

山陰沿岸におけるリアルタイム高潮予測
システムの構築に関する研究

2014年1月

塩崎 信一

第1章 序論.....	1
1.1 研究の背景.....	1
1.2 研究の目的と論文の構成.....	3
第2章 気象場の推算モデル.....	5
2.1 概説.....	5
2.2 台風モデル.....	5
2.2.1 台風の風速場.....	5
2.2.2 藤田モデル.....	6
2.2.3 Myers モデル.....	7
2.2.4 光田・藤井モデル.....	7
2.3 メソ気象モデル WRF.....	8
2.3.1 3次元及び4次元同化システム.....	9
2.3.2 4次元変分法に基づくデータ同化システム.....	10
2.3.3 3次精度のルンゲ・クッタスキームと5次精度の風上差分スキーム.....	12
2.3.4 WRF の完全圧縮性非静水圧 Euler 方程式.....	13
2.3.5 惑星境界層スキーム.....	15
2.3.6 PBL パラメータ.....	16
第3章 高潮推算モデル.....	30
3.1 潮汐・高潮・波浪結合モデル SuWAT の概要.....	30
3.2 高潮モデルと潮汐モデル.....	30
3.3 風による海面摩擦.....	31
3.4 ラディエーション応力.....	33
3.5 波浪モデル.....	35
3.5.1 波作用量平衡方程式.....	35
3.5.2 風から波へのエネルギー輸送項.....	36
3.5.3 エネルギー散逸項.....	38
3.5.4 非線形波浪相互作用によるエネルギー輸送項.....	41
3.5.5 回析作用と風から波へのエネルギー輸送による Lalbeharry 修正.....	44
3.6 高潮・波浪計算モデルの結合過程.....	45
第4章 台風通過後の異常高潮の発生メカニズム.....	47
4.1 気象場の計算条件.....	47
4.2 気象場の解析結果.....	49
4.2.1 気圧に関する解析結果.....	49
4.2.2 台風 0418 号を対象とした風速・風向の解析結果.....	51
4.2.3 台風 0418 号を対象とした高潮と波の推算結果.....	53
4.2.4 台風 0314 号を対象とした高潮と波の推算結果.....	56

4.2.5	まとめ	56
4.3	台風通過後の異常高潮の発生メカニズムに関する一考察	57
4.3.1	解析に用いた数値モデルおよび気象場の概要	57
4.3.2	解析結果	59
4.3.3	まとめ	67
4.4	山陰沿岸気象予測へのメソ気象モデル WRF のパラメータ感度分析に関する研究	68
4.4.1	計算及び数値実験	70
4.4.2	感度分析結果	72
4.4.3	まとめ	78
第5章	ニューラルネットワークによるリアルタイム高潮予測の評価システムの提案	82
5.1	ニューラルネットワークの概要と一般的モデル	82
5.1.1	ネットワーク構造	84
5.1.2	バックプロパゲーション法（誤差逆伝搬法）	89
第6章	高潮予測に対するニューラルネットワークシステムの適用性の検討	96
6.1	ニューラルネットワークによる山陰沿岸におけるリアルタイム高潮予測	96
6.1.1	ニューラルネットワークの概要	97
6.1.1.1	学習データの種類	98
6.1.1.2	学習データの入力方法	100
6.1.1.3	単一台風の学習データによる予測	100
6.1.1.4	複数台風の学習データによる予測	102
6.1.1.5	単一台風の位置及び複数の観測所の学習データによる予測	103
6.1.1.6	複数台風及び観測所の学習データによる予測	103
6.1.1.7	まとめ	104
6.2	ニューラルネットワークを用いたリアルタイム高潮予測における学習パラメータの感度分析に関する研究	105
6.2.1	高潮予測システムの概要	105
6.2.2	観測データの概要	106
6.2.3	学習パラメータに関する感度分析実験の概要	107
6.2.4	感度分析実験の結果	113
6.2.5	まとめ	118
第7章	結論	120
	謝辞	123
	付録	124

第1章 序論

1.1 研究の背景

台風のように規模の大きい気象じょう乱が沿岸地域を直撃し、接近して通ると、その付近の海面が異常に高まり、時には護岸や、堤防を乗り越えて、陸地深く侵入して、大きな被害を与えることがある。これが高潮の現象であり、気象災害を起こす現象の中で最も顕著なものである。高潮は強風、気圧の急変など、気象上の原因によって、一部の海域で潮位が異常に高まる現象であり、高潮の発生の主な要因は、風による吹き寄せと気圧低下による吸い上げである。台風の高潮の予報や注意報は、気象庁などで行われているが、数値シミュレーションによる予測の精度が叫ばれている。

高潮に関する従来の研究は、高潮の発生メカニズムに関する研究、高潮の推算に関する研究、高潮の推算に必要な台風モデルに関する研究が中心に行われてきている。高潮予測に関しては、まず台風の規模及び進路に関する正確な気象データが必要となり、また高潮推算モデルに基づいた計算では、高速計算機を用いても十数時間程度の計算時間を要することから、現在の所、リアルタイムでの高潮予測は既往の観測値に基づく経験式(回帰式)に基づく方法が検討されている。この経験式に基づく方法では、台風進路の予測誤差が高潮計算の誤差に対して積算される問題を残している。ある時点で得られた気象観測値から数時間後の高潮を予測するには、高潮と数時間前後の気象状況との関係を把握する必要がある。しかし、台風には、強さ、大きさ、経路等々が異なるため、台風と高潮の関係を定式化することは難しいと思われる。海岸工学分野においてもニューラルネットワークを予測に適用した事例は多くあるが、ニューラルネットワークを用いた有義波高の予測について(太田ら,1998)やニューラルネットワークを用いた汀線変動予測の試み(坂上ら, 2005)など波浪予測、汀線の変化予測など多数あるので、ニューラルネットワークで予測することが出来ると思われる。世界の主な港湾では、潮位の記録が詳細に解析されており、山陰地方の港湾において、効率的な荷役、安全航行、安全避泊等に関する港湾運用管理の確立、潮位の変化も、過去、現在、未来の時間帯について計算し、推定することが出来るように思われる。このようにして求めた高潮偏差の最大値、最大偏差とその起時も潮位異常をあらわす重要な数字であるのでリアルタイム予測システムの構築が必要である。

高潮発生の主な要因は、台風のような巨大な移動性低気圧による海面の吸い上げと、強風に伴う吹き寄せで生じる海面上昇によって発生する。したがって、

高潮は台風接近時に最高高潮偏差となるが、山陰沿岸域での高潮発生の時間的特徴は、図 1-1 に示すように台風が日本海を北東方向に移動して台風通過後十数時間後に最大高潮偏差をとる傾向がある。したがって、台風一過の晴天にもかかわらず、この異常高潮に伴う岸壁や荷役施設の浸水により荷役中断の可能性も想定できる。また、図 1-2 に示すようにこの現象は、境港において過去にも出現しており、珍しい現象とは言い難い。そこで、効率的な荷役、安全航行、安全避泊に関する港湾運用管理のためには、高潮に関するリアルタイム予測システムの構築が必要となる。

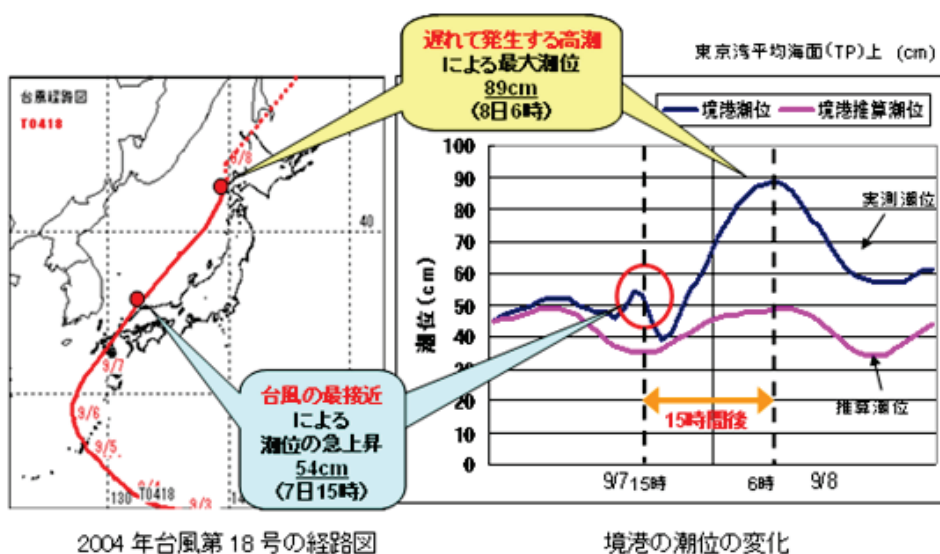


図 1-1 境港での高潮潮位偏差の時間的変化の特徴

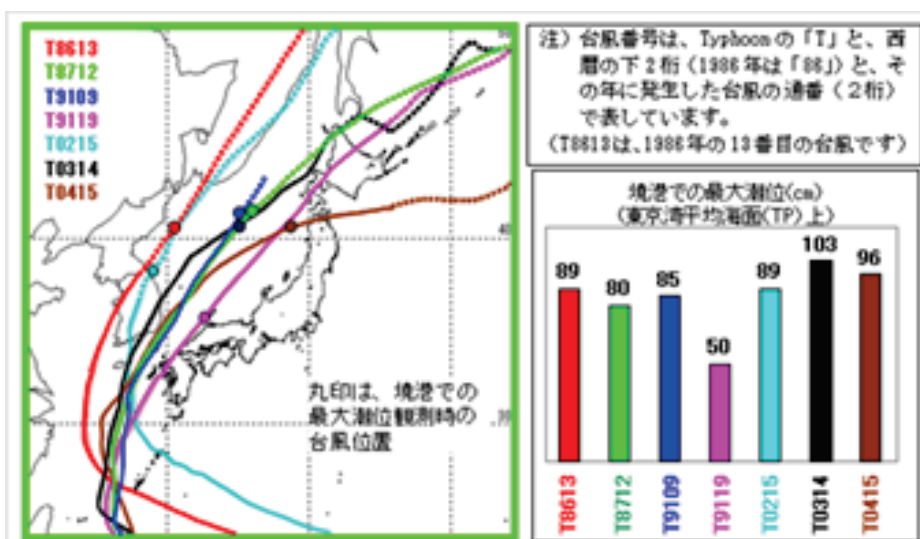


図 1-2 境港における高潮浸水被害が発生した台風経路と最大潮位記録

1.2 研究の目的と論文の構成

高潮を誘発する日本海側の台風に伴う気象場には、太平洋とは違って朝鮮半島、ロシアおよび日本列島に取り囲まれていることから、地形の影響が顕著に入る。このような地形の影響を受ける台風の風域場の高精度推算には、従来の円形近似による経験的台風モデルの適用は不適切であると考えられる。この問題を改善するために、気象場の計算モデルとして、メソ気象モデル WRF(Weather Research and Forecasting)の活用が挙げられる。しかし、WRFに含まれている物理モデル、計算領域の格子間隔、鉛直座標構成および地形データについての詳しい評価は行われていないので、これまで以上高潮を対象に、極端気象時の気象場を再現するために、WRFの風速および海面気圧の推算結果に及ぼす物理モデル、計算領域の格子間隔、鉛直座標構成、地形データの要因について調べる必要がある。また、最近の研究によると波による wave setup の影響も重要であることがわかっている。その他に、高潮・波浪に関する運動方程式に含まれているコリオリ加速度項のコリオリ力の影響も重要であるが、高潮に及ぼす影響に関する研究は少ないのが最近の状況である。

本研究は、台風接近時の各地の高潮潮位をリアルタイムで予測するシステムとして、空間的及び時間的に不確定性の変動事象に対してパターン認識や時系列予測に優れているニューラルネットワークを採用して、台風の気圧や進路、並びに台風による日本周辺の気圧、風速等に関する気象データより、短時間に高潮偏差を予測するシステムを開発するものである。そのため、本研究では、まず第2章において、メソ気象モデル WRF について詳述するとともに、WRFの各種パラメータの感度分析より、日本海における気象計算に最適なパラメータを検討する。次に、山陰沿岸における異常高潮の発生メカニズムの解明を目的に、第3章において本研究で利用した高潮推算モデルについて詳述し、第4章においてWRFによる算定された気象場を外力として境港で異常高潮に関する推算より、異常高潮の発生メカニズムに関して考察を行う。第5章では、本研究で目的とする高潮に関するリアルタイム予測に利用するニューラルネットワークの概要説明と、本研究で対象とする高潮として出現している事象に関して10年分の潮位観測記録より選定を行っている。第6章では、ニューラルネットワークを用いてリアルタイム高潮予測システムの構築を目的に、学習パラメータに用いる観測データとして最適な組合せを明らかにするため、山陰沿岸における観測データを対象に、種々の組合せの学習パラメータの感度分析を行ったものである。感度分析にはメソ気象モデル WRF による気象場の推算と、潮汐・高潮・波浪結合モデル(SuWAT)による高潮・波浪場の推算が必要である。その為、山陰沿岸の気象・海象に関する時々刻々の観測値を入力データとして、

リアルタイム高潮予測を用いて1時間後から24時間後の各時間における高潮偏差を予測するシステムを開発する。最後、第7章では、本研究で得られた結果を総括し、今後の課題について言及する。

第2章 気象場の推算モデル

2.1 概説

高潮を計算するために外力項となる気象場の推算に当たっては、従来、台風モデルが用いられていたが、近年、メソ気象モデル WRF による推算が行われている。ここでは、これらの2種類の気象モデルについて詳述するものである。

2.2 台風モデル

台風モデルは、簡便に取り扱うことができるため、多くの高潮研究に用いられてきた。2次元台風モデルには、Myers モデル、藤田モデル、光田・藤井モデルなどが提案されているが、高山はこれらの3種類のモデルについて、同じ条件下では風速分布に際立った差がないことを示している。風速場の計算には比較的新しく、超傾度風を考慮した光田・藤井モデルを採用した。気象場の計算には、Myers の式を採用した。次に示すのが台風の風速場、Myers モデル、藤田モデル、光田・藤井モデルの内容である。

2.2.1 台風の風速場

台風中心から離れた点での風速は、以下の様に表される。

$$\frac{V_{gr}^2}{r} + fV_{gr} = \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (2.1.1)$$

ここで、 V_{gr} は傾度風の風速、 r は台風中心からの距離、 f はコリオリパラメータ、 p は大気圧、 ρ_a は空気密度である。傾度風の風速は以下の様に表される。

$$V_{gr} = r \left[\sqrt{\frac{f^2}{4} + \frac{1}{\rho_a r} \frac{\partial p}{\partial r}} - \frac{f}{2} \right] \quad (2.1.2)$$

傾度風は水面や地表による表面摩擦によって減衰する。風向も等気圧線に対して約 30° の角度で台風中心に向かって吹き込む様に偏る。表面摩擦を考慮した傾度風の風速 x , y 成分は以下の様に表される。

$$W_{gr}^x = -C_2 \frac{X + \sqrt{3}Y}{2r} V_{gr} \quad (2.1.3)$$

$$W_{gr}^y = C_2 \frac{\sqrt{3}X + Y}{2r} V_{gr} \quad (2.1.4)$$

ここで C_2 は海面や陸上表面の摩擦によって生じる風速の低減係数で、平均的に

0.7の値が用いられている。

台風の移動速度 V に伴う場の風は、海面や陸上表面の摩擦によって生じる風速の低減係数 C_1 を用いて、台風中心では低減係数 C_1 に移動速度 V を乗じた値になり、台風中心から離れるに従って急激に減衰するように次式で表される。

$$V_t = C_1 V \exp\left(-\frac{\pi r}{l}\right) \quad (2.1.5)$$

ここで、 V_t は台風の風速であり、風速の低減係数 C_1 は一般に低減係数 C_2 と同じ値が用いられる。

x 軸の正方向から半時計回りに測った時の台風の移動方向角を θ_t とすると、 x 、 y 軸方向の場の風は以下の様に表される。

$$V_x = V_t \cos\theta_t \quad (2.1.6)$$

$$V_y = V_t \sin\theta_t \quad (2.1.7)$$

海面上10mの風速は、海面や地表によって減衰した傾向風と台風の移動によって影響を受けた風速のベクトル和で表される。

x 、 y 軸方向の風速は以下の様に表される。

$$W_x = C_1 V \exp\left(-\frac{\pi r}{l}\right) \cos\theta_t - C_2 V_{gr} \frac{X + \sqrt{3}Y}{2r} \quad (2.1.8)$$

$$W_y = C_1 V \exp\left(-\frac{\pi r}{l}\right) \sin\theta_t + C_2 V_{gr} \frac{\sqrt{3}X + Y}{2r} \quad (2.1.9)$$

2.2.2 藤田モデル

台風域内の気圧分布は、台風中心に対して対象であると仮定して、次式で与えている。

$$P = P_\infty = \frac{\Delta P}{\sqrt{1 + (r/r_0)^2}} \quad (2.1.10)$$

P と P_∞ は台風中心から距離 r の地点における気圧と台風域外の周辺気圧、 r_0 は台風内の最大風速地点の台風中心からの距離である。

気圧傾度 $\frac{\partial p}{\partial r}$ は式(2.1.10)から次式で与えられる。

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{r \Delta P}{r_0^2} \left\{ 1 + \left(\frac{r}{r_0}\right)^2 \right\}^{-3/2} \quad (2.1.11)$$

この式(2.1.11)を式(2.1.2)に代入すると次式の傾度風を求めることができる。

$$V_{gr} = r \left[\sqrt{\frac{f^2}{4} + \frac{\Delta P}{\rho_a r_0^2} \left\{ 1 + \left(\frac{r}{r_0}\right)^2 \right\}^{-3/2}} - \frac{f}{2} \right] \quad (2.1.12)$$

この傾度風の式(2.1.12)を用いて、(2.1.3)以下と同じ様に行うと、(2.1.8)、(2.1.9)の風速を求めることができる。これが藤田モデルである。

2.2.3 Myers モデル

台風中心からの気圧場は以下の式で表される。

$$P=P_c+\Delta P \exp\left(-\frac{r_0}{r}\right) \quad (2.1.13)$$

ここで、 r_0 は台風半径(最大風速半径)である。この式から気圧勾配を求めると、

$$\frac{\partial P}{\partial r}=\frac{r_0}{r^2}\Delta P \exp\left(-\frac{r_0}{r}\right) \quad (2.1.14)$$

となる。式(2.1.14)を(2.1.2)に代入すると傾度風は以下の様になる。

$$V_{gr}=r \left[\sqrt{\frac{f^2}{4} + \frac{r_0 \Delta P}{\rho_a r^3} \left(-\frac{r_0}{r}\right)} - \frac{f}{2} \right] \quad (2.1.15)$$

2.2.4 光田・藤井モデル

台風中心からの気圧場は以下の式で表される。

$$\frac{V_{gr}^2}{r_t} + f V_{gr} = \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (2.1.16)$$

ここで、

$$\frac{1}{r_t} \frac{1}{r} \left(1 + \frac{V}{V_{gr}} \sin \beta\right) \quad (2.1.17)$$

この式から傾度風は

$$V_{gr}=r_t \left[\sqrt{\frac{f^2}{4} + \frac{r_0 \Delta P}{\rho_a r^2 r_t} \exp\left(-\frac{r_0}{r}\right)} - \frac{f}{2} \right] \quad (2.1.18)$$

となる。

地表風 W と傾度風 V_{gr} との比は藤田モデルやMyersモデルの様に一定ではなく、台風中心で大きくなり、最大風速半径の少し内側では1以上になるという特徴を有することが実測結果から示されている(光田他, 1978)。地表風と傾度風の風速比は $\xi=r/r_0$ として、

$$\frac{W}{V_{gr}}=G(\xi)=G(\infty)+\{G(\xi_p)-G(\infty)\} \left(\frac{\xi}{\xi_p}\right)^{k-1} \exp\left[\left(1-\frac{1}{k}\right)\left\{1-\left(\frac{\xi}{\xi_p}\right)^k\right\}\right] \quad (2.1.19)$$

$G(\xi)$ は光田・藤井らによって以下の様に定式化されている。

$$k=2.5, \quad \xi_p=0.5, \quad G(\xi_p)=1.2, \quad G(\infty)=2/3 \quad (2.1.20)$$

ここで、 $G(\infty)$ は C_2 に対応する値である。海面上10mの風速は約30度台風中心を向くとして、 x 、 y 軸方向の風速はそれぞれ次式のようになる。

$$W_x = -G(\xi) V_{gr} \frac{X + \sqrt{3}Y}{2r} \quad (2.1.21)$$

$$W_y = G(\xi) V_{gr} \frac{\sqrt{3}X + Y}{2r} \quad (2.1.22)$$

2.3 メソ気象モデル WRF

本研究では、台風による気象場を再現するためにメソ気象モデル WRF を用いた。WRF は研究と実務適用のために開発された数値予報予測及び大気シミュレーションシステムで、このモデルの開発には、アメリカ大気研究局 NCAR(The National Center for Atmospheric Research)、アメリカ海洋大気庁 NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration)、メソスケール及びマイクロスケール気象部局 (MMM)、Oklahoma 大学暴風解析予測センター (CAPS) 等の多数の機関が参加している。

WRF は、流れの支配方程式を数値的に解いてコンピュータの中に流れを再現できる計算流体力学(CFD, Computational Fluid Dynamics) で使われるアンサンブル平均物理量を計算するレイノルズ平均モデル(RANS, Reynolds Averaged Navier Stokes Simulation)に似ているが、水蒸気、雲水、雨水、雪、霰などの予報方程式からなる雲物理モデル、日射量や大気放射量を計算する放射モデル、地表面温度、土壌温度、土壌水分量、積雪量、地表面フラックスを計算する地表面モデル、気象に係わる様々な物理モデル(熱量保存式及び混合比保存則の基礎方程式から構成され、乾燥大気の静水圧が導入されている地形準拠座標 η 座標系によって記述される)や地球の曲率などを考慮していること、予報のためにネスティング機能や観測データの3次元及び4次元同化システムを有していること、基礎方程式熱量保存式及び混合比保存則の基礎方程式から構成されること、乾燥大気の静水圧に基づく地形準拠座標(η 座標)系によって記述されること、基礎方程式熱量保存式及び混合比保存則の基礎方程式などによって構成されている。

WRF は、1978年に Anthes と Warner により文書化され、メソスケールモデルから開発、改良され、2000年代前半まで広く用いられてきた非静力学モデル MM5(Meso scale Model5)の次世代モデルとして開発されており、MM5 同様、非静力学の完全圧縮モデルである。WRF の基礎方程式は、静力学平衡や非圧縮性近似を用いない3次元完全圧縮非静力学モデルである。雲微物理、放射、地表面、プラネタリー境界層の物理モデル、積雲パラメタリゼーションがあり、地

球の曲率を考慮していることやネスティング機能及び変分原理を用いたデータ同化機能がある。地形の影響を考慮できる高精度地形高度データ、土壌、植生情報及び土地利用情報も結合出来るため、現実に近い環境による実験が行える。

WRF と MM5 の大きな違いは数値計算スキームである。MM5 では時間積分スキームとして 2 次の Leapfrog が採用されている。そして 2 次中央差分であるのに対して、WRF では 3 次のルンゲ・クッタスキームと 5 次精度の風上差分スキーム、数値粘性も改良されている高精度な数値計算スキーム、最新の物理モデル、3 次元及び 4 次元変分法に基づくデータ同化システムを採用していることから、局地気象の予測と再現のための有力なツールになると期待されている。

WRF が高潮計算の外力場として用いられ、事例は少ないが、地表面形状を考慮した計算が出来ることや、入力データに客観解析データを用いていることなどから、台風モデルに比べて、より気象の実態に即した気象場の計算が出来ると考えられる。

2.3.1 3次元及び4次元同化システム

空間三次元に時間を加えた四次元のデータ同化、大気モデルの分解能は約 1 度 (100km) が限界で、さらに、3DVAR と呼ばれる空間三次元の力学補間にとどまらざるをえない等の制約があったが、四次元同化システムは、空間三次元に加えて時間軸方向にも力学的整合性を確保できる点である。

簡易的な4次元同化手法であるNudging(タイムステップ毎に観測値の情報を外力として与える連続同化手法)を用いて精度向上が図られてきた(中野ら, 2006)。しかし、Nudgingには、①スムージングの影響があるため、台風の強度を過小評価する傾向がある②解析値の時間変化に対して追算値の時間変化が遅れる③強制項を与えているため、追算された計算値は、力学的にバランスした場とは言えないという問題があり、進路の追算精度は十分ではなかった。

近年ではデータ同化理論の進歩と計算機性能の著しい向上により、高度な同化手法である4DVAR (4-Dimensional Variational Data Assimilation) が利用可能になってきた。4DVARは、現在、行われている同化手法の中でもっとも高度な同化手法の一つであり、物理法則を拘束条件として、連続的に同化期間中の観測データを同化することができる(露木ら, 2008)。そのため、4DVARでは大気の流れに沿った修正を行うことができ、解析された場は力学的整合性を保ち、スムージングなどの影響も生じないので、これらのことにより、4DVARは、①世界各地の気象センターによる現業予報や②様々なデータを同化することにより台風時の降水予報精度を向上させる研究(Huangら, 2009)など、さまざまな目的で利用され、短期の予報精度向上において顕著な成果を挙げてきている。

2.3.2.4 次元変分法に基づくデータ同化システム

4次元変分法は数値モデルを用いて、過去の初期条件から計算した短時間予報値（第一推定値）に取り込み、数値モデルに適した解析値を求めるという方法（データ同化）が広く用いられている。時間まで考慮したデータ同化の一つである。

客観解析の基本は、観測データから現在の大気の状態を正確に求めることである。客観解析は解析予報サイクルで引き継がれる数値モデルの短時間予報値を、第一推定値として利用する。そして統計学的推定論を用いて、少ない観測データを第一推定値に同化して解析値を求める。データ同化には、最適内挿法と変分法がある。

最適内挿法は線形最小分散推定法（最小2乗法はこの特別な場合に相当）、変分法は最尤推定法に基礎を置くものである。しかし最適内挿法には、次に指摘するような問題点がある。

- (i) 同化できる観測データは、解析変数と同じか線形関係にある物理量に限られる。
- (ii) 同化する観測データの測定時刻は考慮できない。

これに対し3次元変分法では、解析変数を観測可能な物理量に変換する「観測演算子」を上手く扱うことにより、問題点 (i) を解決する。

さらに4次元変分法では、数値モデルによる「時間発展演算子」を用いることにより、問題点 (ii) も解決する。したがって、

4次元変分法では最適内挿法と比較して次のような特長を持つ。

- (1) 解析変数と線形関係にない観測データも同化できる。
- (2) 測定時刻の異なる観測データも、物理法則に基づいた時間発展を考慮して同化できる。

これによって4次元変分法では、より広範な観測データを、より正確に同化できるようになり、初期条件の精度の向上が期待できる。

図2-1に示すように、いま解析時刻 t_a における解析変数の第一推定値を成分とするベクトルを x_a^b 、解析変数と同じ物理量の観測データを成分とするベクトルを x^0 、そして格子点値を空間的に近接する測定地点へ内挿する線形作用素を I とする時、4次元変分法では、解析変数を数値モデルの予報変数と同じ物理量に取り、解析時刻 t_a に対して設定したデータ同化期間 $[t_0, t_1]$ に測定された一般の観測データ y^0 を、線形に限らない観測演算子 H （格子点から測定地点への内挿 I の作用を含む）と時間発展演算子 M を用いて同化する。そしてデータ同化に変分法を適用して、同化期間の初めの時刻 t_0 で最尤推定値 x_0 を求める。

この最尤推定値の満たすべき方程式を導くために、「背景誤差と観測誤差はいずれもGauss分布に従う」という仮定を置き、式(2.2.2.1)の対数尤度（ただし負

号は取っており，評価関数と呼ぶ) を考える.

$$J(x_0) = \frac{1}{2} (x_0 - x_0^b)^T B^{-1} (x_0 - x_0^b) + \frac{1}{2} (Hx - y^0)^T R^{-1} (Hx - y^0) \quad (2.2.2.1)$$

ここで右辺第2項に現れる x は， x_0 を観測データ y^0 の測定時刻まで，数値モデルを用いて時間発展させた値である.

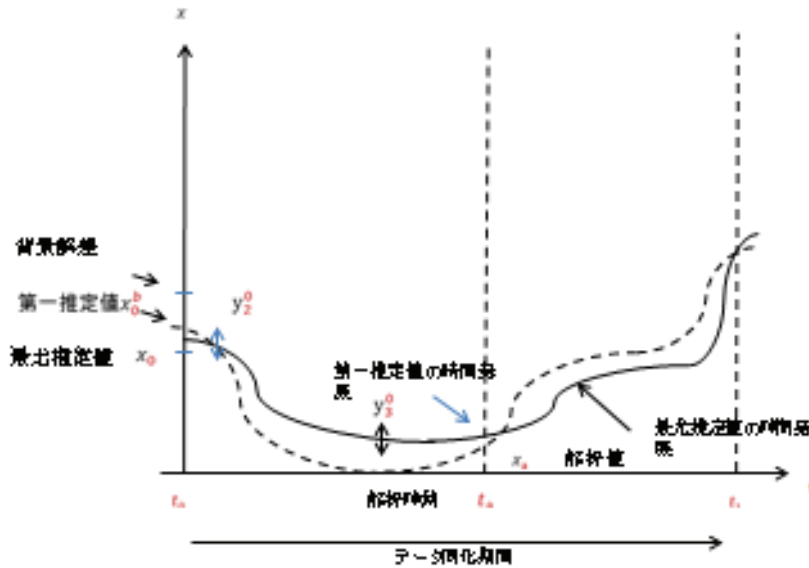


図2-1 4次元変分法

$$x = Mx_0 \quad (2.2.2.2)$$

式(2.2.2.1)の右辺第1, 2項はそれぞれ背景項，観測項と呼ばれ，この形は多次元Gauss分布の肩に由来している. そして最尤推定値は，式(2.2.2.1)の変分 δJ から導かれる次の尤度方程式を解くことにより求まる.

$$B^{-1}(x_0 - x_0^b) + (\partial_{x_0} M)^T (\partial_x H)^T R^{-1} (HMx_0 - y^0) = 0 \quad (2.2.2.3)$$

最終的に欲しい解析値 x_a は式(2.2.2.3)から求まる最尤推定値 x_0 を式(2.2.2.2)を使って解析時刻まで時間発展させる ($t_a - t_0$) 時間予報することにより得られる.

最適内挿法にない特徴として，

- (i) 推定値と観測値を比較するための演算子が，そのものの転置行列ではなく，接線形作用素 $\partial_x H$ の転置行列の形で現れる

(ii) 推定値と観測値を后者の測定時刻で比較するために、数値モデルによる時間発展演算子 M を活用しているがある。

式(2.2.2.3)に表れる数値モデルの接線形作用素の転置行列 $(\partial_{x_0} M)^T$ は時間反転の演算と関係しており、式(2.2.2.3)を数値的に解く方法はアジョイント法と呼ばれている。

- (i) は「(1) 解析変数と線形関係にない観測データも同化できる」に対応しており、
- (ii) は「(2) 測定時刻の異なる観測データも、物理法則に基づいた時間発展を考慮して同化できる」に対応している。

最適内挿法より変分法の方が多くの計算機資源(計算量とメモリ)を必要とし、変分法の中でも次元が上がるほど多くの資源が必要になる。

2.3.3.3 3次精度のルンゲ・クッタスキームと5次精度の風上差分スキーム

3次精度のルンゲ・クッタスキームと5次精度の風上差分スキームについて説明する。

ルンゲ・クッタ(Runge-Kutta)法は、陽解法で段階が増すごとに時間微分項の差分精度が向上するという性質を利用して、高精度な時間進行を行おうとするものである。

初めに3次精度のルンゲ・クッタスキームの内容である。独立変数 x に対して関数 $f(x)$ が存在する一次元問題を考える。格子点 x_i をとり、それらの関数値を Φ_i とする時、3次精度のルンゲ・クッタ法は次のように表される。

$$\begin{aligned}
 \Phi_i^{(0)} &= \Phi_i^{(n)} \\
 \Phi_i^{(1)} &= \Phi_i^{(0)} + \frac{1}{3} \Delta t f(\Phi_i^{(0)}) \\
 \Phi_i^{(2)} &= \Phi_i^{(0)} + \frac{1}{2} \Delta t f(\Phi_i^{(1)}) \\
 \Phi_i^{(3)} &= \Phi_i^{(0)} + \Delta t f(\Phi_i^{(2)}) \\
 \Phi_i^{(n+1)} &= \Phi_i^{(3)}
 \end{aligned}
 \tag{2.2.2.4}$$

次に、5次精度の風上差分は、移流速度の正負に応じて、移流項を以下の様に離散化する高次精度差分スキームである。空間差分で一番問題となるのは、移流方程式の中にある1階微分の移流項、すなわち、非線形項である。この数値的取扱いによって、数値解の精度が大きく左右される。流速 u が定数として与えられる空間1次元の移流方程式を考え次式とする。

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + u \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \quad (2.2.2.5)$$

時間差分スキームは、Euler 陽解法を用いることとすると、Euler 陽解法は次式で示される。

$$\phi_i^{(n+1)} = \phi_i^{(n)} - \Delta t \left(u \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \quad (2.2.2.6)$$

そうすると、5次精度の風上差分スキーム次のように表される。

$$\begin{aligned} \phi_i^{(n+1)} = & \phi_i^{(n)} \\ - \Delta t \left\{ u_i \frac{\phi_{i+3}^{(n)} - 9\phi_{i+2}^{(n)} + 45(\phi_{i+1}^{(n)} - \phi_{i-1}^{(n)}) + 9\phi_{i-2}^{(n)} + \phi_{i-3}^{(n)}}{60\Delta x} \right. & \quad (2.2.2.7) \\ & \left. + \alpha \frac{|u_i|\Delta x^{(5)}}{60} \times \frac{\phi_{i+3}^{(n)} + 6\phi_{i+2}^{(n)} - 15\phi_{i+1}^{(n)} + 20\phi_i^{(n)} - 15\phi_{i-1}^{(n)} + 6\phi_{i-2}^{(n)} - \phi_{i-3}^{(n)}}{(\Delta x)^{(6)}} \right\} \end{aligned}$$

α は数値粘性の大きさを調整するパラメータである。

2.3.4 WRF の完全圧縮性非静水圧 Euler 方程式

WRFの完全圧縮方程式は、大気の圧縮性を認め、近似を行わない厳密な連続の式と状態方程式から気圧を予報するものである。圧縮性流体の連続式のEuler方程式は

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \rho u_j = 0 \quad (2.2.4.1)$$

ρ : 密度, u : 流速ベクトルであり, WRF は地形に沿った座標をとると, η 座標系は次の形で表される。

$$\eta = \frac{(p_{ah} - p_{dht})}{\mu_d}, \quad \mu_d = p_{dhs} - p_{dht} \quad (2.2.4.2)$$

p_h : 圧力の静水圧成分, p_{ht} : 上端の圧力, p_{hs} : 地上気圧, μ_d : 乾燥大気の質量である。 η 座標系を図 2-2 に示す。

フラックス形式のオイラー方程式の調節する方程式の摂動形は、

$$\begin{aligned} \partial_t U + m[\partial_x(Uu) + \partial_y(Uv)] + \partial_\eta(\Omega u) + (\mu_d \alpha \partial_x p' + \mu_d \alpha' \partial_x \bar{p}) \\ + (\alpha / \alpha_d)(\mu_d \partial_x \phi' + \partial_\eta p' \partial_x \phi - \mu_d \partial_x \phi) = F_U \end{aligned} \quad (2.2.4.3)$$

$$\partial_t V + m[\partial_x(Uv) + \partial_y(Uv)] + \partial_\eta(\Omega v) + (\mu_d \alpha \partial_y p' + \mu_d \alpha' \partial_y \bar{p})$$

$$+(\alpha / \alpha_d)(\mu_d \partial_y \phi' + \partial_\eta p' \partial_y \phi - \mu_d \partial_y \phi) = F_V \quad (2.2.4.4)$$

$$\begin{aligned} \partial_t W + m[\partial_x(Uw) + \partial_y(Uw)] + \partial_\eta(\Omega w) - m^{-1}g(\alpha / \alpha_d)[\partial_\eta p' - \bar{\mu}_d(q_v + q_c + q_r)] \\ + m^{-1}\mu'_d g = F_w \end{aligned} \quad (2.2.4.5)$$

で表される.

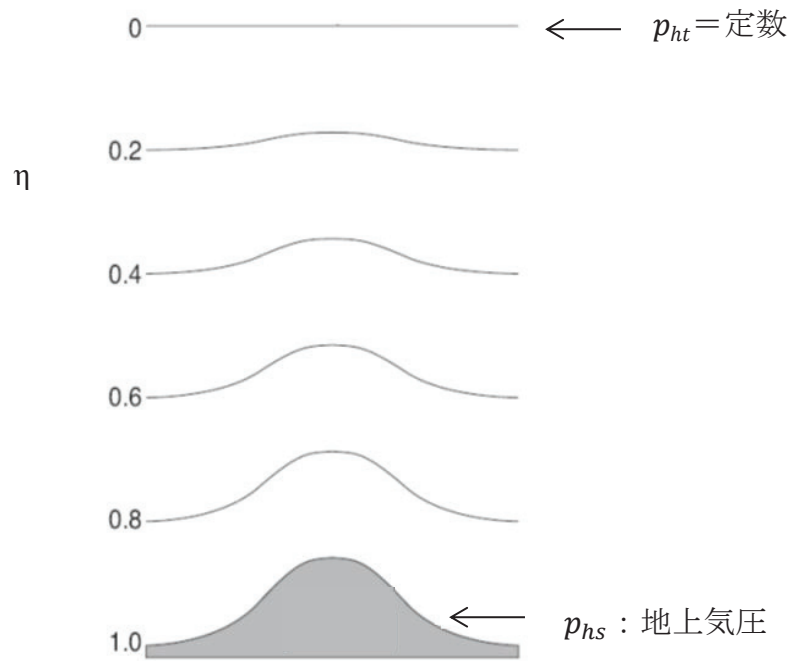


図 2-2 ARW η の座標系

フラックス形式のオイラー方程式とは、物理量の時間変化を空間に固定した微小体積への流入、流出により表現するオイラー方程式である。

質量保存式は(2.2.4.6)である。

$$\partial_t \mu'_d + m^2 [\partial_x(U) + \partial_y(V)] + m \partial_\eta \Omega = 0 \quad (2.2.4.6)$$

ジオポテンシャル式は(2.2.4.7)である。

$$\partial_t \phi' + \mu_d^{-1} [m^2 (U \phi_x + V \phi_y) + m \Omega \phi_\eta - gW] = 0 \quad (2.2.4.7)$$

温位保存式は(2.2.4.8)である.

$$\partial_t \Theta + m^2 [\partial_x(U\Theta) + \partial_y(V\Theta)] + m \partial_\eta(\Omega\Theta) = F_\Theta \quad (2.2.4.8)$$

スカラー保存式は(2.2.4.9)である.

$$\partial_t Q_m + m^2 [\partial_x(Uq_m) + \partial_y(Vq_m)] + m \partial_\eta(\Omega q_m) = F_{Q_m} \quad (2.2.4.9)$$

状態方程式は(2.2.4.10)である.

$$P = P_0 (R_d \Theta_m / P_0 \alpha_d)^\gamma \quad (2.2.4.10)$$

摂動システム静圧は(2.2.4.11)である.

$$\partial_\eta \phi' = -\bar{\mu}_d \alpha'_d - \alpha_d \mu'_d \quad (2.2.4.11)$$

F は拡散項, 外力項, 雲物理過程などをまとめたものである. P_0 は基準気圧 (=1000hPa), R_d は乾燥空気の気体定数, α は比容, γ は定圧比熱と定積比熱の比(c_p/c_v), d は乾燥空気の意味, q_m は水蒸気, 雲水, 雪, 氷, 雹の混合比である. Φ はジオポテンシャル高度, Θ_m は仮温位[($\Theta = (1 + (R_v/R_d) q_v) \approx (\Theta = (1 + 1.61 q_v))$), $Q_m = \mu_d q_m$, R_v は湿潤大気の気体定数, W は鉛直フラックスを示す.

2.3.5 惑星境界層スキーム

WRFの物理現象の測定基準と結合としては, 上部からDynamics Solver(力学解法) (ARW, NMM), Shortwave Radiation(短波放射): (Dudhia, Goddard, CAM, RRTMG, FLG, GFDL), Longwave Radiation(長波放射): (RRTM, CAM, RRTMG, Goddard, FLG, Held-Suarez, GFDL), Cloud Microphysics(雲微物理): (Kessler; Lin; NCEP; WSM 3,5,6 class; Eta; Goddard; Thompson; Milbrandt, Morrison; SBU-Ylin; WDM 5,6 class, NSSL 2-moment), Cumulus Cloud Parameterization(積雲パラメータゼーション): ($dx > 10\text{km}$) (Kain-Fritsch, Betts-Miller-Janjic, Grell-Devenyi, Arakawa-Schubert, Grell-3, Tiedtke, Zhang-McFarlane, new SAS), Planetary Boundary Layer(惑星境界層スキーム): ($dz > 100\text{m}$) (YSU, MYJ, GFS, QNSE, MYNNx, ACM2, BouLac, UW, TEMF, MRF), Land Surface Model(地表面モデル): (Noah LSM, RUC LSM, Pleim-Xiu LSM, NoahMP, SSiB, (CLM))で表される. PBLスキームの実例は図2.2の形である.

惑星境界層(Planetary Boundary Layer)には, Yonsei University scheme, Mellor-Yamada-Janjic scheme, Quasi-Normal Scale Elimination PBL(4), Mellor-Yamada Nakanishi and Niino Level 2.5 PBL(5)などのスキームがありますが, 次に示すのが Yonsei University scheme, Mellor-Yamada-Janjic scheme, Quasi-Normal Scale Elimination PBL(4), Mellor-Yamada Nakanishi and Niino Level

2.5 PBL (5)スキームの内容である。

1. Yonsei University schemeは不安定な混合層のなかで陽関数エントレインメント層(粒子などを流れによって運ぶ層) と放物線Kプロフィールでのノンローカル (local な成層が安定または中立であっても浮力が上向きに輸送される現象) Kスキームである。
2. Mellor-Yamada-Janjic schemeはEtaオペレーショナルスキーム。局所鉛直混合で次元予測乱流運動エネルギースキームである。
3. Quasi-Normal Scale Elimination PBL(4) はWRFバージョン3.1の新しいもので、TKE(Turbulent Kinetic Energy)-予報オプションで安定層化された領域地として新しい理論として使用するTKE-予報オプションである。
4. Mellor-Yamada Nakanishi and Niino Level 2.5 PBL (5)は予報サブグリッド TKE(Turbulent Kinetic Energy)項で、バージョン3.1の新しいものである。

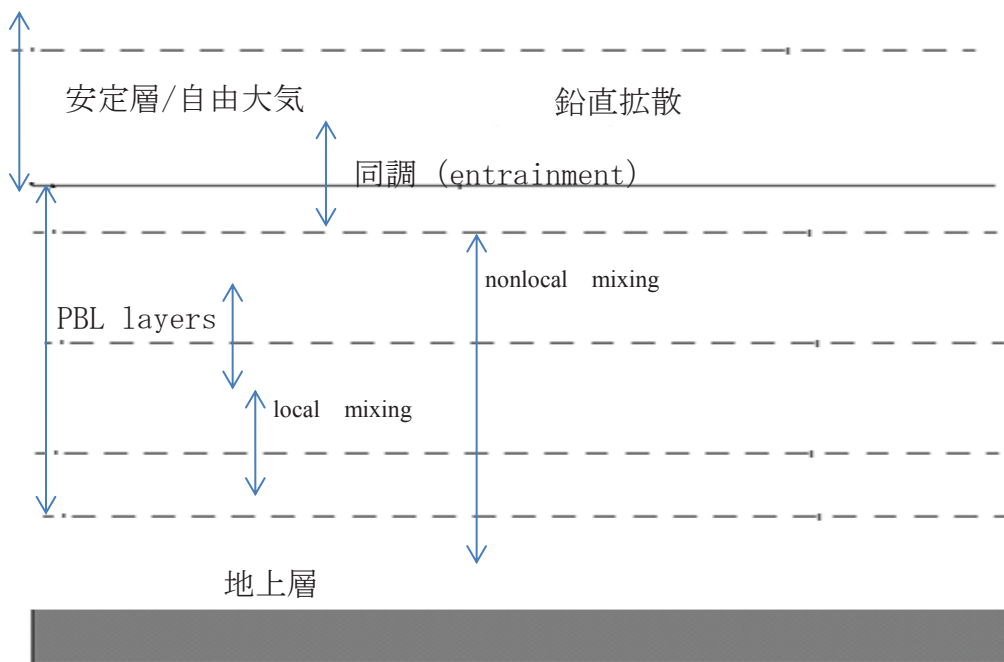


図 2-2 PBL スキームの実例

2.3.6 PBL パラメータ

PBL パラメータでは、サブグリッドスケール(subgrid-scale)の乱流フラックスは、パラメータ化され、垂直拡散方程式で、予想平均変数($C; u, v, \theta, q$) を使用し、鉛直拡散の単純な関係式は次のように表すことができる。

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z} \overline{w'c'} = \frac{\partial}{\partial z} [K_c \frac{\partial c}{\partial z}] \quad (2.2.6.1)$$

K_c は平均変数としての拡散である。

次は MRF PBL スキーム, Eta PBL スキーム, WRF モデルでの MYJ 方程式, RANS モデル Mellor-Yamada level 2.5 scheme の 2 方程式乱流モデル, 1 次閉鎖 (First-order closure)YSU と ACM2 PBL スキーム, TKE 閉鎖 (TKE closure) MYJ,QNSE と BouLac PBL スキーム, 表面層パラメータ以上の内容についての説明である。

2.3.6.1 MRF PBL(Medium Range Forecast)スキーム

MRF PBL の別名はモデル Hong-Pan 惑星境界層であり, 境界層を高解像度に分割した場合に適している。

大気を混合層と自由大気層にわけ, それぞれ別個の拡散モデルを利用する所に特徴があり, MM5 で標準設定されている。混合層においては, 変数 C の乱流拡散を, $\frac{\partial}{\partial z} [K_c (\partial C/\partial z) - \gamma_c]$ とする。運動量の拡散係数を次式に定式化させると,

$$K_M = \kappa (u_* / \phi_M) z(1-z/h) \quad (2.2.6.2)$$

$$h = Ri_{cr} (\theta_{va} |U(h)|^2 / g (\theta_v(h) - \theta_s)) \quad (2.2.6.3)$$

ここで, u_* は摩擦速度, $\kappa (=0.4)$ は von Karman 定数, z は地表面からの高さ, h は境界層の高さ, Ri_{cr} は臨界バルクリチャードソン数, $U(h)$ は h での水平方向風速, θ_{va} はモデル最下層レベルでの仮温位, $\theta_v(h)$ は h での仮温位, θ_s は地表付近の気温である。地表付近の気温 θ_s は次式により定義される。

$$\theta_s = \theta_{va} + \theta_T = \theta_{va} + b [\overline{w'\theta'_v} / w_s h] \quad (2.2.6.4)$$

速度プロファイルの普遍関数である ϕ_M は次式で表される。

$$\phi_M = \begin{cases} [1 - 16(\frac{0.1h}{L})]^{-\frac{1}{4}} & (\text{中立, 不安定}) \\ [1 + 5(\frac{0.1h}{L})] & (\text{安定}) \end{cases} \quad (2.2.6.5)$$

$$L = (u_*^2 \theta_{va}) / (\kappa g T_*) \quad (2.2.6.6)$$

ここで, L は Monin-Obukhov の長さスケール, T_* は摩擦温度である。温位の拡散係数 K_H は次の様に表す。

$$K_H = K_M \left(\frac{\phi_H}{\phi_M} + 0.1b\kappa \right)^{-1} \quad (2.2.6.7)$$

$$\phi_H = \begin{cases} [1 - 16(\frac{0.1h}{L})]^{-\frac{1}{2}} & (\text{中立, 不安定}) \\ [1 + 5(\frac{0.1h}{L})] & (\text{安定}) \end{cases} \quad (2.2.6.8)$$

ここで, b は比例定数であり, 通常7.81が用いられる. 温位 θ に関する逆勾配 (Counter-gradient)項 γ_θ は次式で与えられる.

$$\gamma_\theta = b \overline{(w'\theta')} \phi_M / u_* \quad (2.2.6.9)$$

ここで, $\overline{(w'\theta')}$ は表面顕熱フラックスである.

2.3.6.2 Eta PBL スキーム

Janjic(1990,MWR)及び Janjic(1994,MWR)により Eta モデルで用いられた Mellor-Yamada スキームである.

Eta スキームは乱流運動エネルギーと局所的な鉛直混合を予測し, Eta スキームは乱流モデルに Mellor-Yamada Level2.5 乱流クロージャモデルを用いている. ここでは, 運動量の拡散係数 K_M は次式で表される.

$$K_M = \ell q S_M \quad (2.2.6.10)$$

$$S_M = \begin{cases} 1.96 \frac{(0.1912 - Ri_f)(0.2341 - Ri_f)}{(1 - Ri_f)(0.2231 - Ri_f)}, & \text{for } Ri_f < 0.16 \\ 0.085, & \text{for } Ri_f \geq 0.16 \end{cases} \quad (2.2.6.11)$$

ここで, q は乱流速度, ℓ は乱れ長さスケール, Ri_f はフラックスリチャードソン数であり, 次式に近似される.

$$Ri_f = \begin{cases} 0.6588 \{ Ri_g + 0.1776 - [Ri_g^2 - 0.3221 Ri_g + 0.03156]^{\frac{1}{2}} \}, & \text{for } Ri_g < 0.195 \\ 0.191, & \text{for } Ri_g \geq 0.195 \end{cases} \quad (2.2.6.12)$$

ここで,

$$Ri_g = (g/\theta_v)(\partial\theta_v/\partial z)/(|\partial U/\partial z|)^2 \quad (2.2.6.13)$$

であり, Ri_g は勾配リチャードソン数である.

温位の拡散係数は次式で表される.

$$K_H = \ell q S_H \quad (2.2.6.14)$$

$$S_H = \begin{cases} 1.318 \frac{0.2231 - Ri_f}{0.2341 - Ri_f} S_M, & \text{for } Ri_f < 0.16 \\ 1.12 S_M, & \text{for } Ri_g \geq 0.16 \end{cases} \quad (2.2.6.15)$$

2.3.6.3 WRF モデルでの MYJ 方程式

MYJ レベル 2.5 とレベル 2 モデルの方程式は Mellor と Yamada(1974,1982) と Janjic(2002)によって提案されている。

レベル 2.5 モデルではポテンシャル水温の分散も統計的定常状態にあるとするものであり、レベル 2 モデルでは、乱流エネルギーも統計的定常状態にあるとするものである。

乱流成分の 2 次で表される項の統計的平均値に対する代数方程式で、簡略化を施すとする。そして、

境界層パラメータを運動量フラックス(k_M)と熱フラックス(k_H)を次式で乱流交換係数を推定する。

$$\overline{u_i' w'} = -K_M \frac{\partial u_i}{\partial z}, \quad (2.2.6.16)$$

$i=1, 2$ とする。

$$\overline{w' \theta_v'} = -K_H \frac{\partial \theta_v}{\partial z}, \quad (2.2.6.17)$$

$$K_M = \ell q S_M \quad (2.2.6.18)$$

$$K_H = \ell q S_H \quad (2.2.6.19)$$

となる。このモデル化は、大規模場の勾配に比例した乱流フラックスがあるとするものである。混合層モデルの究極目的は、運動量フラックス、熱フラックスを表現する係数、 K_M 、 K_H を求めることである。ポテンシャル水温とポテンシャル密度に線形の関係があることを仮定すると複雑な計算の後に、 S_M と S_H についての連立方程式が求められる。

$$S_M(6A_1A_2G_M) + S_H(1-3A_2B_2G_H-12A_1A_2G_H) = A_2, \quad (2.2.6.20)$$

$$S_M(1+6A_1^2G_M-9A_1A_2G_H) - S_H(12A_1^2G_H+9A_1A_2G_H) = A_1(1-3C_1) \quad (2.2.6.21)$$

ここで,

$$G_M = \frac{\ell^2}{q^2} \left(\left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2 \right), \quad (2.2.6.22)$$

$$G_H = -\frac{\ell^2}{q^2} \beta g \frac{\partial \theta_v}{\partial z}, \quad (2.2.6.23)$$

式(2.2.6.18)に式(2.2.6.16), 式(2.2.6.19)に(2.2.6.17)を与えると,

$$S_M = -\frac{\overline{w'u_i'}}{\ell q \frac{\partial U_i}{\partial z}}, \quad (2.2.6.24)$$

$$S_H = -\frac{\overline{w'\theta_v'}}{\ell q \frac{\partial \theta_v}{\partial z}}, \quad (2.2.6.25)$$

となる. $\partial \theta_v / \partial z$ はポテンシャル密度の鉛直勾配である. S_M と S_H が決まれば, あとは, q と ℓ を決めれば良い. 大規模場の方程式は

$$\rho \frac{DU}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \rho \overline{u'w'} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \rho f V \quad (2.2.6.26)$$

$$\rho \frac{DV}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \rho \overline{v'w'} = -\frac{\partial P}{\partial y} + \rho f U \quad (2.2.6.27)$$

$$0 = -\frac{\partial P}{\partial y} - \rho g \quad (2.2.6.28)$$

$$\rho \frac{D\theta_v}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (\rho \overline{w'\theta_v'}) = 0 \quad (2.2.6.29)$$

となり, 乱流成分の2次の量に対しては, 乱流エネルギーに対する時間発展方程式と, その他の2次の量に対する代数方程式となる. ここで, $D(\) \equiv U_k \partial(\) / \partial x_k + \partial(\) / \partial t$ である. 乱流エネルギーの時間発展方程式は,

$$\frac{1}{2} \frac{\partial q^2}{\partial t} + U_i \frac{\partial q^2}{2 \partial x_i} - \frac{\partial}{\partial z} (\ell q S_q \frac{\partial q^2}{2 \partial z}) - \overline{w'u'} \frac{\partial U}{\partial z} - \overline{w'v'} \frac{\partial V}{\partial z} + \rho g \overline{\theta_v'w'} - \frac{q^3}{B_1 \ell} \quad (2.2.6.30)$$

$-\overline{w'u'} \frac{\partial U}{\partial z} - \overline{w'v'} \frac{\partial V}{\partial z}$ は平均流シアーによるエネルギー生成項, $\rho g \overline{\theta_v'w'}$ は浮力による

エネルギー生成項, $\frac{q^3}{B_1 \ell}$ はエネルギー消滅項である. ℓ はMLS(master length scale:

鉛直スケール)であり, $\frac{1}{2} q^2$ はTKE(乱流運動エネルギー)である.

パラメータ A_1, A_2, B_1, B_2, C_1 と S_q は経験的に求められている. 乱流交換係数 K_M, K_H と乱流フラックスは無次元垂直勾配の定義を使って, 式(2.2.6.20), (2.2.6.21), (2.2.6.30)から計算することができる. Janjic(2002)はローカルTKE関数でMLS(鉛直スケール)に上限をすることによってスキームの数値的不安定性を解決した.

MYJ レベル 2 のモデルは、TKE の散逸と生成の間の局所平衡を仮定することによって得られる。この仮定では、ミキシング係数はフラックスリチャードソン数の関数として書くことができ、次式で表すことができる。

$$R_f = \frac{\frac{g}{\theta_v} \overline{\theta_v' w'}}{\overline{u' w' \frac{\partial U}{\partial z} + v' w' \frac{\partial V}{\partial z}}} \quad (2.2.6.31)$$

運動量と熱の無次元拡散係数は次のように表される。

$$S_M = 3A_1 \frac{\gamma_1 - C_1 - (6A_1 + 3A_2)\Gamma/B_1}{\gamma_1 - \gamma_2\Gamma + 3A_1\Gamma/B_1} (\gamma_1 - \gamma_2\Gamma) \quad (2.2.6.32)$$

$$S_H = 3A_2(\gamma_1 - \gamma_2\Gamma) \quad (2.2.6.33)$$

新安定関数 (Γ) と定数 (γ_1, γ_2) は次のように表すことができる。

$$\Gamma = \frac{R_f}{1 - R_f}, \quad (2.2.6.34)$$

$$\gamma_1 = \frac{1}{3} - \frac{2A_1}{B_1}, \quad (2.2.6.35)$$

$$\gamma_2 = \frac{B_2 + 6A_1}{B_1}, \quad (2.2.6.36)$$

2.3.6.4 RANS モデル

RANS(Reynolds-Averaged Navier-Stokes equation)モデルでは、乱流は層流と異なり、様々な時空間スケールを持つ非定常な現象である。乱流に何らかの coherent な特徴を持つ主流と、主流と異なるスケールでの雑音に近い特徴を持つ乱れ成分に分離できるとの仮定の下で考えられる。スケールの分離方法として Reynolds 分解(Reynolds decomposition)がある。Reynolds 分解では、時間・空間的に変化する流速 u が、平均 U とその変動量 u' の和で表されると仮定する。一般に乱流理論はアンサンブル平均を想定している。以下では時間平均を「平均」として考える。短時間 T の移動平均を考えると、次式となり、

$$u(x, t) = U(x, t) + u'(x, t) \quad (2.2.6.37)$$

$$U(x, t) = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} u(x, t) dt \quad (2.2.6.38)$$

$$\overline{u'}(x, t) = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} u'(x, t) dt = 0 \quad (2.2.6.39)$$

流速の 2 成分間の相関を考えると次の関係が得られる。

$$\overline{u_i u_j} = \overline{U_i U_j} + \overline{u_i' u_j'} \quad (2.2.6.40)$$

この式の第2項は乱れ成分の相互関係であり、一般にこの相関は0ではない。これによって、Reynolds分解されたNavier-StokesにはReynolds応力が付加されることになる。非圧縮流体の連続式とNavier-Stokes式についてReynolds分解を行うと、次のReynolds方程式が得られる。

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.2.6.41)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial S_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u_i' u_j'}}{\partial x_j} + F_i \quad (2.2.6.42)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.2.6.43)$$

ここで、 $u = u_i = U_i + u_i'$ 、 $p = P + p'$ 、 S_{ij} :歪み速度テンソル、 F_i :重力などの体積力である。式(2.2.6.42)の右辺第3項に現れる $\overline{u_i' u_j'}$ は式(2.2.6.40)の乱れ成分の相関関係であり、一般に $\overline{u_i' u_j'}$ に密度を乗じた式、

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{u_i' u_j'} \quad (2.2.6.44)$$

がReynolds応力と呼ばれる。乱れ成分の2次相関であるReynolds応力を与えるためには、より高次の相関が必要であり、何らかの近似なしに方程式を閉じることはできない。この問題を、定結問題(closure problem)と言う。Reynolds方程式に何らかの仮定の下で導出された乱流モデルを加えた方程式系を、まとめてRANS(Reynolds-Averaged Navier-Stokes equation)モデルと呼ばれる。

RANSモデルには乱れの影響が粘性項を模擬した形で表される渦粘性モデル(eddy-viscosity model)がある。渦粘性モデルにおいて、Reynolds応力は、

$$-\overline{u_i' u_j'} = \nu_T S_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \quad (2.2.6.45)$$

$$k = \frac{1}{2} \overline{u_i' u_i'} \quad (2.2.6.46)$$

と表される。 k は乱流エネルギー(turbulent kinetic energy)、 $\nu_T (= \mu_t / \rho)$ は渦動粘性係数(eddy kinematic viscosity)であり、乱流によるエネルギー散逸係数である。乱流によるエネルギー散逸が分子粘性による散逸と類似するという仮定は、Boussinesq近似と呼ばれ、粘性項と同様に乱流による平均流への影響は、流線に垂直な方向の速度勾配に比例すると仮定される。

乱流エネルギー k の輸送方程式は、

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = -u_i' u_j' \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \nu \frac{\partial u_i' \partial u_i'}{\partial x_k \partial x_k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial k}{\partial x_j} - \frac{1}{2} \overline{u_i' u_i' u_j'} - \frac{1}{\rho} \overline{p' u_j'} \right) \quad (2.2.6.47)$$

ここで、この式の右辺第2項を、

$\varepsilon = \nu \frac{\partial u_i' \partial u_i'}{\partial x_k \partial x_k}$ として乱れエネルギーの散逸率(dissipation rate)と表す。右辺の第3項

(乱れの3重相関と圧力変動と乱れとの相関)を、

$$\frac{1}{2} \overline{u_i' u_i' u_j'} + \frac{1}{\rho} \overline{p' u_j'} = -\frac{\nu_T}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_j}$$

と仮定すると、方程式は、

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2.2.6.48)$$

と書き換えられる。 σ_k は乱流 Prandtl 数と呼ばれる定数である。

乱流エネルギー k の他に使う変数として、

- 1) 渦動粘性係数を、乱流エネルギー k と乱流スケール l で表し(Rotta,1968), k と l の関数で1方程式モデル(one-equation model)に用いられる。そして、

$$\nu_T \propto k^{1/2} l, \quad \varepsilon \propto k^{3/2} / l \quad (2.2.6.49)$$

とする。

- 2) 乱流エネルギー k とエネルギー散逸率 ε を乱れの基本量と考えると、渦動粘性係数を次のように表す(Chou,1945).

$$\nu_T \propto k^2 / \varepsilon, \quad l \propto k^{3/2} / \varepsilon \quad (2.2.6.50)$$

乱流エネルギー k とエネルギー散逸率 ε を2方程式モデル(two-equation model)の中で用いられる。

の二つのモデルがある。

1 方程式モデルで、係数 C_D を用いて $\varepsilon = C_D k^{3/2} / l$ と表し、式(2.2.6.48)に代入すると次式となる。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - C_D \frac{k^{3/2}}{l} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2.2.6.51)$$

$$\nu_T = k^{1/2} l \quad (2.2.6.52)$$

この式が、RANSモデルにおいて、1方程式モデルと呼ばれる乱流モデルである。

次に一般的な2方程式モデルは k - ε モデル(Jones・Launder, 1972; Launder・Spalding,1974)である。 ε に対する輸送方程式は、乱流エネルギー k と類似した方程式になる(梶島, 1999;ファーツィガー, 2003)。

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \quad (2.2.6.53)$$

$$\nu_T = C_\mu k^2 / \varepsilon \quad (2.2.6.54)$$

ここで, $C_{\varepsilon 1} = 1.44$, $C_{\varepsilon 2} = 1.92$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$, $C_\mu = 0.09$ である. 式(2.2.6.48)の中の $\sigma_k = 1.0$ が用いられ, 式(2.2.6.48), (2.2.6.53), (2.2.6.54)をまとめて高 Reynolds 数型 k - ε モデル (high Reynolds number k - ε model)と呼ばれる. 式(2.2.6.53)の中の $C_{\varepsilon 2}$ および式(2.2.6.54)の中の C_μ を Reynolds 数の関数として壁近傍で正しい振る舞いをするようなモデルを低 Reynolds 数型 k - ε モデル (low Reynolds number k - ε model) (Jones・Launder, 1972; 明・笠木, 1988)と言う. 低 Reynolds 数型 k - ε モデルを用いることにより, RANS モデルを適用することが可能となる.

2.3.6.5 Mellor-Yamada level 2.5 scheme の 2 方程式乱流モデル

次に, Mellor-Yamada level 2.5 scheme の 2 方程式乱流モデルを示す. 乱流の Generic Length Scale(GLS)モデルで, Umlauf(2003)は 2 方程式乱流モデルの乱流エネルギー k に付随するもう 1 つの方程式について一般関数 ψ を用いて定式化を行った 2 方程式モデルの一般形である. まず k について k - ε モデルと同じ輸送方程式の式(2.2.6.48)を用いる.

エネルギー散逸について次の様にモデル化する.

$$\varepsilon = (c_\mu^0)^{3+\frac{q}{n}} k^{\frac{3+m}{2}+\frac{m}{n}} \psi^{-\frac{1}{n}} \quad (2.2.6.55)$$

ここで, q , m , n は係数でこの組み合わせを変化させることで 2 方程式モデルに対応させる. c_μ^0 は安定係数であり, 対数則の仮定から実験等の結果より経験的に決められる係数である. GLS モデルでは, 一般関数 ψ について次の輸送方程式を用いる.

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + U_i \frac{\partial \psi}{\partial x_i} = \frac{\psi}{k} \left(C'_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - C'_{\varepsilon 2} \varepsilon \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \psi}{\partial x_j} \right] \quad (2.2.6.56)$$

$C'_{\varepsilon 1}$, $C'_{\varepsilon 2}$ はそれぞれカルマン定数と等方乱流の実験結果と一致するように決定される定数である. σ_ψ は Schmidt 数であり, 一般関数 ψ は

$$\psi = (c_\mu^0)^q k^m l^n \quad (2.2.6.57)$$

$$l = (c_\mu^0)^3 k^{\frac{3}{2}} \varepsilon^{-1} \quad (2.2.6.58)$$

の関係を持つ. Mellor-Yamada level 2.5 scheme (Mellor-Yamada, 1974)は(2.2.6.56), (2.2.6.57), (2.2.6.58)の係数を $q=0, m=1, n=1$ と置いたモデルである.

2.3.6.6 1次閉鎖(First-order closure)YSU と ACM2 PBL スキーム

YSU(Hong,2006)と ACM2(Pleim, 2007b)方式は1次閉鎖方式に分類される. 対流境界層(CBL)による両方のスキームは境界層内の拡散率 K_c を決定する k Profile に基づいている. k Profile Parameterization とは, 境界近傍における Monin-obukhov の相似則にしたがって境界層内における乱流鉛直速度スケールを決め, 混合層厚と無次元形状関数との積として, 鉛直粘性拡散係数を決定する方法である. そして, K_c は局所風剪断と自由大気のリチャードソン数(K_{local})である. 単純ローカル拡散の式 (2.2.6.1)に加えて, YSU, ACM2 の両方は, 非局所対流大渦による混合で考えられた. YSU スキームは単に, 熱及び運動成分ごとの平均予想変数の局所的な勾配に非局所勾配調整項(γ_c)を添加することにより, 非局所混合を表すのが次式である.

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[K_c \left(\frac{\partial c}{\partial z} - \gamma_c \right) - \overline{(w'c)}_h \left(\frac{z}{h} \right)^3 \right] \quad (2.2.6.59)$$

層 i の予想平均変数として, ACM2 スキームは明白に, 地上からの非ローカルな上向きフラックスと隣接する上下の垂直レベルから上から下へのフラックスとに囲まれている (対流浮力によって急速上向き輸送そして代償沈下によって徐々に下向きに輸送). ACM2 スキームを次式で表す.

$$\begin{aligned} \frac{\partial c_i}{\partial t} = & f_{conv} \mu c_1 - f_{conv} M d_i c_i + f_{conv} M d_{i+1} c_{i+1} \frac{\Delta z_{i+1}}{\Delta z_i} \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_c (1 - f_{conv}) \frac{\partial c}{\partial z} \right), \end{aligned} \quad (2.2.6.60)$$

式の右から1番目は熱であり, 2番目は水蒸気であり, 3番目は運動成分である.

μ は最下位モデル層の上から非ローカル上向きの対流混合率 s^{-1} で, $M d_i$ は層 i から $i-1$ への非ローカル下向きの混合率で, Δz_i は層の厚さである.

$f_{conv} : (f_{対流})$ は非ローカル混合の混合の寄与割合を決める重要な要素である.

混合率は K_z によって定義され, ローカルと非ローカルの構成要素に区分される.

$$\mu = \frac{f_{conv} K_z (Z_{1+\frac{1}{2}})}{\Delta z_1 (k - Z_{1+\frac{1}{2}})} = f_{conv} \bar{M} \quad (2.2.6.61)$$

$$K_i = K_z (Z) (1 - f_{conv}) \quad (2.2.6.62)$$

ACM2 スキームの図を図 2-3 に示す.

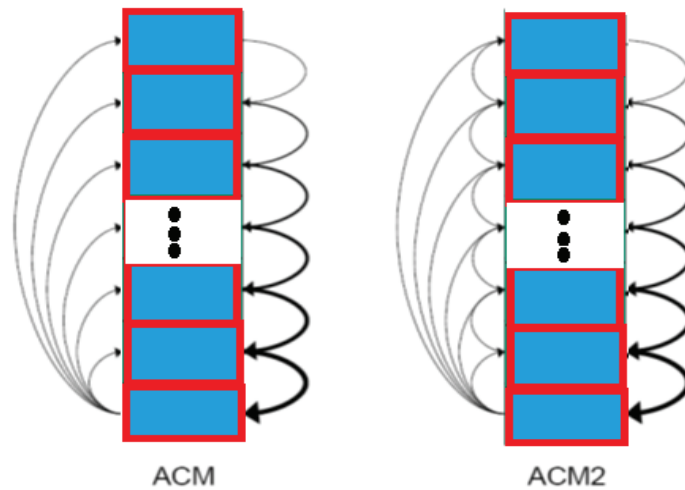


図 2-3 ACM2 スキーム

2.3.6.7 TKE 閉鎖(TKE closure)MYJ,QNSE,と BouLac PBL スキーム

MYJ,QNSE,と BouLac PBL スキームは(one-and-a-half order closure)であり, TKE の1つの予想方程式を必要としている. 3つの閉じたスキームでは, 次式のように表される.

$$K_c = l \sqrt{e} s_c \quad (2.2.6.63)$$

l は混合距離であり, s_c は比例定数である. 3つの閉じたスキームは s_c と l を定義する方法が異なります. 3つの閉じたスキームは CBL(大気対流境界層: clear-air convective boundary layer)と SBL(安定成層境界層)の最下位から最高位垂直レベルのローカル拡散式 (2.2.6.63) でローカル混合を適用する. PBL と自由大気混合は全く分離しない. こうして, 同調は PBL 上部近くの予想 TKE から計算 K_c を使って表現される. これらの3つのパラメータの方法の内容は, Janjic(1990)(MYJ), Sukoriansky et al.(2005),(QNSE), Bougeault and Lacarrere(1989)(BouLac)で説明されている.

QNSE PBL 方式は, スペクトル理論から得られた拡散係数を採用している. そして, QNSE PBL 方式は, 安定成層境界層中に存在する乱流における内部波発生の影響を反映している. 混合垂直スカラーは完全に安定した成層によって抑制される. 混合垂直モーメントは低フルード数 (F_r) ($F_r = v/\sqrt{gh}$) に等しく続いている(Sukoriansky et al.2005). 安定成層境界層中に存在する乱流における内部波発生 of 安定した成層と弱く不安定な条件のために有効である. (Galperin and Sukoriansky 2010).

2.3.6.8 表面層パラメータ

大気中の数値モデルにおける表面層パラメータの役割は、フラックス側面の関係と整合性顕熱と潜熱フラックス及び運動量を計算するために表面交換係数 C_D と C_H を計算することである。現在のところ、各 PBL パラメータは BouLac PBL を除き WRF モデルで特定の表面層スキームに関連付けられている。各 PBL パラメータに結び付け表面層スキームは次のとおりである。

- 1.MM5 表面層類似(Zhang and Anthes 1982)と YSU PBL,
- 2.PX 表面層類似(Pleim 2006)と ACM2 PBL,
- 3.Eta 表面層類似(Janjic 1990)と MYJ PBL,
- 4.QNSE 理論として一致している QNSE 表面層類似(Galperin and Sukoriansky 2010)と QNSE PBL(Skamarock et al 2008).

Eta 類似も BouLac 実験のために使用される。フラックスは以下のように計算される。

$$\tau_0 = -\rho \overline{U'w'_s} = \rho K_M \frac{\partial U}{\partial Z} = \rho u_*^2 = \rho C_D U_1^2 \quad (2.2.6.64)$$

$$H_0 = \rho c_p \overline{\theta'w'_s} = -\rho c_p K_H \frac{\partial \theta}{\partial Z} = -\rho c_p u_* \theta_* = -\rho c_p C_H U_1 (\theta_1 - \theta_s) \quad (2.2.6.65)$$

$$LH = \rho L_v \overline{q'w'_s} = -\rho L_v K_H \frac{\partial q}{\partial Z} = -\rho L_v u_* q_* = -\rho L_v C_H U_1 (q_1 - q_s) \quad (2.2.6.66)$$

ここで、‘1’と‘s’はそれぞれ最下位モデル層の高さ(z_1)と表面の値と記号づける。これらのフラックスはすべての PBL スキームの下位境界条件として与える。2m の温度および 10m の風速も診断され、そして地表はフラックス側面関連を使いながら z_1 の間に補間されるものである。

〈参考文献〉

- 高山知司：高潮推算法の現状と今後の課題，土木学会，海岸工学委員会・水理委員会，2002,09.
- 山口達也：高潮・波浪推算のためのマルチフィジックスモデルの提案，関西大学大学院 工学研究科 修士論文.
- 金 洙列，松見吉晴，安田誠宏，間瀬 肇，河合直樹：日本海沿岸における台風通過後の異常高潮特性の解析，土木論文集 B2(海岸工学)，Vol.65,No1，pp.376-380，2009.
- 河合弘泰，川口浩二，大釜達夫，友田伸明，萩元幸将，中野俊夫：経験的台風モデルと局地気象モデルの風を用いた瀬戸内海の高潮推算精度，海岸工学論文集，第54巻，pp.286-290，2007.
- 安田誠宏，山口達也，金 洙列，島田広昭，石垣泰輔，間瀬肇：潮汐・高潮・波浪結合モデルとメソ気象モデルWRFを用いた瀬戸内海における高潮再現計算に関する研究，海岸工学論文集，第55巻，pp.331-335，2008.
- 山下隆男，金 庚玉，李 漢洙，駒口友章：大気・海洋結合モデルによる日本海の高潮・高波の数値解析－2008年2月の爆弾低気圧への適用－，海岸工学論文集，第55巻，pp.166-170，2008.
- Kim, S. Y., Yasuda, T. and Mase, H.: Numerical Analysis of Effects of Tidal Variations on Storm Surges and Waves, *Applied Ocean Research*, Vol.30, pp.311-322, 2008.
- Skamarock, W. C., Klemp, J. B., Dudhia, J., Gill, D. O., Barker, D.M., Duda, M. G., Huang, X.-Y., Wang, W., and Powers., J. G.: A description of the Advanced Research WRF Version3, NCAR/TN-475+STR, pp.113, 2008.
- 金 洙列，松見吉晴，安田誠宏，間瀬 肇：日本海沿岸における台風通過後の異常高潮の発生メカニズムに関する一考察，土木論文集B2(海岸工学)，Vol. 66, No.1, pp.221-225, 2010.
- 金 洙列，間瀬 肇，安田誠宏：潮汐・高潮・波浪結合モデルによる土佐湾異常高潮の追算，海岸工学論文集，第55巻，pp.321-325，2008.
- 柴木秀之，加藤史訓，山田浩次：密度成層とWaveSetupを考慮した土佐湾異常高潮の推算，海岸工学論文集，第48巻，pp.286-290，2001.
- Flather, R.A.: A storm surge prediction model for the Northern Bay of Bengal with application to the cyclone disaster in April 1991. *J. Phys. Oceanogr.* Vol.24, pp. 172-190, 1994.
- Kim, S. Y., Yasuda, T. and Mase, H.: Wave set-up in the storm surge along open coasts during Typhoon Anita, *Coastal Engineering.*, Vol.57, pp.631-642, 2010.
- 陸田秀実，森信人：数値波動水槽（基礎方程式と離散化），土木学会 pp 15～21，

pp 97~100,2012,07.

- 新堀敏基：領域解析への4次元変分法の導入について，日本気象学会，2003.
- 川本陽一，大岡龍三，黄 弘，佐々木澄，山中 徹，土屋直也，飯塚 悟，浦野 明，大塚清敏，富塚孝之：惑星境界層スキームの差異，及び4次元同化の影響の検討，日本建築学会，2007,08.
- 佐藤達大：WRFモデルによる局地的豪雨の解析，北海道大学大学院 環境科学院 修士論文,2012.
- 金 洙列，松浦智典，松見吉晴，Tracey H.Tom，安田誠宏，間瀬 肇，西野博史：山陰沿岸気象予測へのメソ気象モデル WRF のパラメータ感度分析に関する研究，土木論文集 B2(海岸工学)，Vol.68,No2,pp.1236-1240, 2012.
- 鈴山勝之，柴木秀之，尾形竹彦：WRF の計算特性に関する幾つかの検討，土木論文集 B2(海岸工学)Vol.67, No2, pp.426-430, 2011.
- 中野俊夫，山城 賢，橋本典明，大西健二：4DVAR を用いた台風 9918 号の追算，土木論文集 B2(海岸工学)，Vol.66,No1,pp.381-385, 2010.
- 間瀬 肇，木村雄一郎，Tracey H.Tom，小川和幸：GFS-WRF-SWAN 援用波浪推算システムの構築と検証，海岸工学論文集，第 52 巻，pp.181-185, 2005.
- 安田誠宏，山口達也，金 洙列，森 信人，間瀬 肇：気象モデルにおける 4次元データ同化およびネスティングが高潮推算精度に及ぼす影響に関する研究，土木論文集 B2(海岸工学)，Vol.B2-65, pp.381-385,2009.
- 藤井 健，光田 寧：台風の確率モデルの作成とそれによる強風シミュレーション，京都大学防災研究所年報，No.29, B-1, pp.229-239, 1896.
- 山下隆男，別宮 功，ギャリーワトソン：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.
- 大澤輝夫：局地気象モデルの水工学分野への応用，第43回水工学に関する夏期研修会講義集，pp.B-6-1-14, 2007.
- 吉野 純，村上智一，林 雅典，安田考志：高潮計算精度に及ぼす入力台風気象場の再現性の影響，海岸工学論文集，第53巻，pp.1276-1280, 2006.
- WRF: A mesoscale numerical weather prediction model, NCAR (the National Center for Atmospheric Research),<http://wrf-model.org/>.

第3章 高潮推算モデル

3.1 潮汐・高潮・波浪結合モデル SuWAT の概要

高潮推算における高潮モデルと潮汐モデルについての内容と、風による海面摩擦，ラディエーション応力，波浪モデル SWAN，SWAN モデルの結合過程についての内容である。

3.2 高潮モデルと潮汐モデル

高潮モデルは，高潮計算の過程で潮汐の影響を取り込むことができる．静水圧近似を基にした非線形長波近似式を使用した．非線形長波近似式は，高潮や津波など流速分布が一様で鉛直方向加速度が無視できる場合，実用上十分な精度で計算できる．連続式と運動方程式は以下の様に表される．

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \quad (3.2.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{M^2}{d} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{MN}{d} \right) + gd \frac{\partial \eta}{\partial x} = fN - \frac{1}{\rho} d \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{\rho} (\tau_s^x - \tau_b^x + F_x) + A_h \left(\frac{\partial^2 M}{\partial x^2} + \right. \\ \left. \frac{\partial^2 M}{\partial y^2} \right) \end{aligned} \quad (3.2.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{NM}{d} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{N^2}{d} \right) + gd \frac{\partial \eta}{\partial y} = -fM - \frac{1}{\rho} d \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{1}{\rho} (\tau_s^y - \tau_b^y + F_y) + A_h \left(\frac{\partial^2 N}{\partial x^2} + \right. \\ \left. \frac{\partial^2 N}{\partial y^2} \right) \end{aligned} \quad (3.2.3)$$

ここで， η は静水面からの水位， M, N は x, y 方向の流量フラックス， d は全水深， g は重力加速度， f はコリオリの力， ρ は海水密度， P は大気圧， τ_s は海面摩擦力， τ_b は底面摩擦力， F_x, F_y はラディエーション応力， A_h は水平渦動粘性係数である．水面の摩擦力 τ_s ，底面での摩擦力 τ_b は以下のように表される．

$$\tau_s = \rho_a C_D W_{10} |W_{10}| \quad (3.2.4)$$

$$\tau_b = \rho_w g n^2 \frac{U|U|}{d^3} \quad (3.2.5)$$

ここで， n はマイニングの粗度係数， W_{10} は海拔 10m での風速， C_D は海面抵抗係数である．式(3.2.1)，(3.2.2)，(3.2.3)はスタガード荒川 C 格子を用いて空間の離散化をし，リップフロッグ法(Leap Frog 法)を使って時間の離散化をして

いる。流れがない場合の境界条件は、連続境界である。放射条件で Sommerfeld の方法を開境界に適用すると、静水面からの水面偏差 η を表す Φ は以下の様に表される。

$$\Phi_B^{n+1} = r\Phi_{B\pm 1}^{n+1} + (1-r)\Phi_B^n \quad (3.2.6)$$

$$r = \begin{cases} 1 & \text{if } C_n \geq 1 \\ C_n & \text{if } 0 < C_n < 1 \\ 0 & \text{if } C_n \leq 1 \end{cases} \quad (3.2.7)$$

$$C_n = \frac{\Phi_{B\pm 1}^n - \Phi_{B\pm 1}^{n-1}}{\Phi_{B\pm 2}^{n-1} - \Phi_{B\pm 1}^{n-1}} \quad (3.2.8)$$

ここで、 B は境界点、 n は時間である。開境界での変動潮位は以下の様に表される。

$$\eta_n = \eta_{tide} + \eta_{storm\ surge} \quad (3.2.9)$$

ここで、 η_{tide} は潮位偏差、 $\eta_{storm\ surge}$ は高潮による潮位偏差である。高潮による潮位偏差 $\eta_{storm\ surge}$ は以下の様に表される。

$$\eta_{storm\ surge} = (P_a - P_0) / g\rho \quad (3.2.10)$$

ここで、 P_0 は 1013hpa、 P_a は、開境界での大気圧である。潮位変動による汀線変化を考慮するため、(3.2.2)、(3.2.3)、の全水域 d について、 $d = h + \eta \leq 0.0005$ ならば、 $d = 0$ と置き換えることとした。ここで、 h は平均水深である。

3.3 風による海面摩擦

全表面摩擦力 τ_s は、波が引き起こす摩擦力 τ_w と乱流摩擦力 τ_{turb} の和で以下の様に表される。

$$\tau_s = \tau_{turb} + \tau_w \quad (3.3.1)$$

$$\text{乱流摩擦力} : \tau_{turb} = \rho_a (kz)^2 \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 \quad (3.3.2)$$

ここで、 k はフォン・カルマン定数 ($k = 0.4$)、 U は高さ Z での風速である。速度分布 $U(z)$ は以下の様に仮定できる。

$$U(z) = \frac{u_*}{k} \ln \left(\frac{Z + z_e - z_0}{z_e} \right) \quad (3.3.3)$$

$$u_* = \sqrt{\tau/\rho_a} \quad (3.3.4)$$

ここで、 u_* は摩擦速度である。 z_e は有効粗度長、 z_0 は粗度長であり、それらは以下の様に表される。

$$z_e = \frac{z_0}{\sqrt{1-\tau_w/\tau}} \quad (3.3.5)$$

$$z_0 = \hat{a} \frac{u_*^2}{g} \quad (3.3.6)$$

ここで、 \hat{a} は一定で0.01とする。海面抵抗係数 C_D は式(3.3.3)より以下の様に定義される。

$$C_D = u_*^2 / U(z)^2 = \left[\frac{k}{\ln \frac{z+z_e-z_0}{z_e}} \right]^2 \quad (3.3.7)$$

この海面抵抗係数は(3.2.4)で使用される。波が引き起こす摩擦力 τ_w は以下の様に表される。

$$\begin{aligned} \tau_w &= \rho_w \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \omega S_{in}(\sigma, \theta) \frac{\bar{k}}{k} d\sigma d\theta \\ &= \rho_w \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \rho B E(\sigma, \theta) \cos(\theta - \theta_w) d\sigma d\theta \end{aligned} \quad (3.3.8)$$

ここで、 S_{in} は風から波へのエネルギー輸送項、 σ 角振動数、 \bar{k} は波成分の平均波数、 k は波成分の波数で $k=2\pi/L$ 、 L は波長、 T は周期で、 h は水深、 ω は角周波数

で $\omega = \frac{2\pi}{T} = \sqrt{gk \tanh(kh)}$ である。

$\omega = \sqrt{gk \tanh(kh)}$ の導き方としては、 x 軸の波の進行方向を正とし、平均水面上に、 z 軸は平均水面より鉛直上向きを正とする座標系を用いるとすると、流体運動が必ず満たす必要がある。連続の方程式は、速度ポテンシャル $\Phi(x, z, t)$ を用いると次の式になる。

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (3.3.9)$$

未知関数である速度ポテンシャル Φ は空間座標 x と z および時間 t の関数で水粒子の水平および鉛直方向の運動速度を u 、 w とすると、 $u = -\frac{\partial \Phi}{\partial x}$ および $w = -\frac{\partial \Phi}{\partial z}$ と定義される。波の進行方向 x と時間 t に対して、波は波形を変えずに伝播することと、進行波であることにより、水面波形 η が次の式で表わされると仮定する。 H は波高、 L は波長、 T は周期である。

$$\eta = \frac{H}{2} \cos 2\pi \left(\frac{x}{L} - \frac{t}{T} \right) = \frac{H}{2} \cos(kx - \omega t) \quad (3.3.10)$$

また、 $k=2\pi/L$ は波数、 $\omega=2\pi/T$ は角周波数であり、波数 k は単位距離当りの波の数、また、角周波数 ω は固定点を単位時間当りに通過する波の数である。水面($z=\eta$)としては、水面にある水粒子が空中に飛び出すことなく常に水面にあることと、水面での圧力が一定で同様であることを用いると、水面上の水粒子の鉛直速度 w が水面の変動速度 $\partial\eta/\partial t$ と一致している。このことにより、

$$w = -\frac{\partial\Phi}{\partial z} \doteq \frac{\partial\eta}{\partial t}, \quad z = \eta \doteq 0 \quad (3.3.11)$$

となる。また、微小振幅進行波の速度ポテンシャル Φ を波高 H を用いて表すと、次の式になる。

$$\Phi = -\frac{Hg}{2\omega} \cdot \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \sin(kx - \omega t) \quad (3.3.12)$$

式(3.3.10)、(3.3.11)、(3.3.12)を用いて $z=0$ とおくと、

$$\frac{\omega H}{2} \sin(kx - \omega t) = \frac{gkH}{2\omega} \cdot \frac{\sinh kh}{\cosh kh} \sin(kx - \omega t) \quad (3.3.13)$$

を得る。これにより $\omega = \sqrt{gk \tanh(kh)}$ が導かれる。

3.4 ラディエーション応力

ある場所で与えられる瞬間の水平運動量フラックスは、垂直面の気圧と垂直面の通過運動量の和から構成されている。 x 方向の運動量フラックスを垂直面で分けると、以下の様に表される。

$$p + \rho u^2 \quad (3.4.1)$$

(3.4.1)式を用いてラディエーション応力 S_{xx} を表すと、以下の様に成る。

$$S_{xx} = \overline{\int_{-h}^{\eta} (p + \rho u^2) dz} - \int_{-h}^0 pg \, dz \quad (3.4.2)$$

ここで、 xx は x が一定の時、垂直面を通過する x 方向の運動量フラックス、 p は全静的気圧と全動的気圧の和である。 x 方向の粒子速度 u 、 y 方向の粒子速度 w 、及び気圧分布 P は以下の様に表される。

$$U = \frac{\pi H}{T} \left[\frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \right] \cos(kx - \sigma t) \quad (3.4.3)$$

$$w = \frac{\pi H}{T} \left[\frac{\sinh k(h+z)}{\sinh kh} \right] \sin(kx - \sigma t) \quad (3.4.4)$$

$$p = -\rho g z + \frac{\rho g H}{2} \left[\frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \right] \cos(kx - \sigma t) \quad (3.4.5)$$

ここで、 H は波高、 k は波数、 h は水深、 z は摂動表面数値、 ρ は水の密度である。微小振幅波理論に基づき、式(3.4.1)に式(3.4.2)、(3.4.3)、(3.4.4)を代入すると、以下の様になる。

$$S_{xx} = \frac{\rho g H^2}{8} \left[\frac{1}{2} + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right] = E \left(2n - \frac{1}{2} \right) \quad (3.4.6)$$

ただし、 $E = \frac{\rho g H^2}{8}$ 、 $n = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right]$ である。

同様に y が一定の時、垂直面を通過する y 方向の運動量フラックスは以下の様に表される。

$$S_{yy} = \frac{\rho g H^2}{8} \left[\frac{kh}{\sinh kh} \right] = E \left(n - \frac{1}{2} \right) \quad (3.4.7)$$

この時のラディエーション応力成分 S_{xy} 、 S_{yx} は、両方とも 0 である。また、深海の場合では以下の様に表される。

$$S_{xx} = \frac{E}{2}, \quad S_{yy} = 0 \quad (3.4.8)$$

浅水域の場合では以下の様に表される。

$$S_{xx} = \frac{3E}{2}, \quad S_{yy} = \frac{E}{2} \quad (3.4.9)$$

もし、波が x 方向となす角 θ の方向に伝播するなら、ラディエーション応力テンソル S_{ij} は波エネルギースペクトル E を用いて、以下の様に表される。

$$S_{xx} = \rho g \iint \left[\frac{c_g}{c} \cos^2 \theta + \frac{c_g}{c} - \frac{1}{2} \right] E d\sigma d\theta \quad (3.4.10)$$

$$S_{xy} = S_{yx} = \rho g \iint [\cos \theta \sin \theta] E d\sigma d\theta \quad (3.4.11)$$

$$S_{yy} = \rho g \iint \left[\frac{c_g}{c} \sin^2 \theta + \frac{c_g}{c} - \frac{1}{2} \right] E d\sigma d\theta \quad (3.4.12)$$

ここで、 c_g は波群速度、 c は波速である。よって、運動式(3.2.2)、(3.2.3)において、ラディエーション応力 F_x 、 F_y は以下の様に表される。

$$F_x = -\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} - \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} \quad (3.4.13)$$

$$F_y = -\frac{\partial S_{yx}}{\partial x} - \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} \quad (3.4.14)$$

3.5 波浪モデル

波浪モデル (SWAN) は、オランダのデルフト工科大学で開発された第3世代沿岸波浪推算モデルである。このモデルの特徴として、平面直交座標系と球面座標系の2種類の座標系を使用することが可能であること、平面直交座標系による局所領域の波浪推算が可能であること、球面座標系による全球領域での波浪推算が可能であること、水深が浅い場所でも解析が可能であることが挙げられる。SWANモデルは、風による波の発生、波の反射と屈折及び回折、浅水変形及び砕波、海底摩擦、白波、3波共鳴波浪相互作用及び4波共鳴波浪相互作用の式から成る。

3.5.1 波作用量平衡方程式

SWANは各計算格子点上での波浪方向スペクトルを変数としている。ただし実際のモデル内では波浪方向スペクトル密度 $E(\sigma, \theta)$ は用いず、代わりに2次元の波浪作用密度スペクトル (Wave action density spectrum) $N(\sigma, \theta)$ を用いて、波作用量 $N(\sigma, \theta)$ に関する方程式が積分される。波作用量平衡方程式は波・流れ共存場においても式形が簡単であるため、波・流れ共存場における波浪場の計算に有利である。波作用量とエネルギー密度との間には、 $N(\sigma, \theta) = E(\sigma, \theta) / \sigma$ の関係がある。このように SWAN が波浪の作用密度スペクトルを用いるのは、流れが存在する場では波浪方向スペクトル $E(\sigma, \theta)$ は保存しないが、波浪の作用密度スペクトル $N(\sigma, \theta)$ は保存量であるからである。

SWANモデルの基礎式は波作用平衡方程式であり、以下の様に表される。

$$\frac{\partial}{\partial t} N + \frac{\partial}{\partial x} c_x N + \frac{\partial}{\partial y} c_y N + \frac{\partial}{\partial \sigma} c_\sigma N + \frac{\partial}{\partial \theta} c_\theta N = \frac{S(\sigma, \theta)}{\sigma} \quad (3.5.1)$$

ただし、

$$S(\sigma, \theta) = S_{phil} + S_{in} + S_{nl3} + S_{nl4} + S_{ds} + S_{bf} \quad (3.5.2)$$

ここで、 N は作用密度スペクトル、 c_x 、 c_y は x 、 y 方向の伝播速度、スペクトル空間 (σ, θ) 上での σ は振動数、 θ は波向、 t は時間、 c_σ 、 c_θ は方向の伝播速度、 $S(\sigma, \theta)$ はエネルギーソース関数である。

各成分波の位相速度 c と群速度 c_g 、定常流流速ベクトル $U = (U, V)$ 、波数ベクトル $k = (k_x, k_y)$ と波数 $k = |k|$ を用いて、

$$\begin{cases} c_x = c_g \cos \theta + U, & c_y = c_g \sin \theta + V, & c_\sigma = \frac{\partial}{\partial t} (\sqrt{gk \tanh(kh)} - k \cdot U), \\ c_\theta = \frac{c_g}{c} \left(\sin \theta \frac{\partial c}{\partial x} - \cos \theta \frac{\partial c}{\partial y} \right) - \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial x} - \cos \theta \frac{\partial}{\partial y} \right) \left(\frac{k}{k} \cdot U \right) \end{cases} \quad (3.5.3)$$

と表される．ここで h は水深，式(3.5.1)の左辺の第1項は作用密度の変化率，第2項，第3項は空間上における作用伝播率，第4項は水深及び流れの変化によって生じる相対振動数の変化率，第5項は水深及び流れによる波の反射率を表している．式(3.5.1)の右辺 $S(\sigma, \theta)$ はこのシステムへのエネルギーの出入りを表すエネルギーソース関数である．

直行座標系での作用密度平衡方程式(3.5.1)を地球上の球面座標系に書き換えると次のようになる．

$$\frac{\partial}{\partial t} N^+ (\cos \Phi)^{-1} \frac{\partial}{\partial \Phi} (c_\Phi \cos \Phi N) N^+ \frac{\partial}{\partial \lambda} (c_\lambda N) + \frac{\partial}{\partial \sigma} (c_\sigma N) + \frac{\partial}{\partial \theta} (c_\theta N) = \frac{S(\sigma, \theta)}{\sigma} \quad (3.5.4)$$

ここで $c_x, c_y, c_\sigma, c_\theta$ は

$$\begin{cases} c_\Phi = \frac{c_g \cos \theta + U}{R}, & c_\lambda = \frac{c_g \sin \theta + V}{R \cos \theta}, & c_\sigma = \frac{\partial}{\partial t} (\sqrt{gk \tanh(kh)} - k \cdot U) \\ c_\theta = \frac{c_g \sin \theta \tan \Phi}{R} + \frac{1}{kR} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \Phi} - \frac{\cos \theta}{\cos \Phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \right) (\sqrt{gk \tanh(kh)} - k \cdot U) \end{cases} \quad (3.5.5)$$

である．また Φ, λ, R はそれぞれ緯度，経度，地球の半径を表す．

式(3.5.2)の右辺は，風から波へのエネルギー輸送($S_{phil} + S_{in}$)，エネルギー散逸($S_{ds} + S_{bf}$)，非線型波浪相互作用($S_{nl4} + S_{nl3}$)を表している．次は，風から波へのエネルギー輸送項($S_{phil} + S_{in}$)の内容である．

3.5.2 風から波へのエネルギー輸送項

風から波へのエネルギー輸送項 $S_{in}(\sigma, \theta)$ は Phillips の共鳴理論と Miles の相合作用理論を組み合わせ，以下の様に表される．

$$S_{in}(\sigma, \theta) = A + BE(\sigma, \theta) \quad (3.5.6)$$

(a) ここで， A は Phillips の共鳴理論による風による線形発達， $E(\sigma, \theta)$ は方向スペクトル， B は風による指数関数的発達である．ただし， A や B は各波浪推算モデルによって異なる．次に風による線形発達 A と風による指数関数的発達 BE の内容である．

(b) 風による線形発達 A

風による線形発達の式は Cavaleri と Malanotte-Rizzoli (1981)の理論に

Pierson・Moskowitz スペクトルのピーク周波数より低い周波数帯で波の成長を削除する Tolman(1992)のフィルターを加えた手法を用いて作られた式で、次式で表される.

$$A = \frac{1.55 \times 10^{-3}}{g^2 2\Pi} [U_* \max [0, \cos(\theta - \theta_w)]]^4 H \quad (3.5.7)$$

ここで、 H は

$$H = \exp\left(-\left(\frac{\sigma}{\sigma_{PM}^*}\right)^{-4}\right), \quad \sigma_{PM}^* = \frac{0.13g}{28 U_*} 2\Pi \quad (3.5.8)$$

である. ただし、 g は重力加速度、 θ_w は風向、 H はフィルター、 σ_{PM}^* は Pierson・Moskowitz 型スペクトルのピーク周波数で、完全に波が発達した時のピーク振動数である. また、SWAN モデルでは海拔 10m での風速 U_{10} を使用するが、式(3.5.7)の A は摩擦速度 U_* を使用している. したがって、摩擦速度 U_* を使用して海拔 10m での風速 U_{10} を表さなければならない.

$$U_*^2 = C_D U_{10}^2 \quad (3.5.9)$$

ただし、 C_D は抵抗係数であり、 C_D は次式で表される Wu(1982)の関係式を用いており、以下の様に表される.

$$C_D = \begin{cases} 1.2875 \times 10^{-3} & \text{for } U_{10} < 7.5 \text{ m/s} \\ (0.8 + 0.065 \text{ m/s} \times U_{10}) \times 10^{-3} & \text{for } U_{10} \geq 7.5 \text{ m/s} \end{cases} \quad (3.5.10)$$

(c) 風による指数関数的発達 BE (σ , θ)

Miles の相互作用に関する指数関数的発達項 BE (σ , θ)には janssen(1989, 1991)の quasi-linear 理論を用いることが出来る. quasi-linear 理論は海上風の風速だけでなく、海面状態も考慮した理論である. このため同一海上風でも波齢が若いほど風から波へのエネルギー輸送量が大きくなる.

janssen の quasi-linear 理論によると、風による指数関数的発達 B は次式で表される.

$$B = \beta \frac{\rho_a}{\rho_w} \left(\frac{U_*}{C_{ph}}\right)^2 \max[0, \cos(\theta - \theta_w)]^2 \sigma \quad (3.5.11)$$

ここで、 β は Miles 定数、 ρ_a は空気密度、 ρ_w は水の密度、 C_{ph} は位相速度である. また、Miles 定数 β は臨界高度 λ から決定される. Miles 定数 β と臨界高度 λ は以下の様に表される.

$$\beta = \frac{1.2}{k^2} \lambda \ln \lambda^4, \quad \lambda \leq 1 \quad (3.5.12)$$

$$\lambda = \frac{g z_e}{C_{ph}^2} e^r, \quad r = kc/|U_* \cos(\theta - \theta_w)| \quad (3.5.13)$$

ここで、 k はカルマン定数であり、値として0.41を使用する。
 z_e は有効表面粗度である。有効表面粗度 z_e は粗度長と波が引き起こす応力 τ_w と表面応力 $\tau = \rho_a |U_*| U_*$ に依存している。

3.5.3 エネルギー散逸項

エネルギー散逸は、白波によるエネルギー散逸と海底摩擦によるエネルギー散逸、水深が引き起こす砕波によるエネルギー散逸の和で表される。

$$S_{ds} = S_{ds,w} + S_{ds,bf} + S_{ds,br} \quad (3.5.14)$$

次に白波によるエネルギー散逸 $S_{ds,w}$ 、海底摩擦によるエネルギー散逸 S_{bf} 、水深が引き起こす砕波によるエネルギー散逸 $S_{ds,br}$ の順番に説明をする。

(a) 白波によるエネルギー散逸 $S_{ds,w}$

SWAN モデルにおける白波作用は Hasselmann(1974)によって公式化され、WAMDI グループ(1988)によって再公式化され、次式が用いられている。

$$S_{ds,w}(\sigma, \theta) = -\Gamma \tilde{\sigma} \frac{k}{\tilde{k}} E(\sigma, \theta) \quad (3.5.15)$$

ここで、 Γ は全体の波形勾配に依存する係数、 $\tilde{\sigma}$ は平均振動数、 \tilde{k} はそれぞれの平均波数である。全体的な波形勾配に依存する係数 Γ は以下の様に表される。

$$\Gamma = \Gamma_{KJ} = C_{ds} \left(\left(1 - \delta \right) + \delta \frac{k}{\tilde{k}} \right) (\tilde{s}/s_{PM})^p \quad (3.5.16)$$

ここで、 C_{ds} 、 δ 、 p は波長可変係数、 \tilde{s} は全体の波形勾配、 s_{PM} は Pierson-Moskowitz スペクトル $s_{PM} = (3.02 \times 10^{-3})^{1/2}$ である。

このモデルでの波長可変係数は Komen らや Janssen によって得られたものである。SWAN における白波砕波は $C_{ds} = 4.10 \times 10^{-5}$ を用いる Janssen(1992)の理論と、 $C_{ds} = 2.36 \times 10^{-5}$ を用いる Komen(1984)の式を設定により選択できる。そして、 $\delta = 0.5$ 、 $p = 4$ を使用している。

全体の波形勾配 \tilde{s} は以下の様に定義される。

$$\tilde{s} = \tilde{k} \sqrt{E_{tot}} \quad (3.5.17)$$

ここで、 E_{tot} は全波エネルギーである。平均振動数 $\tilde{\sigma}$ 、それぞれの平均波数 \tilde{k} 、及び全波エネルギー E_{tot} を以下の様に表せる。

$$\tilde{\sigma} = \left(\frac{1}{E_{tot}} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{1}{\sigma} E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta \right)^{-1} \quad (3.5.18)$$

$$\tilde{k} = \left(\frac{1}{E_{tot}} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{1}{\sqrt{k}} E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta \right)^{-2} \quad (3.5.19)$$

$$E_{tot} = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta \quad (3.5.20)$$

(b)海底摩擦によるエネルギー散逸 S_{bf}

SWAN モデルに使用されている海底摩擦式は、Hasselmann らによる JONSWAP の実験式、Collins(1972)の抵抗法則式、Madsen らの渦粘性式の 3 つの内から選択できる。これらの式から、海底摩擦による散逸項は式(3.5.21)で定義され、以下の様に表される。

$$S_{ds, b}(\sigma, \theta) = -C_{bottom} \frac{\sigma^2}{g^2 \sinh^2(kd)} E(\sigma, \theta) \quad (3.5.21)$$

ここで、 C_{bottom} は海底摩擦係数であり、一般的に海底軌道運動 U_{rms} に依存する。Collins の式では JONSWAP の経験式中の摩擦係数 C_{bottom} を海底面での水粒子軌道運動を表す U_{rms} の関数として次式で定義している。

$$C_{bottom} = C_{fw} g U_{rms}$$

ここに、 $C_{fw}=0.015$ であり、 U_{rms} は次式から求められ、海底軌道運動 U_{rms} は以下の様に表される。

$$U_{rms}^2 = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{\sigma^2}{\sinh^2(kd)} E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta \quad (3.5.22)$$

Madsen らも JONSWAP と同様な式を導いているが、彼らは摩擦係数に底面の租度長と現場の波浪状況を考慮し、

$$C_{bottom} = f_{wr} \frac{g}{\sqrt{2}} U_{rms} \quad (3.5.23)$$

としている。ここに、 f_{wr} は無次元租度係数であり、

$$\frac{1}{4\sqrt{f_{wr}}} + \log_{10} \left[\frac{1}{4\sqrt{f_{wr}}} \right] = m_f + \log_{10} \left[\frac{a_b}{K_N} \right] \quad (3.5.24)$$

である。また、 $m_f=0.08$ であり、 a_b は近底面逸脱振幅であり、

$$a_b^2 = 2 \iint \frac{1}{\sinh^2(kd)} E d\sigma d\theta \quad (3.5.25)$$

を表し、 $K_N (=0.05\text{m})$ は底面粗度長スケールである。但し、 $a_b/K_N < 1.57$ の場合は $f_w = 0.30$ とする。波にうねりが起きている場合は、Hasselmann らが JONSWAP の実験結果から $C_{bottom} = 0.038\text{m}^2/\text{s}^3$ を求めている。

(c) 水深が引き起こす砕波によるエネルギー散逸 $S_{ds,br}$

波浪が浅海領域に侵入すると、浅水変形によって波高が増大し、そしてさらに浅い領域では、波頂部分に不安定が生じて波は砕波になる。そしてこの浅水砕波が生じると、白波砕波と同様に、波動エネルギーは乱れエネルギーとして消費され波高が減衰する。

水深が引き起こす砕波で発生する不規則波のエネルギー散逸モデルについて、SWAN モデルでは Battjes and Janssen(1978) の bore-based モデルを基に次式で定義される。

$$S_{ds, br}(\sigma, \theta) = \frac{D_{tot}}{E_{tot}} E(\sigma, \theta) = -\frac{\alpha_{BJ} Q_b \bar{\sigma}}{\beta^2 \Pi} E(\sigma, \theta) \quad (3.5.26)$$

この式は、方向スペクトルを含む Eldeberky and Battjes の式を拡大適用し、SWAN モデルでの単位時間あたりのスペクトル成分による散逸を求めるものである。ここに、 D_{tot} は、砕波による平均エネルギー散逸であり、砕波 D_{tot} による単位水平面積辺りの平均エネルギー散逸率は次式で示される。

$$D_{tot} = -\frac{1}{4} \alpha_{BJ} Q_b \left(\frac{\bar{\sigma}}{2\Pi} H_m^2 \right) = \alpha_{BJ} Q_b \bar{\sigma} \frac{H_m^2}{8\Pi} \quad (3.5.27)$$

ここで、 α_{BJ} はチューニングパラメーターで、 $\alpha_{BJ} = 1$ 、 Q_b は砕波率で砕波の割合を表す。砕波の割合 Q_b は、波がレイリー分布 ($p(x) = x/\sigma^2 \exp(-x^2/2\sigma^2): 0 \leq x$ とする) に従い、ある波高で全ての波が砕波すると仮定して次式で定義される。そして $\bar{\sigma}$ は平均振動数である。

$$\frac{1-Q_b}{\ln Q_b} = -8 \frac{E_{tot}}{H_{max}^2} \quad (3.5.28)$$

ここで、 H_{max} は任意の水深において波が存在し得る最大波高である。 E_{tot} は全エネルギー量であり、平均振動数 $\bar{\sigma}$ は次式で表される。

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{E_{tot}} \int_0^{2\Pi} \int_0^\infty \sigma E(\sigma, \theta) d\sigma d\theta \quad (3.5.29)$$

SWAN モデルでは水深による波の砕波率は以下の様に表される。

$$\begin{aligned}
 Q_b &= 0 & \text{for } \beta &\leq 0.2 \\
 Q_b &= Q_0 - \beta^2 \frac{Q_0 - \exp((Q_0 - 1)/\beta^2)}{\beta^2 - \exp((Q_0 - 1)/\beta^2)} & \text{for } 0.2 < \beta < 1 \\
 Q_b &= 1 & \text{for } \beta &\geq 1
 \end{aligned} \tag{3.5.30}$$

ここで、 β は波高比である。 $\beta = H_{rms}/H_{max}$ である。 Q_0 は β の値によって異なり、以下の様に表される。

$$\begin{aligned}
 Q_0 &= 1 & \text{for } \beta &\leq 0.5 \\
 Q_0 &= (2\beta - 1)^2 & \text{for } 0.5 < \beta \leq 1
 \end{aligned} \tag{3.5.31}$$

3.5.4 非線形波浪相互作用によるエネルギー輸送項

非線形波浪相互作用によるエネルギー輸送は、4波共鳴波浪相互作用と3波共鳴波浪相互作用の和で表される。

$$S_{nl} = S_{nl4} + S_{nl3} \tag{3.5.32}$$

次に4波共鳴波浪相互作用 S_{nl4} 、3波共鳴波浪相互作用によるエネルギー輸送項 S_{nl3} の説明をする。

(a) 4波共鳴波浪相互作用 S_{nl4}

海洋で発生した波浪は、発達・伝播する過程で一般に波長が長くなる傾向を示す。これは波浪の成分波間での非線形相互作用により成分波同士でのエネルギー輸送が生じたためである。この非線形相互作用によるエネルギー輸送は波浪成分間でのエネルギー授受であるため各成分波のエネルギーは変化するものの波浪の全エネルギーは変化しない。したがって、全エネルギーから直接算出される有義波高は変化しないが、風波のスペクトル形状は、この線形相互作用により影響を受ける。

第3世代波浪推算モデルは、波浪成分間での非線形相互作用によるエネルギー輸送を的確に算出する事により、波浪方向スペクトル形を規定せずに推定できるのが最大の特徴である。非線形相互作用によるエネルギー輸送を評価するために第3世代波浪推算モデルはスペクトル形を規定する必要がなく、海上風が急激に変動する場や2方向波浪場も適切に再現できる。

深海域では4組の成分波の干渉がスペクトルの発達に影響する。干渉により波のエネルギーは低周波数及び高周波数へ移行し、白波によって高周波エネルギーが散逸するので、ピーク周波数は低周波数側に移動する。

深海条件における4波波浪成分間での非線形相互作用によるエネルギー輸送は Hasselmann(1963)により導かれたが、共鳴条件を満たす波浪成分波の組み合わせの自由度が1つでも組合せは無数にあるので、無数にある共鳴条件を満たす波浪成分波の組合せのうち、代表的な1組の組合せによる演算で非線形相互作用を近似する手法が用いられている。

4波共鳴波浪相互作用による手法は、離散相互作用近似(Discrete Interaction Approximaton,DIA)と呼ばれる離散相互作用近似法で求められている。離散相互作用近似法では2個の波数による4波共鳴と考えられ、その振動数は以下の様に表される。

$$\begin{aligned}\sigma_1 &= \sigma_2 = \sigma \\ \sigma_3 &= \sigma(1+\lambda) = \sigma^+ \\ \sigma_4 &= \sigma(1-\lambda) = \sigma^-\end{aligned}\tag{3.5.33}$$

ここで、 λ は一定の定数であり $\lambda=0.25$ である。また、第1波目の4波共鳴の境界条件を満足させる為に、振動数 σ_3 、 σ_4 の波数ベクトルは、振動数 σ_1 、 σ_2 の波数ベクトルと同一であり、 $\theta_1=-11.5^\circ$ 、 $\theta_2=33.9^\circ$ である。第2波目の4波共鳴は第1波と同じである。しかし、離散相互作用近似法を用いないならば、 $S_{nl4}^*(\sigma, \theta)$ は以下の様に表される。

$$S_{nl4}(\sigma, \theta) = S_{nl4}^*(\sigma, \theta) + S_{nl4}^{**}(\sigma, \theta)\tag{3.5.34}$$

ここで、 S_{nl4}^* は第1波目の4波共鳴、 $S_{nl4}^{**}(\sigma, \theta)$ は第2波目の4波共鳴に相当する。また、 S_{nl4}^* は次式で表される。

$$S_{nl4}^*(\sigma, \theta) = 2\delta S_{nl4}(\alpha_1\sigma, \theta) - \delta S_{nl4}(\alpha_2\sigma, \theta) - \delta S_{nl4}(\alpha_3\sigma, \theta)\tag{3.5.35}$$

上式中の係数は、 $\alpha_1=1$ 、 $\alpha_2=(1+\lambda)$ 、 $\alpha_3=(1-\lambda)$ である。また、それぞれの項は次のように表される。(i=1, 2, 3) :

$$\begin{aligned}S_{nl4}(\alpha_i\sigma, \theta) = \\ C_{nl}(2\Pi)^2 g^{-4} \left(\frac{\sigma}{2\Pi}\right)^{11} \left[E^2(\alpha_i\sigma, \theta) \left(\frac{E(\alpha_i\sigma^+, \theta)}{(1+\lambda)^4} \right) + \left(\frac{E(\alpha_i\sigma^-, \theta)}{(1-\lambda)^4} \right) \right] \\ - 2 \frac{E(\alpha_i\sigma, \theta) E(\alpha_i\sigma^+, \theta) E(\alpha_i\sigma^-, \theta)}{(1-\lambda^2)^4}\end{aligned}\tag{3.5.36}$$

の様に表すことが出来る。ここで、 $C_{nl4}=3 \times 10^7$ である。また、有限水深における4波共鳴から、深海における4波共鳴に置き換える場合、その時の比例係数

を R とすると、以下の様に置き換えることが出来る。

$$S_{nl4, \text{finitedepth}} = R(k_p d) S_{nl4, \text{infinitedepth}} \quad (3.5.37)$$

比例定数 R は以下の様に表される。

$$R(k_p d) = 1 + \frac{C_{sh1}}{k_p d} (1 - C_{sh2} k_p d) \exp(C_{sh3} k_p d) \quad (3.5.38)$$

k_p は JONSWAP スペクトルのピーク波数であり, $C_{sh1}=5.5$, $C_{sh2}=6/7$, $C_{sh3}=-1.25$ である. 浅水深の場合では, $k_p d \rightarrow 0$ となり, $R(k_p d)$ の最大値は, $R(k_p d)=4.43$ となる. 任意の形状スペクトルの場合, モデルの構造安定性を高めるために, ピーク波数 k_p は $k_p = 0.75 \tilde{k}$ (平均 k) (Komen et al.1994) と置き換えられる.

(b) 3 波共鳴波浪相互作用によるエネルギー輸送項 S_{nl3}

3 波共鳴波浪相互作用によるエネルギー輸送は極浅海域において重要な物理現象であり, これを考慮しているのが浅海波浪推算モデル SWAN の特徴である. 浅海域では 3 波共鳴が重要な役割を果たし, この 3 波共鳴の過程によるエネルギー遷移によって, 波浪スペクトルは変化し, 波の発達や減衰に大きな影響を与える.

Eldeberky and Battjes(1995)の離散 3 波共鳴波浪相互作用を一部使用した Eldeberky(1996) の 3 波共鳴波浪相互作用集合での LTA(Lumped Triad Approximation)近似が SWAN モデルでは使われている. その方向スペクトルは以下の様に表される.

$$S_{nl3}(\sigma, \theta) = S_{nl3}^+(\sigma, \theta) + S_{nl3}^-(\sigma, \theta) \quad (3.5.39)$$

ここで, $S_{nl3}^+(\sigma, \theta)$ と $S_{nl3}^-(\sigma, \theta)$ は以下の式で表される.

$$S_{nl3}^+(\sigma, \theta) = \max \{0, \alpha_{EB} 2\pi c c_g J^2 |\sin(\beta)| \{E^2(\sigma/2, \theta) - 2E(\sigma/2, \theta)E(\sigma, \theta)\}\} \quad (3.5.40)$$

$$S_{nl3}^-(\sigma, \theta) = -2S_{nl3}^+(2\sigma, \theta) \quad (3.5.41)$$

である.

ただし, α_{EB} は波長可変比例定数で通常 0.1, J は相互作用係数である. β は各成分間での 3 次オーダー相関関数のバイスペクトルの位相角であり, Ursell 数 U_r を用いてパラメタライズされている. β とアーセル数 U_r は,

$$\beta = -\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} \tanh\left(\frac{0.2}{U_r}\right), \quad U_r = \frac{g}{8\sqrt{2}\pi^2} \frac{H_s \bar{T}^2}{h^2} \quad (3.5.42)$$

で求められる。ここで $\bar{T} = 2\pi/\bar{\sigma}$ とし、 $0.1 \leq U_r \leq 10$ の時 3 波共鳴波浪相互作用で解析される。

長波を記述するパラメーターとして、波高水深比 ε 、相対水深 σ およびこれらのパラメーターを結びつけた Ursell 数 $U_r(\varepsilon/\sigma)$ が用いられる。波高水深比は非線形性の強さ、相対水深は鉛直方向加速度（分散性）の目安を与える指標である。

長波を Ursell 数で分類すると、 $U_r \ll 1$ のときは線形理論、 $U_r \gg 1$ のとき浅水理論、 $U_r \sim 1$ のとき非線形分散波理論となる。相互作用係数 J は Madsen と Sørensen(1993) より、

$$J = \frac{k_{\sigma/2}^2 (gh + 2c_{\sigma/2}^2)}{k_{\sigma} h (gh + \frac{2}{15} gh^3 k_{\sigma}^2 - \frac{2}{5} \sigma^2 h^2)} \quad (3.5.43)$$

で求められる。

3.5.5 回折作用と風から波へのエネルギー輸送による Lalbeharry 修正

ここでは、回折作用と Lalbeharry による修正について説明する。

a) 回折作用

単純な場合、水の流れはないと仮定され、(3.5.1) の c_{σ} は $c_{\sigma} = 0$ と出来る。回折がない場合の地理的及びスペクトル空間中の伝播速度を $c_{x,0}$ 、 $c_{y,0}$ 、 $c_{\theta,0}$ とすると、以下の様に表される。

$$C_{x,0} = \frac{\partial \omega}{\partial k} \cos(\theta), \quad C_{y,0} = \frac{\partial \omega}{\partial k} \sin(\theta), \quad C_{\theta,0} = -\frac{1}{k} \frac{\partial \omega}{\partial h} \frac{\partial h}{\partial n} \quad (3.5.44)$$

ここで、 k は波数、 n は垂直波線である。

これらの式がアイコナル方程式(eikonal equation)に従うと考えると、以下の様に表される。

$$K^2 = k^2 (1 + \delta) \quad (3.5.45)$$

$$\delta = \frac{\nabla(cc_g \nabla H_s)}{cc_g H_s} \quad (3.5.46)$$

H_s は波の場であり、 $E(x, y)$ は H_s^2 のトータルエネルギーである。

ここで、 δ は回折変数である。回折がある場合の伝播速度は以下の様に表される。

$$C_x = C_{x,0} \bar{\delta}, \quad C_y = C_{y,0} \bar{\delta}, \quad C_{\theta} = C_{\theta,0} \bar{\delta} - \frac{\partial \bar{\delta}}{\partial x} C_{y,0} + \frac{\partial \bar{\delta}}{\partial y} C_{x,0} \quad (3.5.47)$$

ここで、 $\bar{\delta} = \sqrt{1 + \delta}$ である。

b) Lalbeharry による修正

SWAN には、風から波へのエネルギー伝達、白波によるエネルギー散逸に対して、WAM Cycle-3 あるいは WAM Cycle-4 のどちらかの物理モデルを選べるオプションがある。WAM Cycle-3 は Komen ら(1984) の定式化を採用しており、Cycle-4 では Janssen (1989) による風と波の干渉を考慮した定式化を採用している。また、WAM には数値的に安定であるように、Hersbach・janssen(1999) による以下のリミッターの式(3.5.49)が設けられている。

SWAN のソース項は Phillips の線形増幅機構（共鳴理論）が入っており、リミッターは Ris (1997) による式(3.5.48)が用いられている。この式で α_{PM} は Phillips の定数、 c_g は群速度である。SWAN は WAM Cycle-4 の物理モデルを取り入れているが、shift growth parameter $z_\alpha=0.01$ が省かれており、また Hersbach・Janssen (1999) のリミッターの代りに Ris (1997) のそれが使われているといったように、完全には WAM Cycle-4 と整合性が取れていない。そこで、Lalbeharry et al.(2004) は SWAN に z_α を加えるとともに、リミッターには Hersbach・janssen (1999) を用いるように修正した。この修正を行うと、オリジナルの SWAN モデルに比べて、追算結果は観測結果と整合性が良くなることを示した。

Lalbeharry らは SWAN モデルに使われている作用密度スペクトルの最大変化 $\Delta N(\sigma, \theta)_{max}$ を次の式(3.5.48)から式(3.5.49)に変更している。

$$|\Delta N(\sigma, \theta)_{max}|=(0.1\alpha_{PM})/(2\sigma k^3 c_g) \quad (3.5.48)$$

$$|\Delta N(\sigma, \theta)_{max}|= (2\pi)^2 \times 3.0 \times 10^{-7} g u_* \sigma_c \Delta t / (\sigma^3 k) \quad (3.5.49)$$

N は波作用量、 σ は相対角周波数、 θ は波向、 g は重力加速度、 u_* は摩擦速度、 σ_c は限界相対角周波数、 Δt は計算時間間隔、 k は波数である。

風から波へのエネルギー輸送には janssen(1991)モデルに Lalbeharry ら(2004)による修正を施す方法が良いことを示した。Tom らはその有用性を確認しており、本研究で用いた SuWAT モデルにもこの修正が適用されている。

3.6 高潮・波浪計算モデルの結合過程

結合モデルは、計算に使われるネスティング領域の数と同じ数のサブ結合モデルから構成される。サブ結合モデルでは、潮汐・高潮計算には非線形波長近似式を使用し、波浪計算には SWAN モデルを使用する。それぞれの領域を担当するサブ結合モデルで計算が進められ、任意の時間毎に、粗い計算領域から細かい計算領域に対して、細かい計算領域の境界部分で成分補完が行われる。各結合モデルでは、計算を独立に行うことが出来る。その為、SuWAT では各領域

間の計算ステップをずらすことで、各領域の計算をM P I (Message Passing Interface)によって並列計算している。粗い計算領域と細い計算領域の格子間隔比は、補完誤差を最少にするため 1/2 から 1/3 とすることが推奨されている。

次に図 3-1 に示すのが SuWAT モデルの構造である。潮汐による水位変動を考慮しないこととすると図 3-2 となる。まず、WRF もしくは台風モデルから、気圧と風のデータを取得する。潮汐・高潮モデルでは風と気圧が入力され、波浪モデルでは風が入力される。潮汐・高潮モデルの計算がまず行われ、任意の時間で水位と流れを波浪モデルに渡す。次に波浪モデルで計算が行われ、任意の時間で海面抵抗係数とラディエーションストレスを、潮汐・高潮モデルに渡す。ネスティング境界部では、次の領域に対して水位と波浪スペクトルが渡される。第 2 領域を担当するサブ結合モデルでは、開境界で第 1 領域からのデータを反映し、第 1 領域と同様の計算が行われる。これが順次第 N 領域まで行われる。

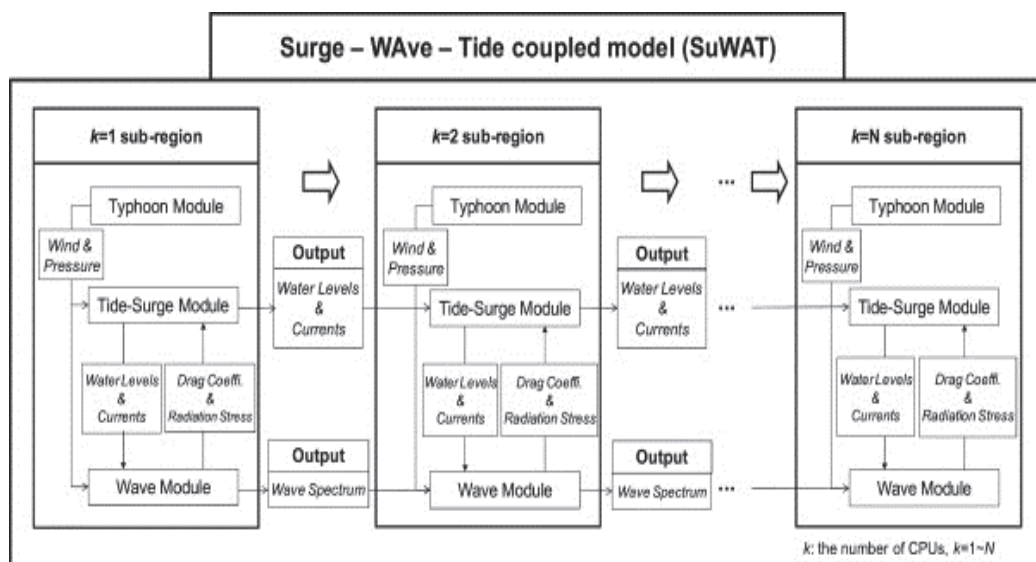


図 3-1 結合モデルの構造

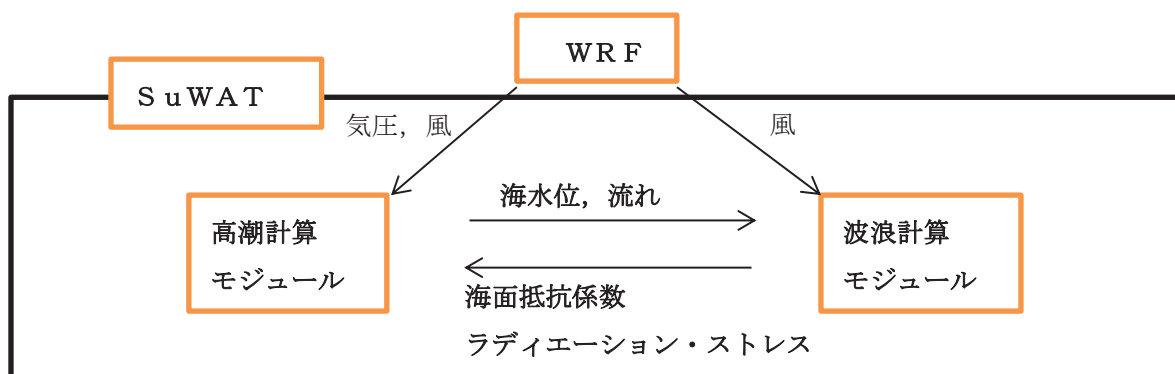


図 3-2 高潮・波浪における双方向結合モデル

第4章 台風通過後の異常高潮の発生メカニズム

4.1 気象場の計算条件

ここでは、山陰沿岸域の高潮推算に対して適切な気象モデルを限定するため、気象場の計算モデルとして WRF と台風モデルを用いることにした。

WRF による計算領域のダウンスケーリングにあたっては、2つのケースを検討した。1つ目は6段階の計算領域中に示す第1領域から第3領域まで two-way ネスティングし、第1領域のみナudgingを行う(この条件を WRF-NF とする)。この条件を用いると、6時間毎に計算領域で FNL 再解析データに対する同化がなされるため、より観測値に近い値が算出されることが期待される。2つ目の全領域に対してナudgingを行う条件 (WRF-NA と称す) では、WRF-NF で行った処理に加えて、第2・第3領域でも4次元同化処理を行う。領域間は同様にネスティングをする。WRF 計算での格子間隔は、後述する高潮の計算格子に合わせるため、第1領域では 12150m、第2領域では 4050m、第3領域では 1350m、第4領域では 450m、第5領域では 150m、第6領域では 50m に設定した。

台風モデルでは、経験的台風モデルとして、風場には藤井・光田モデル(FM)と略すを用い、気圧場は Myers の式を用いた。台風期間中に全国 148 箇所で観測された海面気圧から最大風速半径を決定して、パラメータに用いた。

日本海沿岸に位置する境港を対象に、2004年の台風18号(台風0418号)および2003年の台風14号(台風0314号)が来襲した際の高潮再現計算を行った。太平洋および日本海から境港までを解析対象とし、格子間隔比3:1で6段階のネスティングを適用した地形データを用い、MPI (Message Passing Interface) によって各領域を並列計算した。6段階の計算領域を図4-1と図4-2に示す。

実際の高潮計算を行う前に、気象場の初期値を初期条件として、spin-up計算を約240時間行った。その後、気象モデルWRFによって解析された気象場をそのまま読み込む、あるいは台風モデルによって台風による気圧低下と風を海面に作用させて、高潮の計算を行った。

全計算領域の格子サイズと水深によるクーラン条件(一般的に時間刻み Δt の間に状態量 ϕ の移動できる距離は、格子幅1個分未満としなくてはならない制約条件)を満足するために、高潮計算のタイムステップは1sに設定した。波浪計算の Δt は900sに設定し、モデル間の情報交換は900s間隔とした。

また、数値計算の条件として、実験ケースを①WRF-NA-WDC,②WRF-NA-HD,③WRF-NF-WDC,④WRF-NF-HDの4つのケースと⑤FM-WDC,⑥FM-HDの2つのケース計6つのケースとし、①, ②の気象条件をWRF Nudging All,③, ④の気象

条件をWRF Nudging 1st, ⑤, ⑥の気象条件をFM(超傾度風を考慮した光田・藤井モデルとMyersモデルによる経験的台風モデル)(SGW : Super Gradient Wind))とした。

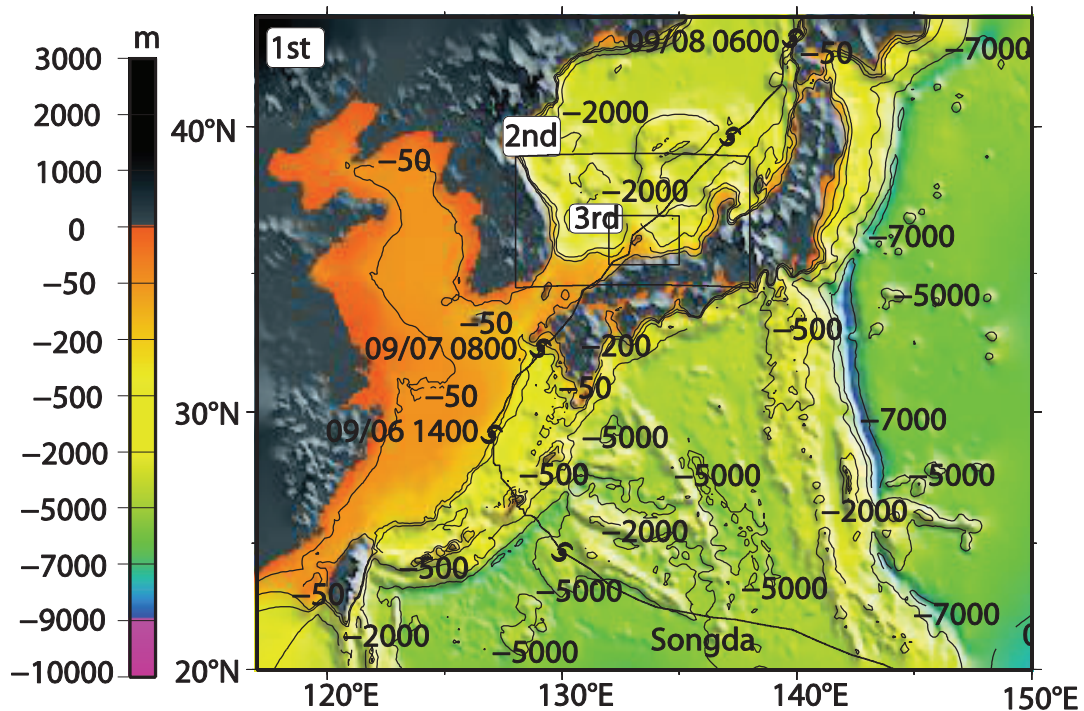


図4-1 WRF · SuWAT計算領域 (第1段階～第3段階)

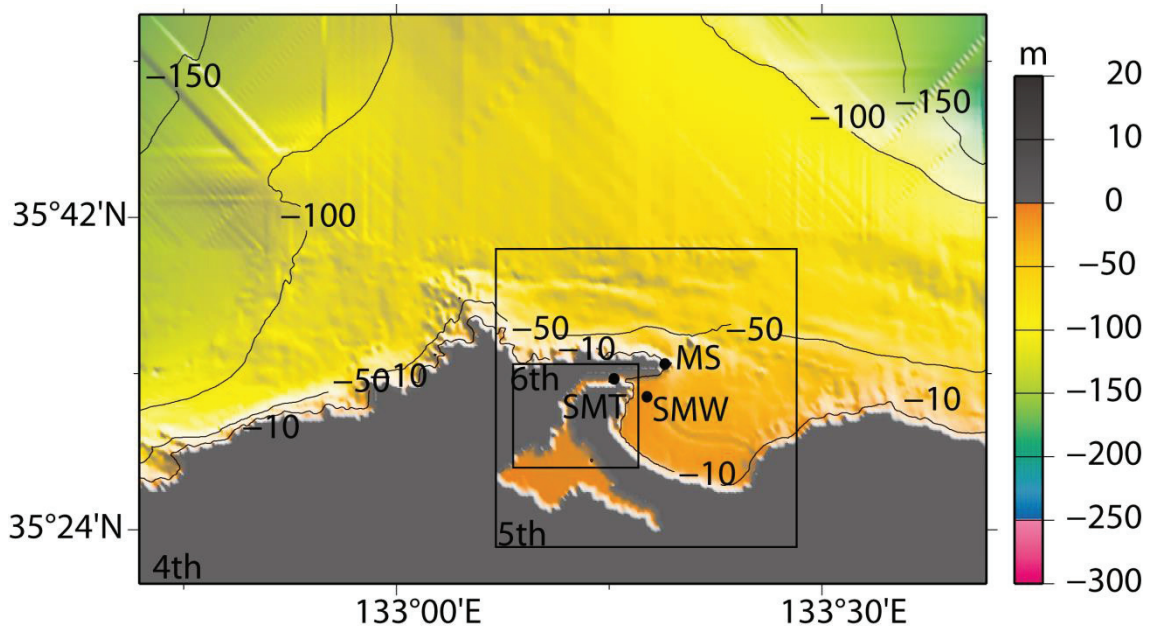


図4-2 WRF · SuWAT計算領域 (第4段階～第6段階)

風応力パラメータ(Wind stress parameter)を ①波依存抗力係数(Wave dependent drag coefficient) ②本多・光易式(Honda and Mitsuyasu formulae)③波依存抗力係数(Wave dependent drag coefficient) ④本多・光易式(Honda and Mitsuyasu formulae)⑤波依存抗力係数(Wave dependent drag coefficient) ⑥本多・光易式(Honda and Mitsuyasu formulae)とし、海面抵抗摩擦係数の取り扱いについて、波の影響を考慮したJanssen の手法と経験式である本多・光易式の2種類を、それぞれ気象場WRF-NF, WRF-NAおよびFMに対して用いることにした。条件名は、例えば全領域でナudgingをし、摩擦係数にはJanssenモデルを用いる場合をWRF-NA-WDCと示し、実験ケースを表4-1に示す。

表4.1 数値計算の条件

実験ケース	気象場の条件	Wind stress parameter
WRF-NA-WDC	WRF Nudging All	Wave dependent drag coefficient
WRF-NA-HD		Honda and Mitsuyasu formulae
WRF-NF-WDC	WRF Nudging 1st	Wave dependent drag coefficient
WRF-NF-HD		Honda and Mitsuyasu formulae
FM-WDC	FM (SGW)	Wave dependent drag coefficient
FM-HD		Honda and Mitsuyasu formulae

4.2 気象場の解析結果

4.2.1 気圧に関する解析結果

WRFとFMから予測した気象場と、台風0418号の来襲時の日本海沿岸での気圧と風に関する図4-3に示す19箇所の観測値との比較を行った。観測点は出雲日御碕、三度埼、西郷岬、美保関、長尾鼻、経ヶ岬、越前岬、立石岬、鳥ヶ首岬、伏木指向灯、沢崎鼻、弾埼、飛島、秋田北防波堤、入道崎、鱸作崎灯台、松前小島、松前、龍飛埼の19箇所でその観測点の番号を示す。

気圧の場合、9箇所で観測され、観測値から海面気圧に変換したものとWRF-NF, WRF-NAおよびFMの解析結果との相関係数を図4-4に示す。WRFを用いた場合、

相関係数が平均0.99と高い相関関係が得られた。WRF-NFを用いた場合もWRF-NAの場合も、同じような結果が得られた。しかし、FMを用いた場合、0.92から0.80まで相関係数の変化幅が広く、平均0.84であった。特に、日本海西側より東側の相関性が良くなかった。

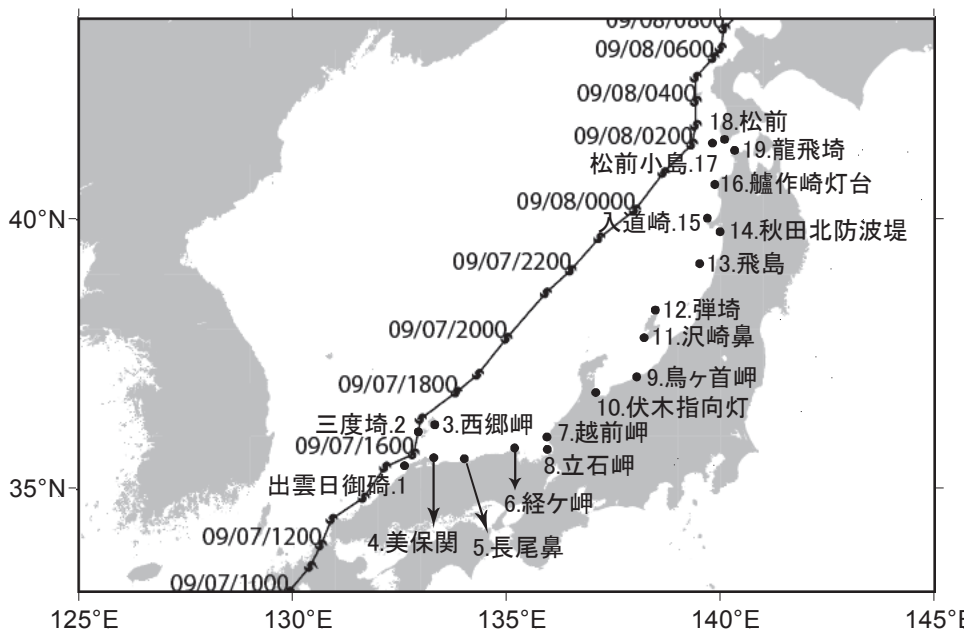


図4-3 比較に用いた気象観測

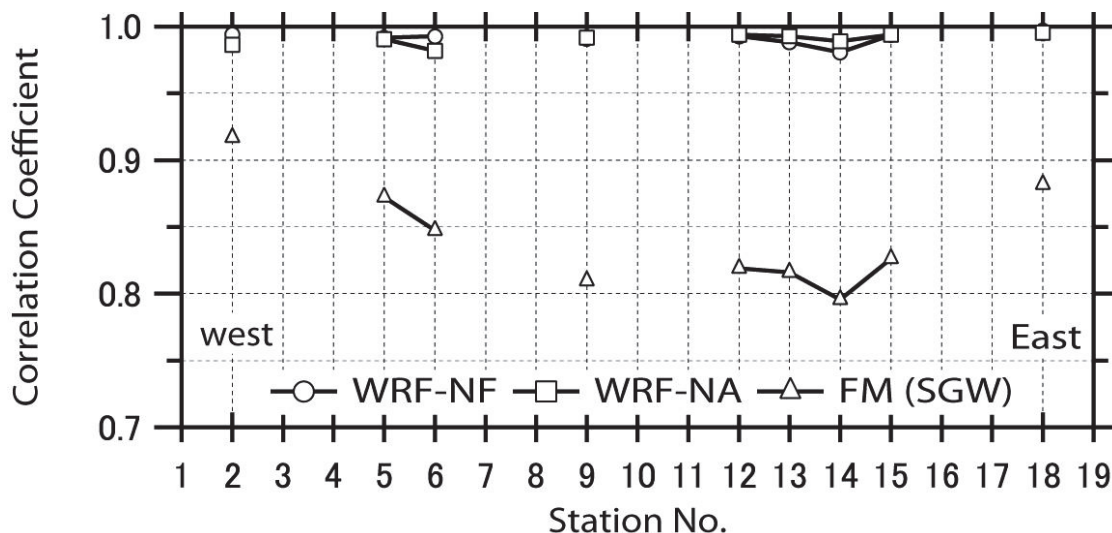
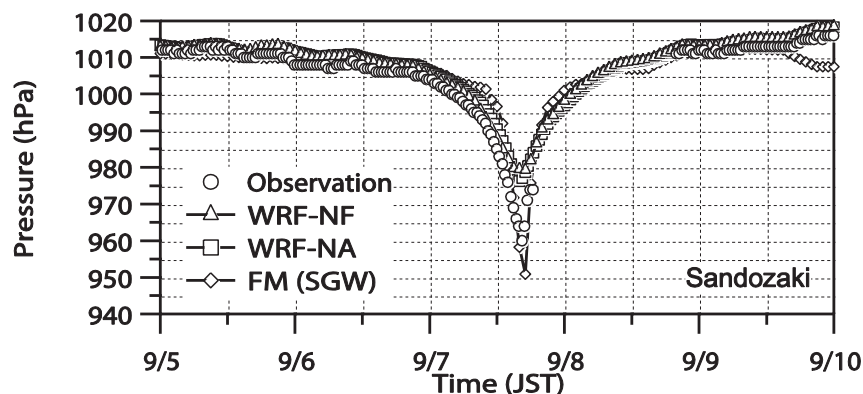


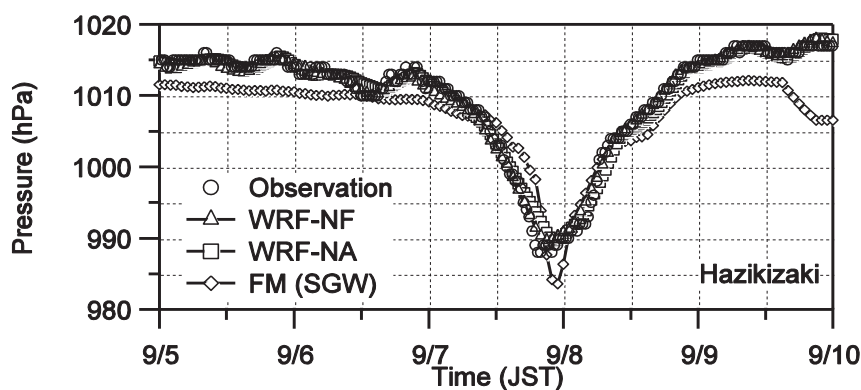
図4-4 海面気圧の解析値と観測値の相関係数

また、観測値とWRFおよびFMによる解析結果の時系列比較の一例として、三度埼と弾埼での結果を図4.5に示す。日本海西側の三度埼における時系列の比較では、最大気圧低下はFMを用いた場合の結果が観測値に近い。WRFを用いた結

果は、最大気圧低下量に少し差がみられるが、時間変化は観測結果と良く一致している。日本海東側の弾埼における時系列をみると、WRFを用いた場合の最大気圧低下量、変化傾向のいずれも、観測結果と良く一致している。



(a) 三度埼



(b) 弾埼

図4-5 海面気圧の解析値と観測値の比較

4.2.2 台風 0418 号を対象とした風速・風向の解析結果

気圧の場合と同じように19箇所の観測値から海面上10m風速に変換したものとWRF-NF, WRF-NAおよびFMの解析結果との相関係数を図4-6に示す。WRF-NF, WRF-NAおよびFMの平均相関係数はそれぞれ0.76, 0.78および0.67であった。地点番号7である越前岬までは、3種類の相関係数はおおよそ同じであるが、地点番号8以降のFMの相関係数は、WRFのそれと比べて小さくなっている。この結果から、WRFによる解析風速はより観測値に近いことがわかる。

また、境港周辺の美保関で観測された、風速や風向の比較を図4-7に示す。図4-7(a)に示す台風接近前後の風速の時系列変化は、WRF-NFやWRF-NAを用いた結果が観測結果と良く一致している。最大風速では、FMによる結果は観測値の1.5倍を上回っている。WRFによる最大風速は、FMの結果に比べ、観測結果を

より良く再現できている。19箇所のすべての観測地点において、以上のような傾向がみられた。風向の時系列変化を示した図4-7(b)では、観測風向が台風の接近時以外にも激しく変化している。このような急変化は、WRF-NFおよびWRF-NAの解析結果にも再現できている。しかし、FMの結果は、台風の接近時を除いて東風や西風の一定な風向となっている。こうした傾向は、19箇所の観測地点においても同様であった。

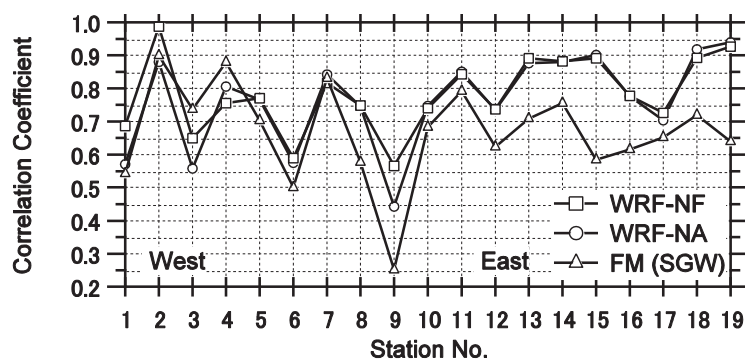
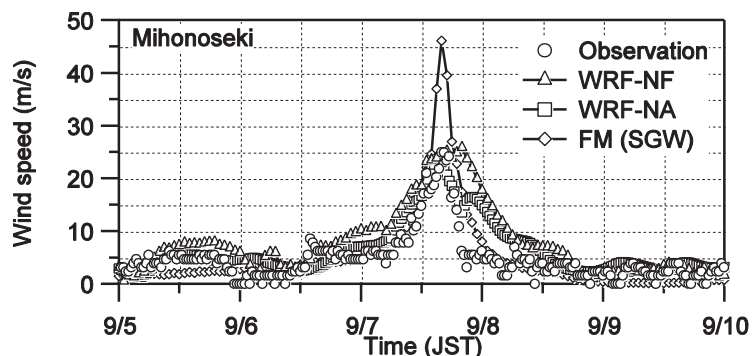
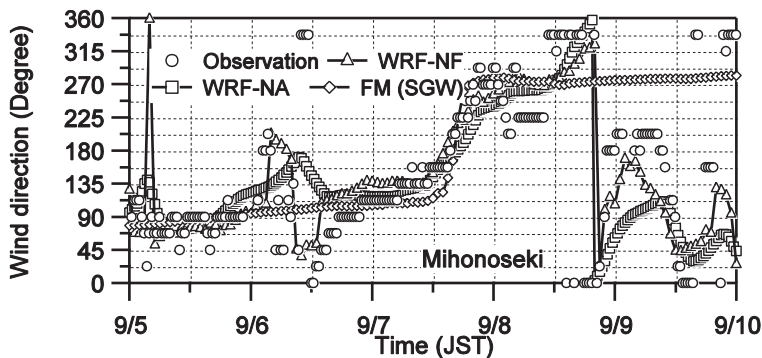


図4-6 海面上10m風速の解析値と観測値の相関係数



(a)海面上10m風速



(b)風向

図4-7 美保関における風速・風向の解析値と観測値の比較

4.2.3 台風 0418 号を対象とした高潮と波の推算結果

図 4-8 は、波浪推算結果である有義波高と周期を示したものである。WRF-NF および WRF-NA の気象外力を用いた波浪推算結果は、観測値の時系列変化と良く一致している。最大有義波高も良く再現されている。最大波高出現後の波高減少時には、WRF-NA を用いた結果が WRF-NF を用いた結果より観測値に近い。周期に関しては、計算結果は 1 次モーメントから求めた周期であるため、観測の有義波周期と比べて小さくなるのは当然としても、観測周期に比べて短く算定された。周期の変化傾向、すなわち、台風の接近前は短く、通過後に長くなった傾向は推算結果でも現れている。

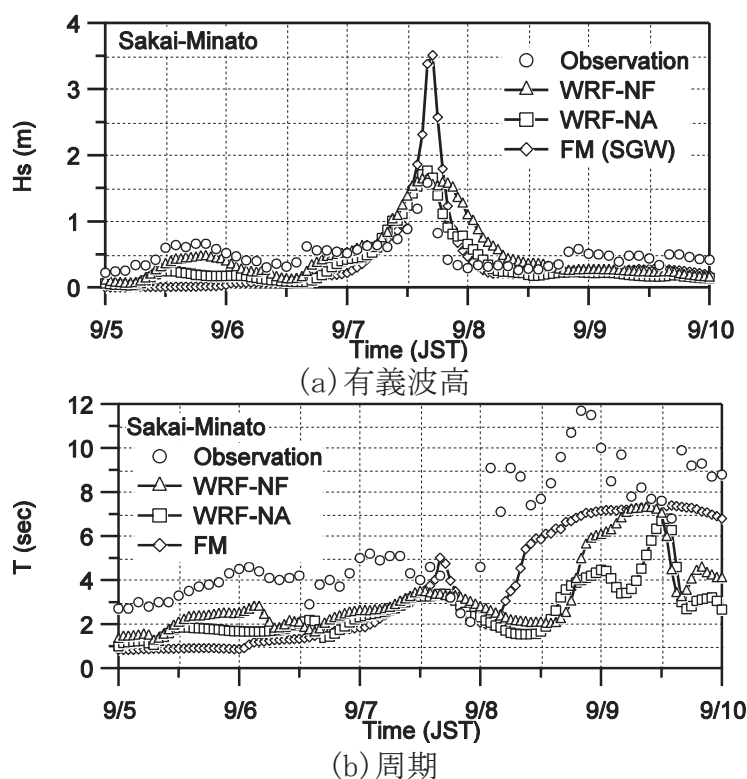
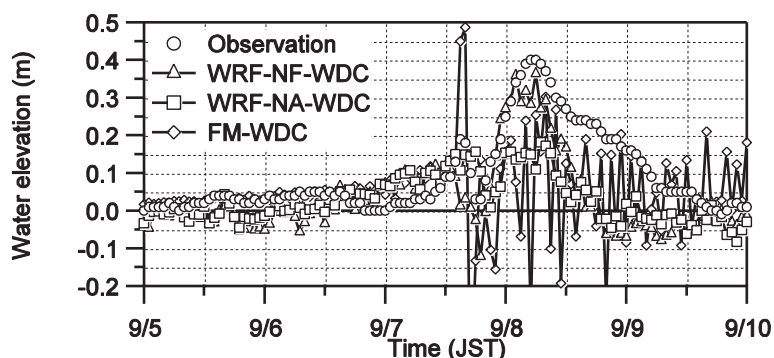


図 4-8 境港における波浪の推算値と観測値の比較

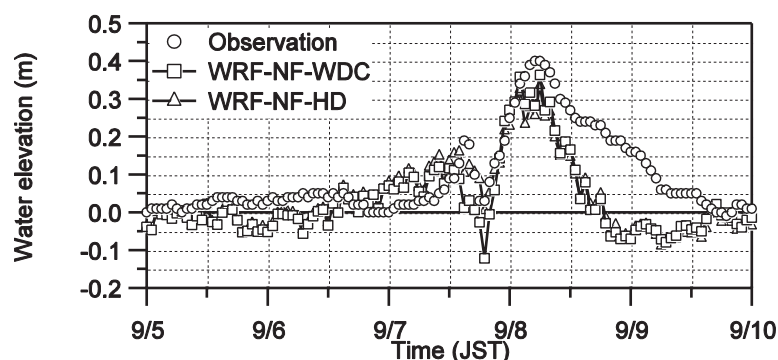
図 4-9(a)~(c)は異なる条件での高潮偏差の推算結果を示したものである。(a) 図は波依存抗力係数(wave dependent drag coefficient)を用いた WRF-NF, WRF-NA および FM による推算結果である。FM の気象場を用いた FM-WDC は、台風接近前までは水位のスムーズな変動が得られたが、ピークに大きな値となった後に発散した。WRF-NF-WDC の場合、台風接近時の 9 月 7 日 17 時頃水位が上昇し、台風通過とともに下降して、8 日 3 時頃に再び最大高潮偏差が発生するのがうまく再現できた。しかし、最大高潮偏差出現後の水位低下が、観測値より急激になっている。

WRF-NA-WDC の場合は、台風通過直後の水位変動は再現できたが、最大高潮偏差の推算結果が、観測値や WRF-NF-WDC の結果より小さくなっている。WRF-NF および WRF-NA による気象場を適用して、異なる風速抵抗係数を用いた場合の高潮推算結果と観測値との比較図を図 4-9(b)および(c)に示す。これらの図から同じ気象場条件を適用した場合、異なる風速抵抗係数を用いても推算結果はほぼ同じであることがわかった。

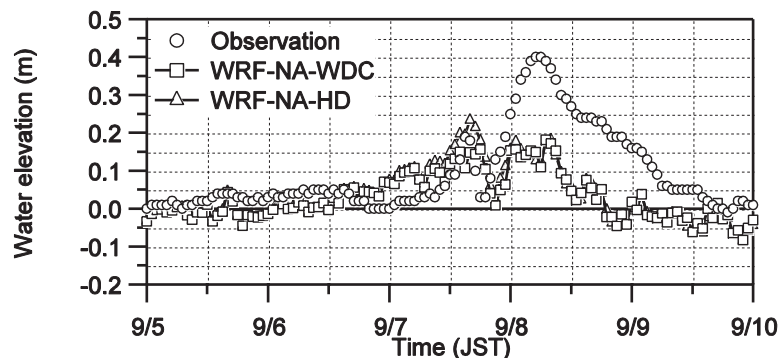
図 4-10(a)~(d)に WRF-NA-WDC による推算結果の水位と風速ベクトルの平面



(a) 3 種類の気象場を用いた高潮偏差結果の比較



(b) WRF-NF 条件下の異なる wind stress parameter を用いた場合



(c) WRF-NA の条件下の異なる wind stress parameter を用いた場合

図 4-9 境港における高潮推算結果と観測値の比較

分布を示す。(a)図に示した台風通過直後の9月7日17時頃、境港周辺の陸上風による水位低下とともに、島根県沿岸での西風および西北風の海上風による水位上昇がみられる。(b)図より22時になると、島根県沿岸で上昇した水位が西風により鳥取県沿岸に伝わっていく。同時に能登半島周辺海域にも水位上昇が発生する。(c)図の8日2時頃には、上昇した水位が境港を通過していく。その後、(d)図のように高潮は境港を過ぎて東側に伝わり、弱くなった風の影響で消滅する。

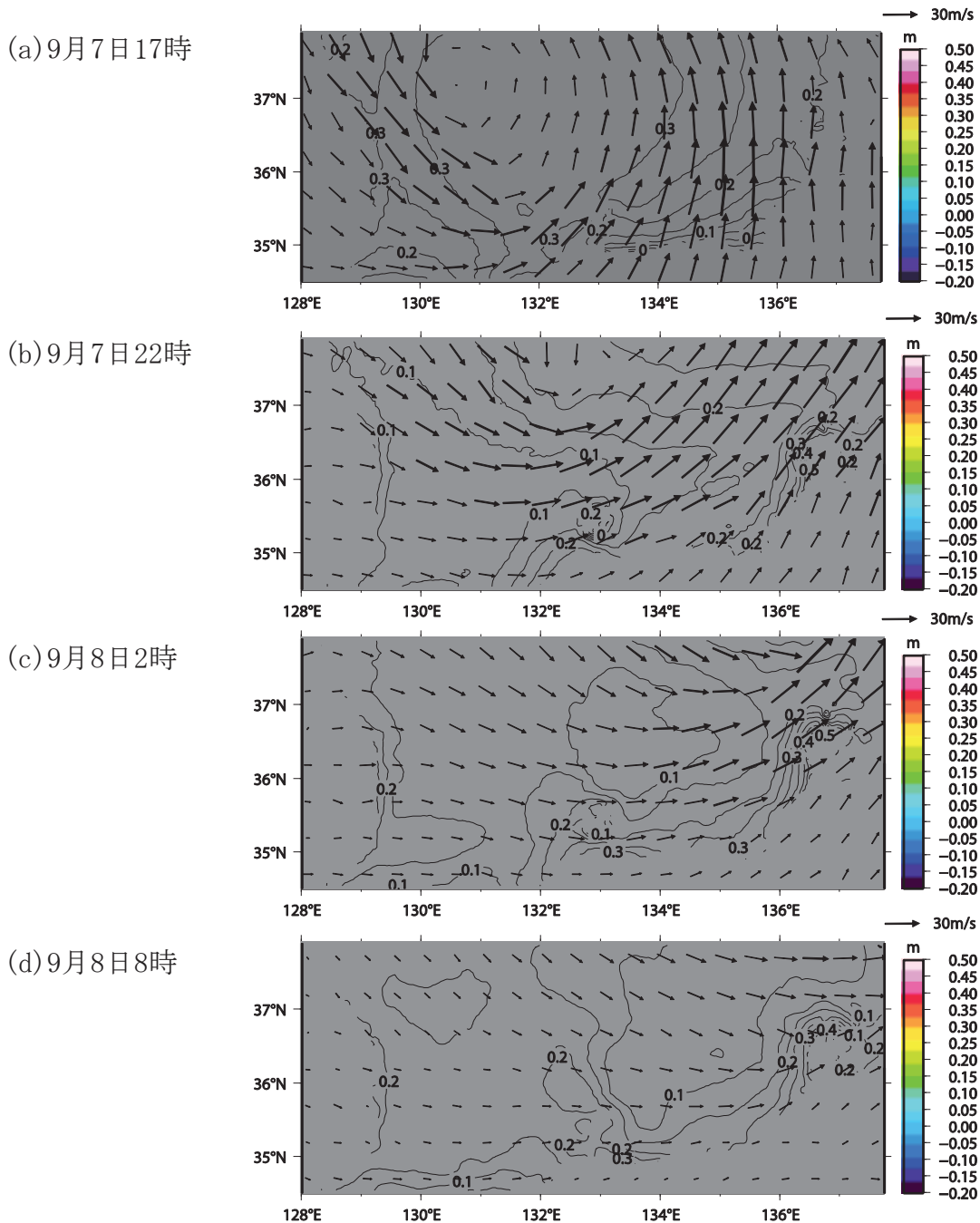


図 4-10 台風 0418 号による風速ベクトルと水位の等値線

4.2.4 台風 0314 号を対象とした高潮と波の推算結果

台風0314号による気象場についても、日本海沿岸の19箇所の観測値と比較したが、台風0418号の場合と概ね同じ結果であったので、高潮推算結果のみを載せる。図4-11は、WRF-NF-WDC、WRF-NA-WDCおよびFM-WDCによる推算結果と観測値を示したものである。WRF-NFの気象場を用いると、台風0418号の際と同様に、WRF-NAやFMによる気象場より、観測値に近い結果が得られた。なお、FM-WDCを用いると、高潮推算結果が発散した。WRF-NFによる気象場を用いることで、2003年9月13日6時頃、境港における台風の最接近による最大風速発生と、通過後の19時頃に発生した最大高潮の再現計算ができた。

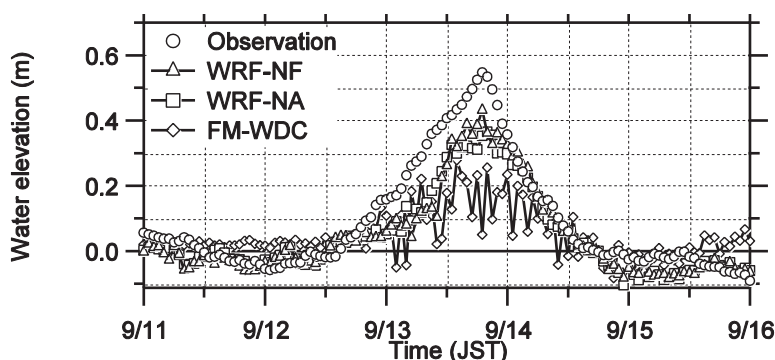


図 4-11 台風 0314 号来襲時の境港における高潮推算結果と観測値の比較

4.2.5 まとめ

日本海沿岸における台風通過後の異常高潮特性の解析では、日本海西沿岸の境港を対象に、SuWAT モデルおよびメソ気象モデル WRF と台風モデル FM を用いて、台風 0314 号および台風 0418 号通過後に発生する高潮再現計算を行った。主要な結果は、以下のとおりである。

- 1) 地形の影響を考慮できる気象モデル (WRF) を用いた場合、台風モデル (FM) を用いた場合よりも気象場の観測値に近い値が得られる。
- 2) WRFによる気象場を外力として用いると、FMによる気象場より、より良い波浪・高潮推算結果が得られる。また、WRFの計算にあたり、第1領域に4次元データ同化 (ナッジング) を行い、かつネスティングする条件が、最も良い高潮推算結果が得られる。
- 3) 境港における高潮の発生には、台風通過後の西風または西北風により、島根県沿岸に発生した水位上昇が東側に伝わり、台風通過の十数時間後に最大高潮が発生するというメカニズムがある。

4.3 台風通過後の異常高潮の発生メカニズムに関する一考察

日本海沿岸に位置する境港における高潮は、台風最接近時に最大になるのではなく、台風通過後の西風または北西風により島根県沿岸に生じた水位上昇が東方に伝わり、台風通過の十数時間後に最大の高潮偏差が現れることが示されたが、このような異常高潮の発生メカニズムの原因は明らかにされていない。そこで、境港における異常高潮を発生させる原因としての Coriolis 力と中海からの河川流量に注目して、高潮シミュレーションにより、それらの影響を検討する。また、太平洋沿岸に位置する高知湾に対しても Coriolis 力の有無による高潮計算を実施し、境港での結果と比較しながら Coriolis 力の影響を調べる。

4.3.1 解析に用いた数値モデルおよび気象場の概要

潮汐・高潮・波浪結合モデルの計算，気象場の計算，高潮計算に河川流量を考慮するための境界条件の内容についての説明をする。

(1) 潮汐・高潮・波浪結合モデル

潮汐・高潮・波浪の相互作用を考慮した双方向結合モデルSuWATを用いた。この計算モデルは、潮汐計算モジュール，高潮計算モジュールおよび波浪計算モジュールの，3つの主要モジュールから構成されている。

高潮計算モジュールは非線形長波モデルを基礎式として用いており，波浪計算モジュールは第3世代波浪推算モデルSWANを用いている。日本海では潮汐変動が小さいため，潮汐計算は行わないこととした。

(2) 気象場

気象場の計算には，メソ気象モデルWRFを用いた。WRFの入力データには，空間的に1度毎，時間的に6時間毎の国立環境予測センター(National Centers for Environmental Prediction:NCEP)の客観解析データ (FNL:Final analysis) を用い，WRFにより気象場をダウンスケーリングした。その解析結果を外力として，順次SuWATに読み込ませた。

WRF計算での格子間隔は，後述する高潮計算格子間隔に合わせるため，第1領域では12,150m，第2領域では4,050m，第3領域では1,350m，第4領域では450m，第5領域では150m，第6領域では50mと設定した。このダウンスケールされた気象場は，金ら(2008)により先に行った観測値との比較から，高潮計算の外力として精度がよいことが確かめられている。

(3) 河川流量のための境界条件

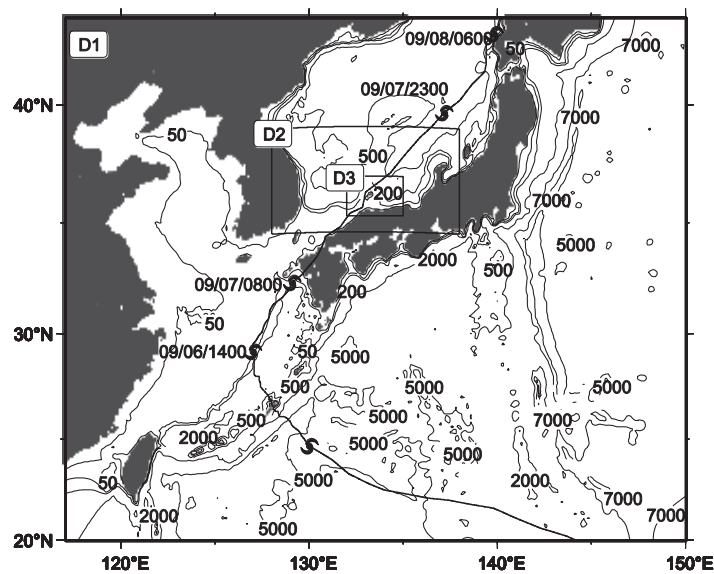
高潮計算に河川流量を考慮するためにFlather(1994)の境界条件を次のように適用した。

$$\overline{U}_n = \overline{U}_l \pm \sqrt{gh} (\overline{\eta}_l \pm \overline{\eta}_n) \quad (4.1.1)$$

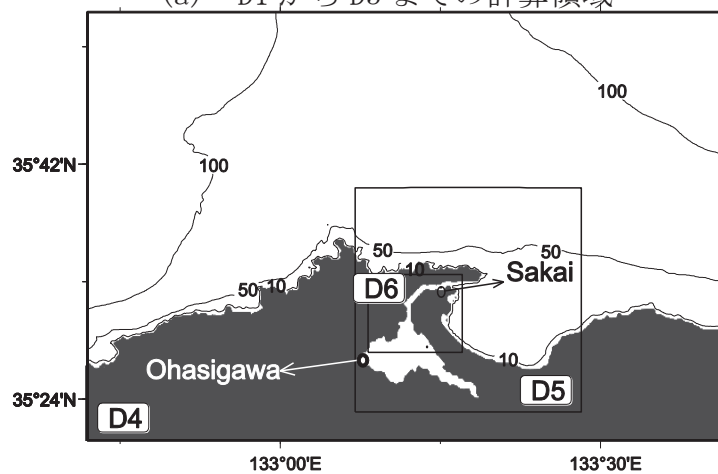
ここで、 \overline{U}_n は境界における河川流量による流れ、 \overline{U}_l は計算領域内での流れ、 g は重力加速度、 h は水深、 $\overline{\eta}_l$ は計算領域内での水位、 $\overline{\eta}_n$ は河川流量による水位である。河川流量による水位は

$$\overline{\eta}_n = \frac{\Delta t}{\Delta x \Delta y} Q \quad (4.1.2)$$

で求めた。ここで、 Δt は計算時間ステップ、 Δx および Δy は x と y 方向の格子間隔、 Q は河川流量である。図4-12(b)に大橋川と境水道から河川流量を流入させる位置を示した。図4-13は台風0418号の来襲時の各河川流量を示したものである。



(a) D1 から D3 までの計算領域



(b) D4 から D6 までの計算領域と河川境界の位置 (○)
 図 4-12 6 段階の計算領域と D5 における河川境界の位置

高潮計算を行う前に河川流量を与えたspin up計算を解が安定するまでに行った後、気象場を与えて高潮計算を行った。河川流量を与える計算領域は、第4領域、第5領域、第6領域の3領域の内、格子間隔が2番目に小さい第5計算領域D5のみとした(150m)。

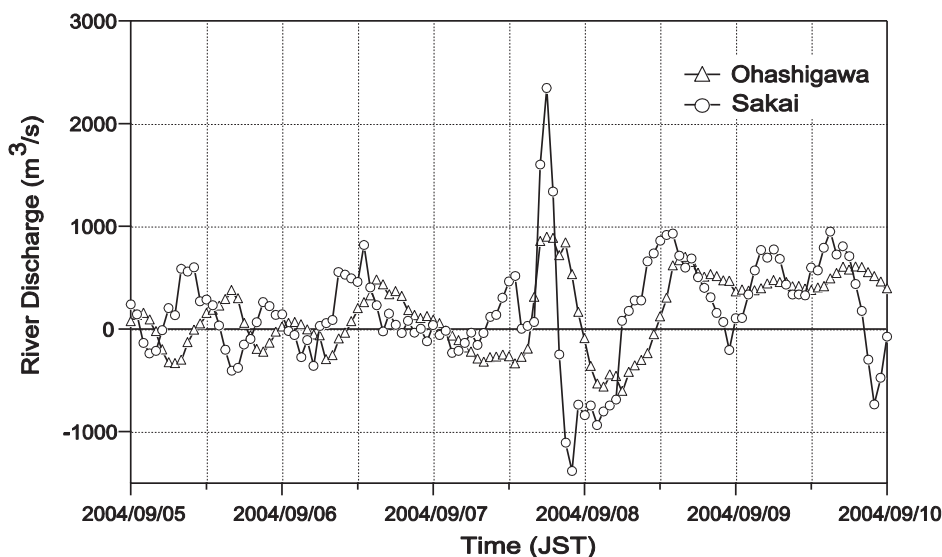


図 4-13 台風 0418 号来襲時の大橋川と境港での河川流量

4.3.2 解析結果

解析として、Coriolis 力の影響、河川流量の影響、高潮推算に及ぼす異なる計算領域の影響、太平洋沿岸域の土佐湾での Coriolis 力の影響について説明する。

(1) Coriolis 力の影響

台風0418号に対して、図4-12のD1～D6の6段階のネスティング計算領域を用いて、気圧低下、吹き寄せ、ラディエーション応力(Radiation Stress)を考慮した条件の下に、Coriolis力項のある場合とない場合の高潮再現計算を行った。

図4-14は、境港でのCoriolis 力項の有無による高潮偏差を比較したものである。Coriolis力がある場合は、台風通過後の9月8日7時に最大高潮が発生していることを再現できている。しかし、Coriolis力がない場合には、台風最接近時の水位上昇を再現できるが、その後の最大高潮を再現できない。

図4-15は、2004年9月8日3時における第2計算領域D2のCoriolis力のありとなしの高潮偏差の差とCoriolis力のありの高潮偏差の割合をパーセントで示してある。従って、高潮偏差に対するCoriolis 力によって生じる高潮偏差の割合である。韓国東側、山陰および能登半島沿岸域で50～70%以上と、Coriolis力の寄与が大きいことがわかった。また、図4-14に示した時系列の計算結果から、同時に起きた最大高潮偏差に及ぼすCoriolis 力の影響は、約70%であることがわかった。

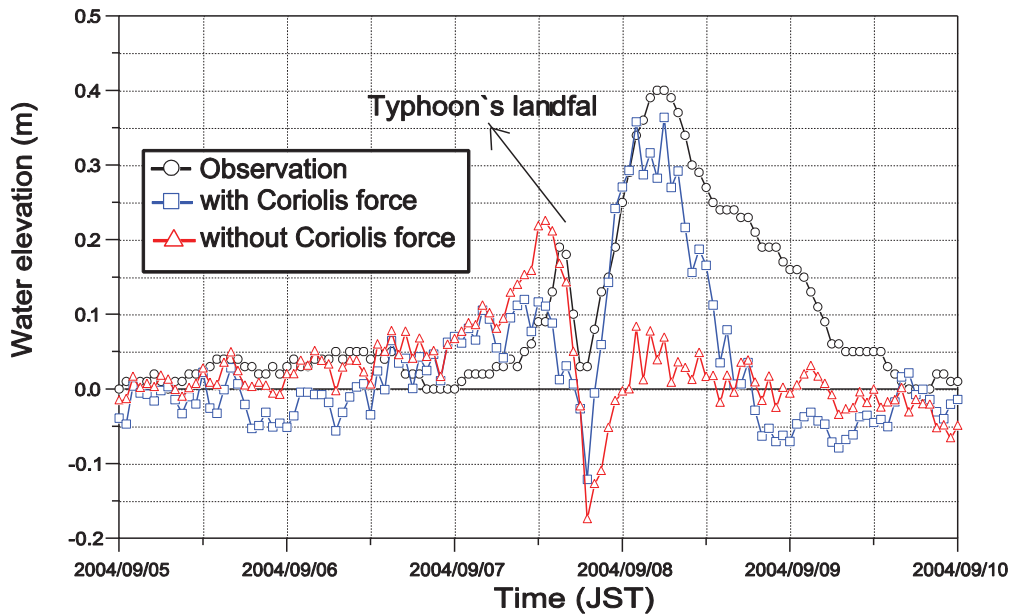


図 4-14 Coriolis 力項の有無による高潮偏差の計算結果の比較

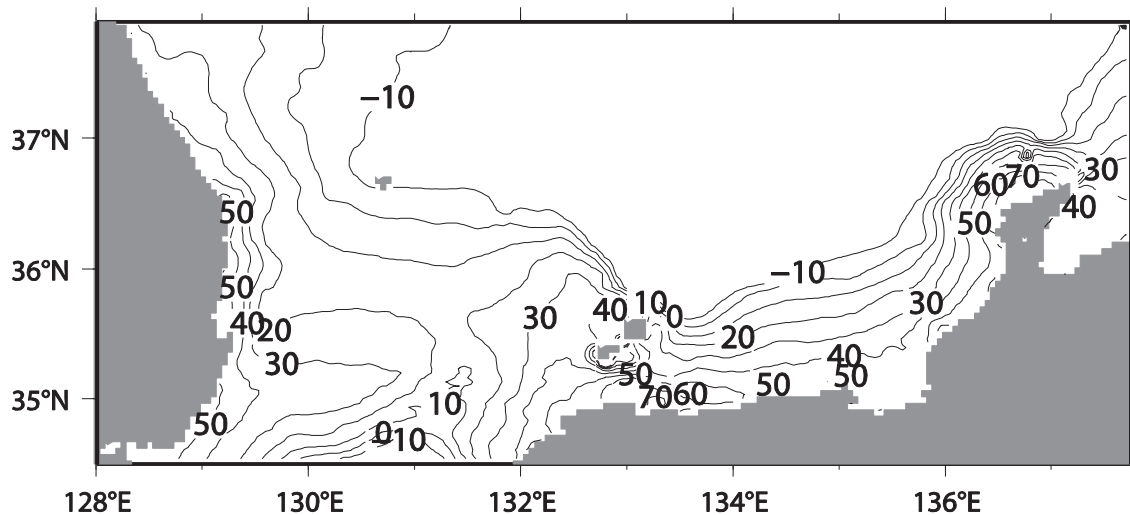


図 4-15 2004 年 9 月 8 日 3 時における高潮に及ぼす Coriolis 力の影響 (%)

図4-16および図4-17は, Coriolis力項の有無による水位および風ベクトルの平面分布を示したものである. 図4-16(a)と図4-17(a)の台風中心が接近した2004年9月7日17時には, Coriolis力項の考慮の有無に関わらず, 水位上昇は同じ傾向を示している. しかし, 台風中心が境港沿岸領域を過ぎてからは異なる水位分布となる. すなわち, 図4-16(b)に示す9月7日22時には, 山陰西側と能登半島沿岸域で水位上昇が現れる. しかし, Coriolis力項がない場合の図4-17(b)では, 沿岸域で

の水位上昇がみられない。また、図4-16(c)と図4-16(d)にみられるように、Coriolis力の効果により、韓国東側、山陰および能登半島沿岸域での水位上昇とともに、山陰および能登半島沿岸では水位が西から東に伝わっている。しかし、Coriolis力がないと図4-17(c)と図4-17(d)に示すように韓国東側、山陰および能登半島沿岸域で水位上昇が現れない。

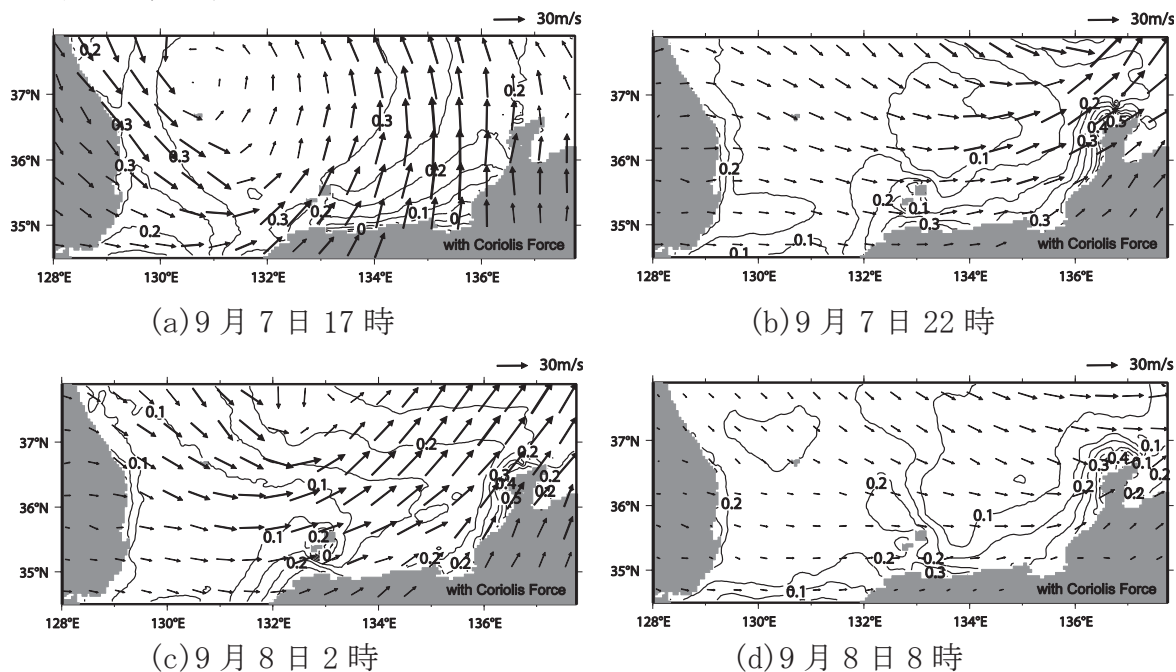


図 4-16 Coriolis 力を考慮した場合の水位と風ベクトル

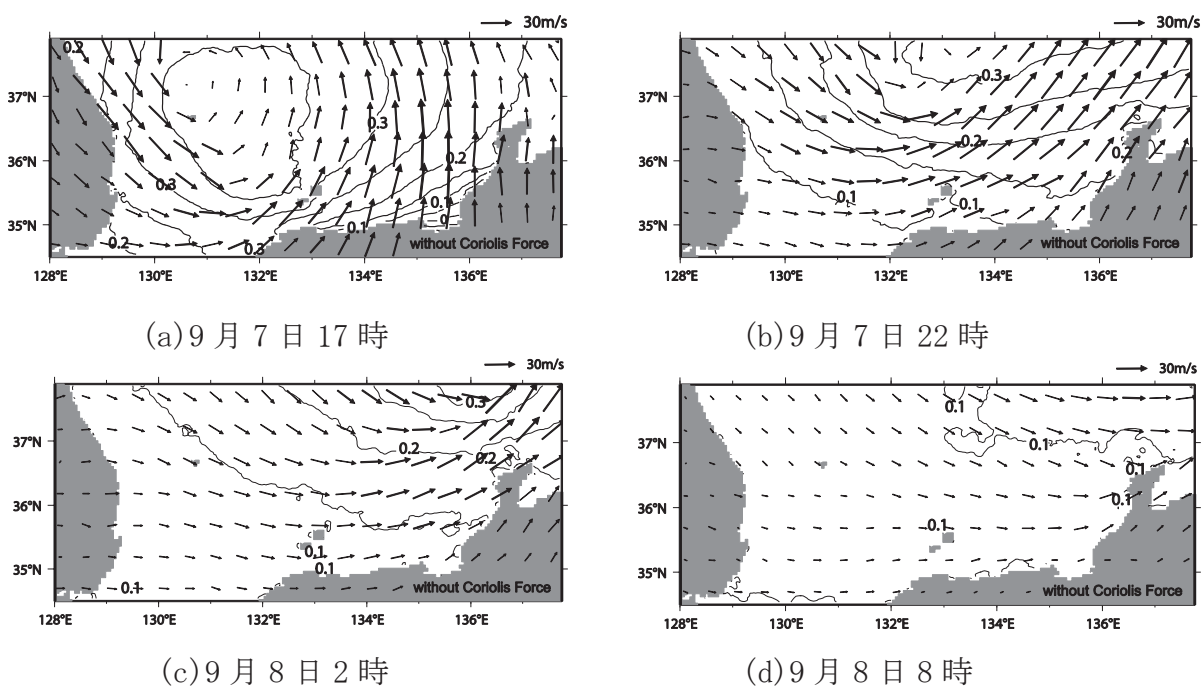
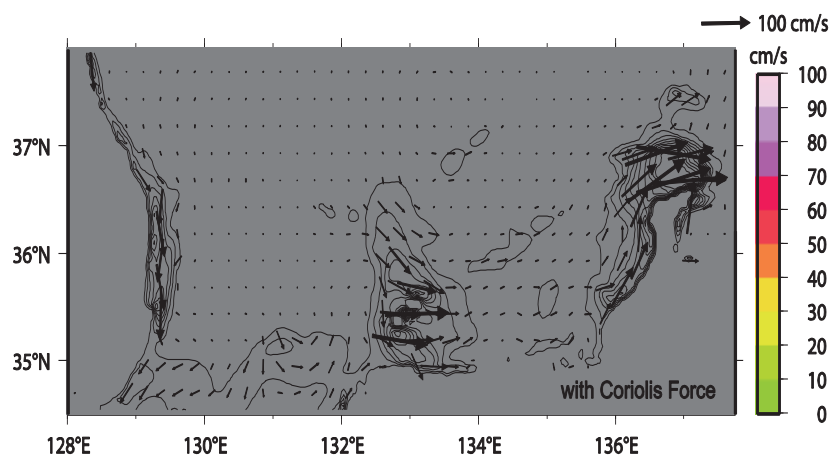
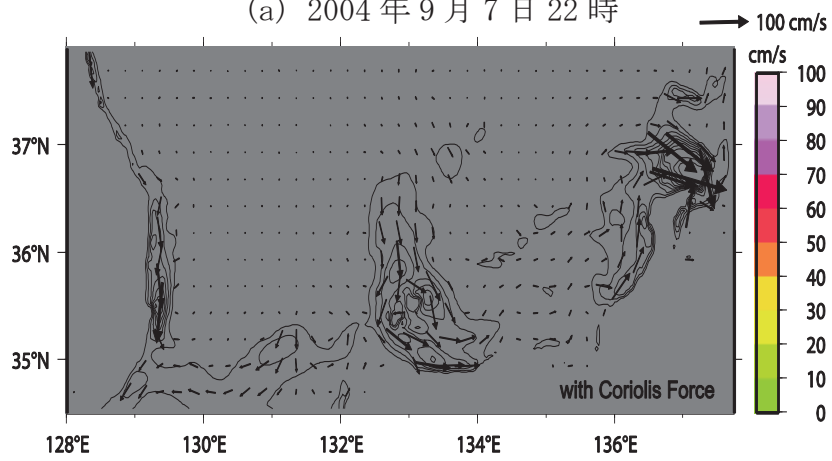


図 4-17 Coriolis 力を無視した場合の水位と風ベクトル

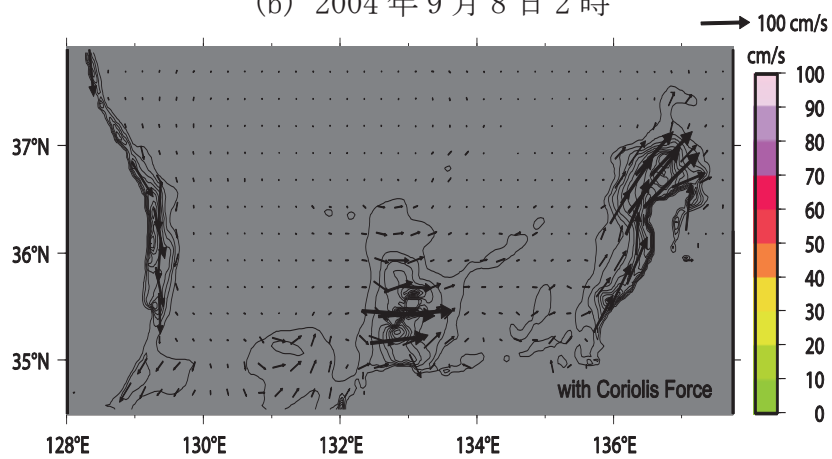
図4-18および図4-19はCoriolis力の有無による流れをそれぞれ示したものである。Coriolis力を考慮した場合、図4-18(a)に示すように韓国東側では南向きの流れが発達しており、山陰と能登半島沿岸域では海岸線に平行な流れ場が現れる。その時の流速は、沿岸域で最大100cm/sに達している。図4-18(b)の9月8日2時には、山陰と能登半島域における流れ場の向きは、(a)図の向きより右側に偏向している。図4-18(c)9月8日8時には、山陰沖合域では南向きの流れが現れて、沿岸域では東側に偏向している。能登半島沿岸域では東南向きの流れが現れている。Coriolis力がない場合の図4-19(a)~(c)では、流れが大きくなる領域ではCoriolis力を考慮した場合と同じ傾向がみられたが、流れの向きは時間的にほとんど変わらなかった。



(a) 2004年9月7日22時

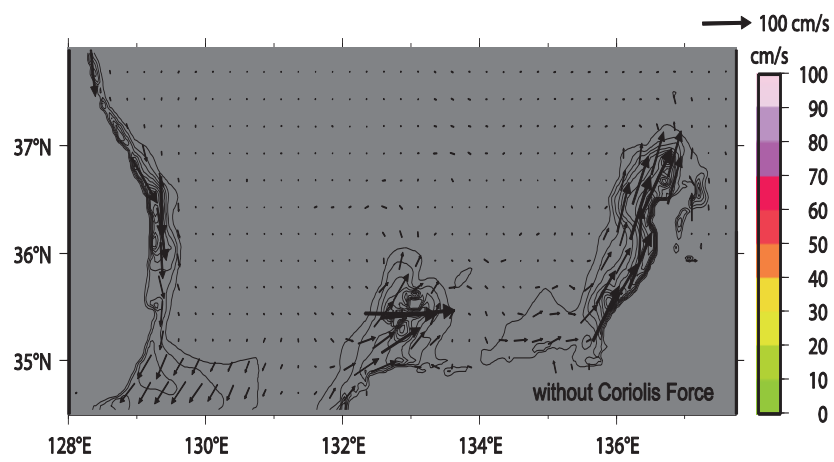


(b) 2004年9月8日2時

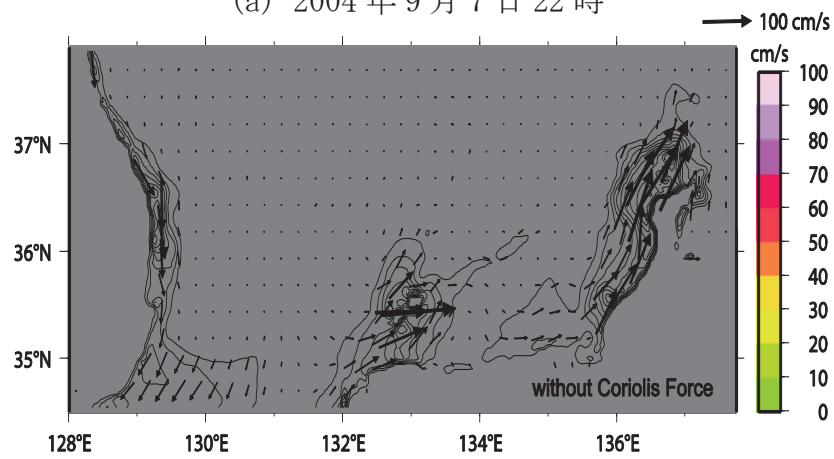


(c) 2004年9月8日8時

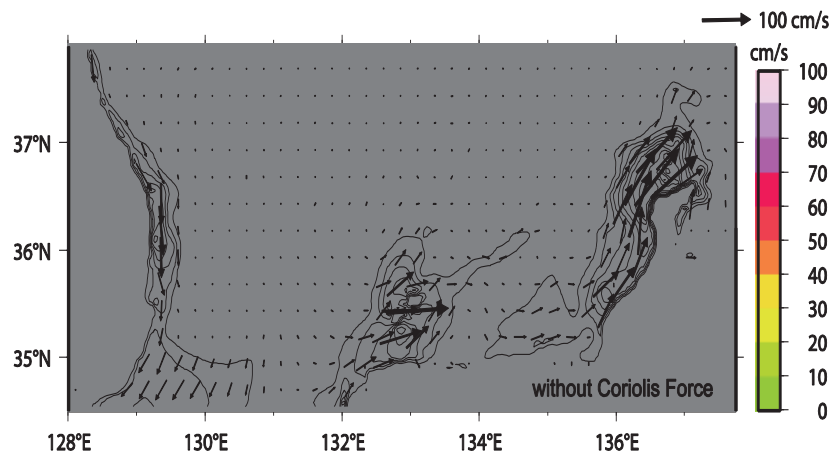
図 4-18 Coriolis 力を考慮した場合の流れ



(a) 2004年9月7日22時



(b) 2004年9月8日2時



(c) 2004年9月8日8時

図 4-19 Coriolis 力を無視した場合の流れ

(2) 河川流量の影響

河川流量の影響を調べるために、図 4-13 に示した大橋川と境水道の河川流量を用いて高潮計算を行った。図 4-20 は、境港における河川流量の有無による高潮偏差計算結果および河川流量のみによる潮位偏差を示したものである。台風最接近時の 2004 年 9 月 7 日 18 時に境水道から最大流量が流入したため、同時刻の河川流量を考慮した高潮偏差は、河川流量を無視した場合より 0.08m だけ大きい水位上昇がみられたが、最大高潮偏差の発生には河川流量の影響は小さいといえる。

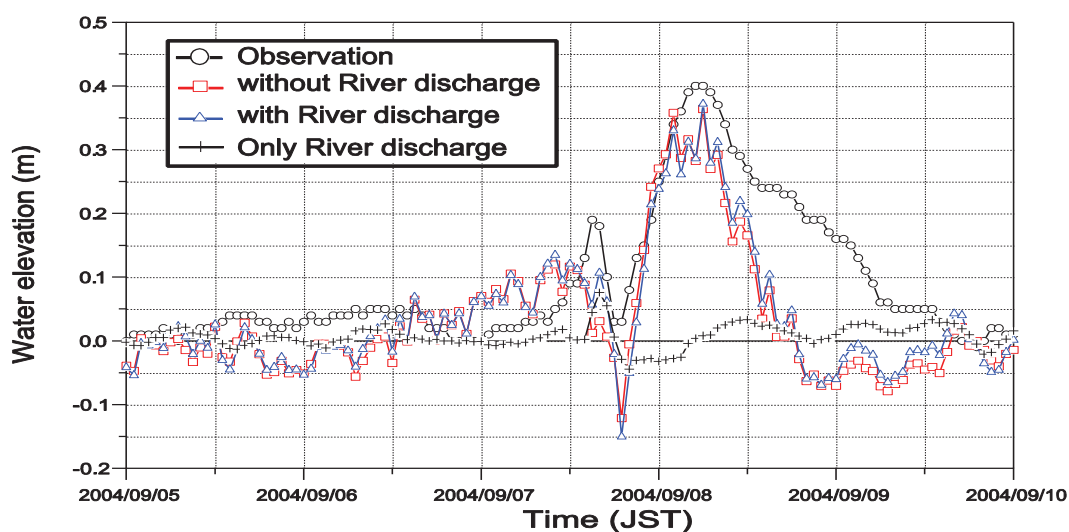


図 4-20 境港における河川流量の有無による高潮偏差計算結果の比較

(3) 計算領域の影響

図 4-12 のように第 1 領域 D1～第 6 領域 D6 (D1D6 と呼ぶ)、第 2 領域 D2～第 6 領域 D6 (D2D6) および第 3 領域 D3～第 6 領域 D6 (D3D6) の 3 つのネスティング領域の組み合わせを用いて、高潮推算に及ぼす異なる計算領域の影響について調べた。

ここでは、河川流量の影響は無視した。D1D6 の場合、計算領域に太平洋、日本海および黄海が含まれており、開境界は深海域に位置している。D2D6 の場合は、開境界は対馬海峡と日本海の深海に位置する。D3D6 では、開境界は山陰沿岸沖に位置する。

図 4-21 は、境港における異なる計算領域による高潮偏差の計算結果を比較したものである。D1D6 と D2D6 の場合、台風最接近時の水位上昇と低下が再現できるが D3D6 の場合は、計算された水位変動が観測結果と比べて異なる。台風通過後の最大高潮偏差は、3 つの計算結果のいずれでもみられるが、D2D6 と D3D6 の水位は D1D6 のものより最大高潮偏差発生後に早く低下する。

これは台風が山陰沿岸を通過後、深海域での風により Coriolis 力によって伝播してくる水位上昇を、D2D6とD3D6の計算領域では考慮できないためである。したがって、日本海沿岸における高潮推算のためには、日本海全体を含む計算領域を用いる必要がある。

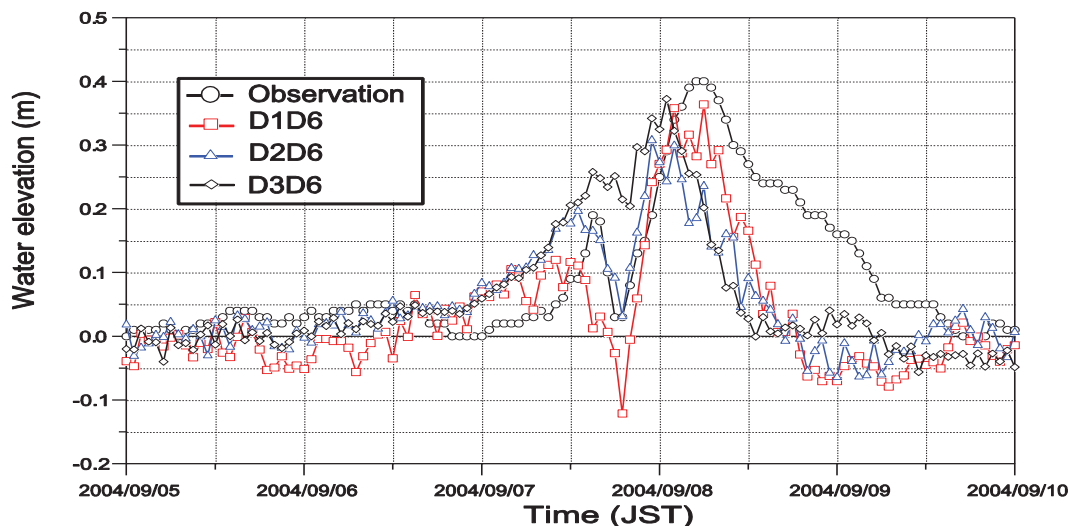


図 4-21 境港における異なる計算領域を用いた高潮偏差の計算結果の比較

(4) 太平洋沿岸域の土佐湾での Coriolis 力の影響

太平洋沿岸における高潮に及ぼす Coriolis 力の影響を調べるために、土佐湾に來襲した台風7010号を対象として、Coriolis力のある場合とない場合の高潮計算を行った。

図4-22はKimら（2010）で対象にした7箇所(土佐清水，手結，上川口，室戸，桂浜，横浜，若松長)におけるCoriolis力ありとなしとの差を示すとともに、手結における高潮偏差を併記したものである。Coriolis力による水位上昇は最大で約0.014mを示した。

この高潮偏差に及ぼす影響は約1%程度であった。日本海沿岸における高潮に及ぼす Coriolis 力の影響に比べて、太平洋沿岸の土佐湾ではその影響は小さいことが分かった。

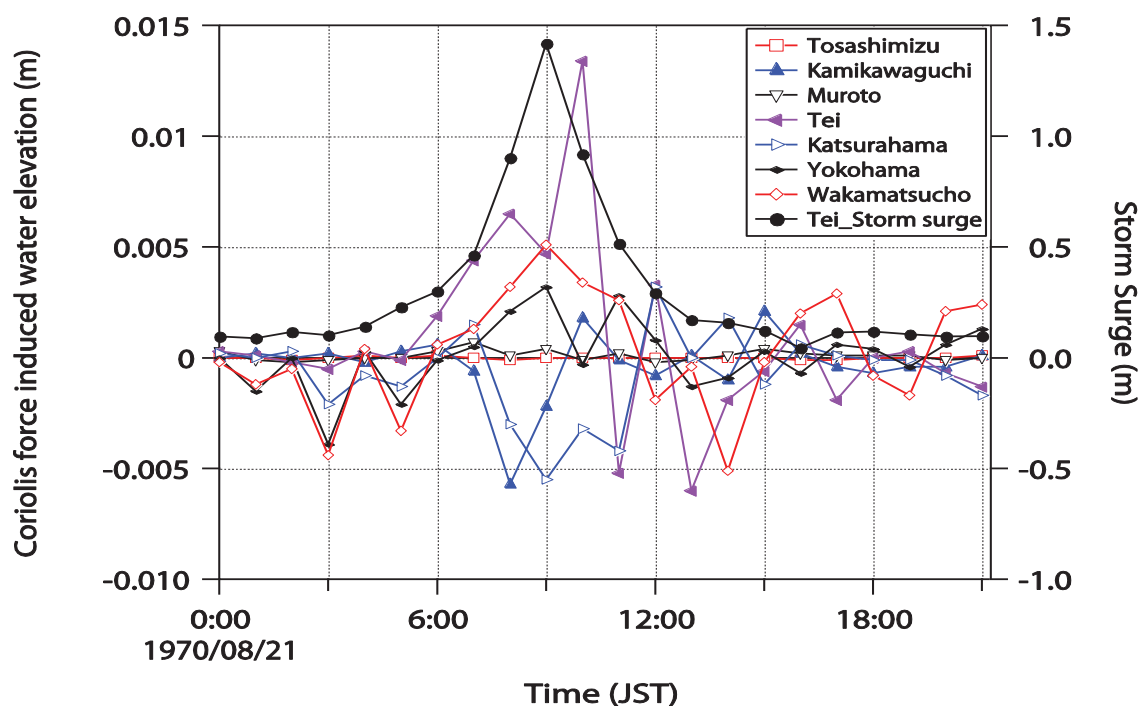


図 4-22 土佐湾における台風 7010 号の高潮計算結果における Coriolis 力の影響

4.3.3 まとめ

日本海山陰沿岸の境港を対象に、SuWATモデルを用いて、台風0418号通過後に最大偏差が現れる高潮の発生メカニズムの検討を行った。

(1) 台風通過後に発生する最大高潮偏差に及ぼすCoriolis力の影響は高潮偏差の約70%であった。また、Coriolis力は水位上昇だけではなく、流れ場にも影響を与える。

(2) 大橋川と境水道から流入する河川流量が、台風通過後に発生する最大高潮偏差に及ぼす影響は少ない。

(3) 山陰沿岸を台風が通過した後に、日本海での風による水位変動と流れが、Coriolis力によって向きを変えて沿岸域へ伝播する現象を再現するには、日本海全域を含む計算領域を用いる必要がある。

(4) 土佐湾での高潮計算により、太平洋沿岸域の土佐湾では高潮偏差に及ぼすCoriolis力の影響は1%と小さかった。

以上の結果となった。

4.4 山陰沿岸気象予測へのメソ気象モデルWRFのパラメータ感度分析に関する研究

日本海沿岸の台風に伴う気象場には、太平洋側とは違って朝鮮半島、ロシアおよび日本列島に囲まれていることから、地形の影響が顕著に入る。このような地形の影響を受ける台風の風域場の高精度推算には、従来の円形近似による経験的台風モデルの適用は不適切である(金ら, 2009)。内容としては、日本海西沿岸の境港を対象に、SuWATモデルおよびメソ気象モデルWRFと台風モデルFMを用いて、台風0314号および台風0418号通過後に発生する高潮再現計算を行った。

WRFとSuWATを用いる内容として、

- 1) 地形の影響を考慮できる気象モデルWRFを用いた場合、台風モデル(FM)を用いた場合よりも気象場の観測値に近い値が得られる
- 2) WRFによる気象場を外力として用いると、台風モデル(FM)による気象場より、より良い波浪・高潮推算結果が得られる。また、WRFの計算にあたり、第1領域に4次元データ同化(ナッジング)を行い、かつネスティングする条件が、最も良い高潮推算結果が得られる
- 3) 境港における高潮の発生には、台風通過後の西風または西北風により、島根県沿岸に発生した水位上昇が東側に伝わり、台風通過の十数時間後に最大高潮が発生するというメカニズムがある

以上の3つの問題を改善するためである。ほとんどの場合、気象場の解析には2次元台風モデルが用いられる。最近では、河合ら(2007)や吉野ら(2006)によって局地気象モデルMM5を用いて瀬戸内海沿岸の高潮計算を行った研究があるが、次世代メソ気象モデルであるWRF(Weather Research and Forecasting model)を用いて、その有用性を検討した研究は、海岸工学分野ではまだないので、入力気象場の違いによって、高潮計算にどのような影響があるのかを明らかにすることである。

この問題を改善するために、完全圧縮性非静水圧Euler方程式を解くメソ気象モデルWRF(Weather Research and Forecasting model)の活用が挙げられる。WRFを波浪や高潮の外力とする研究が進んでいるが、中野ら(2010)は、強風気象場の推算精度の向上のために4DVAR(4-Dimensional Variational Data Assimilation)を用いて、台風ボーガス同化に関する研究を行った。しかし、WRFに含まれている物理モデル、計算領域の格子間隔、鉛直座標構成及び地形データについての詳しい評価は行われていないので、山陰沿岸において台風0418を対象として、極端気象時の気象場を再現するために、WRFの風速及び海面気圧の推算結果に及ぼす要因について調べた。惑星境界層スキーム(Planetary Boundary Layer)、海洋混合層モデル(ocean mixed layer model)、平面格子間隔、鉛直座標の格子間隔及

び分布，地形データを変化させ，図 4-23 に示した山陰沿岸の 6 箇所の観測所の海面気圧，10m 風速，風速及び風向を用いて，比較検討を行った。

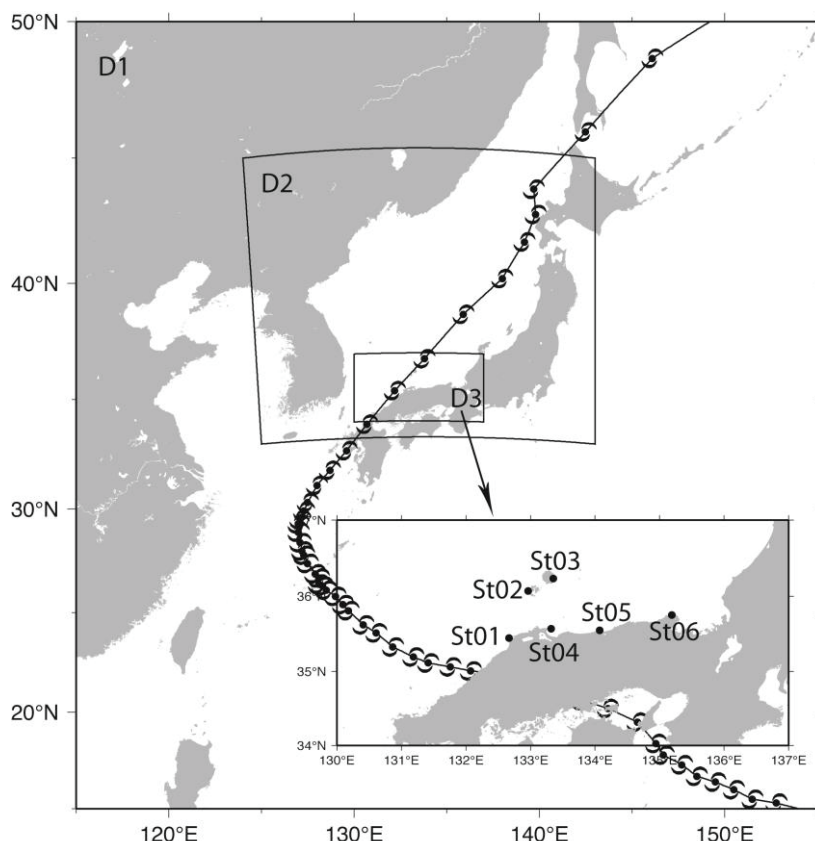


図 4-23 山陰沿岸気象場の再現計算に用いた領域台風 T0418 の経路
および気象場解析に用いた 6 箇所の観測所（右下）

本研究では，WRF (version 3.3) を用いている．WRF は，初期化，観測地との同化,物理モデルパッケージ，dynamics solvers(力学解法) の要素で構成されている．初期化及び観測値との同化には，1 度及び 6 時間ごとの NCEP FNL (Final Analysis) データを用いた．図 4-23 に示したように固定の計算領域を設定し，母領域と子領域のネスティングには two-way とした．地形データは，米国地質調査所 (USGS) の全球 30 秒メッシュ値 (GTOP030) と米国地質調査所 (USGS) の土地利用・植生分布データを用いた．観測値との同化 (nudging) には Upper-air nudging を全領域で行った．Dynamics solvers(力学解法) には Advanced Research WRF(ARW)で数値実験を行った．微物理には全領域で Thompson らのスキームを選択した．

4.4.1 計算及び数値実験

数値実験条件として、山陰沿岸を近く通った台風 0418 を対象として約 7 日間 WRF の計算を行い、以下の数値実験条件から得た推算結果と図 4-23 の右下に示した 6 箇所の観測所の気象要素(海面気圧, 10m 風速, 観測標高の風速および風向)について相関関係(CC), 規格化した Root Mean Square 誤差(NRMSE)の統計値を用いて感度分析をおこなった。

PBL scheme は境界層だけではなく、全体の大気コラムの渦輸送による鉛直 sub-grid-scale flux に影響を与える。すなわち、PBL scheme は拡散や質量およびエネルギーの局所輸送の要因になるために、特に、暴風に伴う地表面風場の再現や空気汚染に関する研究等で適切な PBL スキームの設定が重要となる。

本研究では、表 4.2 に示したように PBL を考慮してない場合と 6 種類の PBL スキームについて台風 0418 による気象場推算計算より PBL の気象要素に及ぼす影響を調べた。

表 4.2 数値実験に用いた惑星境界層スキーム

PBL条件	PBL0	PBL1	PBL2	PBL4	PBL5	PBL7
PBLscheme	なし	Yonsei University (YSU)	Mellor, Yamada and Janjic (MYJ)	Quasi-Normal Scale Elimination (QNSE)	Mellor, Yamada Nakanishi and Niino Level 2.5 (MYNN2)	Asymmetric Convective Model (ACM2)

計算領域の格子間隔としては、表 4.3 に示す Case1 を採用している。なお Mellor, Yamada and Janjic sheme(MYJ)と Yonsei University scheme(YSU)は上部空気形成の研究によく使用しており、Asymmetric Convective Model(ACM2)および Quasi-Nomal Scale Elimination(QNSE)と Mellor,Yamada Nakanishi and Niino Level 2.5(MYNN2)は WRF3.0 及び WRF3.1 では追加されたものである。

表 4.3 WRF ネスティング計算領域の条件

Domain No.	計算領域	平面格子間隔 (m)	
		Case 1	Case 2
D1	115° E~155° E 15° N~50° N	20000.0	12000.0
D2	125° E~143° E 33° N~45° N	6,666.7	4000.0
D3	130° E~137° E 34° N~37° N	2222.2	1333.3

表 4.3 に示した計算領域に関して Case1 と Case2 の平面格子間隔を設定し、各ドメインより計算された推算値と観測値を比較検討した。この数値実験では表 4.2 に示した PBL 条件のうち Yonsei University scheme(YSU)の PBL1 を全ドメインに適用し実験を行った。

台風の気象場を予測するに当たって使用可能な物理モデルのひとつに単純な海洋混合層モデル(simple ocean mixed layer model)が挙げられる。この海洋混合層モデルは風場による海洋水面上部の混合を説明するものである。Donelan の海面抵抗係数や定数のエンタルピー係数を適用し、このモデルの有無による推算値の精度について検討を行った。この数値実験では、表 4.3 の Case2 に相当する格子間隔と PBL 1 条件下で計算を行った。

次に、表 4.3 の Case2 に用いた格子間隔と PBL 1 の条件下で、図 4-24 に示す非線形分布格子層 (Non Linear) と線形分布格子 (Linear) が気象場の推算に及ぼす影響について D3 の計算領域の格子間隔における感度分析を行った。その際に、非線形分布格子層は Nonlinear01, Nonlinear02 の 2 種類を検討した。Linear, Nonlinear01, Nonlinear02 の層数はそれぞれ 38,35,40 層であり、最下層の η (気圧準拠座標)は 0.995, 0.9974, 0.9994 の比で設定した。各ケースにおける地面に接する最低格子間隔は約 45m,22m,13m となる。 η をこのような設定をすることで地形に近い流れを詳細に計算できることが期待できる。地形データの影響については、WRF と共に提供される USGS の全球 30 秒メッシュと日本国土地理院 50m メッシュ標高データを用いた実験結果の比較から検討した。なお、計算条件は Case2 の格子間隔と PBL1 の条件で行った。

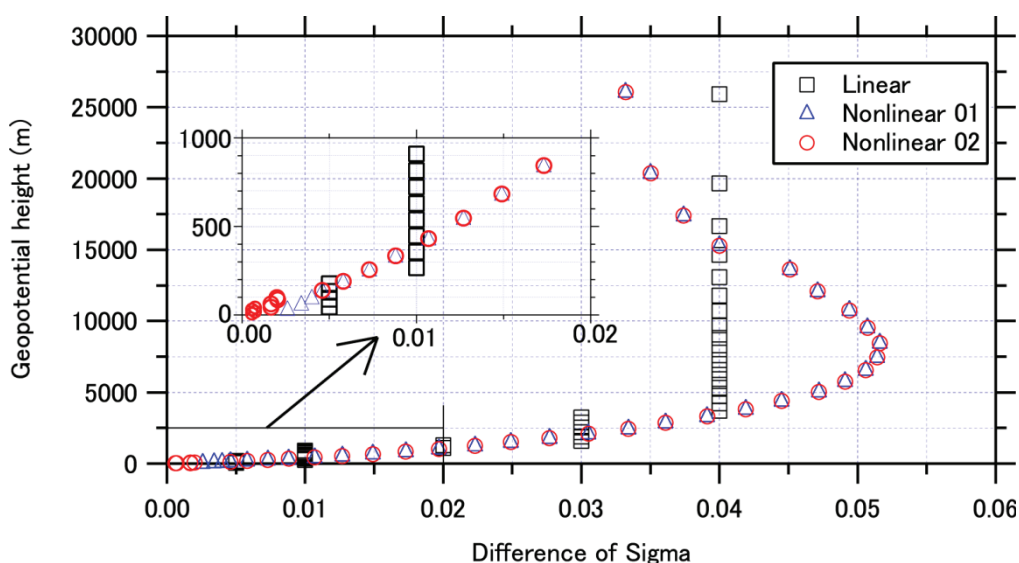


図 4-24 鉛直方向に用いた鉛直座標の設定

4.4.2 感度分析結果

用いた観測値は日本海洋データセンターが提供するものである。WRF 推算値との比較に当たっては毎時データを用いた。また、WRF の 10m 風速との比較をするために、観測標高風速の場合は各観測標高から 10m 風速に換算している。

次に惑星境界層 (PBL) スキーム、平面格子の影響、海洋混合層モデルの影響、鉛直静水圧座標の影響、地形データの影響についての感度分析結果を説明をする。

(1) 惑星境界層 (PBL) スキームの影響

図 4-25 は観測所 St02, St04, St06 における異なる PBL スキームによる推算結果の毎時時系列を示した一例である。図の(a)および(b)のように PBL なしの PBL0 の場合、10m 風速 (UV10) と観測標高風速 (UV) に対して他の PBL 条件や観測値より、台風接近時の最大風速を過大推算する。本論文には示していないが、観測所 St06 における PBL0 と観測値の最大風速の誤差は約 20m/s にも達する結果が得られた。他の PBL 条件の場合は少し過少推算になる。風向の場合(DIR), 各 PBL 条件における時系列変化は観測風向の変化傾向を定性的に示すものの、時刻によって最大約 60 度の誤差が現れたケースがあった。海面気圧(SLP)については、すべての PBL 条件に関わらず観測値に近い推算値が得られた。

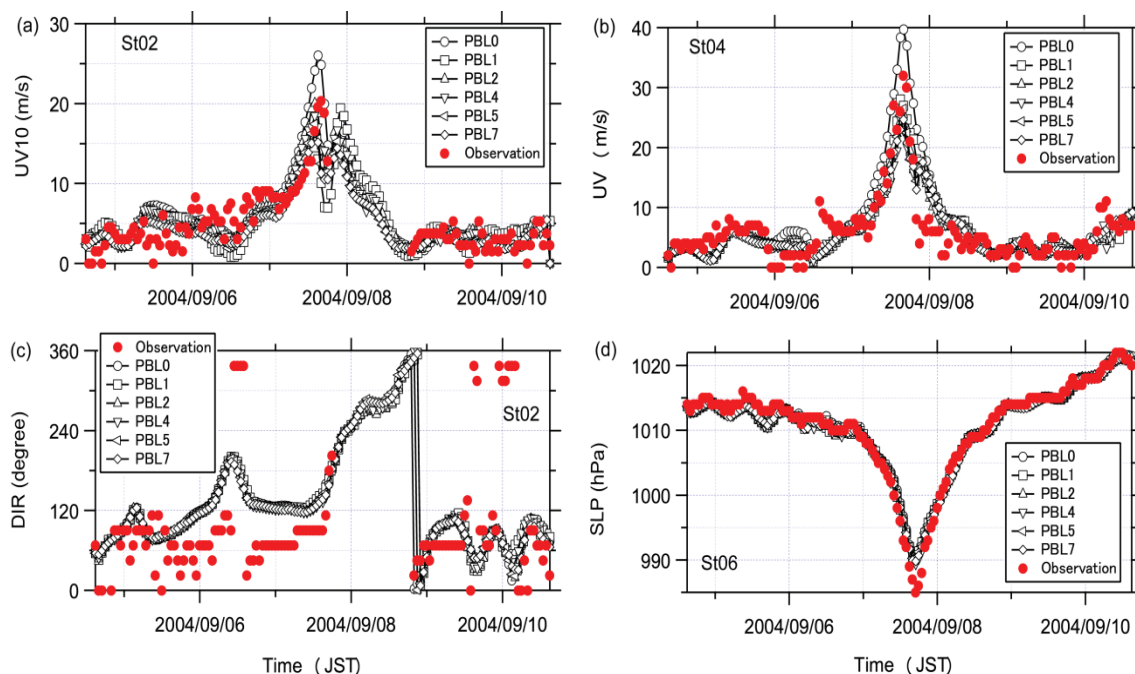


図 4-25 異なる PBL scheme による 10m 風速 (UV10), 観測高風速 (UV), 風向 (DIR), 海面気圧 (SLP) の時系列

UV10とUVについて相関関係(CC), 規格化したRoot Mean Square 誤差(NRMSE)を図4-26に示した. なお, 観測所St01 はCase 1の格子間隔の地形標高より低いためにUVの比較対象から除いている. UV10 とUV のNRMSEとCC は観測所によって大きく変動しており, その最大値と最低値の差は大きい. PBL0 の場合, ほとんどの観測所で最も大きいNRMSE 値を示すが,CC はほぼ1 である. 一方, PBL0 以外のPBL 条件の場合, 2 つの統計値はほぼ同じである. その中で図の(b)においてPBL1のCC はUV10が小さくなった. しかし,(d)のUVではすべてのPBL 条件で統計量はほぼ同程度の値を示している.

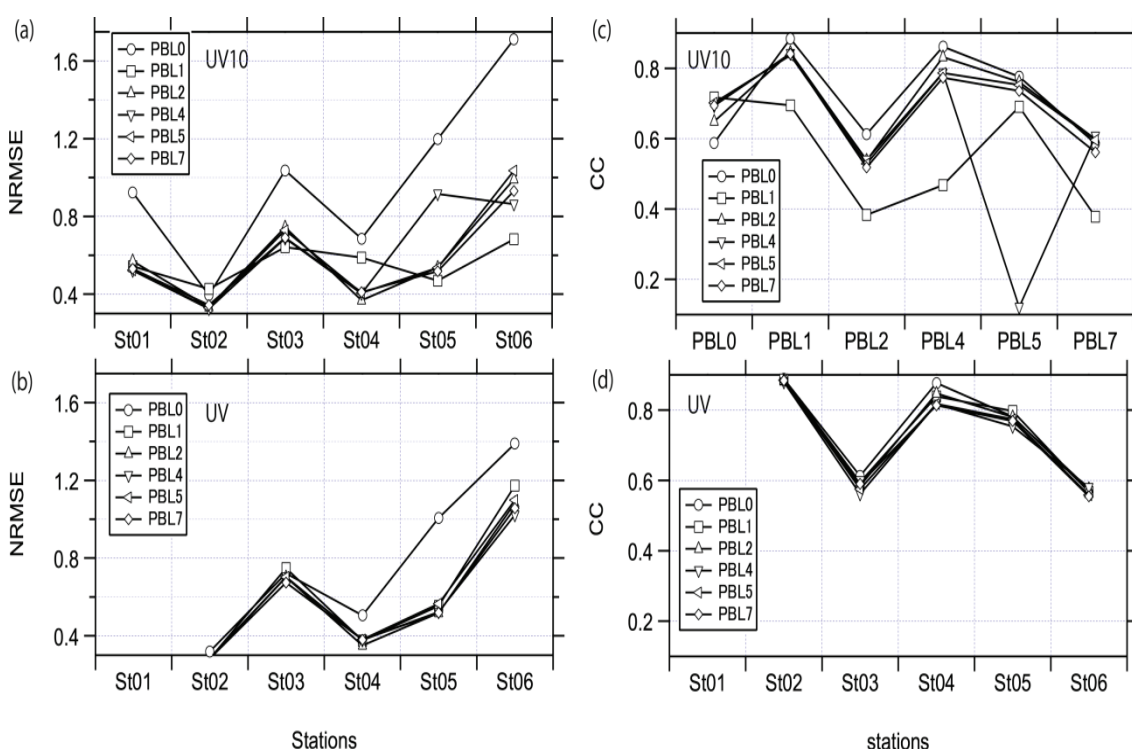


図4-26 異なるPBL schemeによる10m 風速 (UV10), 観測標高風速 (UV)の相関関係 (CC)と規格化したRoot Mean Square誤差(NRMSE)

また、図4-27 に示す風向 (DIR) の場合、各PBL 条件の2 つの統計値はほぼ同様の变化を示す。海面気圧の (SLP) については、すべてのPBL 条件の違いに関係なく、NRMSE の値は、約0, CCの値では約0.99と、PBL スキームの影響を敏感に受けないことを確認した。

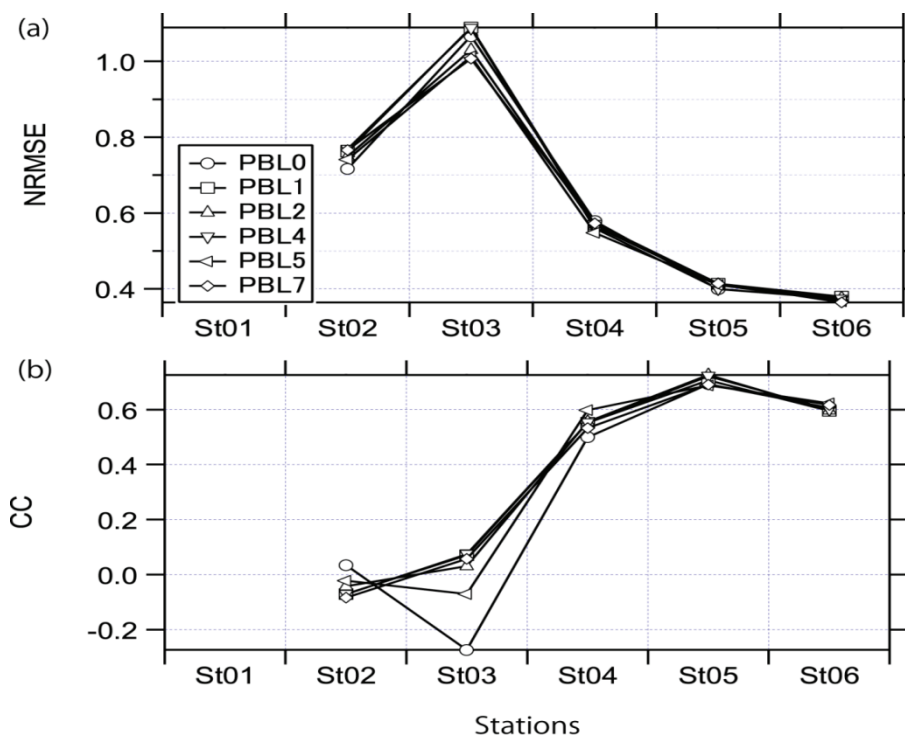


図4-27 異なるPBL schemeによる風向のCCとNRMSE

各PBL 条件に対して2 つの統計値を求めた結果を図4-28に示した。風向(DIR)のCCでは、各PBL 条件らの最大値と最低値の差は約0.02, UV10は0.15, UVは0.05, SLPはほぼ0であった。これら4種類の気象要素に及ぼすPBL条件の影響については、特にUV10がその影響を受けてCC値に大きな変動を示す結果となっているが、総合的に高いCC値を示すPBL7が気象要素の時系列特性の再現に優れていることが分かる。次に、PBL0を除いたPBL条件においてUV10のNRMSEの最大値と最低値の差は約0.06, UVは約0.05, DIRは0.02, SLPは約0である。PBL1とPBL7が最も小さい約0.56と0.57を示した。UVでは、約0.6程度の最低値をPBL2, PBL4, PBL7から得た。DIRの場合PBL1からPBL7に行くほどNRMSEが小さくなる傾向を示している。このような分析から、PBLスキームに対して最も敏感な気象要素はUV10の10m風速であることが分かった。また、Mellor, Yamada and Janjic schemeのPBL2とAsymmetric Convective ModelのPBL7の条件が台風の気象場の再現計算に適切であることが分かった。

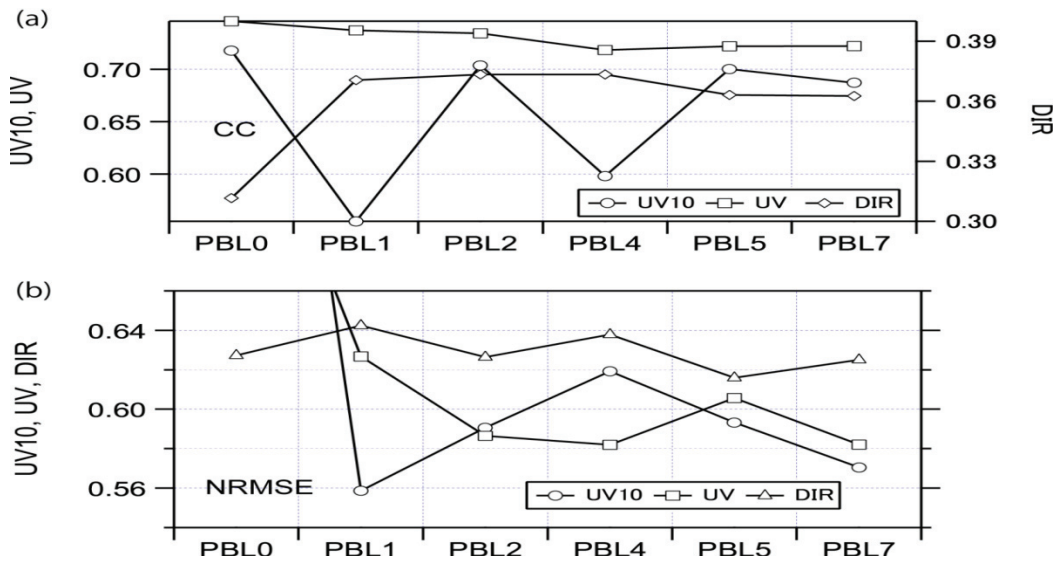


図4-28 異なるPBL schemeによる各気象要素のCCとNRMSE

(2) 平面格子の影響

気象要素に及ぼす平面格子間隔の影響を検討するために、各ドメインから得た6ヶ所の観測所位置でのUV,UV10,DIRに関する推算値と観測値の間のCCとNRMSEを図4-29に示した. CCより3種類の気象要素の時系列特性の再現性については格子間隔の影響を受け、特に、DIRが格子間隔に最も敏感な気象要素であることが分かる. 推算値と観測値の誤差については、NRMSE値より格子間隔が狭いほど良い相関を示す傾向がある. 推算値と観測値の誤差については、NRMSE値より格子間隔が狭いほど誤差が減少する傾向が明確に現れている. 特に、UV10の場合、格子間隔によっては最大と最低のNRMSE差が約0.07と変動する特徴が見られる. 海面気圧(Sea-Level Pressure:SLP)を含めた平面格子間隔に関する感度分析より、UV、UV10、DIRは格子間隔が狭いほど予測精度の向上が期待でき、SLPの場合は格子間隔の影響が小さいことを確認できた.

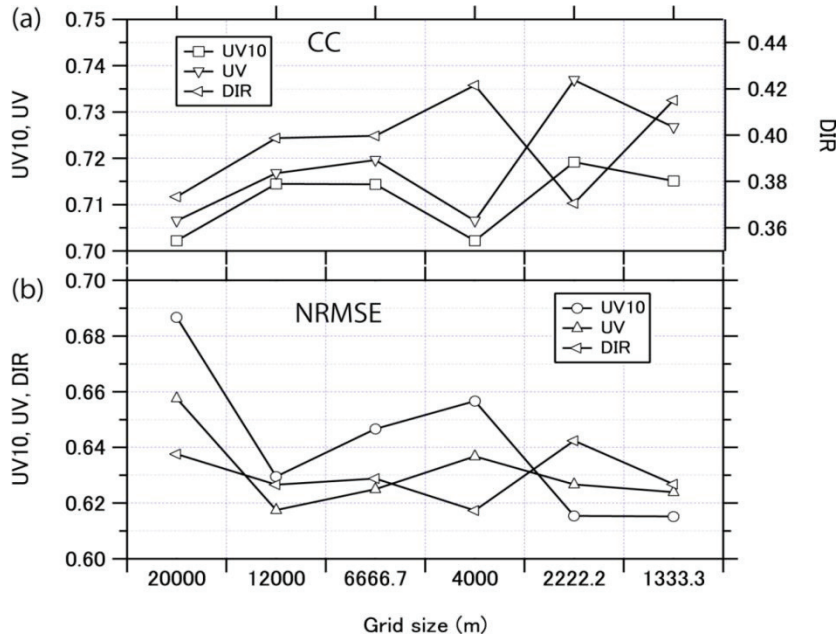


図4-29 異なる平面格子によるNRMSEとCCの平均

(3) 海洋混合層モデルの影響

ここでは、海洋混合層モデル(simple ocean mixed layer)の有無による影響を調べるため、モデルの有無による総観測値と総推算値のNRMSEとCCを求めて、その差(モデル有—モデル無)を図4-30に示した。混合層モデルを考慮するとUV10とUVの推算値の精度は低くなるが、DIRの推算値の精度は改善する。また、各観測所において精度改善は見られず、場所によっては精度が落ちる結果がすべての気象要素において確認できた。ただし、本研究では混合層モデルにおいて1種類の海面抵抗係数やエンタルピー係数を考慮したためなので十分な検討ではないので、今後詳細な検討が必要である。

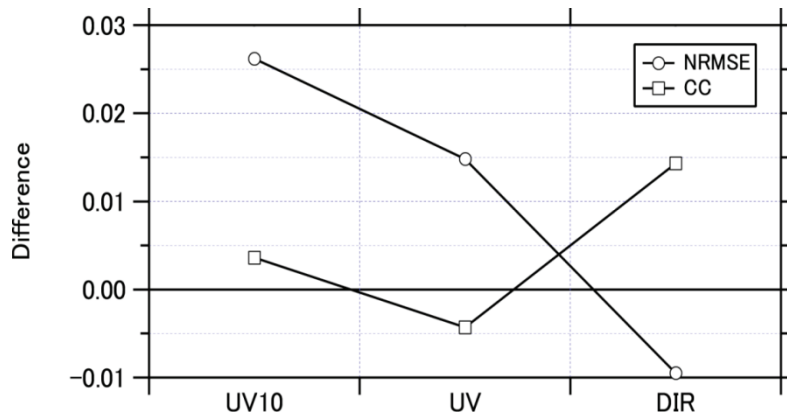


図4-30 海洋混合層モデル有無によるNRMSEとCCの差

(4) 鉛直静水圧座標の影響

3種類の鉛直座標格子間隔中、非線形分布を用いて地表面に接する下部を細分化した Nonlinear02 の条件において 10m 風速(UV10)、観測標高風速(UV)、風向(DIR)について NRMSE が改善されるのが分かった(図 4-31 参照). CC の場合, 3種類の鉛直格子条件で差異が見られるが, 最大値と最少値の差のオーダーは無視できる程度である. 海面気圧(SLP)の Nonlinear02 の場合, 観測所 St06 において観測最低気圧低下値に近い推算値が得られたのを確認したが, ほとんどの結果には差異は現れなかった.

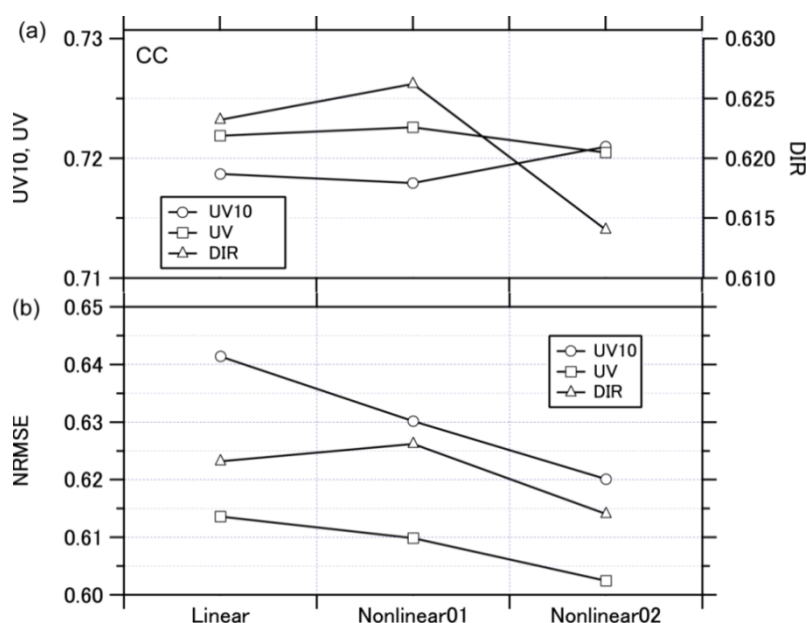


図4-31 異なる鉛直格子間隔による各気象要素のCC とNRMSE

(5) 地形データの影響

表4.3のCase2の格子間隔を対象に, Nonlinear01の鉛直格子分布の条件下で米国地質調査所 (USGS) の全球30秒メッシュ(UTOPO)と日本国土地理院50mメッシュ標高データ (JTOPO)を用いて計算を行い, 総観測値と総推算値のNRMSEとCCについて, その差(UTOPO-JTOPO)を調べた結果を図4-32に示す. この図より, 各気象要素におけるNRMSE, CCに関する差の値はオーダー的に非常に小さい. この差異はJTOPOとUTOPOにより計算格子における標高値の違いを確認しておりその影響と考える.

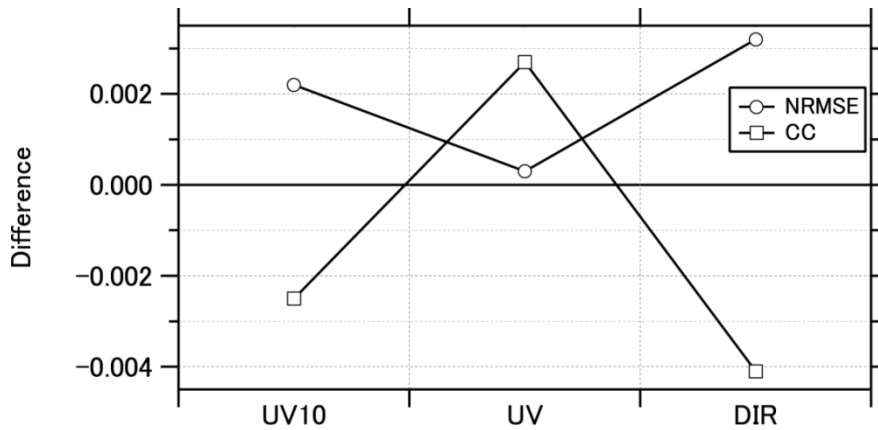


図4-32 異なる地形データによるNRMSE とCC の差

4.4.3 まとめ

地形データのみの影響であるが、山陰沿岸における台風時の気象場をメソ気象モデル WRF により予測するために WRF における異なる惑星境界層スキーム、平面座標格子間隔、海洋混合層モデル、鉛直座標格子分布の構成、地形データについての感度分析は、異なる惑星境界層が風速や風向に及ぼす影響は大きく、Mellor, Yamada and Janjic sheme (MYJ) や Asymmetric Convective Model (ACM2) の惑星境界層スキーム、細かい平面座標及び非線形鉛直座標の格子分布を用いることで高精度の推算が可能であることが認められた。

台風通過後の異常高潮特性の解析の境港への適用、日本海沿岸における台風通過後の異常高潮の発生メカニズムに関する一考察、山陰沿岸気象予測へのメソ気象モデル WRF のパラメータ感度分析に関する研究より高潮を推算する為に、気象場を入れないと出てこない。その為に WRF にパラメータを調整する為の研究があるので、気象場を計算する為に、高潮にニューラルネットを適用したものである。

〈参考文献〉

- 中野俊夫,大澤輝夫,吉野 純,益子 涉,河合弘泰,松浦邦明：台風ボーガスの高度化による数値予報モデルを用いた海上風推算手法の精度向上, 海岸工学論文集, 第53巻, pp. 1286-1290, 2006.
- 露木 義, 川畑拓矢：気象学におけるデータ同化, 気象研究ノート, 第217号, pp. 277, 2008.
- 小林智尚：波浪推算システムとその応用, 土木学会, 海岸工学委員会・水理委員会, pp.B-7-3-B-7-11, 2002,09.
- 間瀬 肇, 平尾博樹, 國富将嗣, 高山知司：SWANによる波浪推算システム, 第44号 B-2, 京都大学防災研究所, pp.333-336. 2001.
- 國富 将嗣：高潮と高波の同時生起確率特性に関する研究, Kyoto University, 2005,03.
- Huang X-Y.: Four-Dimensional Variational Data Assimilation for WRF: Formulation and Preliminary Results. Monthly Weather Review 137. pp. 299-314. 2009.
- 間瀬 肇, 勝井伸悟, 安田誠宏, Tracey H. Tom, 小川和幸：GFS-WRF-SWANシステムによる3シーズンの波浪予測とシステムの検証, 海洋開発論文集, Vol.22, pp.109-114, 2006.
- Palma Elbio D., Matano・Ricardo P. : On the implementation of passive open boundary condition for a general circulation model : The barotropic mode, Journal of Geophysical Research, Vol.103, No.C1, pp.1319-1341, January 15, 1998.
- SWAN : A numerical wave model for obtaining realistic estimates of wave parameters in coastal areas, lakes and estuaries from given wind-, bottom-, and current conditions,Delft University of Technology.
- Cavaleri L., P. Malanotte-Rizzoli : Wind wave prediction in shallow water : Theory and applications, Journal of Geophysical Research, Vol.86, No.C11, pp.10961-10973, 1981.
- Janssen P. A. E. M. : Wave-induced stress and the Drag of Air Flow over Sea Wave, Journal of physical Oceanography, Vol.19, pp.745-754, 1989.
- Janssen P. A. E. M. : Quasi-linear Theory of Wind-Wave Generation Applied to Wave Forecasting, Journal of physical Oceanography, Vol.21, pp.1631-1642, 1991.
- Hasselmann K. : On the spectral dissipation of ocean waves due to whitecapping, Bound.-layer Meteor., Vol.6, pp.1-2, pp.107-127, 1974.
- Komen G. J., S. Hasselmann, K. Hasselmann : On the existence of a fully developed wind-sea spectrum, Journal of physical Oceanography, Vol.14, pp.1271-1285, 1984.

- Janssen P. A. E. M. : Experimental evidence of the effect of surface waves on the air flow, *Journal of physical Oceanography*, Vol.22, pp.1600-1604, 1992.
- Hasselmann K., T. P. Barnett, E. Bouws, H. Carlson, D. E. Cartwright, K. Enke, J. A. Ewing, H. Gienapp, D. E. Hasselmann, P. Kruseman, A. Meerburg, P. Muller, D. J. Olbers, K. Richter, W. Sell, H. Walden : Measurements of wind wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project(JONSWAP), *Dtsch.Hydrogr.Z.Suppl.*, Vol.12, No.A8, 1973.
- Collins J. I. : Prediction of shallow water spectra, *Journal of Geophysical Research*, Vol.77, No.15, pp.2693-2707, 1972.
- Madsen O.S., Y.-K. Poon, H.C. Graber : Spectral wave attenuation by bottom friction : Theory, *Proc.21th Int. Conf. Coastal Engineering*, ASCE, pp.492-504, 1998.
- Battjes J. A., J. P. F. M. Janssen : Energy loss and set-up due to breaking of random waves, *Proc. 16th Int. Conf. Coastal Engineering*, ASCE, pp.569-587, 1978.
- Eldeberky Y., J. A. Battjes : Parameterization of triad interactions in wave energy models, *Proc. Coastal Dynamics Conf. '95, Gdansk, Poland*, pp.140-148, 1995.
- Eldeberky Y., J.A.Battjes:Spectral modeling of wave breaking:Application To Boussinesq equation,*Journal of Geophysical Research*,Vol.101,No.C1, pp.140-148,1995.
- Lalbeharry R., Behrens A., Guenther H., Wilson L. : An evaluation of wave model performances with linear and nonlinear dissipation source terms in lake erie, *Proc. 8th Int. workshop on wave hindcasting and for Eldeberky Y. • J. A. Battjes : Spectral modeling of wave breaking : Application ecasting*, Hawaii, USA, 2004.
- Trancey H.Tom, 間瀬 肇, 勝井伸吾, 安田誠宏, 小川和幸 :ハリケーン・カトリーナによる高波の解析, *海岸工学論文集*, 第 53 卷, pp.421-425, 2006.
- 後藤智明 :アーセル数が大きい場合の非線形分散波の方程式, *土木学会論文集*, 第 351 号/II-2, 1984.
- 服部昌太郎 : *海岸工学*, コロナ社, 東京,1987.
- Zaviš a I.Janjic : UCAR Scientific Visitor,:Nonsingular Implementation of the Mellor-Yamada Level 2.5 Scheme in the NCEP Meso model, December, National Centers for Environmental Prediction Office Note #437, 2001.
- Kay Sušeij, Abha Sood : Improving the Mellor-Yamada-Janjić Parameterization for wind condition in the marine planetary boundary layer, *Boundary- layer Meteorol*, Vol.136, pp301-324, 2010.
- Hyeyum Hailey Shin, Song-You Hong : Intercomparison of Planetary Boundary-Layer Parametrizations in the WRF Model for a Single Day from CASES-99, *Boundary-layer Meteorol*, Vol. 139, pp261-281, 2011.

高山知司，口田 登：高潮・高波の推算技術の高度化と防災に関する基礎的研究，京都大学防災研究所，港湾空港技術研究所，2003.
宮崎正衛：高潮の研究，成山堂書店，東京，2004.

第5章 ニューラルネットワークによるリアルタイム高潮予測の

評価システムの提案

5.1 ニューラルネットワークの概要と一般的モデル

ニューラルネットワークは、生体の脳神経回路網を模倣した情報処理システムのことである。ニューロン (neuron) (神経細胞)は(1)細胞体 (soma) と呼ばれる本体の部分、(2)本体から複雑に枝分かれした樹状突起 (den-drite) と呼ばれる部分、及び(3)本体から1本だけ出て末端で多数枝分かれする軸(axon)と呼ばれる部分から構成されている。ここで図5-1の樹状突起は他のニューロンからの信号を受け取る部分であり、細胞本体からの信号を他のニューロンに伝える出力用の繊維が軸索で、その末端が他のニューロンの樹状突起と結合している。この結合部分はシナプス(synapse)と呼ばれている。一般に神経線維と呼ばれている軸索は、10から数百に分岐しており、シナプスを介して数多くの他のニューロンと結合している。また1つのニューロンは、平均で数百から数千、多いものでは数万本の軸索と結合して、信号を受け取っている。ニューロンは機能的には、樹状突起で他のニューロンからの信号を受け取り、細胞体で入力信号を処理し、軸索から他のニューロンへの出力信号を出すという情報処理素子とみなすことができる。

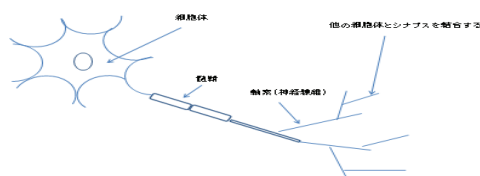


図5-1樹状突起

電気生理学によれば、ニューロンの内部は細胞膜によって外部と隔てられているので、細胞膜の内外では常に電位差があり、内部の電位は外部よりも通常低いとされている。外部を0とした時の内部の電位は膜電 (membrane potential) という。入力信号がない時の膜電位は静止膜電位 (resting potential) と呼ばれ、通常-70ミリボルト程度である。外部から入力信号が到着し、膜電位が静止膜電位よりも大体15~20ミリボルト程度高くなれば、ニューロンが興(excite)して、内部の電位が突然高くなる。この時ニューロンは発火(fire)したともいわれ、時間軸

にして1ミリ(1,000分の1)秒，電圧にして0.1ボルトほどのパルスが，軸索を伝わって他のニューロンに信号として伝えられていく．しかし膜電位の上昇がだいたい15から20ミリボルト程度の閾値(threshold)を超えなければ，ニューロンは発火せず軸索にはなんの出力信号も出ない．この様にニューロンの働きは，膜電位がある閾値を超えれば出力パルスを発火するが，超えなければ出力信号は出さないとする閾作用である．人工ニューロンのモデルが，McCulloch とPitts によって1943 年に提案された．図5-2に示される様に人工ニューロンでは，入力信号 x_1, x_2, \dots, x_n に対して，膜電位の変化量 u が次式で示す入力の重み付き和で表される．

$$u = \sum_{k=1}^n w_k x_k \quad (5.1.1)$$

x_k : 神経細胞が受け取る入力信号の強さ ($k=1, 2, \dots, n$)

u : 膜電位の変化量

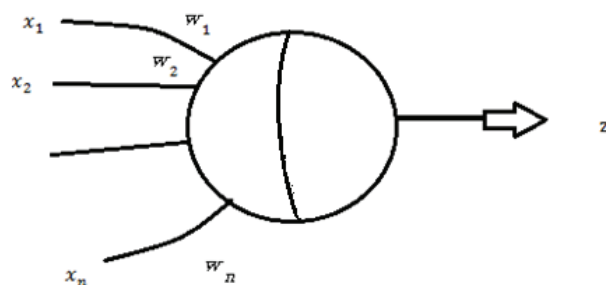
w_k : 第 k 番目の軸索に単位強さの信号がきた場合に膜電位が変化する量 (シナプス結合，結合荷重)

h : 興奮の閾値， z : 出力値とすると，ステップ関数は次式で表される．

$$f(u) = \begin{cases} 1, & u > h \\ 0, & u \leq h \end{cases} \quad (5.1.2)$$

$$z = f\left(\sum_{k=1}^n w_k x_k - h\right) \quad (5.1.3)$$

出力値 z は， u が閾値 h を超えた場合 1，超えない場合 0 となるステップ関数 (閾値関数) で入出力関係が決まる．出力値は， $z=0$ における関数の不連続な変化によって微分ができないことから，数学的には扱いにくいという欠点がある．そこで実際の入出力関数としては，この閾値関数に代わって，シグモイド関数のような連続変化を示す関数を用いるのが通例である．このシグモイド関数を



入出力関数として使用した．

図 5-2 人口ニューロン

シグモイド関数は次式で示される関数である。シグモイド関数のグラフは図 5-3 である。

$$f(x) = \frac{1}{1 + \exp(-\varepsilon x)} \quad (5.1.4)$$

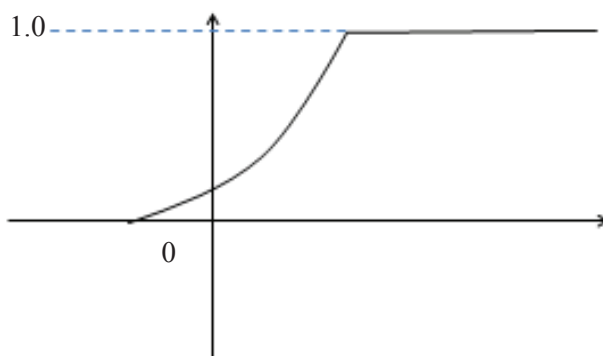


図 5-3 シグモイド関数

5.1.1 ネットワーク構造

ニューラルネットワークの構造は、階層型と非階層型に大別される。階層型ネットワークは情報の流れが入力から出力の方向へと一方向である。この場合入力信号が入力層に加えられると、活性値が順次出力方向に伝播し、出力層に出力信号が現れる。ニューラルネットワークは入力層から出力層への写像あるいは変換を実現する。階層型ネットワーク以外のネットワークを、非階層型ネットワークと呼ぶ。非階層型ネットワークも何らかの方法で入力端子と出力端子を設定することができる。ただし、信号の流れが一方向ではない。出力は現在の入力だけからでは決まらず、過去の入力系列によって決まる。言い換えれば入力から出力への関係は静的な写像ではなく、ダイナミクスを有している。ダイナミクスを扱うには、過去の履歴を何らかの形でネットワーク内に保持することが必要である。履歴の保持は単純な階層型ネットワークでは不可能である。履歴の保持が可能なネットワーク、すなわち非階層型ネットワークはさらに2種類に分けられる。第一のカテゴリーは単純リカレントネットワークであり、基本的には階層型ネットワークであるが、一部にフィードバック結合を追加したものである。第二のカテゴリーは、相合結合型あるいはリカレントネットワークであり、信号の方向性がなく一般的な構造のネットワークである。最も一般的なものが、 n 個のユニットに対して n^2 個の結合が存在する完全な相合結合型ネットワークである。

5.1.1.1 階層型ネットワーク

階層型ネットワークは，入出力間の静的な写像関係を表現しており，信号が常に入力層から入出力層方向に流れる最も単純かつ解析の容易なネットワークである。

図 5-4 は典型的な 3 層ネットワークである。左から入力層，隠れ層(中間層)，出力層であり，各層に属するユニットをそれぞれ入力ユニット，隠れ(中間)ユニット，出力ユニットと呼ぶ。3 層ネットワークだけでなく，2 層あるいは 4 層ネットワーク，さらには多層ネットワークを用いることもある。入力層と隠れ層間，及び隠れ層と出力層間は密結合であることが多いが，RBF (radial basis function) のように隠れユニットが一部の入力ユニットとのみ結合するネットワークもある。図 5-4 において，入力層から出力層へという，隣接層以外への結合が存在することもある。入力層と出力層はネットワークがその外界と接する所であり，外界の表現方法を定めればユニット数が定まる。入力データと出力目標データの対からなる訓練データを多数与え，ネットワークがこれらの入出力関係を再現するよう結合重みを調整するのがニューラルネットワークにおける学習である。

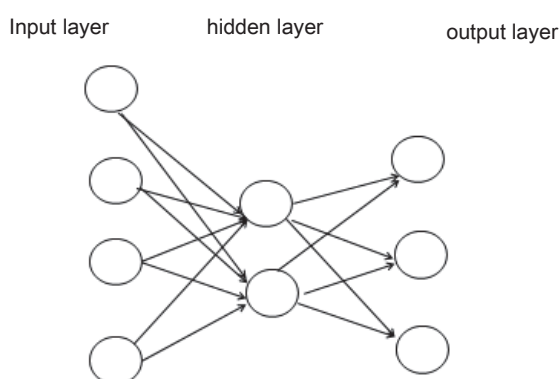


図 5-4 3 層ネットワーク

Rosenblatt の提案した単純パーセプトロン (simple Perceptron) は図 5-5 である。これは 1 個の出力ユニットを有し，入力層と隠れ層の間はランダムに結合している。パーセプトロンでは入力層のことを感覚層 (S ユニット, sensory unit)，隠れ層のことを連合層 (A ユニット, association unit)，出力層のことを反応層 (R ユニット, response unit) と呼ぶ。

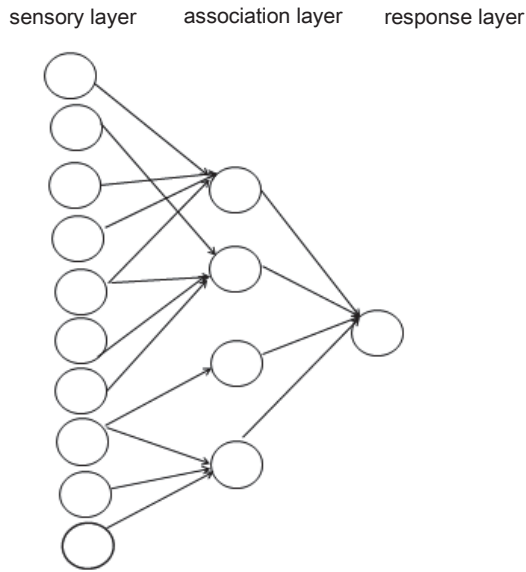


図 5-5 単純パーセプトロン

5.1.1.2 単純リカレントネットワーク

単純リカレントネットワークは、階層型ネットワークの一部にフィードバック結合が付加されたネットワークである。フィードバック結合により過去の履歴を保持し、系列の学習に用いられる。単純リカレントネットワークに属するものとして、ジョルダンネットワーク、エルマンネットワーク、バッファネットワークなどが提案されている。

図 5-6 がジョルダンネットワークである。ここで状態層(context layer)が出力層の履歴を保持する。

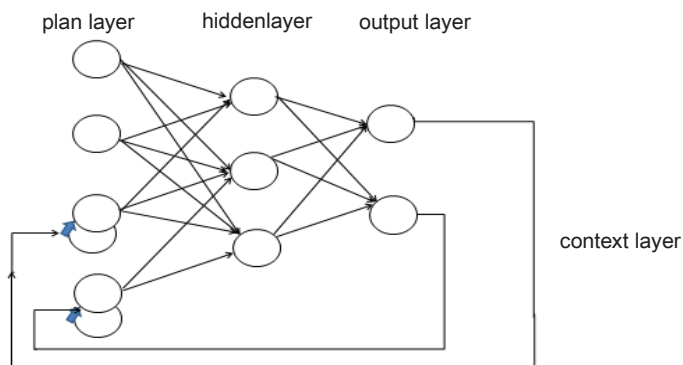


図 5-6 ジョルダンネットワーク

図 5-7 はエルマンネットワークと呼ばれ、一期前の隠れ層出力をコンテキスト層とする。

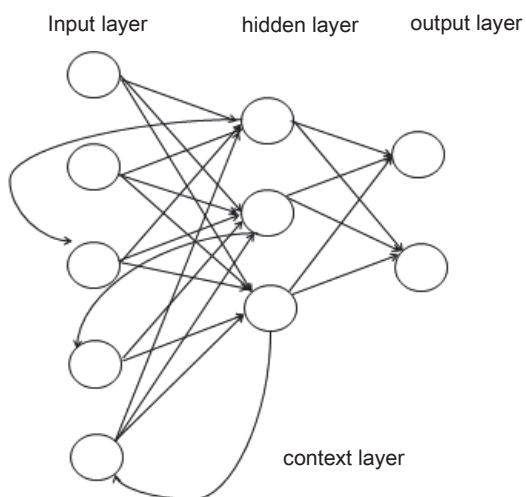


図 5-7 エルマンネットワーク

図 5-8 はバッファネットワークと呼ばれ、過去の入力系列および出力系列をバッファとして入力層に並べるものである。これらの方法により、過去の履歴を短期記憶としてネットワーク中に保持し、ダイナミクス表現および学習が可能になる。

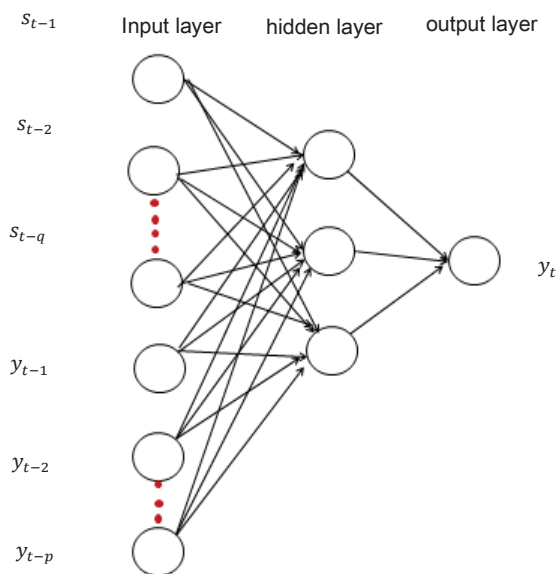


図 5-8 バッファネットワーク

図 5-9 は階層型ネットワークに対して隠れ層に層内結合が付加されたネットワークである。層内の抑制性結合重みが適切であると、隠れユニット間の競合により一個のみが活発になり他の隠れユニットが非活性になる。競合の結果一個のユニットのみが活性になることをWTA (winner-take-all) と呼んでいる。隠れ層でなく、出力層に層内の抑制性結合があることもある。

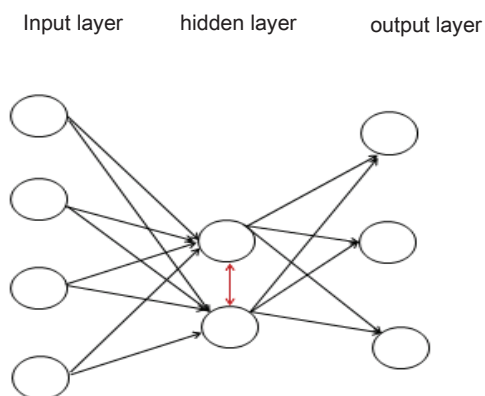


図 5-9 隠れ層内相合結合ネットワーク

5.1.1.3 相合結合型ネットワーク

図 5-10 は相合結合型ネットワークであり、リカレントネットワークと呼ばれ、階層型とは違い一般的なネットワーク構造である。n個のユニットからなるネットワークの場合、自分自身への自己結合も含め最大 n^2 本の結合が存在する。

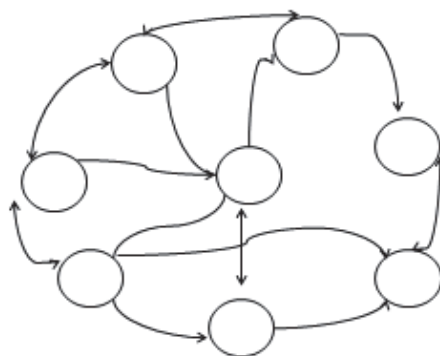


図 5-10 相互結合型ネットワーク

5.1.1.4 教師有り学習と教師無し学習

ニューラルネットワークにおける学習には、教師有り学習と教師無し学習とがある。教師有り学習においては、入力信号に対して出力されるべき信号であ

る教師信号をあらかじめ用意しておく。この教師信号と実際にネットワークが出力した値との差（出力誤差）を比較して、ネットワークが所望の出力を出すように、すなわち出力誤差が小さくなるように結合荷重の修正を行う。一方、教師無し学習では、教師信号を用いないで結合荷重の修正を行う。本研究で用いたバックプロパゲーション法（誤差逆伝搬法）は、教師有りである。

5.1.2 バックプロパゲーション法（誤差逆伝搬法）

バックプロパゲーション（back-propagation）は1986年ラメルハートとヒルトンによって提案されたもので、フィードバックのない層状回路で、与えられた入出力関係を満たす様に神経回路を組織化させる1つの手法である。

階層型ニューラルネットワークは入力層、中間層（隠れ層）、出力層から構成される。中間層は1層とは限らず複数層の場合もある。各ニューロンモデル間の全ての結合荷重は誤差を最小化するように出力層から入力層にむけて順次修正されていく。通常は入力層から出力層へと信号が伝わっていくので、この結合荷重の修正法は逆向きであるため、バックプロパゲーション（Back-propagation）と呼ばれる。図5-11に示す様な n 層から構成される階層型神経回路網を考えると、パターン p を提示した時の第 k 層（ $k=2,3,\dots,n$ ）の各ユニット u_j^k の入出力関係は次式で示される。

$$o_{pj}^k = f_j^k(i_{pj}^k) \quad (5.1.5)$$

$$i_{pj}^k = \sum_{i=1}^{N_k} w_{i,j}^{k-1,k} o_{pi}^{k-1} + \theta_j^k \quad (5.1.6)$$

o_{pj}^k : パターン p を提示した時の第 k 層の j 番目のユニット u_j^k の出力値

i_{pj}^k : パターン p を提示した時の第 k 層の j 番目のユニット u_j^k の入力値

$w_{i,j}^{k-1,k}$: 第 $k-1$ 層の i 番目のユニット u_i^{k-1} と第 k 層の j 番目のユニット u_j^k との結

合荷重

f_j^k : 第 k 層の j 番目のユニット u_j^k における微分可能な増加関数であるユニットの入出力関数

θ_j^k : 第 k 層の j 番目のユニット u_j^k の入力値における閾値

N_k : 第 k 層のユニット数

$$o_{pj}^k = f_j^k(i_{pj}^k)$$

$$i_{pj}^k = \sum_{i=1}^{N_k+1} w_{i,j}^{k-1,k} o_{pi}^{k-1}$$

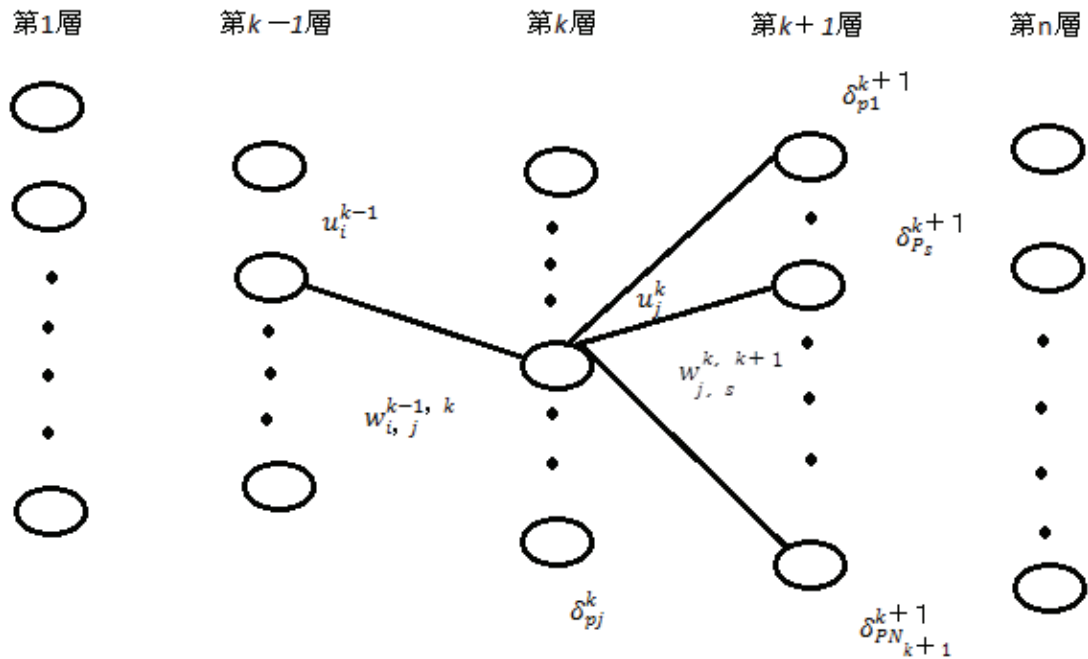


図5-11 階層型神経回路網の構成

ここで式(5.1.6)における閾値は、第 $(k-1)$ 層に常に値1を取る $(N_{k-1}+1)$ 番目のユニット $u_{N_{k-1}+1}^{k-1}$ を考えると、ユニット $u_{N_{k-1}+1}^{k-1}$ と第 k 層の j 番目のユニット u_j^k を結ぶ結合荷重の値と考えることができる。従って以降の説明は、閾値 θ_j^k を結合荷重に含めた式(5.1.8)に従って行う。

$$o_{pj}^k = f_j^k(i_{pj}^k) \quad (5.1.7)$$

$$i_{pj}^k = \sum_{i=1}^{N_{k-1}+1} w_{i,j}^{k-1,k} o_{pi}^{k-1} \quad (5.1.8)$$

ニューラルネットワークの学習の誤差を評価する誤差関数として、教師信号と出力値との二乗平均誤差 E を考える。

$$E = \sum_p E_p \quad (5.1.9)$$

$$E_p = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^{N_n} (t_{pi}^n - o_{pi}^n)^2 \quad (5.1.10)$$

t_{pi}^n : パターン p を提示した時の最終層 n 層のユニット i の教師信号値である。

結合荷重 $w_{i,j}^{k-1,k}$ は、評価関数を最小にするように変化すればよいので、結合荷

重の変化量 $\Delta_p w_{i,j}^{k-1,k}$ には次式のような関係式が成り立っているとす。

$$\Delta_p w_{i,j}^{k-1,k} \propto -\frac{\partial E_p}{\partial w_{i,j}^{k-1,k}} \quad (5.1.11)$$

(5.1.11)の右辺は、次のように分解することができる。

$$\frac{\partial E_p}{\partial w_{i,j}^{k-1,k}} = \frac{\partial E_p}{\partial i_{pj}^k} \cdot \frac{\partial i_{pj}^k}{\partial w_{i,j}^{k-1,k}} \quad (5.1.12)$$

ここで上式の右辺第1因数は、ユニット u_j^k への入力値 i_{pj}^k の変化が誤差関数 E_p に与える影響を表す因数である。また右辺第2因数は、ユニット u_j^k に接続している結合荷重の値 $w_{i,j}^{k-1,k}$ の変化がユニット u_j^k の入力値 i_{pj}^k に与える影響を表す因数である。式(5.1.8)から、上式の右辺第2因数は次式のように表される。

$$\frac{\partial i_{pj}^k}{\partial w_{i,j}^{k-1,k}} = \frac{\partial}{\partial w_{i,j}^{k-1,k}} \sum_{s=1}^{N_{k-1}+1} (w_{s,j}^{k-1,k} o_{ps}^{k-1}) = o_{pi}^{k-1} \quad (5.1.13)$$

また、式(5.1.12)の右辺第1因数を次式のように表す。

$$\delta_{pj}^k = -\frac{\partial E_p}{\partial i_{pj}^k} \quad (5.1.14)$$

したがって、式(5.1.13)、(5.1.14)から、式(5.1.12)は次式のように表される。

$$-\frac{\partial E_p}{\partial w_{i,j}^{k-1,k}} = \delta_{pj}^k o_{pi}^{k-1} \quad (5.1.15)$$

よって結合荷重の変化量 $\Delta_p w_{i,j}^{k-1,k}$ は、式(5.1.11)から、比例定数 η を用いて次式のように表せる。

$$\Delta_p w_{i,j}^{k-1,k} = \eta \delta_{pj}^k o_{pi}^{k-1} \quad (5.1.16)$$

一方、式(5.1.14)で表される δ_{pj}^k は連鎖率を用いて、ユニット u_j^k の出力値 o_{pj}^k の変化が評価関数に与える影響を表す因数部分と、ユニット u_j^k の入力値 i_{pj}^k の変化がユニット u_j^k の出力値 o_{pj}^k に与える影響を表す因数部分に分解することで、再帰的に δ を計算することができる。

$$\delta_{pj}^k = -\frac{\partial E_p}{\partial i_{pj}^k} = -\frac{\partial E_p}{\partial o_{pj}^k} \cdot \frac{\partial o_{pj}^k}{\partial i_{pj}^k} \quad (5.1.17)$$

上式の右辺の第2因数は、式(5.1.7)から、入出力関数 $f_j^k(x)$ の一次導関数であることが分かる。

$$\frac{\partial o_{pj}^k}{\partial i_{pj}^k} = \frac{\partial}{\partial i_{pj}^k} f_j^k(i_{pj}^k) \quad (5.1.18)$$

ここで式(5.1.17)の右辺第1因数を計算する場合、次の二つの場合を考えなくてならない。

- (i) 出力層ユニット u_j^n の出力値 o_j^n の変化が評価関数に影響を及ぼす場合.
- (ii) 出力層以外のユニット u_j^k の出力値 o_j^k の変化が評価関数に影響を及ぼす場合.

今, (i) の場合を考えると, 式(5.1.17)の右辺の第1因数は式(5.1.10)から次のような式になる.

$$\frac{\partial E_p}{\partial o_{pj}^n} = -(t_{pj}^n - o_{pj}^n) \quad (5.1.19)$$

したがって, (5.1.17)は次の式になる.

$$\delta_{pj}^n = (t_{pj}^n - o_{pj}^n) \frac{\partial}{\partial i_{pj}^n} f_j^n(i_{pj}^n) \quad (5.1.20)$$

また, (ii) の場合は, 次式になる.

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_p}{\partial o_{pj}^k} &= \sum_{s=1}^{N_{k+1}} \left(\frac{\partial E_p}{\partial i_{ps}^{k+1}} \cdot \frac{\partial i_{ps}^{k+1}}{\partial o_{pj}^k} \right) \\ &= \sum_{s=1}^{N_{k+1}} \left(\frac{\partial E_p}{\partial i_{ps}^{k+1}} \cdot \frac{\partial}{\partial o_{pj}^k} \sum_{t=1}^{N_{k+1}} (w_{t,s}^{k,k+1} o_{pt}^k) \right) \\ &= \sum_{s=1}^{N_{k+1}} \left(\frac{\partial E_p}{\partial i_{ps}^{k+1}} \cdot w_{j,s}^{k,k+1} \right) \\ &= -\sum_{s=1}^{N_{k+1}} (\delta_{ps}^{k+1} w_{j,s}^{k,k+1}) \end{aligned} \quad (5.1.21)$$

したがって, 式(5.1.17)は次のように表せる.

$$\delta_{pj}^k = \frac{\partial}{\partial i_{pj}^k} f_j^k(i_{pj}^k) \sum_{s=1}^{N_{k+1}} (\delta_{ps}^{k+1} w_{j,s}^{k,k+1}) \quad (5.1.22)$$

$$(j=1, 2, \dots, N_k)$$

まとめると, n層からなる階層型神経回路網の結合荷重 $w_{i,j}^{k-1,k}$ の変化規則は, 以下のようになる.

$$\Delta_p w_{i,j}^{k-1,k} = \eta \delta_{pj}^k o_{pi}^{k-1} \quad (5.1.23)$$

$$(i=1, 2, \dots, N_{k-1}+1)$$

$$(j=1, 2, \dots, N_k)$$

$$(k=2, 3, \dots, n)$$

$$\delta_{pj}^n = (t_{pj}^n - o_{pj}^n) \frac{\partial}{\partial i_{pj}^n} f_j^n(i_{pj}^n) \quad (5.1.24)$$

$$\delta_{pj}^k = \frac{\partial}{\partial i_{pj}^k} f_j^k(i_{pj}^k) \sum_{s=1}^{N_{k+1}} (\delta_{ps}^{k+1} w_{j,s}^{k,k+1}) \quad (5.1.25)$$

$$(k = 2, 3, \dots, n-1)$$

したがって、シグモイド関数を入出力関数として用いた場合、結合荷重の変化量は次式で表せる。

$$\Delta_p w_{i,j}^{k-1, k} = \eta \delta_{pj}^k o_{pi}^{k-1} \quad (5.1.26)$$

$$(i = 1, 2, \dots, N_{k-1} + 1)$$

$$(j = 1, 2, \dots, N_k)$$

$$(k = 2, 3, \dots, n)$$

$$\begin{aligned} \delta_{pj}^n &= (t_{pj}^n - o_{pj}^n) f_j(i_{pj}^n) (1 - f_j(i_{pj}^n)) \\ &= (t_{pj}^n - o_{pj}^n) o_{pj}^n (1 - o_{pj}^n) \end{aligned} \quad (5.1.27)$$

$$\begin{aligned} \delta_{pj}^k &= f_j(i_{pj}^k) (1 - f_j(i_{pj}^k)) \sum_{s=1}^{N_{k+1}} (\delta_{ps}^{k+1} w_{j,s}^{k,k+1}) \\ &= o_{pj}^k (1 - o_{pj}^k) \sum_{s=1}^{N_{k+1}} (\delta_{ps}^{k+1} w_{j,s}^{k,k+1}) \end{aligned} \quad (5.1.28)$$

$$(k = 2, 3, \dots, n-1)$$

バックプロパゲーション学習法は結合荷重の修正の時期に関して2種類の方法がある。

- (1) 逐次修正法は、一つの入力パターンを提示するたびに、結合荷重の修正を行う逐次的な学習方法である。
- (2) 一括修正法は、各入力パターンを提示した際に、結合荷重の修正量を蓄積し、全入力パターンの提示後に、結合荷重の修正を一括して行う学習方法である。

逐次修正法による学習では、ある入力パターンを神経回路網に提示し、それに対する出力結果を得る。その出力結果と目標値である教師信号との誤差を逆伝播しながら、各層の各ユニットにおける誤差を求める。さらに、その誤差をも

とに結合荷重の修正量を計算し、結合荷重の修正を行う。以上の処理を全入力パターンに対して行い、さらに、何回も同じことを繰り返す。逐次修正法の学習の流れを図5-12 に示す。

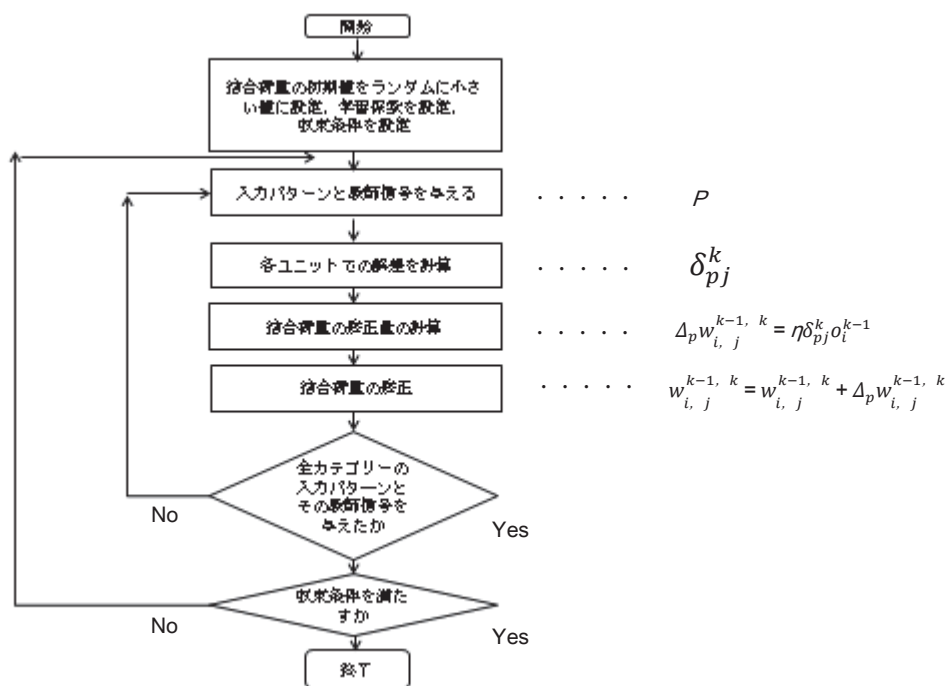


図5-12逐次修正法の学習フロー

一括修正法による学習では、ある入力パターンを神経回路網に提示し、その入力パターンに対する出力結果を得る。次に、その出力結果と教師信号の誤差を逆伝播し、結合荷重の修正量を求め、蓄積する。以上のことを、全入力パターンに対して行い、全入力パターンを提示した後に、それまでに蓄積された結合荷重の修正量を元に、結合荷重の修正を行う。これらの処理を誤差が小さくなるまで繰り返し行う。一括修正法の学習の流れを図5-13 に示す。

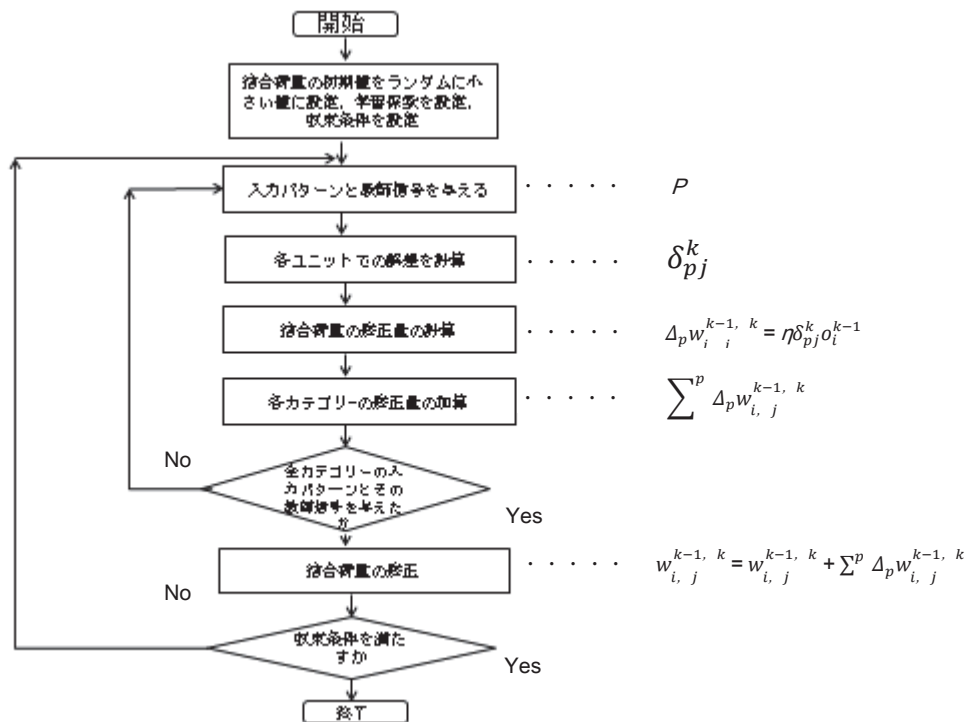


図5-13一括修正法の学習フロー

一括修正法では、式(5.1.9)で表される全パターンに対する誤差 E を小さくするような結合荷重の組み合わせを探索している。また、逐次修正法は、式(5.1.10)で表される。あるパターン p に対する誤差 E_p を小さくするような結合荷重の組合せを探索している。式(5.1.26)～(5.1.28)で表されるバックプロパゲーション学習法では、 $\partial E_p / \partial w$ に比例した値だけによって結合荷重の修正量が決定される。一般にこの様な勾配降下法では、修正量は微小な方が良いとされている。しかしながら、修正量を小さくすると、学習速度は遅くなってしまふ。そこで、探索点の動きが振動しない程度に学習速度を上げる一つの方法として、次式右辺第2項の様な慣性項 (momentum term) を導入して結合荷重の修正を行うことで、学習の発散を防ぎ、学習の高速化をはかることが出来る。

$$\Delta_p w_{i,j}^{k-1, k} (m) = \eta \delta_{pj}^k o_i^{k-1} + \alpha \Delta_p w_{i,j}^{k-1, k} (m-1) \quad (5.1.29)$$

m : 学習回数

α : 結合荷重空間で現在の結合荷重の変化方向に前回の結合荷重の変化の影響を及ぼさせるための定数

第 6 章 高潮予測に対するニューラルネットワークシステムの

適用性の検討

6.1 ニューラルネットワークによる山陰沿岸におけるリアルタイム高潮予測

山陰沿岸の高潮は、台風通過約 14 時間後、台風中心が北緯 40 度以上に位置する時に最大高潮水位が観測される特異な現象を示す。この現象は、図 6-1 に示す対馬海峡から日本海へ移動する台風経路の場合に観測されている。

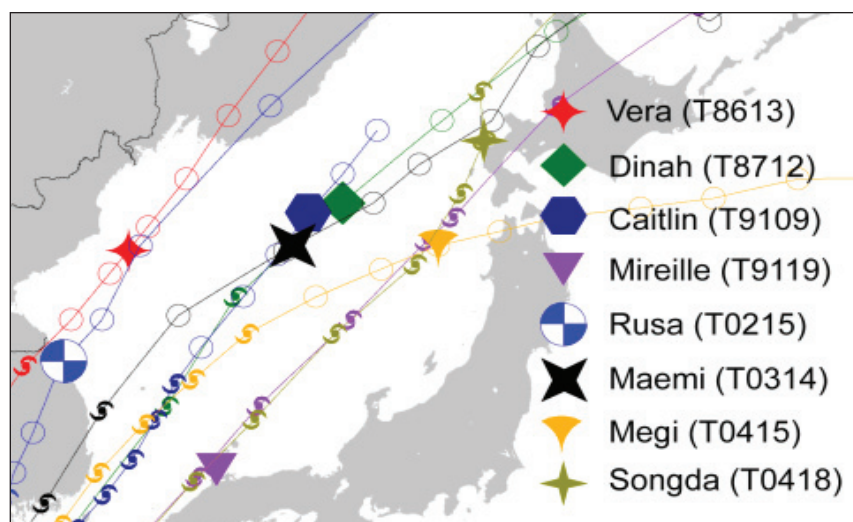


図 6-1 境港における異常高潮発生に影響を及ぼした代表的な台風の進路

第 4 章より金らによって、数値モデルを用いて異常高潮の再現計算を行い、Coriolis 力が山陰沿岸において発生する異常高潮に及ぼす影響を明らかにしている。コリオリ力の影響する場合としない場合で潮汐、高潮、波浪結合モデル SuWAT を用いて高潮再現計算を行い、コリオリ力が高潮に及ぼす影響についてである。この内容の結論として、境港における高潮の発生で、台風接近時に島根県沿岸で上昇した水位が、台風通過後の西風、西北西により、島根県沿岸に発生した水位上昇が東に伝わり、台風通過後十数時間後に最大高潮偏差が発生する。コリオリ力を考慮しなかった場合、高潮の発生メカニズムは見られなかったことから、境港において台風通過後に遅れて最大高潮偏差が発生するには、コリオリ力の影響が関係しているという結果になっている。最近の温暖化に関する研究では台風発生地域が北上し、その強度も増加傾向にあると報告されており、山陰沿岸での今後の高潮被害の可能性は高くなる傾向にあるといえる。

このような高潮災害の危険性を港や地域の住民に伝え、被害を防ぐための手法として、数値モデルとニューラルネットワークが挙げられる。数値モデルによるリアルタイム予測には、気象モデル及び経験的台風モデルにより予測した海上 10m 風場や海面気圧場を外力として用いて高潮モデルによる高潮推算値で予報を行うものがある。

一方、ニューラルネットワークによる高潮予測とは、過去に観測された気象場、水位変動及び台風の位置等の情報をデータベースとして利用し、台風が発生した場合、予想される高潮偏差を予報するものである。ニューラルネットワークを利用した従来の研究事例として、太田らの波浪予測や間瀬らによる捨石防波堤の安定性評価や大阪湾内への津波リアルタイム予測等があり様々な分野で用いられている。また高潮予測に関しては、山城らが有明海においてリアルタイム高潮予測にニューラルネットワークの適用性を検討した研究がある。

本研究は、山陰沿岸の境港における異常高潮のリアルタイム予測について、台風の位置と気象・海象の各種観測データを入力データとするニューラルネットワークシステムの開発とその適合性について検討したものである。

6.1.1 ニューラルネットワークの概要

本研究では、入力層、中間層及び出力層から構成されている3段階型のニューラルネットワークを用いる。入力層ユニットには、台風の緯度・経度、海面気圧、海面気圧の変化量、風速、風向、境港での観測潮位及び高潮偏差の計7項目を学習データに用いている。中間層は1層である。中間層ユニット数は入力層ユニットと同じ数に設定した。出力層ユニットは境港における高潮偏差の1項目とした。教師データによる学習法とは、最初に入力層に与えられる入力データとその出力値として望ましい教師データを与え、ネットワークからの出力値が教師データに近い値が出るようにユニットにかかる結合荷重と閾値を調整しながら、出力値と教師データとの誤差をフィードバックする方法である。この学習法により、起こりうる全ての入力と出力の教師データの組をネットワーク学習のために与えなくても、望ましい結果を得ることができる。この教師データ付き学習方法には多くのアルゴリズムが採用されているが、本研究ではパフォーマンス関数が最も早く減少する勾配の負の方向に結合荷重と閾値を更新する勾配降下法や数値最適化手法に基づく高速訓練アルゴリズムである共役勾配法の Levenberg-Marquardt法を採用している。

また、ネットワークの訓練中に起こる問題の一つに過学習がある。この対策として正則化法を用いて、本研究では台風の緯度・経度の場合、境港の緯度・経度、海面気圧：1013、海面気圧変化量、風速、観測潮位及び高潮偏差：100、風向：360 の固定値を使う。

ユニットの応答関数に関しては一般的にシグモイド関数がよく用いられ、こ

の関数には出力が0~1のlog型と出力が-1~1のtangent型がある。本研究では、間瀬の研究を参考に、log型シグモイド関数を中間層及び出力層ユニットに採用した。

6.1.1.1 学習データの種類

境港周辺を通過した最近10年間の台風経路と境港での潮位観測データを調べた結果、例えば、台風0314号による高潮偏差時間変化は1つのピークを持つ波形を示すが、台風0418号の場合には2つのピークを示すことが分かった。

図6-2は、台風0314号と0418号が境港に最接近した時を0時として境港での潮位記録を示したものである。この高潮偏差変化の違いが図6-1に示したように韓国を通過する台風0314号と山陰沿岸を通過する台風0418号のように台風経路によるものと推測する。

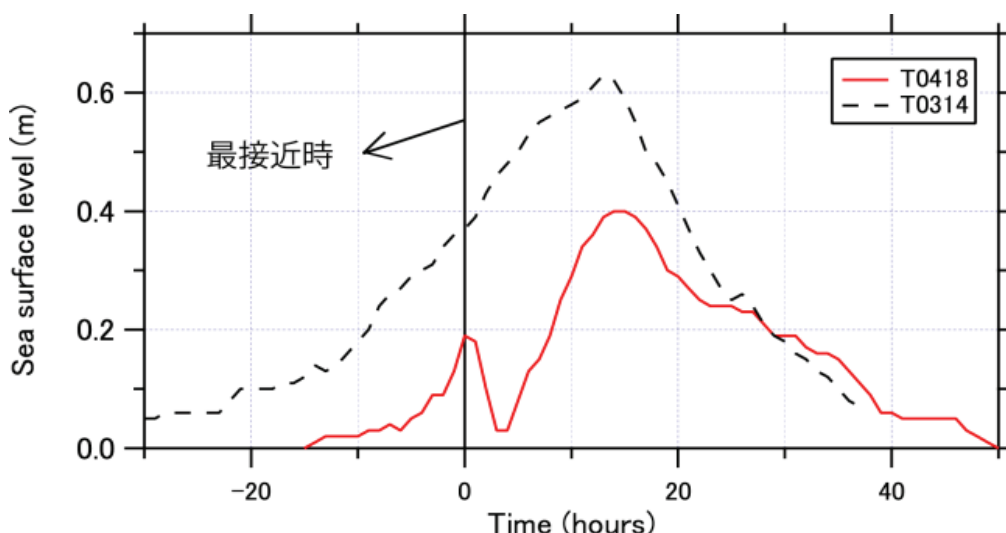


図6-2 境港における台風0418号と0314号による高潮時系列
(0時は台風が境港に最接近した時を示す)

そこで、台風の特性値と気象・海象の各種観測データの内、ニューラルネットワークの学習データとして最適なデータを検討するため、今回は台風の緯度・経度、海面気圧、海面気圧変化量、風速、風向、境港での潮位を組み合わせた表6-1に示す学習データを利用した。学習台風には、台風0418号のみの場合と、台風0418号と0314号を結合した2種類を対象に、計16ケースの学習データより調整されたニューラルネットワークを用いて、台風0415号による境港での高潮予測実験より学習データの適合性を検討した。

また、予測時間の適合性についても、1~5時間後まで1時間刻みの5ケースについて検証を行った。図6-3は実験で利用した気圧と風速の観測所の位置を表したのもであり、気象庁と海上保安部が運用しているものである。

表6-1 実験に用いた学習台風と学習データ

Case	学習台風	学習データ	観測地点
A	T0418	高潮偏差+気圧+気圧変化量	気圧： 三度碕 風： 西郷
		高潮偏差+気圧+気圧変化量+潮位	
		高潮偏差+気圧+気圧変化量+潮位+風速	
		高潮偏差+気圧+気圧変化量+潮位+風速+風向	
B	T0418 + T0314	高潮偏差+気圧+気圧変化量	
		高潮偏差+気圧+気圧変化量+潮位	
		高潮偏差+気圧+気圧変化量+潮位+風速	
		高潮偏差+気圧+気圧変化量+潮位+風速+風向	
C	T0418	高潮偏差+気圧+気圧変化量+潮位+5 箇所の風速+5 箇所の風向	気圧・風： 西郷， 境，米子， 松江， 浜田 (5 箇所)
		高潮偏差+気圧+気圧変化量+潮位+5 箇所の風速+5 箇所の風向+緯度+経度	
D	T0418 + T0314	高潮偏差+5 箇所の気圧変化量	
		高潮偏差+5 箇所の気圧変化量+潮位	
		高潮偏差+5 箇所の気圧変化量+潮位+5 箇所の風速	
		高潮偏差+5 箇所の気圧変化量+潮位+5 箇所の風速+5 箇所の風向	
E	T0418 + T0314	高潮偏差+5 箇所の気圧+5 箇所の気圧変化量+潮位+5 箇所の風速	
		高潮偏差+5 箇所の気圧+5 箇所の気圧変化量+潮位+5 箇所の風速+5 箇所の風向	



図6-3 ニューラルネットワークの学習データに用いた気圧と風速及び高潮偏差の観測所

6.1.1.2 学習データの入力方法

境港でのリアルタイム高潮偏差予測実験には、出力層の教師信号として境港での各台風により観測された高潮偏差を用いた。入力層のデータには、表6-1に示したように始めに気圧、気圧変化量、潮位、風速、風向、緯度、経度及び高潮偏差を用いた。

まず、実験CaseAの場合、台風0418号を学習台風として1箇所の気圧と気圧変化量から学習データの種類を増やして台風0415号による境港での高潮偏差の予測実験を行った。実験CaseBの場合は、台風0418号と0314号を結合した学習台風を用いてCaseAと同じ実験を行った。実験CaseCの場合は、台風0418号を学習台風に用いてCaseA2の条件に加え5箇所の風速と風向を考慮したものである。さらに、CaseC9の条件に台風の緯度・経度を考慮したものがCaseC10である。実験CaseDでは、台風0418号と台風0314号を学習台風として2つの台風により観測された5箇所での気圧変化量、風速、風向を用いたものである。この場合は気圧は考慮してない。実験CaseEでは、実験CaseD13とD14の条件に5箇所の気圧を加えたものである。予測時間の精度については、台風0415号による学習データを1時間から5時間先までの間を1時間刻みでずらした5ケースより検討を行っている。

6.1.1.3 単一台風の学習データによる予測

学習データの種類による予測値を評価するために、表6-1の示したように学習台風0418号を用いて、まず1箇所の気圧と風速及び境港での潮位及び高潮偏差を用いる実験CaseAを行った。図6-4は実験CaseAによる境港における予測値と観測値の時系列である。同図(a)のCaseA1のように学習データに高潮偏差、気圧と気圧変化量を採用した場合、予測値には観測結果のような時間波形が見られず予測精度が低い結果となった。これに加え、潮位を含んだ学習データを用いた場合(b)のCaseA2は改善されたが、観測値より低い高潮偏差の予測値が現れた。同図(c)と(d)のCaseA3とA4は、それぞれCaseA2に風速のみ及び風速と風向を考慮したものである。CaseA3のように風速を付加してもCaseA2の場合とほとんど変わらないことが分かる。CaseA4の場合、風向を加えると観測最大高潮偏差に近い予測値を得ることができるが、予測最大偏差の発生時間は観測値より約18時間先行している。この原因としては、予測対象の台風0415号と、学習データとして用いた台風0418号（図6-2）での高潮偏差の波形が異なる特性を持つためと考えられる。また、1箇所のみ気圧、気圧変化量、風速及び風向の学習データを用いるニューラルネットワークでは、十分な予測が不可能であることが明らかになった。

時系列波形に関する比較検討に加えて、観測値と予測値より規格したRoot Mean Square Error (NRMSE)、相関係数 (CC)、及び観測と予測の最大高潮偏差

の差 (MD) の統計値を用いて予測精度の評価を行った。

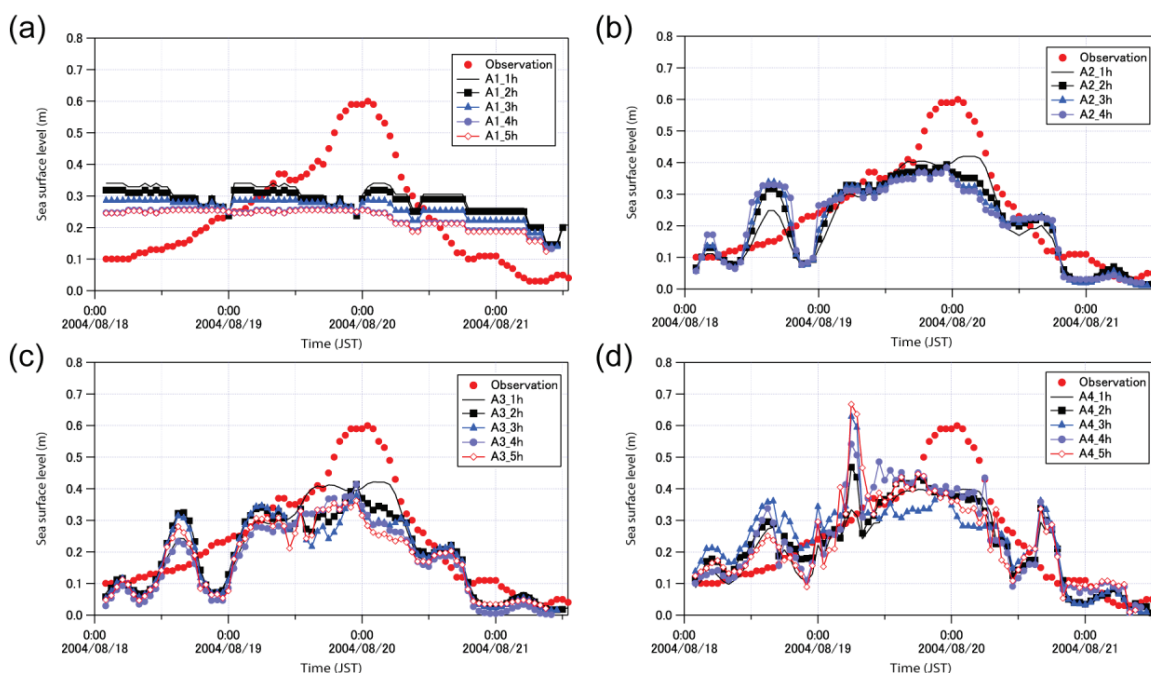


図6-4 実験 CaseAによる境港における予測値と観測値の時系列
(1h, 2h, 3h, 4h, 5h は予測時間を示す)

実験CaseAの内、CaseA4の評価を示したものが図6-5である。最もCCが高いのは1時間後の予測実験であり、最低のNRMSEとMDを示したのが1時間後の予測実験である。すなわち、予測時間が短いほど予測精度が向上する傾向にあることが分かる。

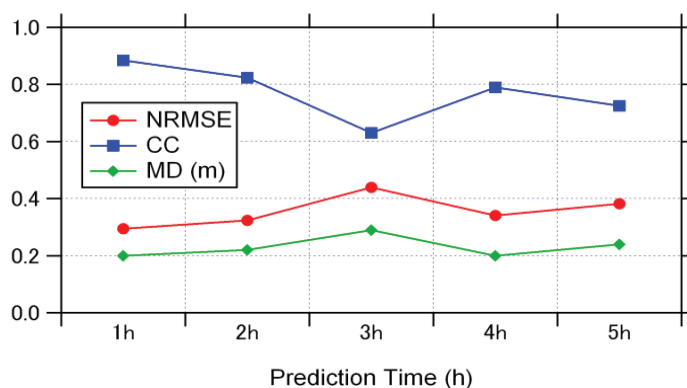


図6-5 実験Case A4による規格したRoot Mean Square Error(NRMSE), 相関係数 (CC) 及び観測と予測の最大高潮偏差の差(MD) (NRMSEとCCの単位は無次元,MDの単位はmである.)

6.1.1.4 複数台風 of 学習データによる予測

高潮偏差の時間波形特性が異なる複数の学習台風データを用いることによる予測精度への影響を調べるために、予測対象である台風0415号による高潮偏差の時系列波形に近い台風0314号を先の学習台風0418号に結合した予測実験を行った。まず、2つの台風による高潮偏差、気圧及び気圧変化量を考慮したCase B5の場合、異なる予測時間の結果を含めて、その予測結果は先に示した図6-4(a)と同じ結果を示した。また、図6-6(a)に示すように潮位を考慮したCase B6の場合は、予測値に改善が見られた。さらにCase B7の風速を含むと、図6-6(b)のように最大高潮偏差の予測値は観測値に近くなり、同図(c)に示すCase B8の風向を考慮した場合には最大高潮偏差に対する予測値と観測値はほぼ一致する。

しかし、予測値の時間的な対応性に関しては、予測値における最大値の発生時刻が観測値に比べて早くなる場合や遅くなる場合がありNRMSEとCCの値からも改善が認められなかった。

特に、風向を考慮した場合、観測値に比べて急激な水位増加及び減少が現れる。以上のことより、1箇所の学習データによる精度の向上は難しいことが分かった。

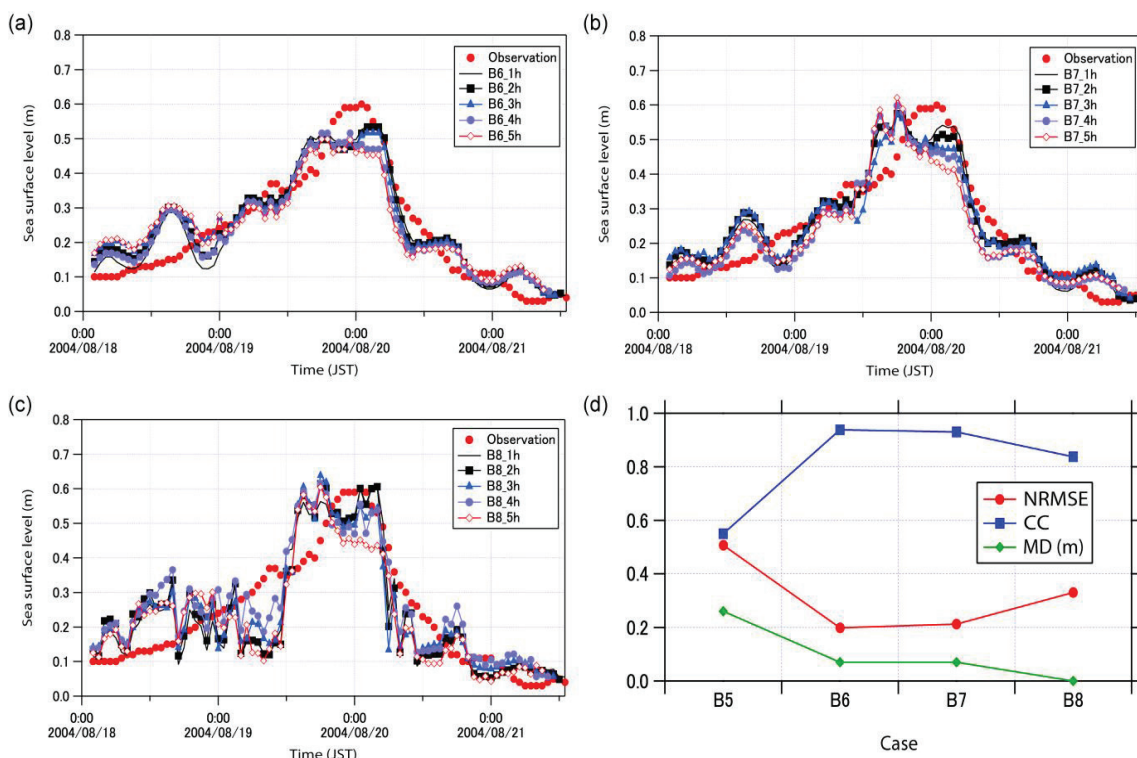


図6-6 実験CaseBによる境港における予測値と観測値の時系列、1時間後の予測による統計値

6.1.1.5 単一台風の位置及び複数の観測所の学習データによる予測

Case A2に5箇所の風速と風向を含めたCaseC9の場合、図6-4(b)の予測値より最大高潮偏差の予測に改善が見られた。しかし、高潮偏差の時間波形を比較すると図6-6(c)と同様の波形が現れたが、最大高潮偏差をすぎると予測水位が急に減少した。CaseC10の台風的位置を考慮した場合、図6-7に示す予測値と観測値の対応する時系列間の比較より、C10_4hを除いて観測における最大高潮偏差値との適合性が認められない。この原因としては、実験CaseC10の正則化法として用いた固定値である境港の緯度・経度が考えられる。

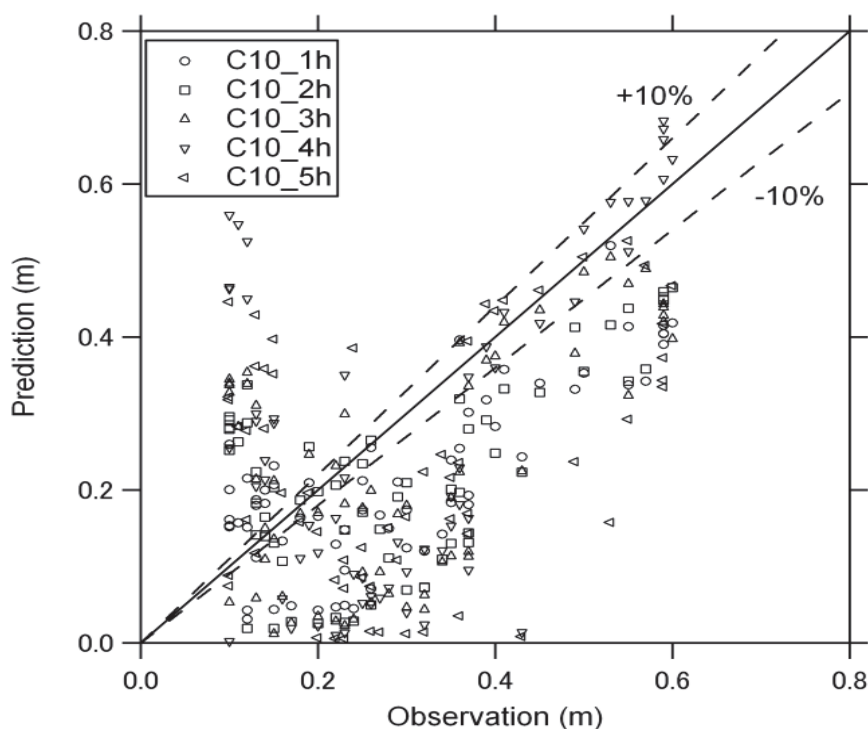


図6-7 実験C10による予測値と観測値の比

6.1.1.6 複数台風及び観測所の学習データによる予測

高潮偏差と5箇所の気圧変化量のみを考慮したCaseD11の場合、図6-4(a)のような予結果を示した。しかし、潮位を加えると図6-8(a)に示した結果になった。特に、D12_1hとD12_2hの予測値に改善が見られた。また、図6-8(b)に示す5箇所の風速を考慮したCaseD13_1hの場合、最大高潮偏差とその発生時間を予測できているが、予測時間を長くすると最大値の発生時間が早くなり観測値とは異なる水位変動を示す傾向にある。CaseD13に5箇所の風向を考慮したCaseD14の場合、最大値の発生時刻が全体的に約10時間以上先行する結果となった。CaseD13に5箇所の気圧を加えたCaseE15の場合、図6-8(c)に示すようにCaseD13による予測最

大値より低くなり、最大高潮偏差の発生時刻も先行する結果となった。CaseD14に風向を考慮したCaseE16の場合は、CaseD14の予測結果と同じく最大高潮偏差の発生時刻が先行した。以上の高潮偏差の時系列に関する観測値と予測値の比較と、図6-8(d)に示すCaseD11～CaseE16における観測値と予測値の間の統計量より、リアルタイム高潮予測に対するニューラルネットワークの適用性に関しては、CaseD12, D13, E16の学習データを用いれば、観測水位変動に近い予測水位変動を得られる可能性があることが分かった。

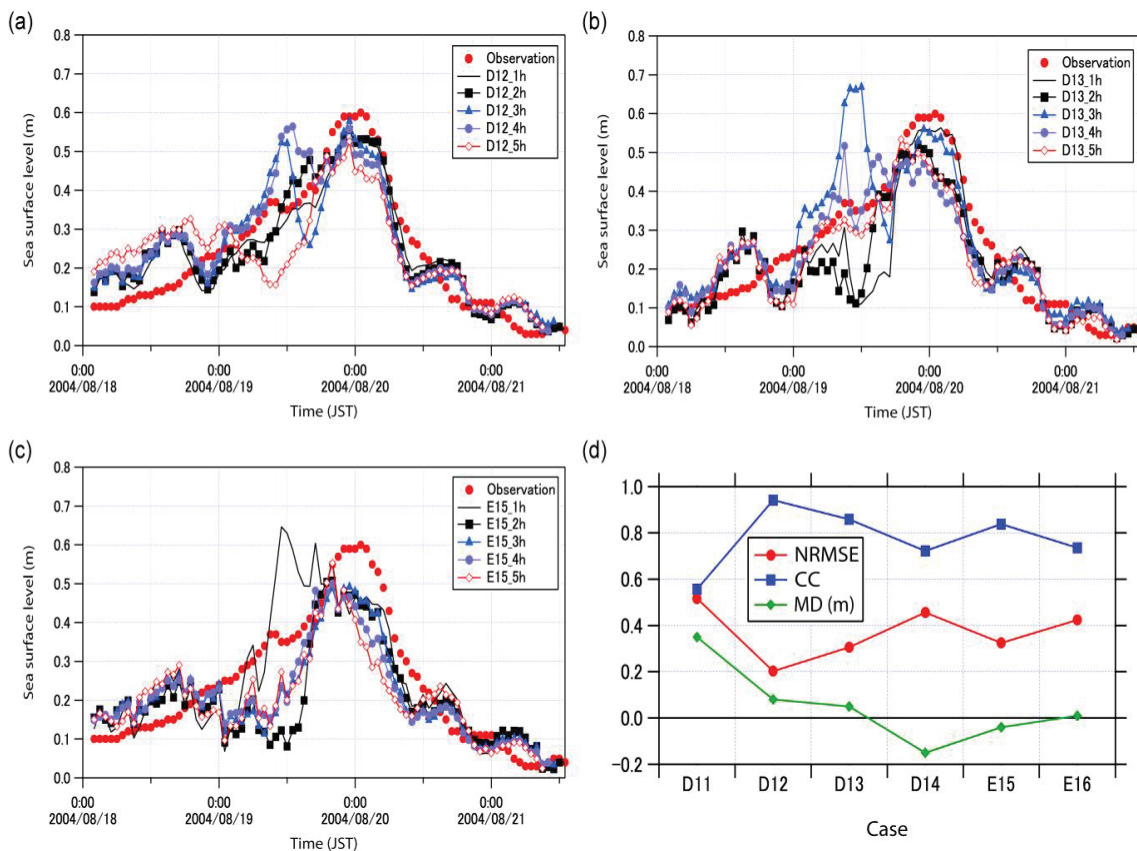


図6-8 実験CaseDとCaseEによる境港における予測値と観測値の時系列，1時間後の予測による統計値

6.1.1.7 まとめ

本研究では、山陰沿岸の境港におけるリアルタイム高潮予測に対するニューラルネットワークシステムの適用性を検討した。異なる台風特性を持つ気象・海象情報を単一及び複数の学習データとして用いる場合では、それぞれ高潮予測が異なることを分かった。

特に、高潮偏差の時系列波形が異なる複数の台風を対象に気圧、気圧変化量、潮位及び高潮偏差を用いた場合、最も観測値に近い予測結果が得られた。風速

と共に観測所数を増やすと最大観測値に近い予報値を得ることができた。予測時間については 1~2 時間後の予測が実験から観測最大値に近く、その発生時刻の再現性にも優れた予報結果が得られた。

6.2 ニューラルネットワークを用いたリアルタイム高潮予測における学習パラメータの感度分析に関する研究

ニューラルネットワークを用いてリアルタイム高潮予測モデルを構築する場合、ニューラルネットワークが内挿型モデルであるため、学習データには高潮を引き起こす台風情報(台風位置、強度、最大風速等)、気象場(風速、風向、海面気圧)、高潮や潮位等の因子に関して想定しうる範囲のデータを採用する必要がある。しかし、学習データに用いる因子パラメータの種類として、むやみに増やすことが予測精度の向上につながるかについては従来の研究において考察が行われていない。さらに、因子パラメータの組合せが高潮予測精度に及ぼす影響についても議論はなされていない。6.1 ニューラルネットワークによる山陰沿岸におけるリアルタイム高潮予測で説明したように本研究で対象とする山陰沿岸での高潮偏差の時間変化は、太平洋側とは異なり台風通過十数時間後に最大高潮偏差が現れ、また台風の経路によって高潮偏差の時間波形に 2 つの峰が現れる特徴がある。さらに、日本海のように閉鎖海域では、台風気象場が地形の影響や海水温等によって変形することも太平洋側と異なる特徴である。本研究は、ニューラルネットワークを用いて長期(24 時間先まで)リアルタイム高潮予測システムの構築を目的に、学習パラメータに用いる観測データとして最適な組合せを明らかにするため、種々の組合せた学習パラメータの感度分析を行ったものである。

6.2.1 高潮予測システムの概要

本研究で構築した高潮予測モデルは、塩崎らのモデル(2012)を基本とした入力層、中間層、出力層で構成されたニューラルネットワークを使用した。中間層と出力層の間はログシグモイド関数を適用している。入力層においてインプットされる入力データ(学習パラメータ)には、気象・海象パラメータ(高潮偏差、潮位、風速、風向、気圧、気圧変化量、台風位置情報の緯度・経度、台風中心気圧、台風周辺の最大風速)を採用した。本高潮予測システムにおける情報の流れは、入力層→中間層→出力層という一方的に伝播するフィードフォワード構造となっている。学習パラメータによる学習アルゴリズムには、非線形モデルの2乗誤差を最小にする変数を求め最適化する方法であるLevenberg-Marquardt法を採用した。この方法はガウス・ニュートン法と最急降下法を組み合わせたア

ルゴリズムである。学習回数は基本的に10,000回に設定したが、ニューラルネットワークの不適切な過学習を防ぐためにEarly stopping法を適用し学習を早めに終了させた。また、すべての入力データに対して正則化を行った。

6.2.2 観測データの概要

本研究で構築するリアルタイム高潮予測システムは、境港における高潮予測を目的に、周辺地域の気象・海象データを入力データに使用するシステムを目指している。そこで、境港の高潮の時間的変化特性について最近10年間の観測高潮偏差資料を調査した結果、高潮偏差の時系列には1つあるいは2つの峰が観測される特徴が見られた。例えば、台風0418号による高潮偏差の時間波形には2つの峰が現れ、2回目の峰が最大高潮偏差を記録した。一方、台風0314号と0415号の場合、高潮偏差の時間波形は1つの峰が現れるケースであった。本研究では、これら3種類の台風を対象に、2つの台風の台風情報、気象・海象データからニューラルネットワークを学習させ、残り1つの台風による高潮偏差データを検証用に用いた。学習用と検証用の台風を組み合わせた3種類の実験を行い、学習パラメータに用いる観測データとして最適な組合せについて感度分析を行った。学習パラメータには、ベストトラックによる台風中心位置、周辺最大風速、中心気圧、観測所における風速、風向、海面気圧、海面気圧変化量、潮位、高潮偏差を選んだ。なお、気圧と風の観測データは、図6-9に示した5箇所から収集した。

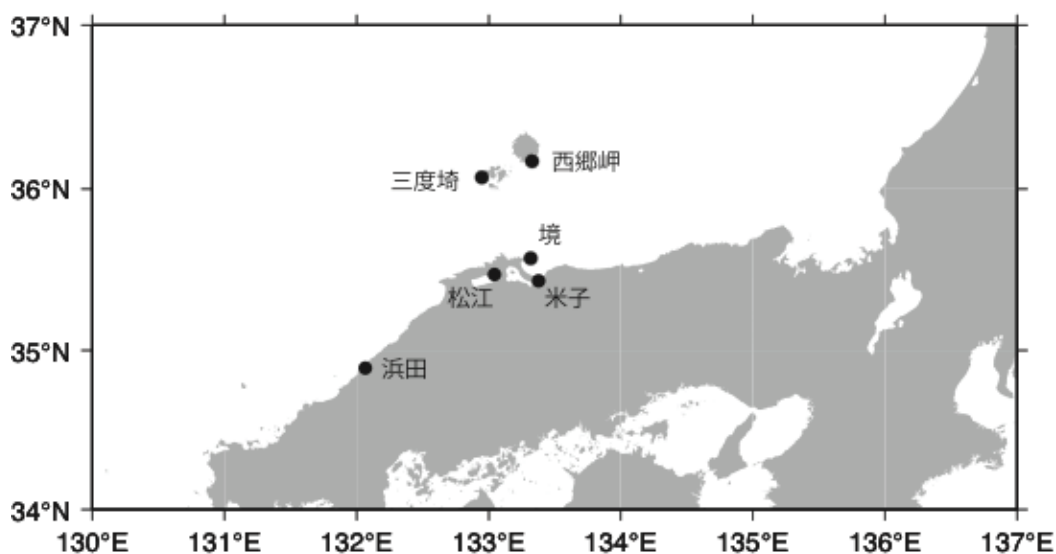


図6-9 境港周辺で観測データ収集を行った観測所

6.2.3 学習パラメータに関する感度分析実験の概要

学習パラメータによる高潮予測に関する感度分析の実験条件としては、表6-2に示す各種の学習パラメータを組み合わせた28種類を作成した。

表6-2 リアルタイム予測実験に用いた学習台風および学習パラメータ

Case	入力層のデータの種類			観測箇所数 場所
A	1	単一	気圧+気圧変化量	1箇所 気圧： 三度碕 風： 西郷
	2	EXP1:T0314	気圧+気圧変化量+潮位	
	3	EXP2:T0415	気圧+気圧変化量+潮位+風速	
	4	EXP3:T0418	気圧+気圧変化量+潮位+風速+風向	
B	1	2種類	気圧+気圧変化量	5箇所 気圧・風： 西郷 境 米子 松江 浜田
	2	EXP1:T0314+T0418	気圧+気圧変化量+潮位	
	3	EXP2:T0314+T0415	気圧+気圧変化量+潮位+風速	
	4	EXP3:T0415+T0418	気圧+気圧変化量+潮位+風速+風向	
C	1	単一	気圧+気圧変化量	5箇所 気圧・風： 西郷 境 米子 松江 浜田
	2	EXP1:T0314	気圧+気圧変化量+潮位	
	3	EXP2:T0415	気圧+気圧変化量+潮位+風速	
	4	EXP3:T0418	気圧+気圧変化量+潮位+風速+風向	
D	1	2種類	気圧+気圧変化量	5箇所 気圧・風： 西郷 境 米子 松江 浜田
	2	EXP1:T0314+T0418	気圧+気圧変化量+潮位	
	3	EXP2:T0314+T0415	気圧+気圧変化量+潮位+風速	
	4	EXP3:T0415+T0418	気圧+気圧変化量+潮位+風速+風向	
E	1	2種類	気圧+気圧変化量+緯度・経度	5箇所 気圧・風： 西郷 境 米子 松江 浜田
	2	EXP1:T0314+T0418	気圧+気圧変化量+潮位+緯度・経度	
	3	EXP2:T0314+T0415	気圧+気圧変化量+潮位+風速+緯度・経度	
	4	EXP3:T0415+T0418	気圧+気圧変化量+潮位+風速+風向+緯度・経度	
F	1	2種類	気圧+気圧変化量+緯度・経度+台風中心気圧	5箇所 気圧・風： 西郷 境 米子 松江 浜田
	2	2種類	気圧+気圧変化量+潮位+緯度・経度+台風中心気圧	
	3	EXP1:T0314+T0418 EXP2:T0314+T0415	気圧+気圧変化量+潮位+風速+緯度・経度+台風中心気圧	
	4	EXP3:T0415+T0418	気圧+気圧変化量+潮位+風速+風向+緯度・経度+台風中心気圧	
G	1	2種類	気圧+気圧変化量+緯度・経度+台風中心気圧+台風周辺の最大風速	5箇所 気圧・風： 西郷 境 米子 松江 浜田
	2	2種類	気圧+気圧変化量+潮位+緯度・経度+台風中心気圧+台風周辺の最大風速	
	3	EXP2:T0314+T0415 EXP3:T0415+T0418	気圧+気圧変化量+潮位+風速+緯度・経度+台風中心気圧+台風周辺の最大風速	
	4		気圧+気圧変化量+潮位+風速+風向+緯度・経度+台風中心気圧+台風周辺の最大風速	

CaseA の場合は、単一台風イベントの情報である高潮偏差、三度碓で観測された海面気圧海面気圧低下量、西郷での風速および風向を組み合わせた実験ケースである。CaseB の場合は、学習パラメータの組合せが CaseA と同じであるが、2 種類の台風の各データに対する実験ケースを示す。CaseC の実験は単一台風と学習パラメータの組み合わせは CaseA と同様だが、海面気圧と風のデータに関して観測所を増やしている。CaseD, E, F, G は、2 種類の台風と 6 箇所を観測所での気圧と風のデータを組合わせた実験条件となっている。例えば、CaseD の学習パラメータの組合せは CaseC と同じであり、この条件に台風位置を加えたのが CaseE である。また、CaseF は CaseE に中心気圧を追加、CaseG は CaseF に台風周辺の最大風速を追加したケースである。

高潮リアルタイム予測の結果の一例として、まず、CaseB1 の場合の 0, 1, 2, 3, 4, 5, 12, 24 時間先の時刻における高潮偏差の時系列について、予測結果と観測結果の比較を図 6-10 に示す。12 時間先までの予測結果は、観測結果をよく再現できることが確認できる。

次に、各 Case の 12 時間後の予測結果と観測結果の比較を示した図 6-11 を見ると、Case が異なると、特に 12 時間先の予測結果は観測結果の再現性が大きく学習パラメータの組合せの影響を受けることがわかる。

本研究では、1 種類もしくは 2 種類の台風のデータセットよりニューラルネットワークを調整し、残りの台風時の 1, 2, 3, 4, 5, 12, 24 時間先の高潮偏差を予測する実験を 3 種類 (EXP1, EXP2, EXP3) 行った。具体的には、EXP1 が T0314 と T0418 のデータセットを用いて T0415 の高潮偏差の予測、EXP2 が T0314 と T0415 のデータセットによる T0418 の高潮偏差の予測、EXP3 が T0415 と T0418 による T0314 の高潮偏差を予測する実験である。このような 3 種類の実験よりニューラルネットワークの汎化を目指すものである。

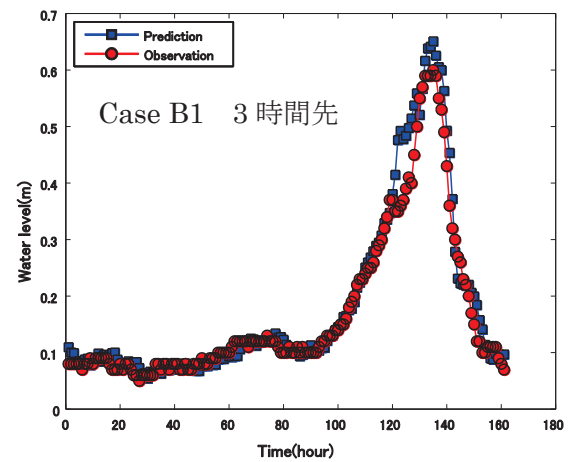
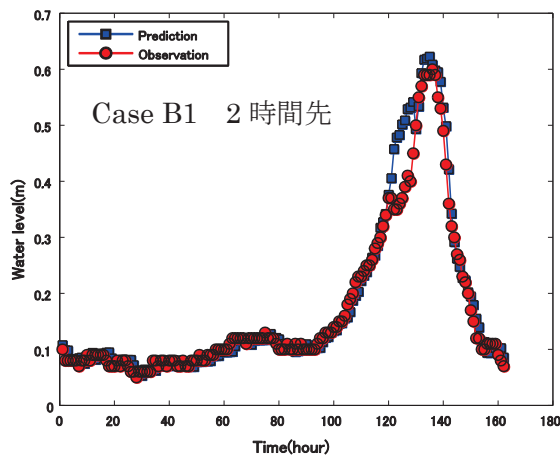
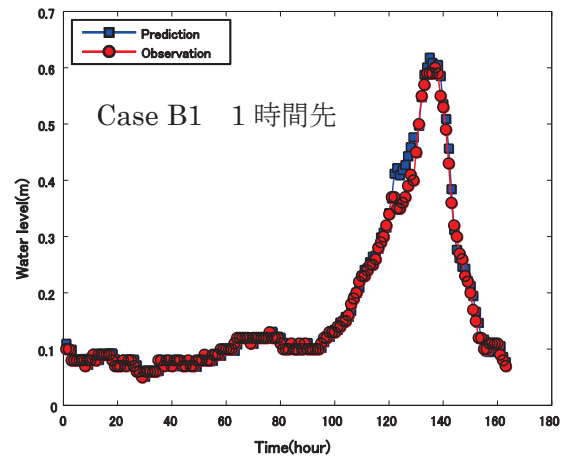
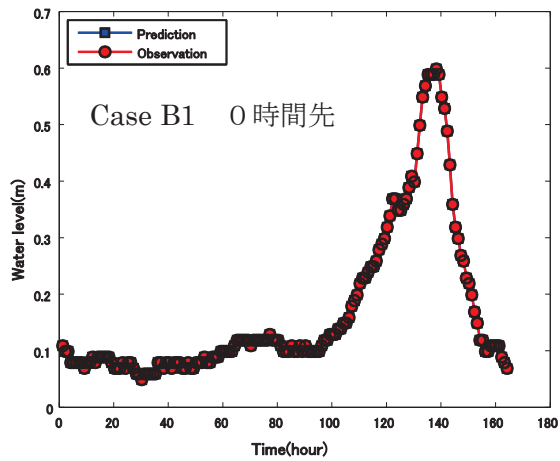


図 6-10(1) Case B1 に関する 0, 1, 2, 3 時間先の時刻における高潮偏差の時系列について予測結果と観測結果の比較

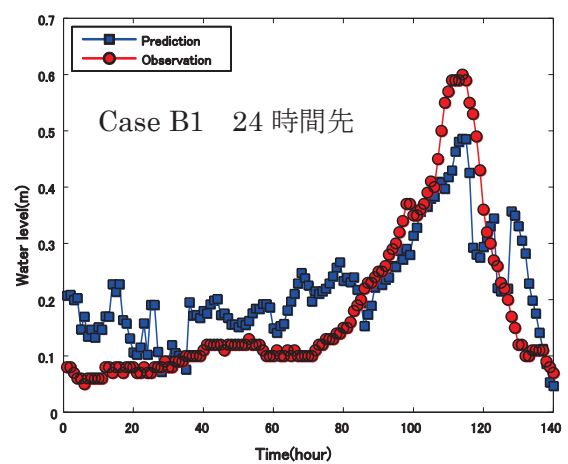
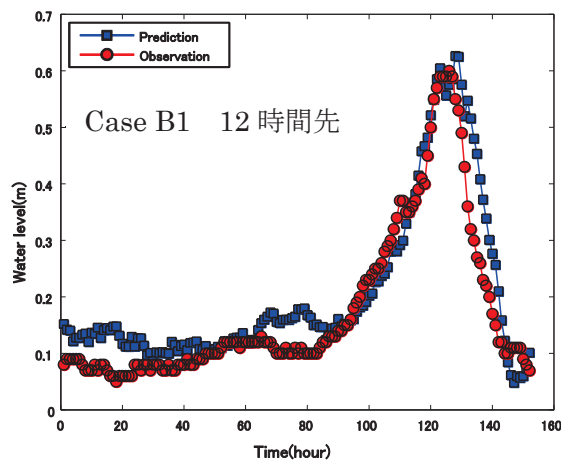
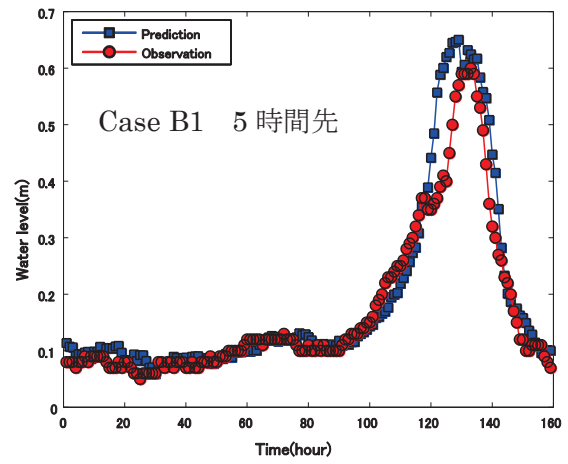
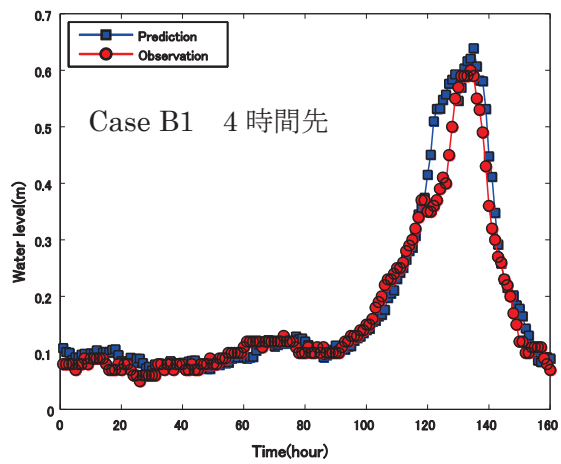


図 6-10(2) Case B1 に関する 4, 5, 12, 24 時間先の時刻における高潮偏差の時系列について予測結果と観測結果の比較

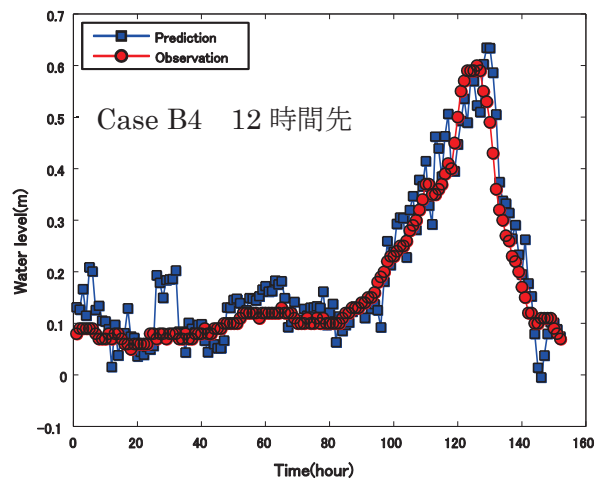
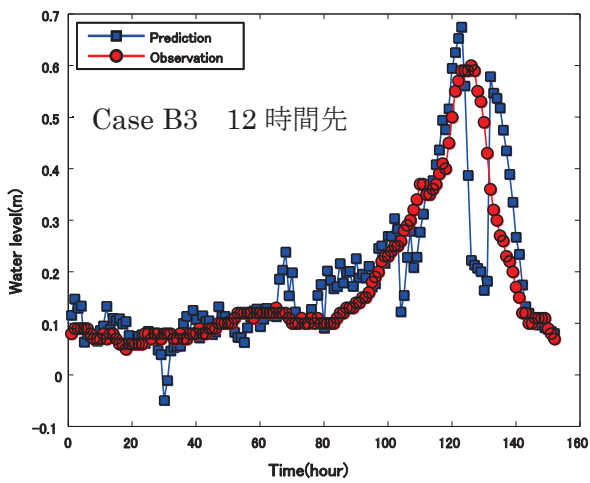
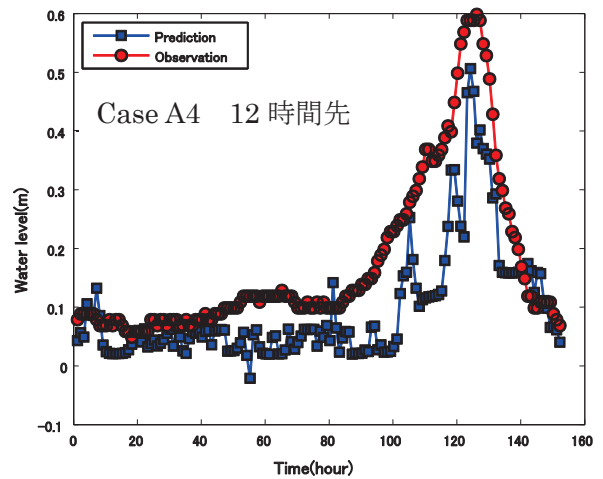
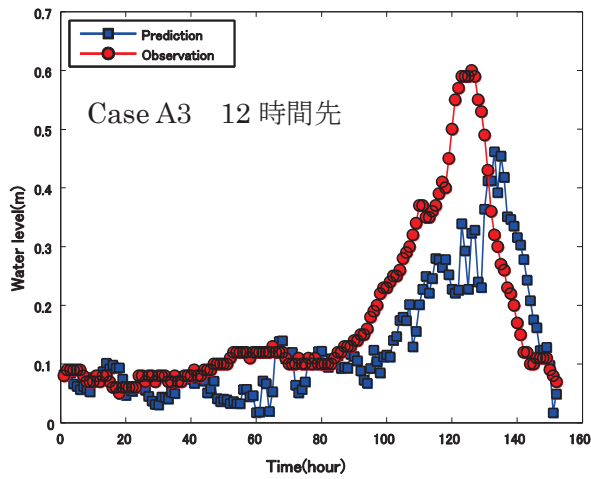
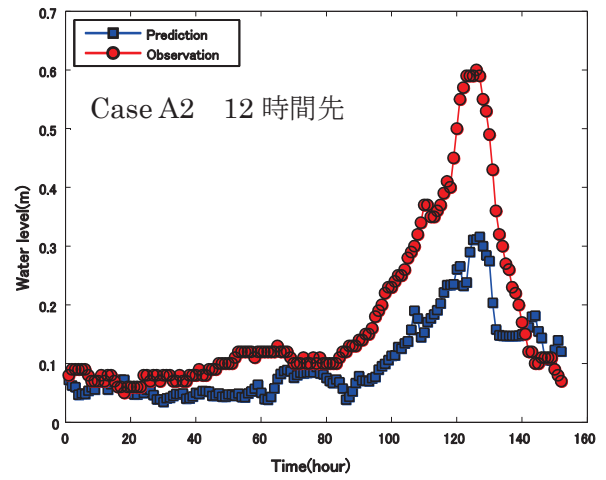
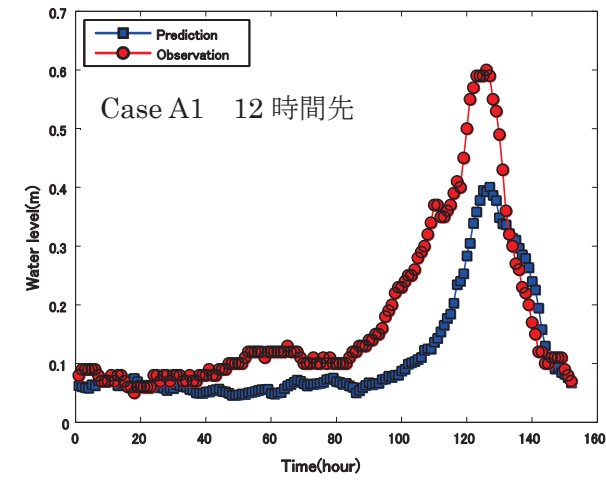


図 6-11(1) Case A1~Case C2 の 12 時間先の時刻における高潮偏差の時系列について予測結果と観測結果の比較

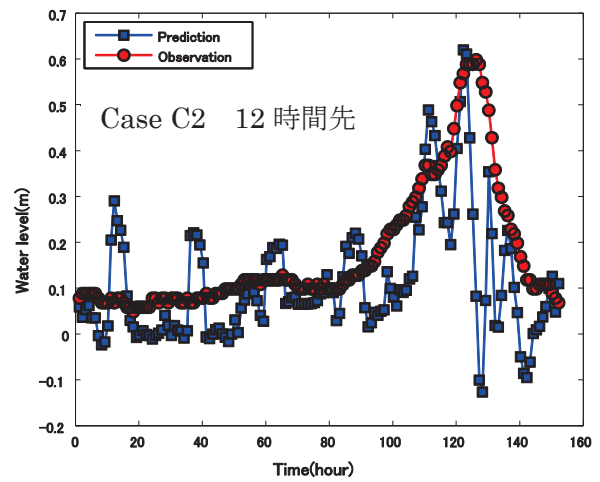
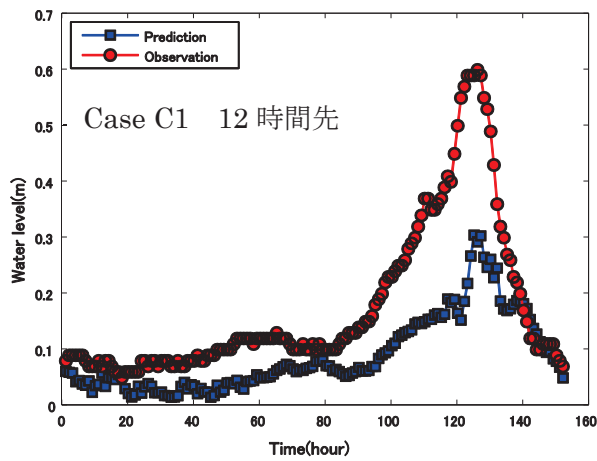
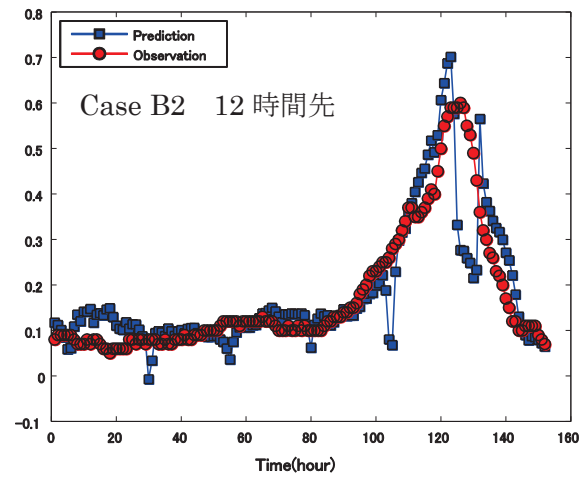
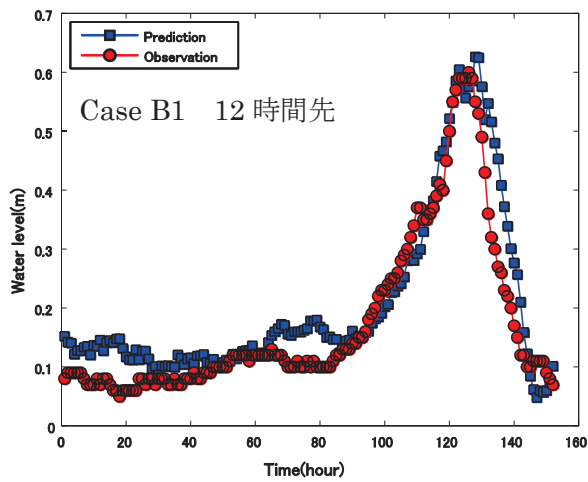


図 6-11 (2) Case A1～Case C2 の 12 時間先の時刻における
高潮偏差の時系列について予測結果と観測結果の比較

6.2.4 感度分析実験の結果

感度分析では、高潮偏差の時系列に対する予測値と観測値の相関係数(CC), 平均平方誤差(RMSE), 並び最大偏差に対する予測値と観測値の差とその時間差を対象に行った. 図 6-12 および図 6-13 は, それぞれ EXP1, EXP2, EXP3 に対して実験ケース CaseA~D と CaseD~G の誤差および相関係数を示したものである.

(1) 台風と観測所の数による影響

図 6-12 より, 1 箇所の観測データに基づく CaseA と CaseB より台風の数の影響について比較検討する. まず 5 時間先までの結果から実験毎に比較すると, EXP1 では 2 種類の台風データセットを用いた CaseB の方が CaseA より高い精度を示す (例えば, B4> B2> B1> A1 順で RMSE・CC の向上). EXP2 の実験でも, CaseB の方が CaseA より高い精度が得られる (B1> B3> B2> A3). また, EXP3 についても CaseB の方が CaseA より予測精度の向上が認められる. 次に, 長期予測としての 12, 24 時間先の予測実験の場合, CaseA と CaseB の誤差と相関係数の変動幅は同程度となり, 単一あるいは 2 種類の台風データセットが予測値に及ぼす影響は小さいと言える. しかし, 複数の観測所における風と気圧を含めると,

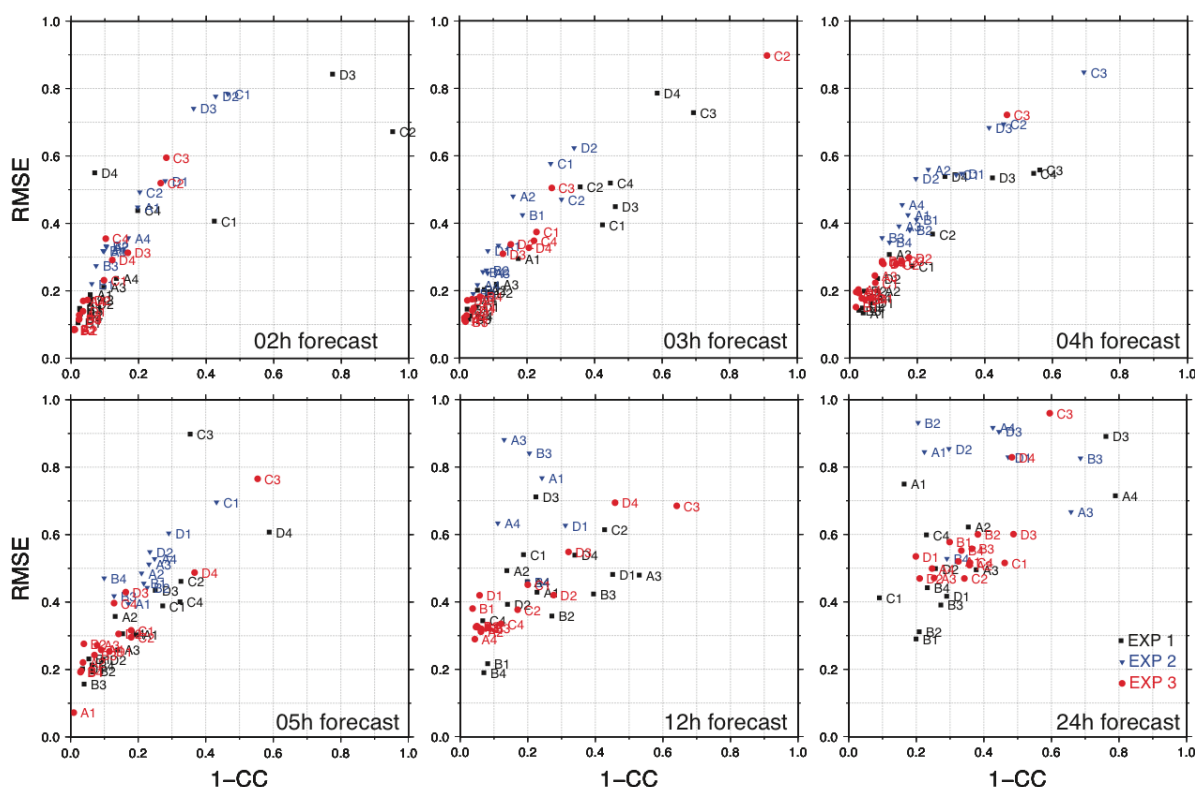


図 6-12 各実験ケース Case A, B, C, D および異なる予測時間により得られた予測値と観測値の誤差 (RMSE) と相関係数 (1-CC)

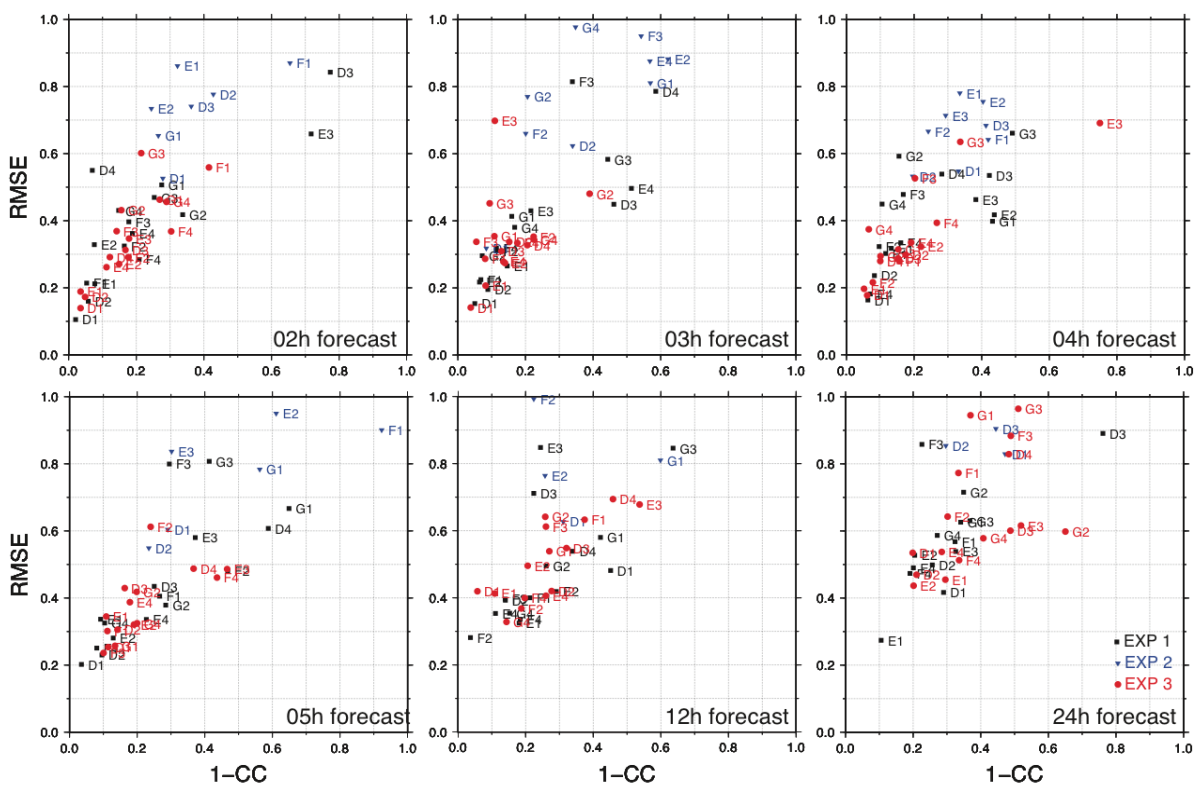


図 6-13 各実験ケース Case D, E, F, G および異なる予測時間により得られた予測値と観測値の誤差 (RMSE) と相関係数 (1-CC)

CaseD による予測精度が CaseC より全般的に良いのが分かる。特に、本研究で目指している 24 時間先の予測精度を見ると、CaseD1 と CaseD2 等のデータセットに高潮偏差、海面気圧とその低下量、潮位を含めた場合、予測精度の向上が図られる。以上のことから、学習用の台風数を増やすことにより高い予測精度が期待できることが分かる。

図 6-12 より学習パラメータに用いる観測データの観測所数の影響について比較検討する。2 種類の台風データセットを使用した実験ケースとして、風と気圧データに関する観測所の数が 1 箇所の CaseB と 5 箇所の観測データを適用した CaseD の場合の RMSE と 1-CC 値の間には顕著な違いが認められない。この場合の予測精度は学習パラメータの項目数に依存すると考えられることから、次節で学習パラメータの項目数の影響を検討する。

次に、2 種類の台風データセットを適用した CaseB と CaseD の 3 種類の予測実験 (EXP1, EXP2, EXP3) の間の予測精度については、高潮偏差の時間波形に 1 つの峯を持つ台風データセットの学習から 2 つの峯を持つ高潮時系列を予測する実験 EXP2 が他の 2 種類の実験ケースより RMSE と 1-CC の値が予測先時間の増加に伴って少し大きくなっている。特に学習パラメータの項目数を増やし

た結果を示す図 6-13 では、24 時間先の結果を除いて、EXP2 による予測精度が他の EXP1 および EXP3 に比べて低下している。したがって、学習用の台風データセットとして、異なる高潮時系列波形を用いることにより予測精度の向上が図れることになる。

(2) 学習パラメータの項目による影響

図 6-13 より、短期予測実験の 1, 2, 3, 4, 5 時間先の各 Case における EXP1 と EXP3 の RMSE および 1-CC の値を比較すると、全体的に学習パラメータの項目数を増やすほど予測精度が低下する傾向にあり、各 Case 共に学習パラメータの項目数が少ない方が高精度の結果を示している。

しかし、予測先時間が 12 時間、24 時間と長くなると、Case によっては、CaseE2, CaseF4, CaseG4 と学習パラメータの項目数が増やすことにより予測精度が高くなる。このように学習パラメータの項目数は予測先時間にも関係することから、予測先時間の細分化と学習の台風データセットの種類をさらに増やした実験から検討を行う予定である。

さらに、学習パラメータのデータセット種別の依存性を検討するため、CaseD, E, F, G における 24 時間先予測について、図 6-14 に示す無次元高潮偏差の最大値の差（予測値/観測値）とその発生時間差（観測値—予測値）を示したものが図 6-15 である。この図より、観測最大値とその発生時間が最もゼロに近い Case の中で、高潮偏差、海面気圧とその低下量、台風位置を学習データセットとして設定した、CaseE1 によって最も良い結果を得ている。なお、CaseG1 と CaseE2(EXP3)と CaseF4(EXP1)の最大値とその時間差は良いが、図 6-13 に示した誤差と相関係数を見ると予測精度が低いことが分かる。

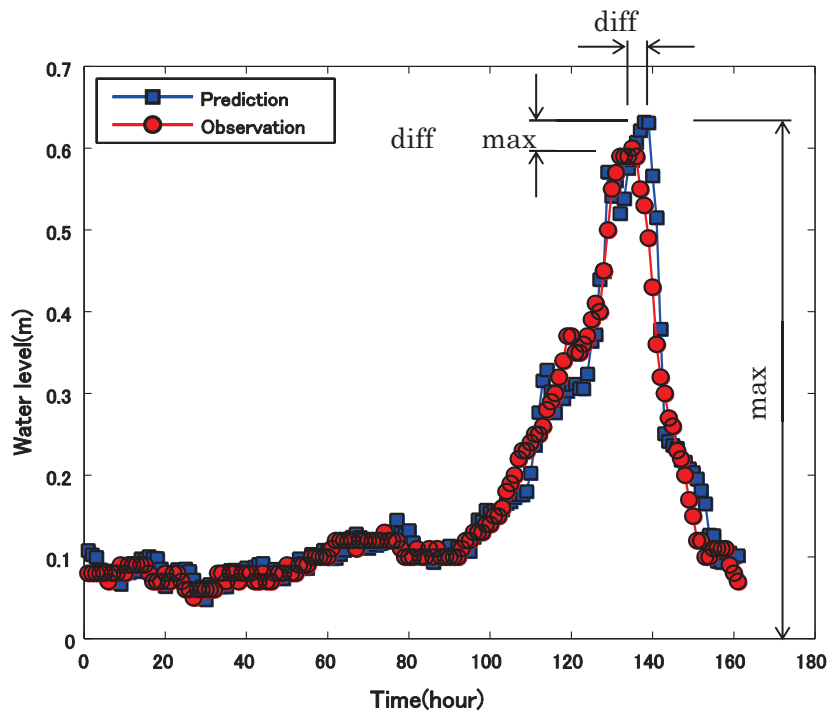


図 6-14 最大高潮偏差に対する予測値と観測値の差 (diff max ssl/max obs) とその時間差 (diff time/24h) に関する定義

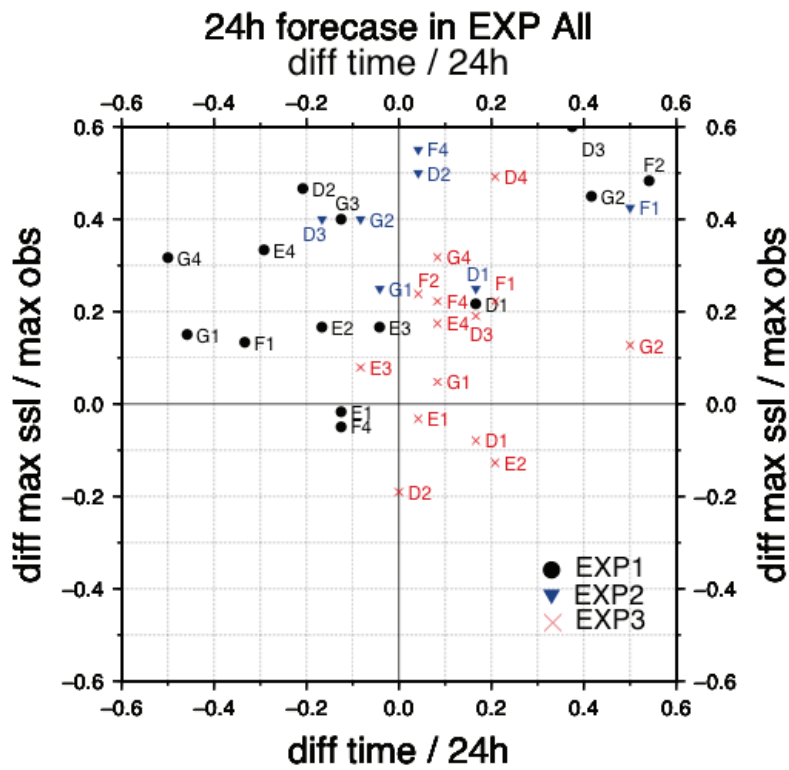


図 6-15 24 時間先予測実験において各実験ケース Case D, E, F, G から得た無次元最大値の差と最大発生時間差

高潮偏差の時系列に関する予測結果の一例として、図 6-16 と図 6-17 に CaseD1 の 3 時間先と CaseE1 の 24 時間先の予測値と観測値の比較を示す。これらの図より、本研究で構築したリアルタイム高潮予測モデルは、観測値をよく再現することがわかる。

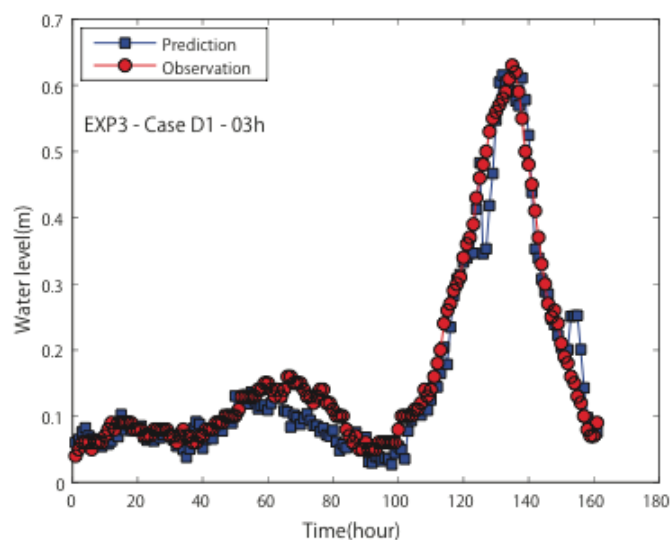


図 6-16 EXP3 の Case D1 の 3 時間先予測実験の予測値と観測値の比較

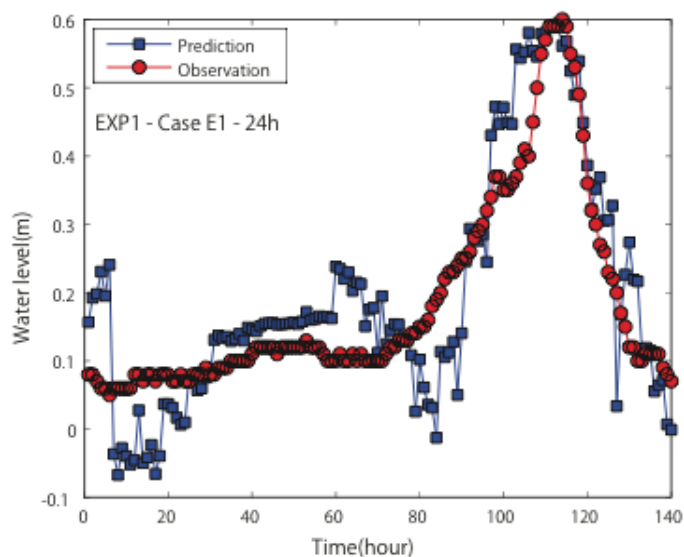


図 6-17 EXP1 の Case E1 の 24 時間先予測モデルの予測値と観測値の比較

6.2.5 まとめ

本研究では、ニューラルネットワークを用いた山陰沿岸の境港における長期リアルタイム高潮予測システムの構築を目的に、観測データから構成される学習パラメータの最適な組合せを明らかにし、24時間先の長期リアルタイム予測を可能にしたモデルを開発した。種々の組合せた学習パラメータの感度分析について調べて以下の結論を得た。

- 1) 学習データセットを構成する際に単一の台風より複数の台風データセットを用いたニューラルネットワークの精度が高い。
- 2) 短期予測(1時間~5時間)では学習データセットの項目を増加するほど予測精度は減少した。
- 3) 長期予測(12時間と24時間)では学習データセットの項目を増加すると予測精度が増加する。しかし、項目数が多すぎると予測精度が落ちる傾向を示した。
- 4) 24時間の長期予測に当たっては高潮偏差、海面気圧とその低下量、台風の位置を用いたニューラルネットワークが最適であることが分かった。

〈参考文献〉

- 金 洙列, 松見吉晴, 安田誠宏, 間瀬 肇, 河合直樹: 日本海沿岸における台風通過後の異常高潮特性の解析, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol. B2-65, No. 1, pp.376-380, 2009.
- 金 洙列, 松見吉晴, 安田誠宏, 間瀬 肇: 日本海沿岸における台風通過後の異常高潮の発生メカニズムに関する一考察, 土木学会論文集 B2(海岸工学), Vol. B2-66, No. 1, pp.221-225, 2010.
- 河合弘泰, 富田孝史: 台風による内湾の高潮のリアルタイム予測に関する基礎的検討, 港湾空港技術研究所資料, No.1085, pp.25, 2004.
- 辻尾大樹, 熊谷健蔵, 高谷和彦, 岩成伸夫: 兵庫県沿岸における簡易高潮リアルタイム予測システムの開発, 海洋開発論文集, 第 23 巻, pp.123-128, 2007.
- 中平順一, 吉田武司, 高山知司, 間瀬 肇: 高潮・高波の簡易予測システムの構築とその運用, 海岸工学論文集, 第 50 巻, pp.201-205, 2003.
- 太田隆夫, 木村 晃: ニューラルネットワークを用いた有義波高の予測について, 海岸工学論文集, 第 45 巻, pp.226-230, 1998.
- 間瀬 肇: ニューラルネットワークを用いた捨石防波堤の安定性評価, 海岸工学論文集, 第 41 巻(2), pp.761-765, 1994.
- 間瀬 肇, 安田誠宏, 高山知司: ニューラルネットワークを用いた大阪湾内の来襲津波のリアルタイム予測に関する研究, 海岸工学論文集, 第 54 巻, pp.201-205, 2007.
- 山城 賢, 月足健太郎, 橋本典明, 横田雅紀: 地上気象観測値に基づくリアルタイム高潮予測の試み, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol. B2-66, No. 1, pp.291-295, 2010.
- 金 洙列, 塩崎信一, 松見吉晴, 玉井和久, 福岡宏人: ニューラルネットワークを用いたリアルタイム高潮予測における学習パラメータの感度分析に関する研究, 土木学会論文集 B2(海岸工学), Vol. B2-69, No. 2, pp.246-250, 2013.
- 佐々木貴啓: 階層型ニューラルネットワークを用いた医療診断システムの汎化能力向上に関する研究, 鳥取大学大学院 工学研究科 博士論文, 2012.
- 安居院猛, 長橋 宏, 高橋裕樹: "ニューラルプログラム", 昭晃堂, 東京, 1993.
- 中野馨: ニューロコンピュータの基礎, コロナ社, 東京, 1990.
- 坂和正敏, 田中雅博: ニューロコンピューティング入門, 森北出版, 東京, 1997.
- W.S.McCulloch and W.Pitts: A Logical Calculus of the Ideas Immanent in Nervous Activity, Bulletin of Mathematical Biophysics, Vol.5, pp.115-133, 1943.
- D.E.Rumelhart, G.E.Hinton and R.J.Williams: Learning Representations by Back-propagating Errors, Nature, Vol.323, No.9, pp.533-536, 1986.
- 気象庁: <http://www.jma.go.jp/>
- 柳野健, 田畑明, 石川眞澄: ニューラルネットワークの数理と気象への応用(上), 気象研究ノート203号, 気象庁, 東京, 2002.
- 吉富康成: ニューラルネットワーク, 朝倉書店, 東京, 2002.

第7章 結論

本研究は、山陰地方の港湾における地球温暖化に対応した効率的な荷役、安全航行、安全避泊に関する港湾運用管理のための海象気象からの支援システムの構築を行うものである。具体的な研究方法としては、過去50年間に日本海を通過した台風を対象に、メソ気象モデル (Weather Research and Forecasting, WRF) による台風気象場の再現と、波と風および波と流れの相互作用を考慮した潮汐・高潮・波浪結合モデル (Surge Wave Tide model, SuWAT) を用いて、山陰沿岸における高潮と波浪場の推算により「山陰沿岸域の高潮・波浪に関する時空間データベース」を構築する。そして、港湾の運用管理に必要な台風接近時と台風通過後の「高潮の潮位偏差と発生時間の予測」並びに「波浪場・気象場の時空間変化の予測」に関して、WRFとSuWATを統合化して予測システムの構築を行うものである。

第1章では、研究の背景および研究の目的を述べた。そして、本論文の構成と各章の概略を述べた。

第2章では、気象場、メソ気象モデルWRF、同化システムと差分、惑星境界層スキーム (Planetary Boundary Layer) の内容を述べた。

第3章では、潮汐・高潮・波浪結合モデルSuWATの概要について述べた。

第4章では、異常高潮の分析の内容として、台風通過後の異常高潮特性の解析の境港への適用において、得られた結果を要約する。

日本海沿岸における台風通過後の異常高潮特性の解析では、日本海西沿岸の境港を対象に、SuWATモデルおよびメソ気象モデルWRFと台風モデル (FM) を用いて、台風0314号および台風0418号通過後に発生する高潮再現計算を行った。主要な結果は、以下のとおりである。

- 1) 地形の影響を考慮できる気象モデル (WRF) を用いた場合、台風モデル (FM) を用いた場合よりも気象場の観測値に近い値が得られる。
- 2) WRFによる気象場を外力として用いると、台風モデル (FM) による気象場より、より良い波浪・高潮推算結果が得られる。また、WRFの計算にあたり、第1領域に4次元データ同化 (ナッジング) を行い、かつネスティングする条件が、最も良い高潮推算結果が得られる。
- 3) 境港における高潮の発生には、台風通過後の西風または西北風により、島根県沿岸に発生した水位上昇が東側に伝わり、台風通過の十数時間後に最大高潮が発生するというメカニズムがある。

このような異常高潮の発生メカニズムの原因は明らかにされていないので、境港における異常高潮を発生させる原因としてのCoriolis力と中海からの河川流量に注目して、高潮シミュレーションにより、それらの影響を日本海沿岸にお

ける台風通過後の異常高潮の発生メカニズムに関する検討を行った。主要な結果は、以下のとおりである。

日本海山陰沿岸の境港を対象に、SuWATモデルを用いて、台風0418号通過後に最大偏差が現れる高潮の発生メカニズムの検討を行った。

(1) 台風通過後に発生する最大高潮偏差に及ぼすCoriolis力の影響は高潮偏差の約70%であった。また、Coriolis力は水位上昇だけではなく、流れ場にも影響を与える。

(2) 大橋川と境水道から流入する河川流量が、台風通過後に発生する最大高潮偏差に及ぼす影響は少ない。

(3) 山陰沿岸を台風が通過した後に、日本海での風による水位変動と流れが、Coriolis力によって向きを変えて沿岸域へ伝播する現象を再現するには、日本海全域を含む計算領域を用いる必要がある。

(4) 土佐湾での高潮計算により、太平洋沿岸域の土佐湾では高潮偏差に及ぼすCoriolis力の影響は1%と小さかった。

第5章では、ニューラルネットワークによるリアルタイム高潮予測の評価システムの提案において、ニューラルネットワークの概要と一般的モデル、バックプロパゲーション法（誤差逆伝搬法）の内容を述べた。

第6章では、高潮予測に対するニューラルネットワークシステムの適用性の検討において、ニューラルネットワークによる山陰沿岸におけるリアルタイム高潮予測をするために、山陰沿岸の境港における異常高潮のリアルタイム予測について、台風の位置と気象・海象の各種観測データを入力データとするニューラルネットワークシステムの開発とその適合性について検討したものである。主要な結果は、以下のとおりである。

異なる台風特性を持つ気象・海象情報を単一及び複数の学習データとして用いる場合では、それぞれ高潮予測が異なること分かった。特に、高潮偏差の時系列波形が異なる複数の台風を対象に気圧、気圧変化量、潮位及び高潮偏差を用いた場合、最も観測値に近い予測結果が得られた。風速と共に観測所数を増やすと最大観測値に近い予報値を得ることができた。予測時間については1~2時間後の予測が実験から観測最大値に近く、その発生時刻の再現性にも優れた予報結果が得られた。

次に、ニューラルネットワークを用いたリアルタイム高潮予測における学習パラメータの感度分析に関する研究では、3種類の台風を対象に、2つの台風の台風情報、気象・海象データからニューラルネットワークを学習させ、残り1つの台風による高潮偏差データを検証用に用いた。学習用と検証用の台風を組み合わせた3種類の実験を行い、学習パラメータに用いる観測データとして最適な組合せについて感度分析を行った。学習パラメータには、ベストトラック

による台風中心位置，周辺最大風速，中心気圧，観測所における風速，風向，海面気圧，海面気圧変化量，潮位，高潮偏差を選んだ．結論として，ニューラルネットワークを用いた山陰沿岸の境港における長期リアルタイム高潮予測システムの構築を目的に，観測データから構成される学習パラメータの最適な組合せを明らかにし，24時間先の長期リアルタイム予測を可能にしたモデルを開発した．種々の組合せた学習パラメータの感度分析について調べて以下の結論を得た．

- 1) 学習データセットを構成する際に単一の台風より複数の台風データセットを用いたニューラルネットワークの精度が高い．
- 2) 短期予測(1時間～5時間)では学習データセットの項目を増加するほど予測精度は減少した．
- 3) 長期予測(12時間と24時間)では学習データセットの項目を増加すると予測精度が増加する．しかし，項目数が多すぎると予測精度が落ちる傾向を示した．
- 4) 24時間の長期予測に当たっては高潮偏差，海面気圧とその低下量，台風の位置を用いたニューラルネットワークが最適であることが分かった．

本研究は，山陰沿岸の気象・海象に関する時々刻々の観測値を入力データとして，リアルタイム高潮予測を用いて台風の気圧や進路，並びに台風による日本周辺の気圧，風速等に関する気象データより，短時間に高潮偏差を予測するシステムを開発したものである．

今後の課題として，予測システムでの入力データの気象・観測データを，各時刻における台風の位置，中心気圧，最大風速，気圧，気圧変化量，潮位，風速，風向を観測所より取得し，高潮・波浪予測ニューラルネットワークシステムで1，2，3，4，5，12，24時間先の予測がリアルタイムで発信できるようにすることである．地球温暖化に伴う台風の規模の増大と経路の変化を想定して，山陰沿岸での波浪擾乱を伴った種々の経路をとるときの台風気象場をWRFから推算し，SuWATによる高潮・波浪計算より山陰沿岸での高潮・波浪条件の評価を行い，高潮・波浪のリアルタイム予測システムを地球温暖化に対応できるようにすることである．

謝辞

本論文は、鳥取大学大学院工学研究科博士後期課程において行われたものです。指導ご鞭撻賜りました主指導教官の工学研究科社会基盤工学専攻、栢見吉晴教授、太田隆夫助教授、金 洙列助教に深くお礼申し上げます。工学研究科情報エレクトロニクス専攻、岸田悟教授に心から感謝いたします。また、研究はもとより公私にわたって大変お世話になりました。ありがとうございました。

専門的なご助言を頂きました工学研究科社会基盤工学専攻、金 洙列助教に厚くお礼申し上げます。鳥取大学工学部附属電子ディスプレイ研究センター (TEDREC) の大学院生の田中章浩様、本研究に関して多くの有益なアドバイスを頂きました。また、研究室行事等にも数多く参加させていただき、充実した学生生活を過ごすことができました。心からお礼申し上げます。最後に、本論文の作成にご助力いただきました防災研究室の諸氏に謝意を表します。常に応援し続けてくれた家族に感謝いたします。ありがとうございました。

付録

WRF 計算での格子間隔の第 1 領域, 第 2 領域, 第 3 領域のパラメータ


```

&time_control
run_days           = 6,
run_hours          = 0,
run_minutes        = 0,
run_seconds        = 0,
start_year         = 2004, 2004, 2004,
start_month        = 09, 09, 09,
start_day          = 04, 04, 04,
start_hour         = 06, 06, 06,
start_minute       = 00, 00, 00,
start_second       = 00, 00, 00,
end_year           = 2004, 2004, 2004,
end_month          = 09, 09, 09,
end_day            = 10, 10, 10,
end_hour           = 06, 06, 06,
end_minute         = 00, 00, 00,
end_second         = 00, 00, 00,
interval_seconds   = 21600,
input_from_file    = .true.,.true.,.true.,
history_interval   = 60, 60, 60,
frames_per_outfile = 1000, 1000, 1000,
restart            = .false.,
restart_interval   = 1440,
io_form_history    = 2,
io_form_restart    = 2,
io_form_input      = 2,
io_form_boundary   = 2,
debug_level        = 0,
/

&domains
eta_levels          = 1.000, 0.995, 0.990, 0.985, 0.980,
                    0.970, 0.960, 0.950, 0.940, 0.930,
                    0.920, 0.910, 0.900, 0.880, 0.860,
                    0.830, 0.800, 0.770, 0.740, 0.710,
                    0.680, 0.640, 0.600, 0.560, 0.520,

```

0.480, 0.440, 0.400, 0.360, 0.320,
 0.280, 0.240, 0.200, 0.160, 0.120,
 0.080, 0.040, 0.000

time_step = 60,
 time_step_fract_num = 0,
 time_step_fract_den = 1,
 max_dom = 3,
 e_we = 348,355,382,
 e_sn = 350,319,385,
 e_vert = 38,38,38,
 p_top_requested = 2000,
 num_metgrid_levels = 27,
 num_metgrid_soil_levels = 2,
 dx = 12000,4000,1333.333,
 dy = 12000,4000,1333.333,
 grid_id = 1,2,3,
 parent_id = 1,1,2,
 i_parent_start = 1,110,81,
 j_parent_start = 1,113,34,
 parent_grid_ratio = 1,3,3,
 parent_time_step_ratio = 1,3,3,
 feedback = 1,
 smooth_option = 0,
 /

&physics

mp_physics = 8, 8, 8,
 ra_lw_physics = 1, 1, 1,
 ra_sw_physics = 2, 2, 2,
 radt = 10, 10, 10,
 sf_sfclay_physics = 1, 1, 1,
 sf_surface_physics = 1, 1, 1,
 bl_pbl_physics = 1, 1, 1,
 bldt = 0, 0, 0,
 cu_physics = 1, 0, 0,
 cudt = 5, 5, 5,

```

isfflx           = 1,
ifsnw           = 0,
icloud          = 1,
surface_input_source = 1,
num_soil_layers = 4,
sf_urban_physics = 0,    0,    0,
maxiens         = 1,
maxens          = 3,
maxens2         = 3,
maxens3         = 16,
ensdim          = 144,
/

&fdda
grid_fdda       = 1,    1,    1,
gfdda_inname    = "wrffdda_d<domain>",
gfdda_end_h     = 144,  144,  144,
gfdda_interval_m = 360,  360,  360,
fgdt           = 0,    0,    0,
if_no_pbl_nudging_uv = 0,    0,    0,
if_no_pbl_nudging_t = 1,    1,    1,
if_no_pbl_nudging_q = 1,    1,    1,
if_zfac_uv      = 0,    0,    0,
  k_zfac_uv     = 10,   10,   10,
if_zfac_t       = 0,    0,    0,
  k_zfac_t      = 10,   10,   10,
if_zfac_q       = 0,    0,    0,
  k_zfac_q      = 10,   10,   10,
guv             = 0.0003,  0.0003,  0.0003,
gt             = 0.0003,  0.0003,  0.0003,
gq             = 0.0003,  0.0003,  0.0003,
if_ramping     = 1,
dtramp_min     = 60.0,
io_form_gfdda  = 2,
/

```

```

&dynamics
w_damping           = 0,
diff_opt            = 1,
km_opt              = 4,
diff_6th_opt        = 0,    0,    0,
diff_6th_factor     = 0.12, 0.12, 0.12,
base_temp           = 290.,
damp_opt            = 0,
zdamp               = 5000., 5000., 5000.,
dampcoef            = 0.2,  0.2,  0.2,
khdif               = 0,    0,    0,
kvdif               = 0,    0,    0,
non_hydrostatic     = .true., .true., .true.,
moist_adv_opt       = 1,    1,    1,
scalar_adv_opt      = 1,    1,    1,
/

```

```

&bdy_control
spec_bdy_width      = 5,
spec_zone           = 1,
relax_zone          = 4,
specified           = .true., .false., .false.,
nested              = .false., .true., .true.,
/

```

```

&grib2
/

```

```

&namelist_quilt
nio_tasks_per_group = 0,
nio_groups = 1,
/

```

```
&share
wrf_core = 'ARW',
max_dom = 3,
start_date = '2004-09-04_06:00:00', '2004-09-04_06:00:00', '2004-09-04_06:00:00',
end_date   = '2004-09-10_06:00:00', '2004-09-10_06:00:00', '2004-09-10_06:00:00',
interval_seconds = 21600,
io_form_geogrid = 2,
opt_output_from_geogrid_path = '/home/data_4TB/WRF/cases/matsuura2/',
debug_level = 0,
/
```

```
&geogrid
parent_id      = 1,1,2,
parent_grid_ratio = 1,3,3,
i_parent_start = 1,110,81,
j_parent_start = 1,113,34,
e_we          = 348,355,382,
e_sn          = 350,319,385,
geog_data_res = '5m','2m','30s',
dx = 12000,
dy = 12000,
map_proj = 'mercator',
ref_lat  = 39.516,
ref_lon  = 135.88,
truelat1 = 39.516,
truelat2 = 0,
stand_lon = 135.88,
geog_data_path = '/home/data_4TB/WRF/geog',
opt_geogrid_tbl_path = '/home/data_4TB/WRF/cases/matsuura2/',
ref_x = 174.0,
ref_y = 175.0,
/
```

```
&ungrib
out_format = 'WPS',
prefix = 'FILE',
```

/

&metgrid

```
fg_name = 'FILE',  
io_form_metgrid = 2,  
opt_output_from_metgrid_path = '/home/data_4TB/WRF/cases/matsuura2/',  
opt_metgrid_tbl_path = '/home/data_4TB/WRF/cases/matsuura2/',
```

/

&mod_levs

```
press_pa = 201300 , 200100 , 100000 ,  
          95000 , 90000 ,  
          85000 , 80000 ,  
          75000 , 70000 ,  
          65000 , 60000 ,  
          55000 , 50000 ,  
          45000 , 40000 ,  
          35000 , 30000 ,  
          25000 , 20000 ,  
          15000 , 10000 ,  
          5000 , 1000
```

/

&domain_wizard

```
grib_data_path = '/home/data_4TB/WRF/datafiles',  
grib_vtable = 'Vtable.GFS',  
dwiz_name      =matsuura2  
dwiz_desc      =  
dwiz_user_rect_x1 =1639  
dwiz_user_rect_y1 =173  
dwiz_user_rect_x2 =1915  
dwiz_user_rect_y2 =396  
dwiz_show_political =true  
dwiz_center_over_gmt =true  
dwiz_latlon_space_in_deg =10
```

```
dwiz_latlon_linecolor =-8355712
dwiz_map_scale_pct =25
dwiz_map_vert_scrollbar_pos =0
dwiz_map_horiz_scrollbar_pos =0
dwiz_gridpt_dist_km =12.0
dwiz_mpi_command =mpiexec -n 24
dwiz_tcvitals =null
/
```