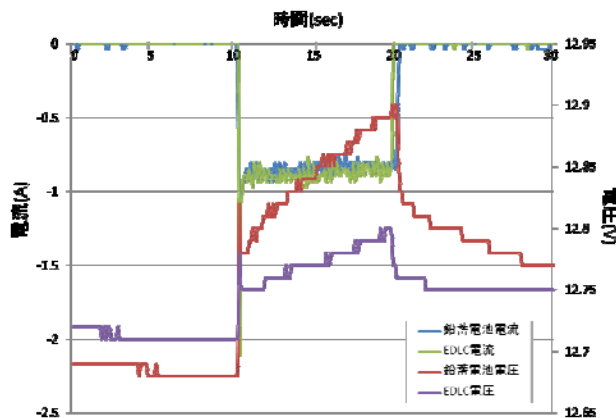


Fig. 5.6 回生時の電流・電圧波形比較

5.2.3 考察

Fig. 5.4, 5.5 より回路を接続、すなわち電力回生を行っている期間は電流が 2 次側モータを駆動させる方向と逆向きの方向に流れ、電圧が上昇していき、速度が低下しており、回生制動として機能していることが分かる。

Fig. 5.6 より、回生期間中に同じだけ電流を流しているが鉛蓄電池の方が、EDLC に比べて電圧の上昇率が高く、また同様に終了後の低下率も高かった。これは EDLC が物理反応を用いて電気を蓄

えているのに対して、鉛蓄電池が化学反応を利用していることに原因があるのではないかと考えられる。

6. まとめ

本実験に使用した EDLC は 1 5 V 1 6 7 F と小さいため、速度 2.06 m/s、走行距離約 330 m とまだ 1 充電走行距離としては短い。しかし、人ではなく工場での荷物運搬用などルートが決められた移動装置の電源としては有用であると考えられる。

鉛蓄電池と EDLC を比較した場合、発進時や駆動時を想定した PWM 制御時の電流、速度は大きな違いがなかったが電圧に大きく違いが生じた。これは $Q=CV=It$ より C の値があまり大きくないので、大電流が流れるとすぐに電圧が下がることが原因であると考えられる。また測定回路のサンプリング機能から電圧値と電流値の変化幅から内部抵抗を推定することができた。その結果から鉛蓄電池は残容量が減るに従って内部抵抗が増加するが、EDLC はほとんど変化しないことが分かる。

電動バイクと電動バイクを接続し実験用モータを外部から回転させることで疑似的に坂を下っているという環境を作り、そのエネルギーを電源側に充電するという実験を行った。その結果から、鉛蓄電池、EDLC 両方とも速度が落ちて、電流が流れ、充電されることを確認できた。その時、電圧値に変化が生じた理由としては化学反応と物理反応の違いに起因するのではないかと考えられる。

本研究に使用した電動バイクは小型のバイクであること、EDLC は電圧が低く容量も小さいもので、実用手前の実験装置の域を出ないものであった。しかし、モータの等価回路とバイクの走行抵抗などの少数のパラメータを測定し、これらを数値計算に考慮することにより、実験結果とシミュレーション結果はよい一致を示した。このことは、電動車両の走行特性は比較的少数のパラメータを測定することにより数値的に解析することができることを意味する。そこで、今後、バッテリーとキャパシタを併用した電源をもちいるなど、バッテリーと EDLC、それぞれの特長を生かした電動車両の設計に生かすことができると考えている。

謝辞 本研究は工学部拠点形成プロジェクトの「Eco-tranS プロジェクト」の一部として行われた。研究費の補助を受けたこと、プロジェクトメンバーから貴重な意見をいただいたことを記し、謝意を表す。

参考文献

- [1] 直井 勝彦 他, “監修次世代キャパシタ開発最前線”, 技術教育出版社, 2009.
- [2] 吉田 隆, “電気自動車の最新制御技術”, 株式会社 NTS, 2011
- [3] 吉田 隆, “エネルギーの貯蔵・輸送”, 株式会社 NTS, 2008
- [4] “EverCAP” ニチコン株式会社
<http://www.nichicon.co.jp/products/evercap.html>
- [5] “MEICAP”, 明電舎
<http://meicap.meidensha.co.jp>
- [6] “電気二重層キャパシタの技術と応用”, 日本ケミコン株式会社
<http://www.chemi-con.co.jp/catalog/pdf/dl-je/dl-sepa-je/dl-summary-je-110701.pdf>
- [7] 堀洋一, “いつかはキャパシタ”
http://hori.k.u-tokyo.ac.jp/paper_2010/old-papers/hori/SomedayCapacitor.pdf
- [8] 西ヶ谷 周二, “Motor Fan illustrated vol.55”, 三栄書房, 2011

- [9] 西ヶ谷 周二, “Motor Fan illustrated vol.37” ,三栄書房,2009
- [10] 草野清信, “宮城教育大学紀要 第42巻” , 2007
- [11] EVステーションマップ
<http://ev.gogo.gs/>
- [12] “WP8-12”,秋月電子
<http://akizukidenshi.com/download/WP8-12.pdf>
- [13] “DSB シリーズ定格”, ルビコン株式会社
http://www.rubycon.co.jp/catalog/j_pdfs/edlc/j_DSB.pdf
- [14] “Free Image Finder”
<http://freeimagefinder.com/tag/%E3%83%AA%E3%83%BC%E3%83%95.html>
- [15] 安間健一,OHM,5月号,96巻,pp40-44,2009
- [16] 経済産業省 “次世代電池の将来に向けた提言”, 2006.
<http://www.meti.go.jp/policy/automobile/LEV/battery-report.pdf>
- [17] 加地啓太 他,“交流インピーダンス法および位相検波法による鉛蓄電池の状態モニタリング”,修士論文,2012
- [18] 綿貫陽介,“昇圧チョッパ回路を用いた電力回生シミュレーションの研究”,卒業論文,2010
- [19] 鎌田靖由,坂田博,小野和雄,渡邊健二,戸井田秀基,“PICを用いた昇圧コンバータの製作と検討”,平成22年度電気関係学会四国支部連合大会,2010.9

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。

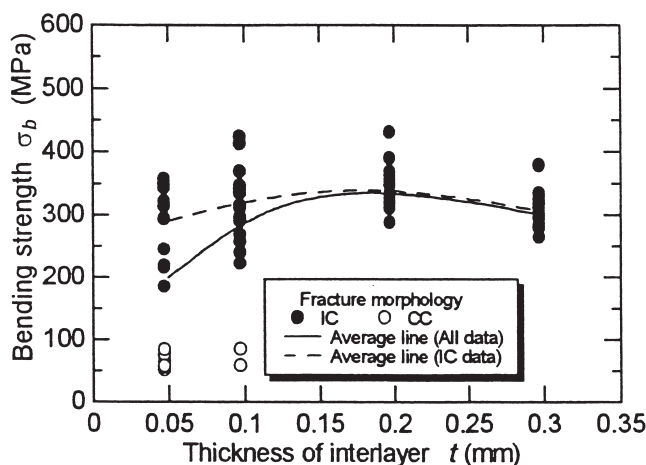


Fig.1. Relationship between interlayer thickness and bending strength.

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.