

密度成層とWave Setupを考慮した 多層高潮推算に関する研究

柴木秀之¹・渡辺 晃²

¹正会員 工修 株式会社エコー 環境水工部 (〒221-0052 神奈川県横浜市神奈川区栄町 10-35)

²正会員 工博 東京大学教授 工学系研究科社会基盤工学専攻 (〒113-8656 東京都文京区本郷 7-3-1)

海水の密度成層、陸上地形の影響を受けた内湾海上風、wave setup等が高潮に与える影響を明らかにするために、伊勢湾周辺における伊勢湾台風時の高潮推算を行った。高潮推算は密度成層とwave setupが考慮可能な3層レベルモデルを用い、波浪推算はスペクトル浅海波浪推算モデルを用いる。密度成層の状態により、沿岸の高潮は20~30cm程度増幅する。また、陸上地形の影響を受けた内湾海上風により、湾内の高潮は30cm程度増減する。さらに、wave setupにより、外洋に面する沿岸の高潮は50cm程度上昇する。これらの条件を考慮することにより、広範囲における沿岸の高潮を精度良く再現できる。

Key Words : storm surge, multi-level model, density stratification, wind on the seas, wave setup

1. はじめに

これまでの高潮推算の多くは、海上風速を調整して内湾の奥部で発生する局所的な高潮の最大値を再現することに重点が置かれ、湾全体の高潮の分布や経時変化を精度良く再現するまでには至っていない。特に、外洋に面する沿岸や湾口における高潮については計算結果が過少となる例が多い。このような場合、観測値の再現のためやむを得ず、①沖側境界における潮位偏差を気圧降下による水位上昇量よりも過度に大きくする、②外洋水深を浅く設定し吹き寄せ量を増加させるなど、物理的に疑義のある境界条件を設定していた¹⁾²⁾。これらの操作は、領域内の自由波及び強制波の挙動を人為的に変化させる。

既往の研究では、高潮推算において考慮すべき条件が挙げられている。例えば、Hearn と Holloway³⁾は、高潮時の流れが鉛直方向に一様でないため、流れを多層近似する必要性を示した。山下ら⁴⁾⁵⁾は、外洋に面する沿岸において密度成層の形成によって高潮の振幅が増大し、また、海上風が陸上地形の影響を受けて変化し、これが高潮に影響することを例示した。さらに、磯崎⁶⁾は、wave setup が高潮観測値に含まれる可能性を指摘した。一方、村上・森川⁷⁾は高潮の河川遡上による影響を検討し、張・首藤⁷⁾は陸域への浸水が高潮に影響することを示した。

このように、個々の条件については検討されているものの、諸条件を統括的に扱い、高潮への影響を定量的に

まとめた例はない。本研究では、伊勢湾台風時の高潮を計算事例として取り上げ、高潮の再現における重要な要素の効果を定量的に明らかにする。

2. 高潮現象における重要な要素

(1) 吹送流から見た多層化の重要性

図-1 は沿岸部において高潮が発達する時期の流れの状況を断面2次元で簡単化して表した模式図である。図中の海底地形は沖側から岸側へと次第に浅くなるものと仮定する。単層モデル及び多層モデルの図中の実線は高潮時に発生する吹送流を表し、その特徴は、流速が表面で最大であり、水深とともに減少または逆流となる鉛直分布構造を持つ⁸⁾。図では、沿岸において吹き寄せで生じる水位上昇に伴う水平方向の圧力差により、下層の流れが逆流となる場合を模式化している。

この高潮発達期の吹送流を単層で表現すると、左図の矢印付きの線で表されるように全水深一様な岸向きの断面平均流速で近似される。実線の吹送流と比較すると、上層の流速が過小となり、下層では流速が逆方向となる。それに対して、多層(図では2層で近似)で表現すると、右図の矢印付きの線で表されるように流速の鉛直分布の近似精度が改善される。また、海底地形の起伏も流れに影響する状況を取り込むことができる。ここで、模式図は2層で近似したため、上層と下層で顕著な流向・流速

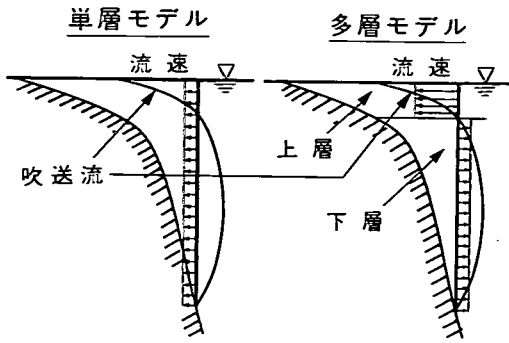


図-1 沿岸における海底地形と吹送流の断面分布の模式図

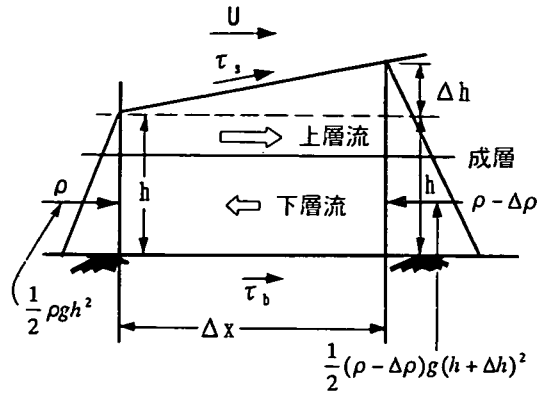


図-2 密度成層に伴う高潮増幅の概念図

差が見られるものの、鉛直方向の層数を増加させると、上層から下層へと次第に変化する状況を近似できる。

この吹送流の鉛直構造や海底地形の影響をモデル化するには、多層の高潮推算が必要となる。その場合には、吹送流の多層近似において、上層厚をどの程度とすれば良いかが問題となる。

Ekman⁹⁾による吹送流の古典的な理論は、定常な回転粘性流体の運動を扱い、エクマン境界層の厚さを定式化した。また、Madsen¹⁰⁾は非定常な吹送流の問題を取り扱い、表面境界層内の吹送流の流速分布を風速と時間の関数として定式化した。

いずれの理論でも、流速は鉛直方向に表面から次第に減衰し、吹送流が卓越する表面境界層の厚さは外力の大きさにより変化する。このため、吹送流の層厚を決定することができず、鉛直層の分割は、海底地形または密度成層等の鉛直方向の流速分布に影響する他の条件を考慮して決定しなければならない。

(2) 密度成層の重要性

太平洋黒潮域の水温・塩分の鉛直分布¹¹⁾を調べると、50～200mを境界面とする躍層が存在し、上層と下層で10kg/m³程度の密度差がある。この密度差は密度成層により生じている。

一方、首藤¹²⁾にならぬ、図-2 に表す吹き寄せに関する力のバランスに基づいて、密度成層の効果を検討する。水深 h が一定の海域に、風速 U により海面せん断力 τ_s が作用するときの力のバランスは、

$$\frac{1}{2} \rho g h^2 + (\tau_s + \tau_b) \Delta x - \frac{1}{2} (\rho - \Delta \rho) g (h + \Delta h)^2 = 0 \quad (1)$$

となる。ここで、 Δh は水位上昇量を表す。2次項を無視すると、水位上昇量 Δh と水深 h の比は、

$$\frac{\Delta h}{h} = \frac{1}{2} \frac{\Delta \rho}{\rho} + \frac{\Delta x}{\rho g h^2} (\tau_s + \tau_b) \quad (2)$$

となる。ここで、 ρ は風上側の断面平均海水密度、

$\Delta \rho$ は密度成層により生じる風下側の断面平均密度の低下量、 τ_b は底面せん断力である。

図-2 の概念図は、断面平均密度を用いて風上側から風下側にかけて水平方向で生じる密度差を表現しており、この密度差が生じるためには、密度成層により生じる鉛直方向の密度差の存在が必要となる。密度成層は、台風時の強い鉛直混合により弱まるものの、上層の相対的に低密度の海水が吹き寄せにより風下側に移動し、断面平均密度の水平勾配が生じることに寄与する。図では、密度成層が上記の過程を経て、間接的に高潮による水位勾配に影響を与える状況を表現している。

式(2)は、断面平均密度の低下量の割合 $\Delta \rho / \rho$ が1% (=約10kg/m³) あるときに、 $\Delta h / h$ が0.5%変化することを表し、水深50mの場合に25cmの水位増幅が生じることになる。

実際の海底には起伏が存在し、浅海域では強風時の鉛直混合によって上下層の密度差も小さくなるため、これほど極端な水位増幅は生じない。しかし、密度一定の場合に比べて、密度成層が形成されている状況下では風下側の断面に作用する圧力が相対的に低下するため、高潮の増幅が起こる。

多層流として考えると、高潮発達時の上層には、風応力が作用し、水面勾配を発達させる方向の流れが生じる。一方、下層では圧力勾配力により反流が発生する。密度成層が存在すると、密度一定の場合と比べて、この下層に作用する圧力は風下側で相対的に減少する。このため、力のバランスを保つように水面勾配がさらに発達する。

このような密度成層に伴う高潮の増幅現象が外洋に面する沿岸で生じると、伊勢湾のように湾口が外洋と通じている場合には、その影響が湾全体に及ぶ。

(3) Wave setup の重要性

高潮に影響すると指摘されている wave setup は、Longuet-Higgins と Stewart¹³⁾ によれば、次の定常な運動量

方程式から求められる。

$$\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \rho g(\bar{\eta} + h) \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} = 0 \quad (3)$$

ここで、 S_{xx} は radiation 応力、 $\bar{\eta}$ は平均水位、 h は水深であり、波は x の正方向に進行する。

これを砕波帯内に適用し、砕波後の波高を、

$$H = \gamma(\bar{\eta} + h) \quad (4)$$

とすると、海岸の wave setup 量は、

$$\bar{\eta} = Kh_b, \quad K = \left(1 + \frac{8}{3\gamma^2}\right)^{-1} \quad (5)$$

となる。ここで、 γ は波高水深比、 h_b は砕波水深である。磯崎⁹⁾は、高潮に影響する wave setup 量を、式(5)にならない、

$$\bar{\eta} \sim ch_b \quad (6)$$

と表し、回帰分析を行って外洋に面する舞阪における係数 c を求めた。その結果、舞阪において観測された高潮時の潮位偏差の多くは wave setup に起因することが明らかとなり、その重要性が確認された。

3. 多層高潮推算モデルの理論

(1) 多層の連続式と運動方程式

本研究では、高潮の再現に重要と考えられる密度成層と wave setup が考慮可能な、多層表示の高潮の基礎方程式を、中田ら¹⁴⁾にならない導入する。なお、本論文では、多層レベルモデル(多層位モデル)を単に多層と呼ぶ。

高潮の基礎方程式は、連続式と Navier-Stokes の運動方程式を鉛直方向に積分して求められる。この鉛直積分を層厚で分割し、各層内の平均量に関する方程式を求めると多層レベルモデルの式となる。

今、水深を L 層に分割し、第 k 層 ($k = 1, 2, \dots, L$) の連続式と運動方程式を導く。ここで、第1層(表層)は海面 $z = \eta$ から $z = -h_1$ 、第 k 層は $z = -h_{k-1}$ から $z = -h_k$ 、第 L 層(底層)は $z = -h_{L-1}$ から海底 $z = -h_L$ とする。各層の水平成分の線流量 M, N は、

$$M_k = \int_{-h_k}^{-h_{k-1}} u dz, \quad N_k = \int_{-h_k}^{-h_{k-1}} v dz \quad (7)$$

で表される。ここで、第1層と第 k 層の層厚は、

$$H_1 = h_1 + \eta, \quad H_k = h_k - h_{k-1} \quad (8)$$

と定義する。

また、水平・鉛直方向の密度分布を考慮すると、運動方程式中の圧力勾配項は、

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = g \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{g}{\rho} \int_z^\eta \frac{\partial \rho}{\partial x} dz + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P_0}{\partial x} \quad (9)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} = g \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{g}{\rho} \int_z^\eta \frac{\partial \rho}{\partial y} dz + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P_0}{\partial y} \quad (10)$$

となる。ここで、式中の (x, y) は水平面、 z は平均海面を基準に鉛直上向き、 P は圧力、 η は水位、 ρ は海水密度、 P_0 は気圧である。式(9)、(10)の右辺第1項は水位、第2項は密度、第3項は気圧の勾配を表し、合計が圧力勾配となる。式(9)、(10)中に現れる密度は水温と塩分の関数であり、

$$\rho_k = \rho(S_k, T_k) \quad (11)$$

と表現される。式(11)の具体的な表示としては、国際海水状態方程式¹⁵⁾を用いる。時間的に変化する密度は、高潮の連続式及び運動方程式と同時に、水温と塩分の多層拡散方程式を解き、その結果を式(11)に代入して求める。

式(9)、(10)の圧力勾配項を鉛直積分し、第 k 層の圧力勾配を、

$$[P_x]_k = \int_{h_k} \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} dz, \quad [P_y]_k = \int_{h_k} \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} dz \quad (12)$$

とすると、 x 方向の第1層及び第 k 層については、

$$\frac{\rho_1}{H_1} [P_x]_1 = \frac{\partial P_0}{\partial x} + \rho_1 g \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{1}{2} g H_1 \frac{\partial \rho_1}{\partial x} \quad (13)$$

$$\frac{\rho_k}{H_k} [P_x]_k = \frac{\rho_{k-1}}{H_{k-1}} [P_x]_{k-1} + \frac{1}{2} g H_{k-1} \frac{\partial \rho_{k-1}}{\partial x} + \frac{1}{2} g H_k \frac{\partial \rho_k}{\partial x} \quad (14)$$

となる。 y 方向も同様である。

次に、多層レベルモデルに wave setup の効果を組み込むために、Phillips¹⁶⁾にならない、運動方程式に radiation 応力勾配項を加える。ここで、第1層及び第 k 層の radiation 応力は次式で表される。

$$\left. \begin{aligned} [S_{xx}]_1 &= S_{xx}(-h_1) \\ [S_{yy}]_1 &= S_{yy}(-h_1) \\ [S_{xy}]_1 &= S_{xy}(-h_1) \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

$$\left. \begin{aligned} [S_{xx}]_k &= S_{xx}(-h_k) - S_{xx}(-h_{k-1}) \\ [S_{yy}]_k &= S_{yy}(-h_k) - S_{yy}(-h_{k-1}) \\ [S_{xy}]_k &= S_{xy}(-h_k) - S_{xy}(-h_{k-1}) \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

以上の諸式を用いると、連続式ならびに、密度勾配を含む圧力勾配項と radiation 応力勾配項を加えた多層の運動方程式は次式のようになる。

$$w|_{z=-h_k} + \frac{\partial M_k}{\partial x} + \frac{\partial N_k}{\partial y} = w|_{z=-h_{k-1}} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial M_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{M_k^2}{H_k} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{M_k N_k}{H_k} \right) + (uw)_i \Big|_{z=-h_k} \\ & = +fN_k - [P_x]_k + \frac{1}{\rho_k} (\tau_{ix} \Big|_{z=-h_{k-1}} - \tau_{ix} \Big|_{z=-h_k}) + \\ & A_h \left(\frac{\partial^2 M_k}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M_k}{\partial y^2} \right) - \frac{1}{\rho_k} \left(\frac{\partial [S_{xx}]_k}{\partial x} + \frac{\partial [S_{yy}]_k}{\partial y} \right) \quad (18) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial N_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{M_k N_k}{H_k} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{N_k^2}{H_k} \right) + (vw)_i \Big|_{z=-h_k} \\ & = -fM_k - [P_y]_k + \frac{1}{\rho_k} (\tau_{iy} \Big|_{z=-h_{k-1}} - \tau_{iy} \Big|_{z=-h_k}) + \\ & A_h \left(\frac{\partial^2 N_k}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 N_k}{\partial y^2} \right) - \frac{1}{\rho_k} \left(\frac{\partial [S_{xy}]_k}{\partial x} + \frac{\partial [S_{yx}]_k}{\partial y} \right) \quad (19) \end{aligned}$$

ここで、式(17)は連続式であり、境界条件は、

$$w \Big|_{z=\eta} = \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad : k=1, \quad w \Big|_{z=-h_L} = 0 \quad : k=L$$

となる。また、式(18)、(19)における境界面せん断応力は、

$$\tau_{ix} \Big|_{z=\eta} = \tau_{sx}, \quad \tau_{iy} \Big|_{z=\eta} = \tau_{sy} \quad : k=1$$

$$\tau_{ix} \Big|_{z=-h_L} = \tau_{bx}, \quad \tau_{iy} \Big|_{z=-h_L} = \tau_{by} \quad : k=L$$

で与えられる。ここで、 (u, v, w) は (x, y, z) 方向の流速成分、 f はコリオリ係数、 A_h は水平渦動粘性係数である。

海面せん断応力 τ_s 、底面せん断応力 τ_b 、境界面せん断応力 τ_i の x 成分は、各々次式で表される。

$$\tau_{sx} = \rho_a C_D W_x \sqrt{W_x^2 + W_y^2} \quad (20)$$

$$\tau_{bx} = \frac{\rho_L g n^2}{H_L^{1/3}} M_L \sqrt{M_L^2 + N_L^2} \quad (21)$$

$$\tau_{ix} \Big|_{z=-h_k} = 2 \frac{\rho_k + \rho_{k+1}}{2} A_v \frac{U_k - U_{k+1}}{H_k} \quad (22)$$

ここで、 ρ_a は空気の密度、 C_D は海面の抵抗係数であり、Mitsuyasu ら¹⁷⁾ の C_D 則を用いる。 W_x 、 W_y は海上 10m 高度の (x, y) 成分風速である。また、 ρ_k は第 k 層の海水の密度、 g は重力加速度、 n は Manning の粗度係数 (=0.025)、 U_k, V_k は第 k 層の境界面上層、 U_{k+1}, V_{k+1} は境界面下層の (x, y) 成分流速を表す。 y 方向も同様である。

基本方程式の差分化に当たっては、空間差分にスタッガード格子を、時間差分にリープ・フロッグ法を用いる。移流項の差分は風上差分を採用する。

(2) 波浪場の計算式

a) 平面型浅海波浪推算の基本式

高潮の運動方程式(18)、(19)中に現れる radiation 応力を算定するには、時間変化する浅海波浪場を計算する必要がある。本研究では、波浪場の計算に浅海波浪推算モデル¹⁸⁾を用いる。このモデルの基本式は次式で表されるエネルギー平衡方程式である。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial (C_g \cos \theta \cdot E)}{\partial x} + \frac{\partial (C_g \sin \theta \cdot E)}{\partial y} \\ & + \frac{\partial \theta}{\partial t} \left[\frac{C_g}{C} \left(\sin \theta \frac{\partial C}{\partial x} - \cos \theta \frac{\partial C}{\partial y} \right) E \right] = F_{IN1} + F_{IN2} \quad (23) \end{aligned}$$

ここで、 E は周波数 f で伝播方向 θ の成分波のエネルギー密度、 C_g は各成分波の群速度であつて場所と時間の関数 $C_g(x, y, z)$ である。 F_{IN1} は風から波へのエネルギー供給量、 F_{IN2} は各種機構によるエネルギー消費量である。方向スペクトル $E(f, \theta)$ は、周波数で 47 分割 (周期 2 秒~22 秒)、方向で 16 分割の計 456 成分により構成する。

浅海域における砕波減衰については、推算有義波高 $H_{1/3}$ が砕波限界波高 H_b よりも大きい場合に、次式により各スペクトル成分を置き換えることで代表させる。

$$E_b = E \cdot \left(\frac{H_b}{H_{1/3}} \right)^2 \quad : H_{1/3} > H_b \quad (24)$$

ここで、 E_b は砕波後のスペクトル、 E は推算スペクトルである。式(24)中の砕波限界波高 H_b には、合田¹⁹⁾の砕波指標を準用して、

$$\frac{H_b}{L_0} = A \left[1.0 - \exp \left(-1.5 \frac{\pi h}{L_0} (1 + 15 \tan^4 \theta) \right) \right] \quad (25)$$

とする。ここで、 L_0 は沖波波長、 $\tan \theta$ は海底勾配、 h は水深であり、 A は定数として 0.15 を与える。

b) 多層 radiation 応力の定式化

各層の radiation 応力は Longuet-Higgins と Stewart²⁰⁾ にならない、鉛直方向の分布を層毎に積分することにより求める。

波は x 軸に対して角度 θ で斜めに入射するとし、

$$u = \tilde{u} \cdot \cos \theta, \quad v = \tilde{u} \cdot \sin \theta, \quad w = \tilde{w}$$

と表す。ここで、 \tilde{u} は θ 方向の波による水粒子の軌道速度、 \tilde{w} は鉛直方向の水粒子速度である。静水面から深さ z までの鉛直断面を通過する過剰水平運動量束 $S_{xx}(z)$ は、

$$S_{xx}(z) = \int_z^\eta (P + \rho u^2) dz - \int_z^0 P_0 dz \quad (26)$$

である。この $S_{xx}(z)$ を 3 つに分離し、

$$S_{xx}(z) = S_{xx}^{(1)}(z) + S_{xx}^{(2)}(z) + S_{xx}^{(3)}(z) \quad (27)$$

$$S_{xx}^{(1)}(z) = \int_z^{\eta} \overline{\rho u^2} dz = \int_z^0 \overline{\rho u^2} dz$$

$$S_{xx}^{(2)}(z) = \int_z^0 (P - P_0) dz = \int_z^0 (\overline{P} - P_0) dz$$

$$S_{xx}^{(3)}(z) = \int_z^{\eta} \overline{P} dz$$

と表す。これらの式を積分すると、

$$S_{xx}(z) = \frac{E}{2} \left(1 - \frac{\sinh 2k(h-z)}{\sinh 2kh} + \frac{2kz}{\sinh 2kh} \right) \cos^2 \theta + \frac{E}{2} \left(\frac{\sinh 2k(h-z)}{\sinh 2kh} + \frac{2kz}{\sinh 2kh} \right) \quad (28)$$

となる。また、 $S_{yy}(z)$ は、

$$S_{yy}(z) = \int_z^{\eta} \overline{(P + \rho v^2)} dz = \int_z^0 \overline{P_0} dz \quad (29)$$

となり、これを $S_{xx}(z)$ と同様に解くと、

$$S_{yy}(z) = \frac{E}{2} \left(1 - \frac{\sinh 2k(h-z)}{\sinh 2kh} + \frac{2kz}{\sinh 2kh} \right) \sin^2 \theta + \frac{E}{2} \left(\frac{\sinh 2k(h-z)}{\sinh 2kh} + \frac{2kz}{\sinh 2kh} \right) \quad (30)$$

となる。さらに、 $S_{xy}(z)$ は、

$$S_{xy}(z) = \int_z^{\eta} \overline{\rho uv} dz = \left(\int_z^0 \overline{\rho \tilde{u}^2} dz \right) \cos \theta \sin \theta = \frac{E}{2} \left(1 - \frac{\sinh 2k(h-z)}{\sinh 2kh} + \frac{2kz}{\sinh 2kh} \right) \cos \theta \sin \theta \quad (31)$$

となる。ここで、

$$R_1(z) = \frac{\sinh 2k(h-z)}{\sinh 2kh} - \frac{2kz}{\sinh 2kh}$$

$$R_2(z) = \frac{\sinh 2k(h-z)}{\sinh 2kh} + \frac{2kz}{\sinh 2kh}$$

を導入すると、第 k 層まで積分した radiation 応力は、

$$\left. \begin{aligned} S_{xx}(-h_k) &= \frac{E}{2} \left\{ (1 - R_1(-h_k)) \cos^2 \theta + R_2(-h_k) \right\} \\ S_{yy}(-h_k) &= \frac{E}{2} \left\{ (1 - R_1(-h_k)) \sin^2 \theta + R_2(-h_k) \right\} \\ S_{xy}(-h_k) &= \frac{E}{2} (1 - R_1(-h_k)) \cos \theta \sin \theta \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

となる。さらに、多方向不規則波を対象とする場合の radiation 応力は、各成分波の線形重ね合わせが可能とし、スペクトルエネルギー $E(f, \theta)$ を用いて、

$$S_{xx}(-h_k) = \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \rho_k g \left\{ (1 - R_1(-h_k)) \cos^2 \theta + R_2(-h_k) \right\} \times E(f, \theta) d\theta df$$

$$S_{yy}(-h_k) = S_{yy}(-h_k) = \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \rho_k g \left\{ (1 - R_1(-h_k)) \sin^2 \theta + R_2(-h_k) \right\} \times \cos \theta \sin \theta \times E(f, \theta) d\theta df \quad (33)$$

$$S_{xy}(-h_k) = \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \rho_k g \left\{ (1 - R_1(-h_k)) \sin^2 \theta - R_2(-h_k) \right\} \times E(f, \theta) d\theta df$$

と表すことができる。スペクトル波浪推算法では、波浪の方向スペクトル $E(f, \theta)$ が直接計算できるため、式(33)を適用して radiation 応力を計算し、その結果を式(15)、(16)に代入することによって、wave setup を考慮した高潮の運動方程式を解くことが可能となる。式(33)中の ρ_k は式(11)を代入する。

4. 台風モデルを用いた単層の高潮推算

(1) 高潮推算における地形近似

高潮の現象では、台風が最接近する時刻に潮位の上昇が最大となる場合が多い。しかし、台風が遠方にある場合も前駆波と呼ばれる潮位変動が認められる。また、湾外の高潮は、湾内に侵入する海水量を左右し、湾全体の高潮に影響を及ぼす。これらを考慮して、高潮推算の計算範囲は伊勢湾台風が通過した外洋を含む広範囲とする。

一方、注目する沿岸では、海岸地形が高潮に与える影響を計算可能とする詳細な地形近似を行う必要がある。特に海岸の構造物等を表現するためには、100m オーダの格子による地形近似が必要となる。このため、計算範囲を外洋領域から沿岸領域まで複数の領域に分割し、地形近似精度を可変として、計算の効率化を図る。

例えば、伊勢湾における高潮推算では、図-3 に表すように計算範囲を 12 領域に分割し、伊勢湾の沿岸に近い領域ほど、小格子による地形近似を行う。これら 12 領域の計算は同時に行い、領域間の境界は、南ら 21) にならぬ流量と水位の接続法を用いる。

第 1 から第 12 領域の構成は、図-3 内の付表にまとめられ、伊勢湾と熊野灘から遠州灘沿岸は 600m 格子以下で近似し、wave setup に注目する尾鷲・伊勢湾口・舞阪・四日市沿岸は 200m 格子で地形近似を行う。計算時間間隔は全領域とも 1.5 s とする。また、高潮推算の時間ステップ毎に風推算を行う。

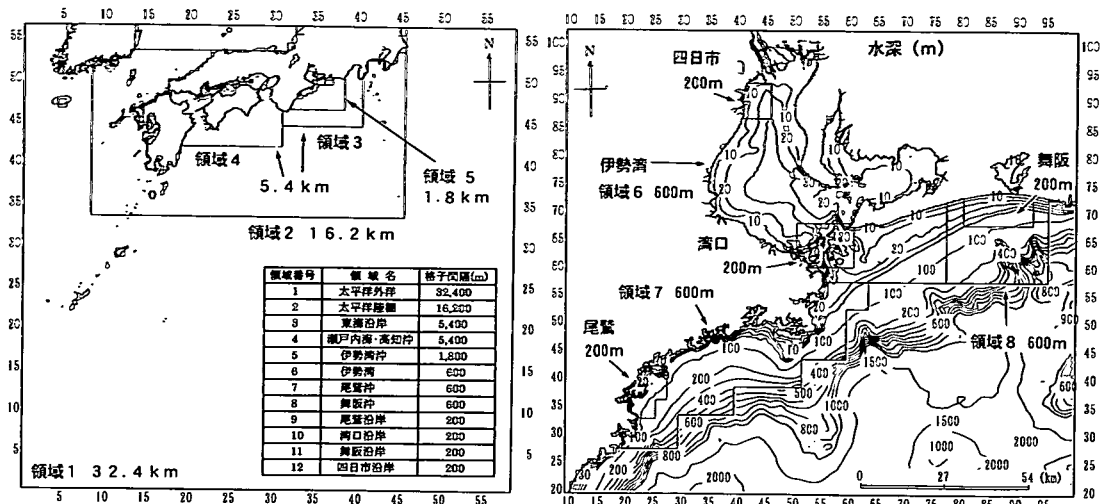


図3 伊勢湾高潮推算の計算範囲と計算領域の構成及び格子間隔

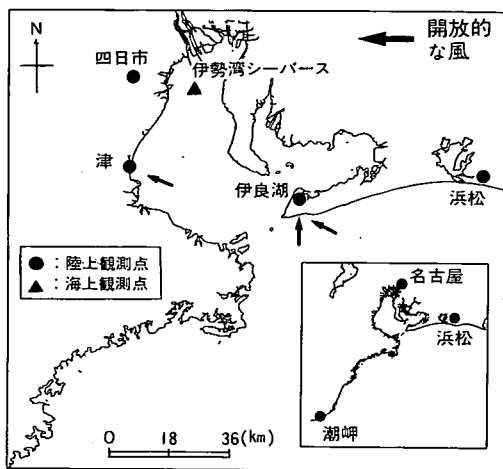


図4 伊勢湾周辺の気象観測点の位置

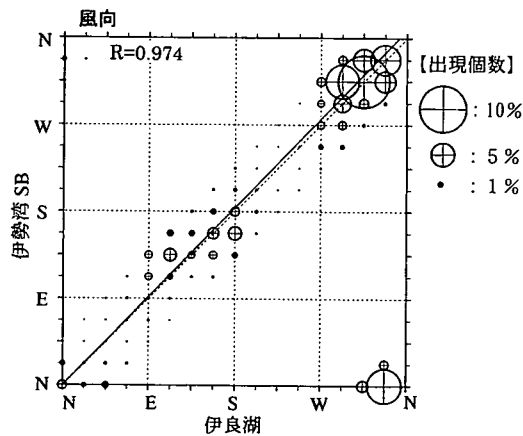
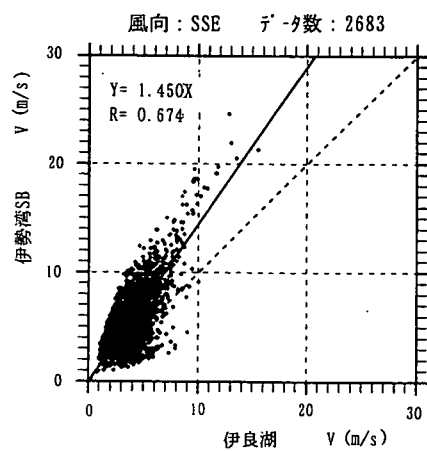


図5 観測風相関解析による風向SSEの風速相関及び風向相関

(2) 気圧・海上風の推算

a) 気圧・海上風の検証地点

図4の●印は、伊勢湾台風時の伊勢湾周辺における気象観測点を表し、伊勢湾外の潮岬及び浜松、湾口の伊良湖、伊勢湾西岸の津及び四日市、湾奥の名古屋である。また、▲印は、伊勢湾SB（シーバース）である。伊良湖及び津に付けた矢印は、海風系の風が吹く方向を表す。伊良湖及び津は、いずれも陸上観測点であるため、一般に、海上風より風速が小さい可能性があり、海上風の検証には問題がある。一方、伊勢湾SBは海上風観測点であるが、伊勢湾台風時には建設されていない。そこで、建設後の1984年～1996年までの13年間の海上風観測データを用いて、伊良湖における陸上風との相関解析を行い、伊良湖の観測風から伊勢湾SBの海上風を推定する回帰式を求める。そして、この回帰式から伊勢湾

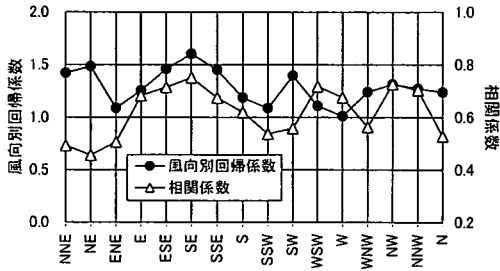


図-6 伊良湖と伊勢湾S Bの観測風による風速回帰係数及び相関係数の方向分布

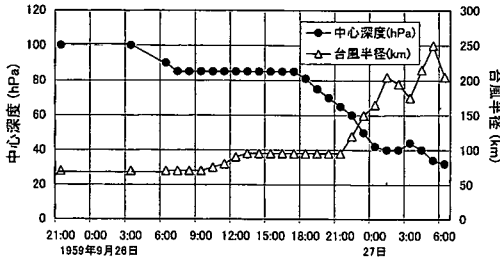


図-7 伊勢湾台風を中心深度及び台風半径の時間変化

台風時の伊勢湾S Bにおける風向及び風速を推定する。

図-5 上図は風向 SSE の相関を表し、回帰式に伊良湖における風向 SSE の風速をあてはめると、伊勢湾S Bの海上風が推定できる。他の風向も同様である。図-5 下図の風向相関図より、両者の風向は概ね一致しており、同風向と判断する。図-6 は、風速の相関解析から求めた回帰係数と相関係数の方向分布である。

b) 台風諸元と気圧場のモデル化

高潮推算に用いる気圧場としては、Myers の気圧近似式を用いてモデル化を行う。このモデル化は、気圧場を同心円で近似するもので、以下では台風モデルと呼称する。気象庁報告²²⁾には、伊勢湾台風の代表時刻における台風中心の位置、中心気圧、移動速度がまとめられている。図-7 は中心深度と台風半径の時間変化を表している。図中の中心深度は、圏外気圧 1,010hPa からの気圧の低下量を表す。台風半径は、代表時刻の気圧分布及び気象観測点における観測気圧の経時変化の再現が可能な値として、試行計算により決定したものである。図-8 は、潮岬及び伊良湖における台風モデルによる推算気圧と観測気圧の経時変化の比較である。2地点とも推算値は観測値と良く一致し、図-7 に示した台風半径の設定値は妥当であると評価できる。

c) 台風モデルによる海上風推算

伊勢湾台風をモデル化した気圧分布に基づいて台風モデルによる海上風の平面分布を推算する。台風モデルによる海上風の推算では、海面における摩擦の影響を受けない上空大気の風速を、10m 高度の海上風へ変換する

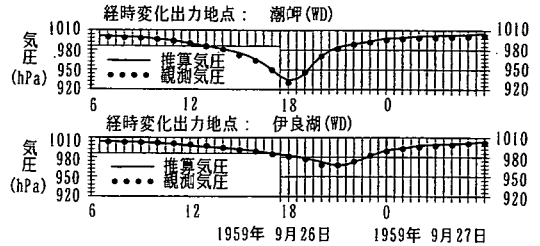


図-8 伊勢湾台風時の潮岬・伊良湖における観測気圧と推算気圧の経時変化の比較

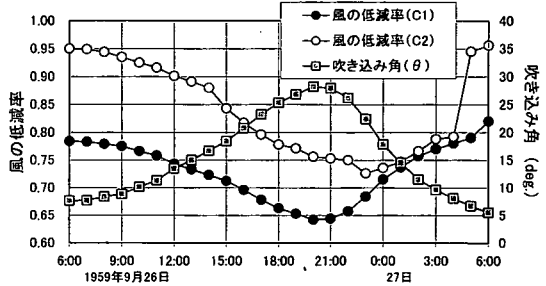


図-9 伊勢湾台風時の伊良湖における海上風変換係数の経時変化

風の低減率 C_1 , C_2 と、低圧部への吹き込み角 θ を設定する必要がある。

一般に、風の低減率は、観測風の経時変化が説明可能な値を試行計算によって求め、0.6~0.7 程度の値に設定している。過去に行われた伊勢湾台風時の高潮推算例では、気象庁報告²³⁾が 1.0、土屋ら²⁴⁾が 0.6 を用いており、数値に幅がある。そこで、このような任意性を排除し、理論的に求める方法として、境界層モデルを適用する。

境界層モデルは後藤・柴木²⁵⁾により提案された方法であり、大気を自由大気と境界層の二つに分離し、理論解から海上風への変換係数を推定する。このモデルから推定される係数は、自由大気の風速と緯度の関数となる。例えば、伊勢湾台風時の伊良湖における海上風変換係数は、図-9 に表すように時間的に変化する。図-10 は、境界層モデルを用いて海上風に変換された台風モデルによる推算値と観測値との経時変化の比較である。なお、推算風向は伊勢湾周辺海域において 22.5° 反時計回りに補正し、観測風向に一致させた。図中、伊良湖及び津の観測値は陸上風であり、伊勢湾S Bの観測値は前述した回帰式を用いて推定した海上風である。

推算値と観測値を比較すると、台風が外洋にある 6 時~18 時と上陸後の 18 時~20 時の推算風速は、伊良湖及び津の観測風速とほぼ一致する。図-4 に表すように、伊良湖及び津は E 系方向で陸上地形の影響を相対的に受けにくい海風系の風が吹くため、E 系の観測風は海上

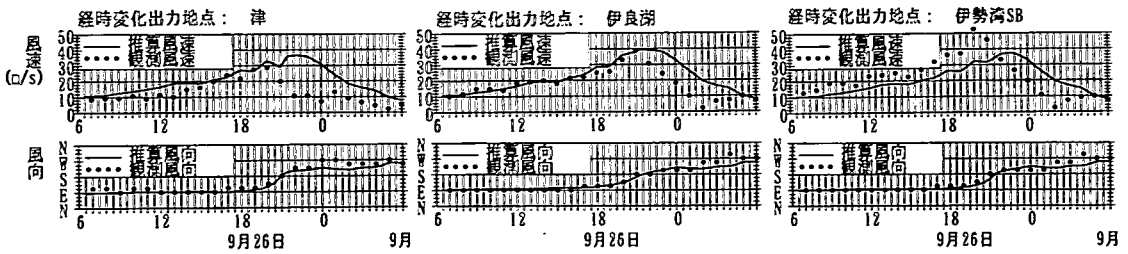


図-10 伊良湖・津・伊勢湾SBにおける台風モデルによる推算風と観測風の経時変化の比較

風に近いと考えられる。また、台風が伊勢湾に接近する20時～21時の推算風速は、伊良湖の観測風速とほぼ一致し、津の観測風よりも大きい。伊良湖はS系方向も海風系の風が吹くため、S系の観測風も海上風に近いと考えられる。一方、伊勢湾SBは、台風接近時まで推算風が推定海上風よりも小さい。これは、湾中央の海上風がE～S系で強まる傾向にあることを表す。

以上の特性に対し、台風が通過した22時以降の推算風速は、3点とも観測風速より過大となる。これは、台風通過後のSSW～Wの風速が、湾西側の陸上地形の影響を受けて減少する傾向にあるのに対し、台風モデルによる推算風ではこの傾向を十分に表現できないためである。

このように、本台風モデルによる推算風は、台風接近時の湾中央における海上風を過小に、台風通過後の湾全体の海上風を過大に推算する傾向にある。

(3) 単層モデルによる高潮推算

a) 高潮推算値の検証地点

台風モデルによる推算海上風を用いて、単層モデルによる高潮推算を行う。図-11は、伊勢湾台風当時の検潮記録がある高潮観測点を表す。観測点は、伊勢湾口の鳥羽、湾中央の松阪・常滑・四日市、湾奥の名古屋、三河湾口の福江・師崎、湾奥の武豊・形原・前芝、湾外の尾鷲・赤羽根・舞阪である。

これらの地点の検潮記録により、湾外から湾内までの高潮の再現性を検証することが可能である。図には、高潮時の最大潮位偏差とその発生起時をまとめる。▲印が付く値は、高潮の痕跡からの推定値を表す。また、鳥羽・名古屋・前芝・舞阪については潮位偏差の経時変化も併記している。

b) 計算期間と初期条件

図-11に表す観測潮位偏差の経時変化を見ると、伊勢湾台風時の高潮は、水位上昇が26日12時以前に始まり、20時～27日0時にかけて最大となり、湾奥は3時頃に最低となる。その後、揺れ戻しによる振動が生じる。これより、25日9時を計算開始時刻とし、高潮の揺れ戻しが生じる時刻を含む27日6時までの45時間を計算期間とする。

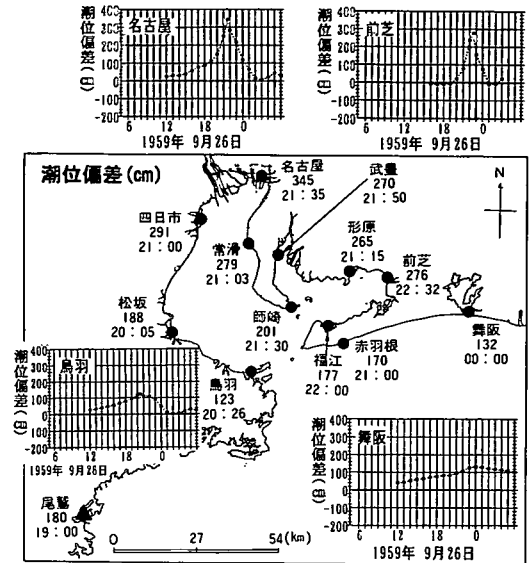


図-11 伊勢湾台風時の潮位観測点位置における高潮時の最大潮位偏差とその発生起時及び潮位偏差の経時変化

高潮推算の初期条件は、水位及び流速を0とし、計算開始時刻である25日9時の台風中心深度を0とする。実際の台風は、この時刻にかなり発達している。しかし、発達した台風の気圧を初期に与えると、計算上の初期振動が発生し、この振動が計算領域内の高潮に影響を及ぼす。そこで、この初期振動を抑えるために、中心深度を次第に所定の値とするための立ち上げ時間を設ける。

図-12は、立ち上げ時間の違いによる名古屋における潮位偏差の経時変化の比較である。立ち上げ時間を3時間とすると、経時変化の初期に振動が発生するのに対し、12時間とすると初期振動をかなり抑えることができる。

なお、外洋における境界条件は、気圧降下分の潮位偏差を強制水位として与え、領域内から外部へ伝播する自由波については境界を自由透過させる放射条件²⁶⁾を用いる。また、計算に用いる水平渦動粘性係数は、600m格子以下を $10\text{m}^2/\text{s}$ 、1,800m格子以上を $50\text{m}^2/\text{s}$ とし、格子間隔に応じて変化させる。鉛直渦動粘性係数は $0.02\text{m}^2/\text{s}$ とする。

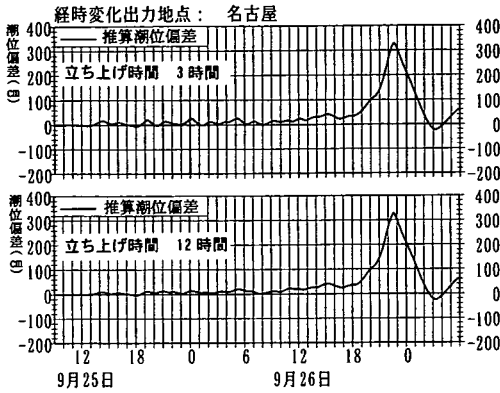


図-12 中心深度の立ち上げ時間の違いによる名古屋における潮位偏差の経時変化

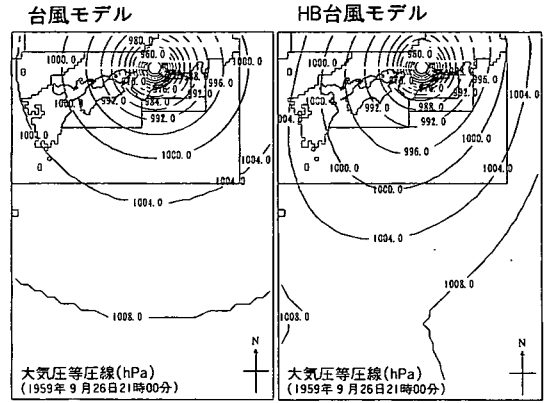


図-13 26日21時の台風モデル及びHB台風モデルによる気圧分布の比較

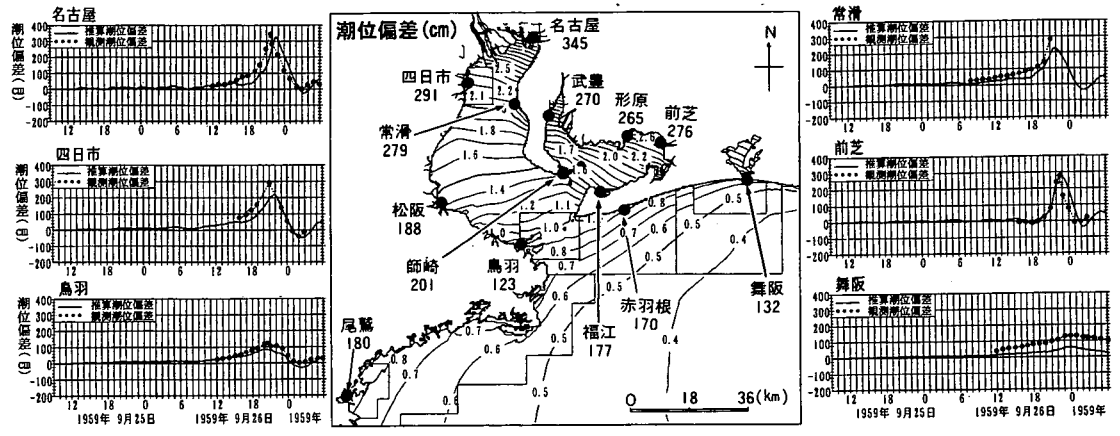


図-14 単層モデルによる伊勢湾台風時の最大潮位偏差の分布と潮位偏差の経時変化

c) 天気図を併用した台風の気圧・風のモデル化

台風モデルによる風場は、気圧勾配により生じる傾度風と、台風移動により生じる場の風の2成分を考慮する。一般に、台風中心近くの風場の近似は良好である。しかし、同心円状に気圧分布を近似するため、台風の歪んだ気圧分布とそれに伴う風の分布は表現できない。この問題の改善方法として、天気図の気圧分布と台風モデルの気圧分布を併用するハイブリッドモデルを適用する。以降、この方法をHB台風モデル(ハイブリッド台風モデル)とする。

このHB台風モデルは、図-7のように設定した台風半径の内側において台風モデルを適用し、その外側では台風モデルによる風と天気図上に表される気圧分布に基づいた傾度風モデルによる風を併せて計算し、これら二つのモデルで推算される気圧と海上風を空間補間する。2種類の気圧と海上風の空間補間は、台風中心からの距離 r が増加するとともに、次第に天気図による傾度風の

推算値に漸近するように次の関係を用いる。

$$\left. \begin{aligned} V &= V_T & : r \leq r_0 \\ V &= V_T A + V_g (1 - A), \quad A = r_0 / r & : r > r_0 \end{aligned} \right\} (34)$$

ここで、 r_0 は台風半径、 V_T は台風モデルによる気圧及び (x, y) 成分風速、 V_g は天気図による値である。なお、台風モデル及び傾度風モデルの両者ともに、海上風への変換は境界層モデルを用いる。

図-13は、伊勢湾台風が伊勢湾に最接近した26日21時の気圧分布を台風モデルとHB台風モデルについて比較したものである。HB台風モデルは、台風中心から離れた位置の気圧分布を楕円形で近似し、台風中心に近い位置における同心円の気圧分布と滑らかに接続するので、より現実に近い気圧場を表現できる。

このHB台風モデルによる高潮推算を行った結果、湾口の鳥羽における最大潮位偏差は5cm程度増加し、湾奥の名古屋においては5cm程度減少した。

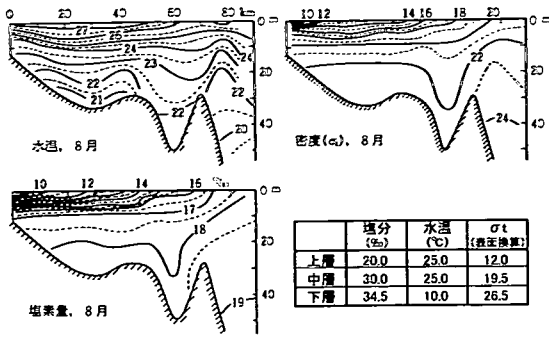


図-15 伊勢湾から沖合の縦断面における水温・塩素量の分布²⁷⁾と3層の水温・塩分・密度の設定値

d) 単層モデルによる高潮推算とその問題点

図-14 は、HB台風モデルによる気圧及び海上風を用いた単層モデルによる最大潮位偏差の分布を表し、検証地点における潮位偏差の観測値と比較したものである。また、鳥羽・四日市・名古屋・常滑・前芝・舞阪における推算潮位偏差の経時変化を観測値と比較したものである。単層モデルによる推算値は、湾奥の名古屋及び前芝を除き、湾外から湾の広範囲で観測値を大きく下回る。

一般に、外洋に面する沿岸は水深が深く、風による吹き寄せは発達しにくい。そのため、湾口及び湾外の潮位偏差が過小となる原因を、海上風の強さに求めることはできない。これは、従来の高潮推算の課題であり、従来モデルで考慮していない他の過程を高潮推算に組み込む必要性を示している。

以降においては、次に述べる条件を考慮することによって高潮の再現性の向上にどの程度寄与するかを確認する。

- ①密度成層を考慮した多層化の効果
- ②陸上地形の影響を受けた内湾海上風の効果
- ③淡水流入と陸域浸水の効果
- ④wave setup の効果

5. 密度成層を考慮した多層高潮推算

(1) 密度成層を考慮した多層化の効果

a) 高潮推算の初期条件

はじめに、密度成層を考慮した多層化の効果について検討する。図-15は伊勢湾縦断面における8月の平均水温・塩素量・密度の鉛直分布²⁷⁾を示しており、これから密度成層の存在が確認できる。2.(2)で述べたように、外洋では水深50~200mに安定した密度成層が存在し¹¹⁾、図-15に示すように伊勢湾から湾外にかけては、

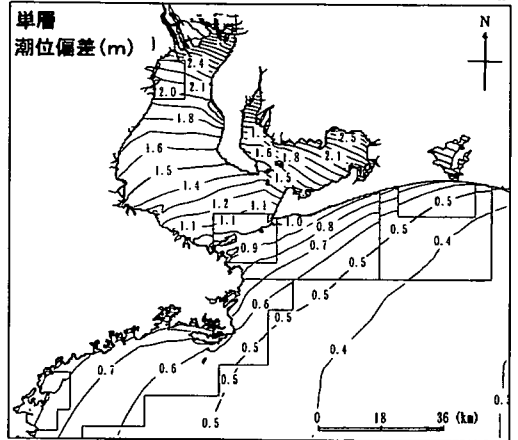
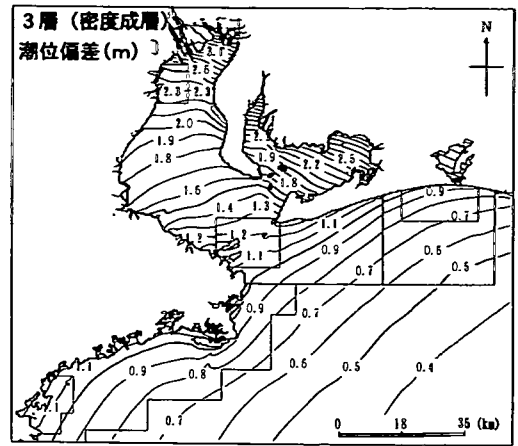


図-16 密度成層を考慮した3層モデルによる最大潮位偏差の平面分布と単層モデルとの比較

表層で淡水流入及び日射に伴う成層が存在する3層構造をなしている。この成層の水深を参考にして、3層の層厚を、上層は平均海面~海面下10m、中層は10m~50m、下層は50m~海底までとして設定する。

図-15には、これら3層の水温・塩分・密度の初期値を併記してあり、密度は表面換算値である。密度成層のうち、上層と中層間の成層は台風時の強風による海水混合のため弱まるけれども、中層と下層間の成層は維持されると判断する。

表層及び中層の密度は、海面の状態方程式(11)から求められる。しかし、下層の密度は海水中の圧力による体積圧縮効果により海面における状態の値よりも大きくなる。この影響を考慮するために、下層の密度については、中層との密度差が 10kg/m^3 となるように、次の関係を導入する。

$$\rho_3 = \rho_3^S + (10.0 - \Delta\rho^0), \quad \Delta\rho^0 = \rho_3^{S0} - \rho_2^{S0} \quad (35)$$

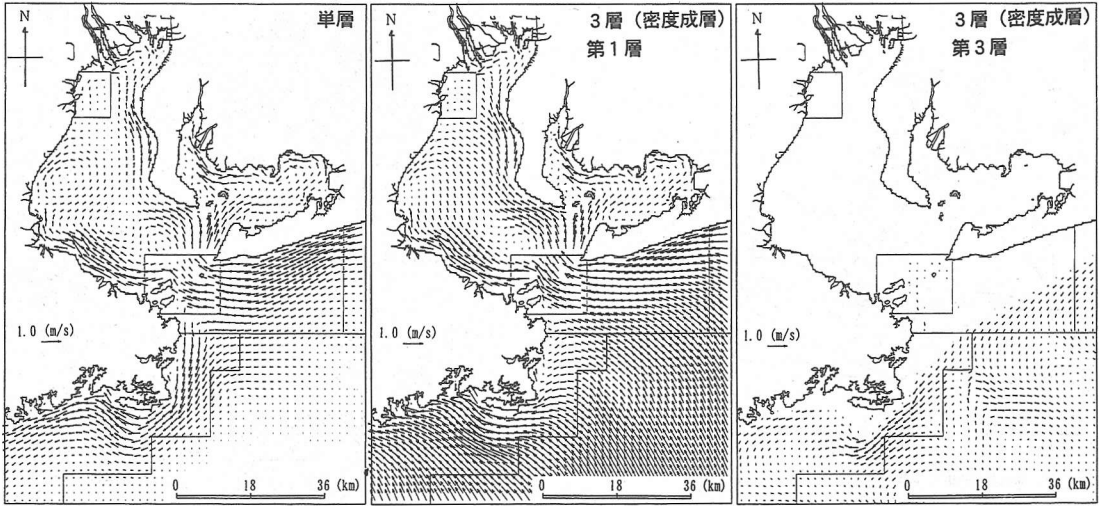


図-17 単層モデル及び密度成層を考慮した3層モデルによる流速分布の比較（3層は上層と下層）

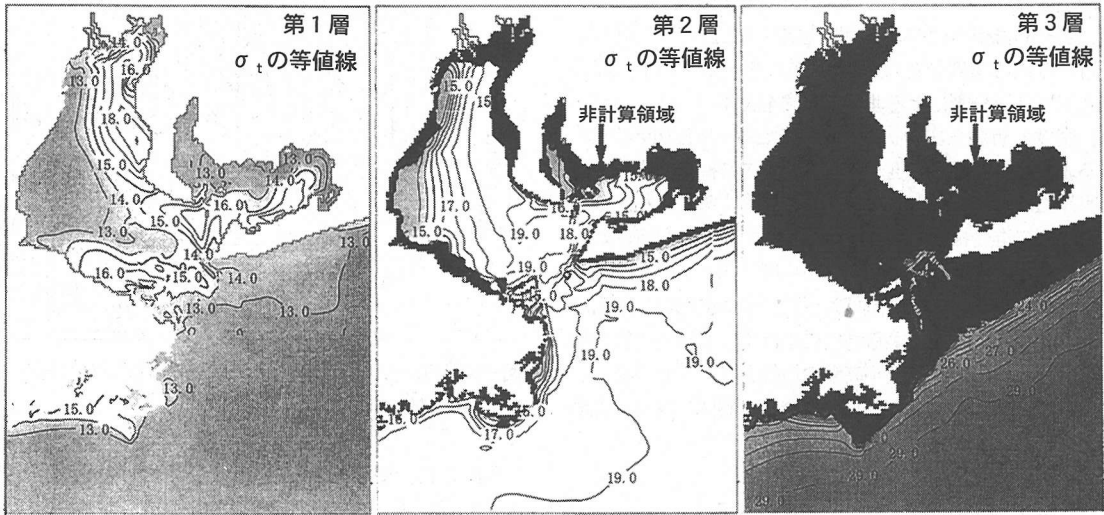


図-18 高潮最盛期（26日21時）における層別の密度分布

ここで、下付きの添字は層の番号を、上付きの添字 S は表面換算値であることを、添字0は初期値を表す。さらに、 $\Delta\rho^0$ は初期の中層と下層の密度を表面換算した密度差を表す。式(35)は、中層と下層の密度差を初期に 10kg/m^3 と設定し、初期の密度流は0としたことを表している。なお、密度の計算に必要な水温と塩分を計算する拡散方程式で用いる水平及び鉛直拡散係数は、600m格子以下において各々 $10\text{m}^2/\text{s}$ 、 $0.001\text{cm}^2/\text{s}$ とする。外洋の境界条件は、濃度勾配一定とする。

b) 高潮の増幅効果

図-16の上図は、密度成層を考慮した3層モデルによる最大潮位偏差の分布である。図-16の下図に表す単層モデルによる潮位偏差の分布と比べて、密度成層を考慮

することによって、外洋に面する沿岸や湾口における潮位偏差が $20\sim 30\text{cm}$ 高くなる。それに伴って、湾内の潮位偏差も 20cm 程度高くなる。

図-17は、高潮発達期である26日20時における単層モデルによる流速と、3層モデルによる上層及び下層の流速ベクトルを比較した結果である。3層モデルの上層流は単層モデルに比べて流速が大きく、流向も岸向きである。また、上層と下層の流向は一致せず、単層モデルの流れとはかなり異なる。

このように、密度成層を考慮することによって、単層モデルにおいて課題となっていた潮位偏差の過小量のうち、 $20\sim 30\text{cm}$ 程度が説明可能となる。ただし、湾奥の潮位偏差も増幅するため、三河湾奥の前芝における潮位

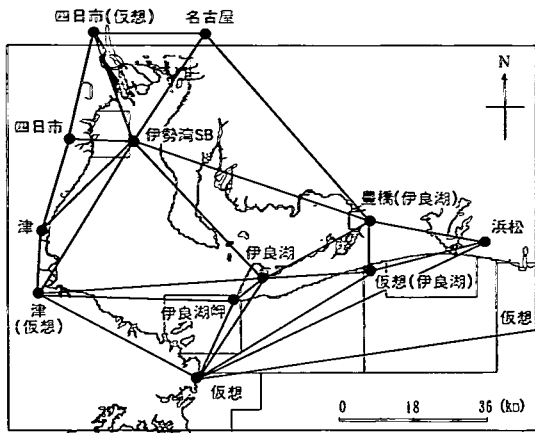


図-19 観測風補間に用いる風観測点と三角形要素による伊勢湾海域の分割

偏差は過大となり、再現性は逆に低下する。

図-18 は伊勢湾内の高潮最盛期（26日21時）に計算される3層の密度分布（ σ_t の分布）を表す。図中、濃い陰影は3層分割による非計算領域を表す。

密度分布から次の状況が確認できる。NE方向に流れる表層流により低密度水が伊勢湾西岸に押し込まれ、湾東岸において中層から高密度水が上昇する。また、上層と中層の混合により、湾中央において緩やかな密度勾配が形成される。さらに、湾口から湾外へと下層から流出する低密度水により、湾外の下層沿岸側においても密度勾配が生じる。外洋から湾口にかけて、水平的な密度勾配が生じており、これが高潮の増幅を発生させる要因になると考えられる。ただし、中層と下層間の密度差は明瞭に残る。

(2) 陸上地形の影響を受けた風場の推定

a) 伊勢湾内の海上風場の推定法

(1) 項で述べたように、密度成層を考慮することによって、湾全体の高潮は高くなり、湾口の再現性は向上する。一方で、湾奥は過大となる。その改善策として、湾内の海上風場について再検討する。

陸上地形の影響を受けた内湾海上風が高潮に与える影響を明らかにするためには、海上風の推定精度を高める必要がある。当然ながら、海上風の再現目標は観測風であり、最も高い精度を有する推定法は、海上の観測風をそのまま利用する方法である。そこで、伊勢湾台風時に観測された伊良湖の風を、4.(2)a)で述べた風向別風速回帰式に代入し、伊勢湾SBにおける海上風を推定する。その後、この推定海上風と陸上観測風を利用した観測風補間法によって湾内各地点における海上風の平面分布を推定する。

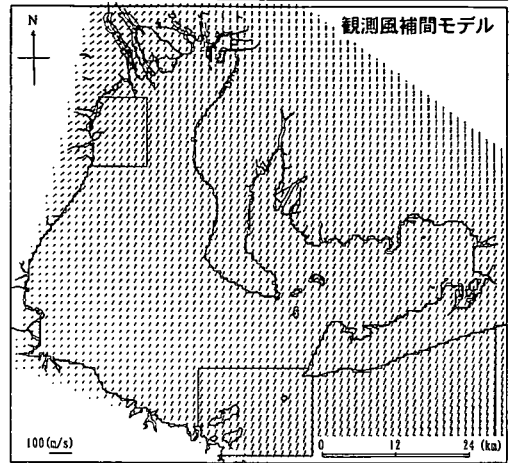
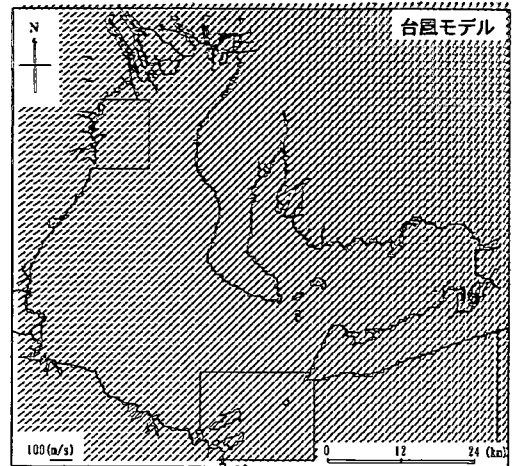


図-20 台風モデルと観測風補間モデルによる台風通過後の海上風分布の比較（26日22時30分）

図-19 は、観測風補間に用いる風観測点の位置と、これらの点により分割される三角形要素を表す。風観測点が少ないため、便宜的に近隣の観測点を代用し、海域の風補間に洩れがないようにする。また、HB台風モデルによる外洋海上風と空間補間法による内湾海上風を滑らかに接続するために、HB台風モデルによる推算風を設定する仮想点を設ける。伊良湖岬は仮想点であり、E・S系の風の場合は推算風を与え、W系の場合は伊良湖の観測風を与える。また、図右端の仮想は図の表示範囲外に位置する御前崎に仮想点を設定することを表す。

各三角形要素内の格子点における風速は、格子点と三つの風観測点との距離の逆数を変数とする重み関数を用いた平面補間法²⁸⁾により推定する。

この観測風補間は、伊勢湾SBの推定海上風を利用するため、陸上風のみで補間するよりも湾中央における強い海上風を表現できる。伊勢湾の気象・海象要覧²⁹⁾によれば、伊勢湾のE系及びS系の風は湾口から湾中央

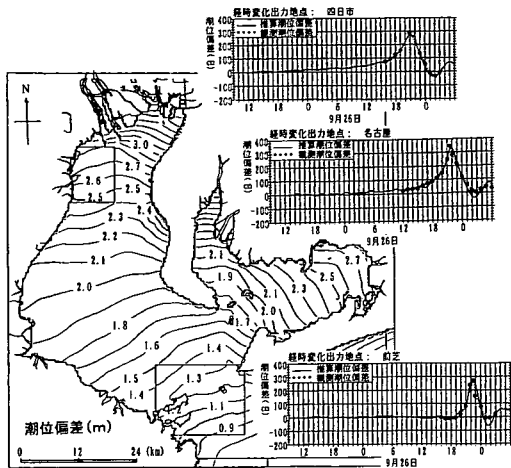


図-21 観測風補間モデルによる最大潮位偏差の平面分布と名古屋・四日市・前芝における潮位偏差の経時変化

の海域において風速が強まると報告されている。観測風補間法はこれと整合する。

さらに、図-9 に表したHB台風モデルによる推算風と陸上観測風の比較結果によれば、E~S方向の推算風は観測風にほぼ一致する。それに対し、S~W方向の推算風は伊勢湾S Bの推定海上風よりも過大となる。この特性を補間法に組み込むために、各観測点において、風向がSよりもE側から吹く場合はHB台風モデルによる推算風を利用し、W側から吹く場合は観測風を利用する。ただし、伊勢湾S Bにおいては、全風向で推定海上風を用いる。

このように、陸上地形の影響を受けた内湾海上風の推定では、HB台風モデルによる推算風と観測風を併用した補間モデルを適用する。

b) 陸上地形の影響を受けた内湾海上風の効果

a) で述べた方法を用いて、陸上地形の影響を受けた内湾海上風が高潮に及ぼす効果を明らかにする。

図-20 は、台風が通過した直後の26日22時30分におけるHB台風モデルと観測風補間モデルによる流速ベクトル分布の比較である。二つのモデルを比較すると、HB台風モデルによる風場は、湾全域においてほぼ一般的な風となるのに対し、観測風補間モデルによる風場は、湾全域において弱い風を表現し、西岸から離れたととにも風が強まる傾向となる。

図-16 に表す密度成層を考慮した高潮推算で述べたように、HB台風モデルによる高潮推算では、W系の風によって最大値が発生する三河湾奥の前芝において潮位偏差が過大となる。また、図-14 に表す名古屋における潮位偏差の経時変化によれば、最大潮位偏差の発生時刻は、湾内の風がW系となる22時30分頃で、観測値よ

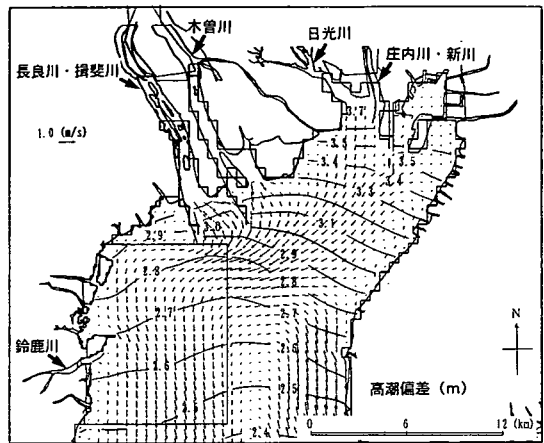


図-22 河川からの淡水流入を考慮した3層モデルによる最大潮位偏差及び26日22時の流速ベクトル分布

りも1時間程遅れる。

一方、図-21 は、観測風補間モデルによる最大潮位偏差の分布と、名古屋・四日市・前芝における潮位偏差の経時変化である。四日市・前芝における潮位偏差は観測値と一致し、名古屋における最大潮位偏差の発生時刻も観測と一致する。これは、観測風補間モデルが、陸上地形の影響を受けてWの風が弱くなる傾向を表現できることを表す。また、観測風補間モデルは、E系の海上風が湾口から湾中央において強まる傾向も表現できるため、四日市における潮位偏差は大きくなり、再現性が向上する。

このように、陸上地形の影響を考慮した観測風補間モデルを採用することにより、湾内における海上風の特性が適切に表現でき、湾中央から湾奥の高潮の再現性が向上する。

(3) 河川からの淡水流入の効果

ここでは、木曽三川(木曽川・長良川・揖斐川)をはじめとする河川からの淡水流入が海域の高潮に与える影響について検討する。

図-22 は、伊勢湾奥における河川からの淡水流入を考慮した高潮推算による最大潮位偏差と26日22時の湾奥における流速ベクトルの分布である。図中の矢印は淡水流入を考慮した河川を示す。ここで、各河川のハイドログラフは、気象庁報告²²⁾に記載されている木曽川今渡におけるハイドログラフと相似であると仮定する。ハイドログラフの形状が決定されれば、ピーク流量と毎時の流量との比が求められる。一方、各河川における26日と27日の総流量の比は、両日の日平均流量³⁰⁾から求められる。この総流量の比と一致するように、ハイドログラフを時間的に調整すると、各河川のピーク流量及びそ

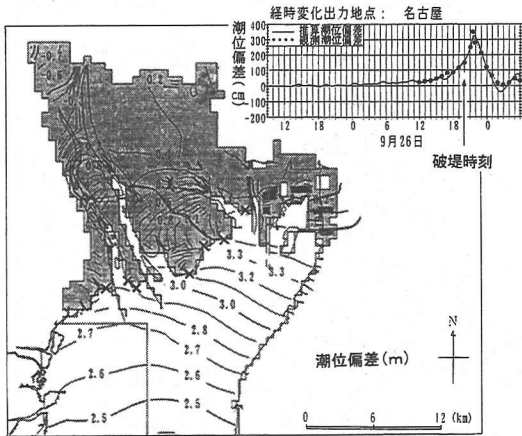


図-23 陸域への浸水を考慮した3層モデルによる湾奥における最大潮位偏差の平面分布と破堤位置及び名古屋における潮位偏差の経時変化

の発生時刻が設定できる。なお、河川から流入する淡水の水温は上層の初期値とし、塩分は0とする。図-22 から高潮への影響を考察すると、木曾三川からの河川水は高潮時の流れによって伊勢湾西岸沿いに広がり、西岸の四日市から松阪における潮位偏差を約5cm増加させる程度である。このように影響が小さいのは、最大流量の発生時刻が最大潮位偏差の発生時刻よりも6時間以上遅れるためである。

(4) 陸域への浸水の効果

気象庁報告²⁾では、伊勢湾奥の陸域への浸水が、海岸堤防からの越流と破堤により生じたとしている。ここでは、陸域への浸水が海域の高潮に与える影響について検討を行う。

陸域への浸水計算は、岩崎・真野の方法³⁾により行い、構造物からの越流は本間公式³²⁾により計算する。堤防の概略の破堤時刻は、気象庁報告にまとめられている。これを参考に、26日20時に破堤が生じたと仮定する。天文潮位は、名古屋における最大潮位偏差が発生した時刻の予報値であるTP. +0.3mとし、天文潮位と潮位偏差を加えた高潮時の潮位が構造物の天端高を越える場合に、越流が生じると考える。

図-23は、湾奥における陸域への浸水を考慮した高潮推算による最大潮位偏差の分布である。図中、破堤箇所には×印を、浸水域には陰影を付けている。浸水域の等値線は海域の潮位偏差と同じ基準とする。また、名古屋における潮位偏差の経時変化も表す。

陸域への浸水によって、名古屋から四日市にかけての湾奥における最大潮位偏差は、10cm程度減少する。ただし、高潮への影響範囲は湾奥が主となる。

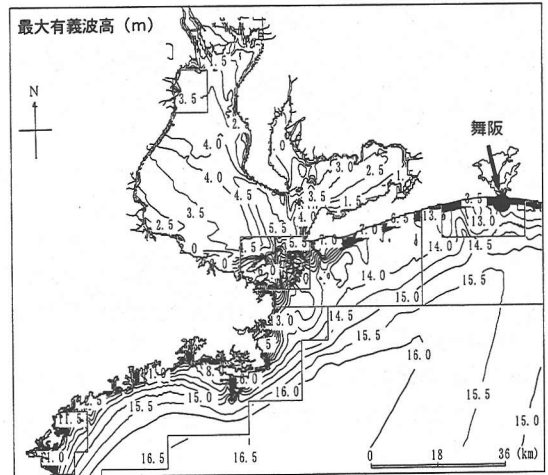
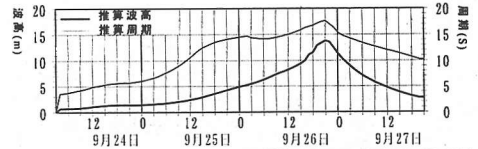


図-24 浅海波浪推算による伊勢湾口周辺における伊勢湾台風時の最大有義波高の分布と舞阪沖の時間系

当時の破堤時間と位置に関する情報が不十分のため、陸域への浸水量は誤差を伴っている。浸水量がより多くなれば、海域の高潮への影響は大きくなると予想される。

このように、陸域への浸水は前面海域の高潮を低下させる効果があり、前述した河川からの淡水流入による高潮の増加と逆の傾向となる。

6. Wave setupを考慮した多層高潮推算

(1) 伊勢湾台風時の浅海波浪推算

Wave setupを考慮するために、浅海波浪推算モデルを用いて波浪場を推算する。浅海波浪推算では、浅海波浪変形の計算精度を上げるために、格子間隔を小さくして、地形近似精度を高める必要がある。一方、波浪推算は多変数を扱うため、計算機容量の制約を受ける。したがって、浅海波浪推算の適用は沿岸域に限定する。

浅海波浪推算の範囲は、図-3に表す1,800m格子の伊勢湾沖領域より沿岸とし、領域構成及び格子間隔は高潮推算の設定と同じとする。隣接する領域は、方向スペクトルを接続して同時計算を行う。計算時間間隔は最小200m格子において6sとする。また、波浪推算の時間ステップ毎に風推算を行う。

適用範囲外となる外洋から伝播する波浪は、外洋の波浪推算によりあらかじめ推算し、この結果を浅海波浪推算の沖側及び側方境界条件とする。この境界条件として

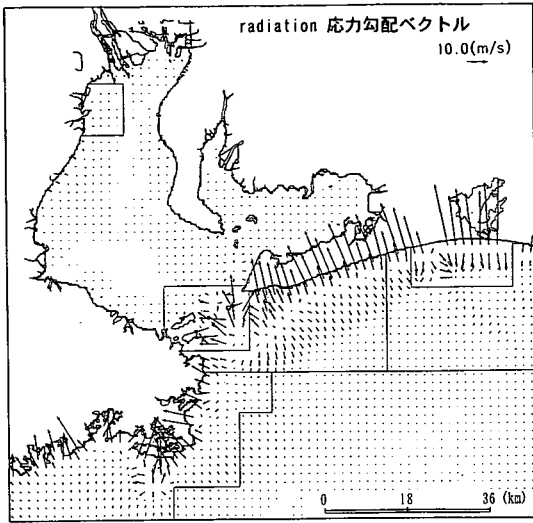


図-25 伊勢湾口周辺における上層の radiation 応力勾配ベクトルの分布

与える量は、毎正時の波浪の方向スペクトルとし、計算の時間ステップ毎に時間内挿する。

外洋の波浪推算の範囲は、既往の研究¹⁸⁾にない、北緯 $15^{\circ} \sim 37^{\circ}$ 、東経 $123^{\circ} \sim 147^{\circ}$ の範囲で行う。領域の構成は、太平洋を $1/2^{\circ}$ 格子、伊勢湾近海を $1/24^{\circ}$ 格子で近似し、水深は無大とする。波浪推算の計算期間は9月24日3時～27日21時までの90時間とし、高潮推算よりも長く設定する。

図-24は、浅海波浪推算による最大有義波高の分布を表す。波高分布を見ると、伊勢湾台風の経路に近い熊野灘で15m、伊勢湾口から遠州灘沿岸において13～14mとなる。浅海変形を考慮すると、水深200m以浅の海域において波高が減少し、湾口の地形による遮蔽効果のため、湾内に侵入する波高が減少する。また、海岸近傍において砕波による急激な波高の減少が生じる。

次に、この浅海波浪推算結果から、radiation 応力を計算する。図-25は、26日20時の上層における radiation 応力勾配ベクトルの分布である。水深10m程度の砕波点より岸側は岸向きの強い応力が作用し、砕波点より沖側は沖向き応力が作用する。また、湾口で生じる波高の減少に伴い、湾外から湾内へ向う応力が作用していることがわかる。

(2) 高潮推算への適用

(1)で述べた浅海波浪推算から計算された3層の radiation 応力を用いて高潮推算を行う。高潮推算は、密度成層を考慮した3層モデルを用い、気圧と外洋海上風はHB台風モデル、内湾海上風は観測風補間モデルで推定する。

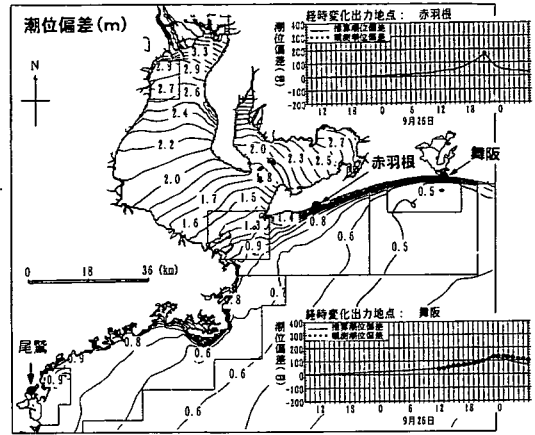


図-26 Wave setup を考慮した3層モデルによる熊野灘沿岸から遠州灘沿岸にかけての最大潮位偏差の分布と尾鷲・赤羽根・舞阪における潮位偏差の経時変化

図-26は、wave setup を考慮した高潮推算による熊野灘から遠州灘沿岸にかけての最大潮位偏差の分布を表す。また、湾外の赤羽根及び舞阪における潮位偏差の経時変化も表す。潮位偏差の分布を見ると、海岸近傍においては wave setup が、砕波点の沖側においては set down が生じる。Wave setup を考慮すると、外洋に面する沿岸の潮位偏差が50cm以上高くなり、赤羽根及び舞阪における推算値は観測値とほぼ一致する。

なお、尾鷲における高潮の痕跡値は依然再現できていない。これは、熊野灘沿岸の海底勾配が急なため、高潮痕跡値に200m格子で近似できない海岸近傍の微地形による wave setup が含まれることによると推察される。柴木・中山³³⁾は、式(5)に高潮及び波浪の推算結果を代入することにより、海岸近傍において生じる wave setup 量を求め、微地形による wave setup を考慮すれば、高潮痕跡値が説明できることを確認した。

7. 高潮現象の再現に関する考察

(1) 高潮に影響する条件について

高潮推算において現象を精度良く計算するためには、湾の一部の沿岸だけでなく、湾外から湾全体の広範囲で発生する沿岸の高潮を再現する必要がある。また、最大潮位偏差の再現のみならず、高潮の経時変化を再現する必要がある。広範囲の高潮とその経時変化には、現象を解明する上で重要な情報が多数含まれるからである。

図-27(1)及び(2)は、潮位観測点における潮位偏差の推算値と観測値の経時変化を比較したものである。比較地点は、湾口の鳥羽、西岸の四日市、湾奥の名古屋、東

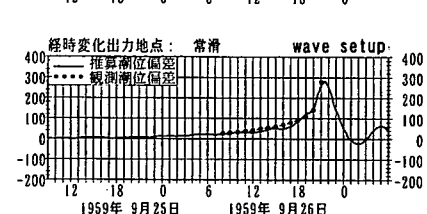
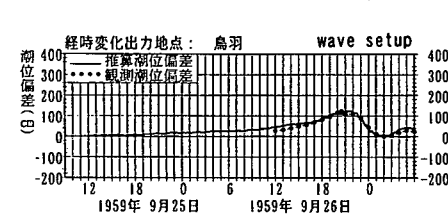
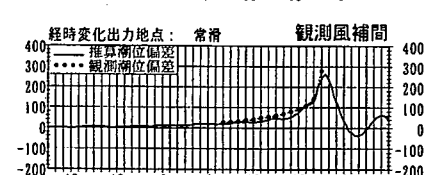
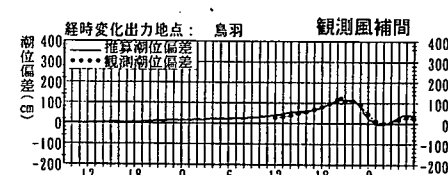
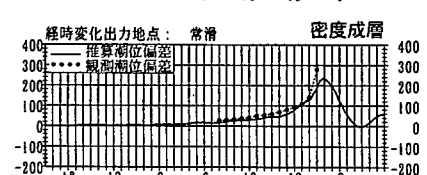
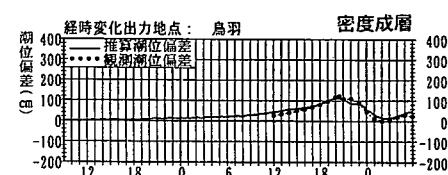
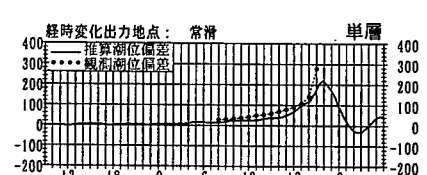
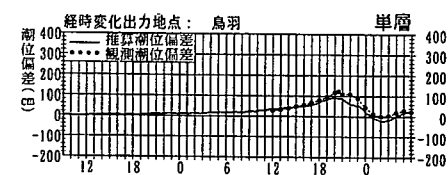
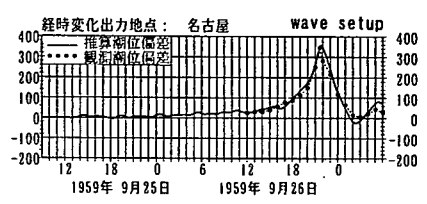
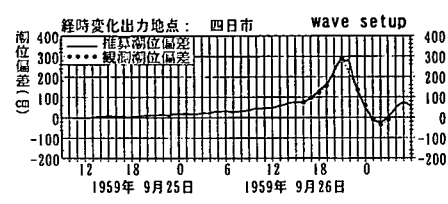
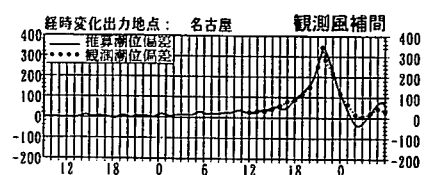
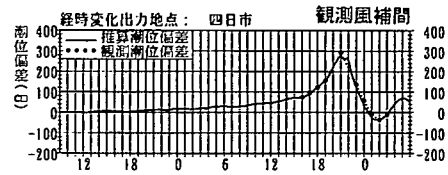
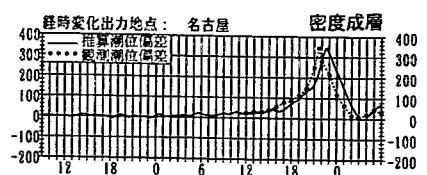
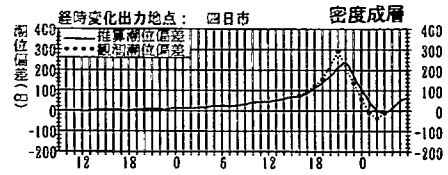
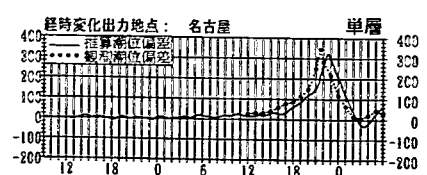
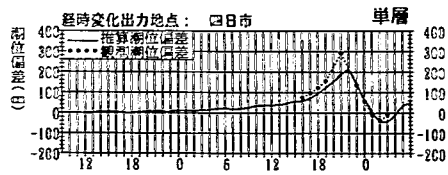


図-27(1) 計算条件の違いによる伊勢湾周辺における潮位偏差の経時変化の比較
(伊勢湾口の鳥羽、西岸の四日市、湾奥の名古屋、東岸の常滑の各地点)

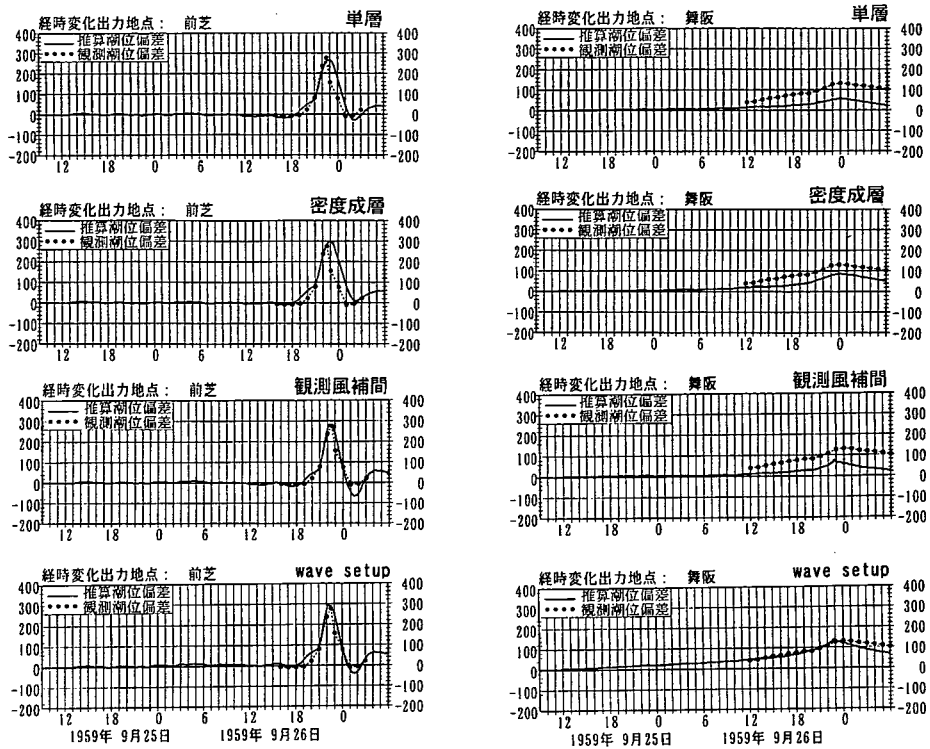


図-27(2) 計算条件の違いによる伊勢湾周辺における潮位偏差の経時変化の比較
(三河湾奥の前芝、湾外の舞阪の各地点)

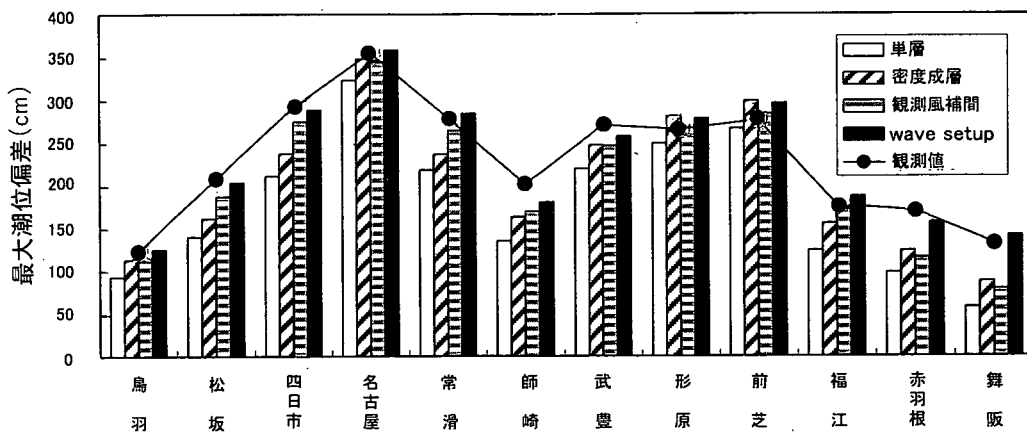


図-28 大潮推算の計算条件が各地点の潮位偏差に与える効果

岸の常滑、三河湾奥の前芝、湾外の舞阪とする。また、比較する高潮推算は、上から順に、HB台風モデルによる単層の推算、密度成層を考慮した3層の推算、密度成層と観測風補間モデルによる3層の推算、さらに wave setup も考慮した3層の推算の4種類である。図中、観測値を●印、計算値を実線で表す。経時変化図の比較から、高潮の再現にとって重要な条件が明らかになる。

第1の条件として、密度成層は、外洋に面する沿岸と湾全体の潮位偏差の増幅に寄与する。第2の条件として、観測風補間モデルによる内湾海上風は、台風接近時に湾口から湾中央で生じるE～S方向の風の増大と、台風通過後に生じるW系の風の減少を表現できるため、湾中央と湾奥における高潮の再現に寄与する。湾内の高潮は、密度成層と内湾海上風の2つの条件を考慮すると観測値をほぼ説明できる。さらに、第3の条件として、wave setup は外洋に面する沿岸の高潮の再現に寄与する。

各条件の効果を定量的に明らかにするため、図-28に、代表点における各条件を考慮したときの最大潮位偏差を比較して表す。これより、密度成層による効果は20～30cm程度の一様な高潮の増幅となり、内湾海上風の効果は三河湾奥（形原・前芝）における高潮を15cm程度低下させ、逆に湾西岸（松阪・四日市）における高潮を30cm程度増加させる。さらに、wave setup の効果は、本論文で用いた200m格子で地形近似を行う場合、外洋に面する沿岸（赤羽根・舞阪）の高潮を50cm程度高くし、湾内の高潮も10cm程度高くする。湾内では海上風の効果が、外洋に面する沿岸ではwave setup の効果が相対的に大きい。

なお、伊勢湾台風時に限定すれば、河川からの淡水流入及び陸上への浸水が高潮に与える影響は、一部の湾奥の海域に現れ、影響する量は5～10cm程度である。

(2) 高潮現象と推算モデルによる再現

従来の高潮推算は、気圧降下と吹き寄せを主な要因として、高潮現象をモデル化した。気圧降下に伴う高潮は、伊勢湾台風規模でも70～80cm程度である。それに対し、吹き寄せによる高潮は風速を増加させれば増大する。このため、吹き寄せが支配的な湾奥の高潮の再現にあたっては、風速を調整することが行われる。ただし、過大な風速は湾内に過度の水位勾配を生じ、対岸における高潮の再現性の低下や過度な揺れ戻し等の計算誤差を伴う。

一方、外洋に面する沿岸の高潮は、前面の水深が深いために、吹き寄せが効率的に生じない。そのため、従来の高潮推算では気圧降下による高潮程度しか計算できない。しかし、現地の高潮観測値はそれを上回る場合が多い。そのため、沖側境界を人為的に設定する等の操作がなされた。しかしながら、説明が困難な条件を高潮推算に組み込むことは、高潮現象をゆがめ、将来予測の精度

を低下させる。

以上に述べた考察を踏まえ、本論文で行った伊勢湾高潮推算の再現過程を次のようにまとめる。

①前面水深が深い湾口沿岸の高潮は、海上風の影響を強く受けにくい。また、伊勢湾口は波浪の遮蔽域になるため、wave setupの影響も受けにくい。そこで、湾口における高潮を再現目標とする。密度成層を考慮した3層の高潮推算により、湾口における高潮の再現性が向上した。

②水深が浅い湾奥における高潮は、風による吹き寄せが卓越するため、海上風の推算精度が高潮の再現に重要となる。そこで、海上風の影響を受け易い湾奥及び湾中央における高潮を再現目標とする。陸上地形の影響を受けた内湾海上風を観測風補間法により推算し、この風場により高潮推算を行うと、湾全体の高潮の再現性が向上した。

③外洋に面する沿岸における高潮を再現目標とする。Wave setupを考慮すると、外洋に面する沿岸における高潮の再現性が向上した。

④気圧降下と吹き寄せのみを考慮した従来の高潮推算では、伊勢湾周辺で発生する高潮を表現することは不可能である。そこで、密度成層、内湾海上風、wave setup の効果を高潮推算に組み込むと、はじめて高潮の現象が再現できる。

8. おわりに

本論文は、高潮現象を再現する上で重要な要素として、密度成層、内湾海上風、wave setup等の効果を挙げ、これらが無視できないことを例証したものである。

単層モデルによる高潮推算と比較すると、密度成層は沿岸全域で高潮時の潮位偏差を20～30cm程度増幅し、湾全体の潮位偏差も同程度上昇する。また、陸上地形の影響を受けた内湾海上風は、湾口から湾中央における海上風速の増加により湾中央の潮位偏差を30cm程度高くし、陸上地形背後における風速の減少により湾奥の潮位偏差を15cm程度低下させる。さらに、wave setupは、200m格子で地形近似を行う場合に、外洋に面する沿岸の潮位偏差を50cm程度増加させる。

これらを考慮することによって、外洋に面する沿岸から湾内の沿岸において生じる高潮を広範囲で精度良く再現できるようになった。

なお、本論文では、計算時間及び計算容量等の制約から鉛直方向に3層の近似を行った。また、台風通過時の鉛直方向の流速分布及び密度分布の時系列的な変化等については検証を行っていない。

今後、台風通過時の鉛直方向の流速・密度分布に関する観測値との検証を行い、層間で生じる鉛直混合の

状況、最適な層数による鉛直方向の流速・密度分布の近似等の課題を解決し、より高い精度のモデル構築を行う必要がある。

謝辞：本論文をまとめるに当たり、前東海大学教授後藤智明博士とは終始議論を行い、その過程で数々のご助言ならびに多大なご協力を賜った。また、横浜国立大学名誉教授 合田良実博士には、本論文の懇切丁寧な添削をしていただいた。ここに記して謝意を表します。

参考文献

- 1) 宮崎正衛, 岡田正実: 土佐湾高潮の数値計算, 気象研究所報告, 第26巻, 第2号, pp.55-62, 1975.
- 2) 村上和男, 森川雅行: 河川遡上を考慮した高潮の数値計算, 海岸工学講演会論文集, 第31巻, pp.213-217, 1984.
- 3) Hearn, C.J. and Holloway, P.E.: A Three-Dimensional Barotropic Model of the Response of the Australian North West Shelf to Tropical Cyclones, *J. Phys. Ocean.*, Vol.20, pp.60-80, 1990.
- 4) 山下隆男, 別宮 功: 台風 7010 号の土佐湾における高潮の追算 - 推算誤差は波浪か成層か -, 海岸工学論文集, 第43巻, pp.261-265, 1996.
- 5) 山下隆男, 別宮 功, Gary Watson: 陸上地形および表面粗度を考慮した高潮の数値計算, 海岸工学論文集, 第43巻, pp.266-270, 1996.
- 6) 磯崎一郎: 舞阪の高潮, 沿岸海洋研究ノート, 第8巻, 第2号, pp.40-47, 1970.
- 7) 張 君倫, 首藤伸夫: 高潮による陸上浸水に関する数値計算, 第31回海岸工学講演会論文集, pp.223-227, 1984.
- 8) 山下隆男, 土屋義人, 吉岡 洋, 吉野敏成: 準3次元高潮数値モデルとその適用性, 第40回海岸工学論文集, pp.211-215, 1993.
- 9) Ekman, V.W.: On the influence of earth's rotation on ocean currents, *Ark. Math. Astron. Phys.*, Vol.2, pp.1-53, 1950.
- 10) Madsen, O.S.: A Realistic Model of the Wind-Induced Ekman Boundary Layer, *J. Phys. Ocean.*, Vol.7, pp.248-255, 1977.
- 11) 国立天文台編: 理科年表, pp.690-691, 1998.
- 12) 首藤伸夫: 海の波の水理, 新体系土木工学 24 巻, 土木学会編, 技報堂出版, pp.174-175, 1981.
- 13) Longuet-Higgins, M.S. and Stewart, R.W.: Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to surf beat, *J. Fluid Mech.*, Vol.13, pp.481-504, 1962.
- 14) 中田喜三郎, 堀口文男, 田口浩一, 瀬戸口泰史: 沿岸海域の三次元生態-流体力学モデル, 公害資源研彙報, Vol. 13, pp.119-133, 1983.
- 15) 日本海洋データセンター: 実用塩分と国際海水状態方程式 (改訂版), pp.11-14, 1984.
- 16) Phillips, O.M.: *The Dynamics of the Upper Ocean*, Cambridge Monographs, 2nd edition. pp.60-69, 1977.
- 17) Mitsuyasu, H., Nakamura, R. and Komori, T.: Observation of the wind and waves in Hakata Bay, *Rep. Res. Inst. Mech. Kyushu Univ.*, Vol.19, pp.37-74, 1971.
- 18) 柴木秀之, 渡辺 晃, 磯部雅彦: 浅海波浪推算モデルとその応用に関する研究, 海岸工学論文集, 第42巻, pp.341-345, 1995.
- 19) 合田良実: 碎波指標の整理について, 土木学会論文報告集, 第180号, pp.39-49, 1970.
- 20) Longuet-Higgins, M.S. and Stewart, R.W.: Radiation stresses in water waves: A physical discussion with applications, *Deep-Sea Res.*, Vol.11, pp.529-562, 1964.
- 21) 南兼一郎, 平石哲也, 柴木秀之, 額田恭史: 西日本広域津波計算システムの開発について, TECNO-OCEAN '96, pp.585-590, 1996.
- 22) 気象庁: 伊勢湾台風調査報告, 気象庁技術報告, 第7号, pp.889, 1961.
- 23) 気象庁: 伊勢湾高潮の総合調査報告書, 気象庁技術報告, 第4号, pp.286, 1960.
- 24) 土屋義人, 山下隆男, 杉本 浩: 高潮氾濫数値モデルの適用性に関する研究, 第31回海岸工学講演会論文集, pp.218-222, 1984.
- 25) 後藤智明, 柴木秀之: 海上風の特性と陸上地形の影響を考慮した海上風推算モデル, 港湾技術研究所報告, Vol.33, No.3, 1993.
- 26) 後藤智明, 小川由信: Leap-frog 法を用いた津波の数値計算法, 東北大学土木工学科資料, pp.52, 1982.
- 27) 日本海洋学会 沿岸海洋研究部会編: 日本全国沿岸海洋誌, pp.516-518, 576-577, 1985.
- 28) 数値流体力学編集委員会編: 非圧縮性流体解析 第3章 有限要素法による解析, pp.159-162, 1997.
- 29) 日本気象協会: 気象海象要覧 伊勢湾・三河湾, 港湾気象海象シリーズ⑩, pp.163-166, 1996.
- 30) 建設省河川局編: 河川流量年表, 1959.
- 31) 岩崎敏夫, 真野 明: オイラー座標による二次元津波遡上の数値計算, 第26回海岸工学講演会論文集, pp.70-74, 1979.
- 32) 土木学会編: 水理公式集 昭和60年版, pp.287-288, 1985.
- 33) 柴木秀之, 中山哲蔵: 密度成層と wave setup を考慮した多層高潮推算による熊野灘高潮痕跡値の再現, 海岸工学論文集, 第47巻, pp.201-205, 2000.

(2001. 5. 9 受付)

STUDY OF MULTI-LEVEL SIMULATION MODEL FOR STORM SURGE CONSIDERING DENSITY STRATIFICATION AND WAVE SETUP

Hidenori SHIBAKI and Akira WATANABE

In order to clarify the effects of seawater density stratification, topography-dependent winds within an embayment, and wave set-up, on the storm surge level, we carried out a storm surge computation for the Ise-Wan Typhoon which struck the Ise Bay area in 1959. We employed a multi-level model that takes into account the density stratification and the wave set-up for the storm surge. A spectral shallow water model was employed for the wave hindcasting.

Obtained results are as follows: seawater density stratification increases the tide level deviation by approximately 20–30cm near the coast. Topography-dependent winds within an embayment causes variations of the tide level deviation by approximately 30cm. In addition, the wave set-up increases the tide level deviation by approximately 50cm on open coasts that face the ocean. By introducing these factors into storm surge computation, more accurate prediction of tide level deviations can be obtained.