

津波来襲時の河道内塩水遡上に関する
数値解析的研究

永島 弘士

津波来襲時の河道内塩水遡上に関する
数値解析的研究

2017年1月

永島 弘士

目次

第1章 序論	1
1.1 研究の背景	1
1.2 既往の研究	2
1.3 本研究の目的および本論文の構成	3
第2章 広域津波連動型河道内塩水挙動解析モデルの概要	5
2.1 河道内塩水挙動解析手法の概要	5
2.1.1 基礎方程式の導出	5
2.1.2 基礎方程式の離散化	10
2.1.3 自由表面の取り扱い	21
2.1.4 境界条件	25
2.1.5 河道内塩水挙動解析の流れ	29
2.2 広域津波伝播解析手法の概要	30
2.2.1 基礎方程式	30
2.2.2 基礎方程式の離散化	31
2.2.3 境界条件	35
2.2.4 ネスティング手法	38
2.2.5 広域津波伝播解析の流れ	42
2.3 河道内塩水挙動解析と広域津波伝播解析の連動方法	43
2.3.1 物理量の受け渡し	43
2.3.2 時間的な接続	47
2.4 広域津波連動型河道内塩水挙動解析の流れ	49
第3章 広域津波連動型河道内塩水挙動解析モデルの検証	51
3.1 解析対象領域の概要	51
3.2 解析に係る各種設定	52
3.2.1 解析領域の設定	52
3.2.2 河口堰越流量の計算方法	55
3.3 広域津波伝播解析の検証	57
3.3.1 解析条件および解析ケース	57
3.3.2 解析結果および考察	57
3.4 河道内塩水挙動解析の検証	68
3.4.1 解析条件および解析ケース	68
3.4.2 定常状態の作成	72

3.4.3 解析結果および考察	77
3.5 まとめ	93
第4章 広域津波連動型河道内塩水挙動解析モデルの適用	95
4.1 様々な河川流量下での河道内塩水挙動の予測	95
4.1.1 解析条件および解析ケース	95
4.1.2 解析結果および考察	100
4.2 塩水による取水への影響を軽減するための対策案の検討	111
4.2.1 第一案：地震発生時に河口堰のゲートを全閉にする	111
4.2.2 第二案：津波第一波来襲後に河口堰のゲートを開放する	117
4.3 まとめ	120
第5章 結論	123
参考文献	127
謝辞	131

第1章 序論

1.1 研究の背景

日本の近海は、複数のプレートが重なる海溝やトラフが分布し、プレート境界における大規模な海底地震による津波が発生しやすい海域である。そのため、日本の沿岸は津波の被害を受けやすく、これまでも数多くの津波が日本の沿岸に來襲して多大な被害をもたらしてきた。2011年3月には、東北地方太平洋沖地震に伴う巨大津波により、多くの人命が失われただけでなく、社会基盤施設も甚大な被害を受けて災害復旧に大きな支障をきたすなど、これまでの想定をはるかに上回る被害がもたらされた^[1]ことは記憶に新しい。

津波の影響は海岸付近にとどまらず、津波が河川を遡上することにより海岸から離れたところにも及ぶことがある。その影響の一つとして、河川を遡上する津波に伴い河道内の取水口に塩水が混入することによる取水障害が挙げられる。

日本の多くの都市では、河川水を生活用水や農工業用水に利用している。河川遡上津波により河道内に塩水が浸入し、取水口を通して浄水場に高濃度の塩水が混入すると浄水場の設備が故障してしまう。それを防ぐためには、取水口付近に高濃度の塩水が滞留する間は取水を停止する必要がある。例えば、東北地方太平洋沖地震の際には、釧路市の全水源を取水している新釧路川において、河口から8.94 km離れた取水口付近に津波が到達したため、2時間以上にわたる取水停止を2回実施している^[2]。

沿岸部の沖積平野に位置する大都市には、生活用水や農工業用水を確保するため、河口堰を設けて海水が河川に浸入するのを防いで河川水を利用しているところもあり、例えば首都圏の江戸川河口堰、中部圏の長良川河口堰、阪神圏の淀川大堰などが挙げられる。このような箇所は沿岸部に近く、河川遡上津波により河口堰上流部に塩水が浸入し、取水障害が発生する可能性も高くなると考えられる。また、取水障害が発生して水道水の供給が停止すると、人命を脅かすことになるのはもちろんのこと、災害復旧の妨げとなることも考えられる。

近い将来に、南海トラフ巨大地震^[3]が発生することが予想されている。南海トラフでは100~200年の間隔で巨大地震が発生しており、近年では、1854年に安政東海地震と安政南海地震、1944年に昭和東南海地震、1946年に昭和南海地震が発生している。過去の地震の発生状況を踏まえると、2013年から30年以内に70%程度の確率で南海トラフにおいて巨大地震が発生すると予測されており、地震発生時には巨大津波が西日本を中心に太平洋側の沿岸に広範囲にわたって來襲すると考えられる。

したがって、津波來襲時の塩水による取水への影響を最小限に抑えるためには、津波に伴って河道内を遡上する塩水の挙動を正確に予測することが重要であると言える。

1.2 既往の研究

津波来襲時の河道内塩水遡上は、現象が広範囲に及ぶ。そのため、一連の現象を水理模型実験により把握することは困難である。河口域における塩水くさびのような定常状態の流れを対象とした水理模型実験に限れば、例えば柏村ら^{[4][5]}および柏村^[6]の研究があるが、津波来襲時のような非定常な流れにおける塩水挙動を対象とした既往の実験的研究は見当たらない。

一方、数値解析による津波来襲時の河道内塩水遡上に関する既往の研究は、淀川大堰周辺域を対象とした鉛直二次元解析の例として鮫島ら^[7]、同領域を対象とした三次元解析の例として松宮ら^[8]および米山ら^[9]、鉛直二次元解析による数値実験の例として吉川ら^[2]が挙げられる。これらの概要を以下に述べる。

鮫島らは、東南海・南海地震津波を対象として、淀川の淀川大堰から上流への津波遡上に伴う塩分および濁質の濃度の時間変化を定量的に把握し、浄水場の取水への影響について検討している。鮫島らは、淀川河口から約 34 km 地点までを対象として平面二次元解析を行い、それにより得られた河道方向の水位および流速を用いて鉛直二次元塩分・濁質移流拡散解析を実施した。その結果、淀川を遡上した津波は河口から約 30 km 地点まで到達すること、平水時には塩分が上昇するのは河口から約 11 km 地点までの範囲であり、柴島取水口（工水）および柴島取水口（上水）ではともに塩分が取水基準を超えて取水への影響があること、洪水時には両取水口ともに取水への影響はないことが推定された。

松宮らは、鮫島らの研究の課題として、鉛直二次元解析は河道中央部を対象としており河道横断方向の流れの分布を考慮していないため、取水口がある河道端における塩分の時間変化を正確に解析できていないこと、鉛直二次元解析における河道流下方向の計算格子間隔が大きく、塩分がより上流に伝わりやすい条件で解析を行っている可能性があることを指摘している。そこで松宮らは、淀川河口から約 34 km 地点までを対象として東南海・南海地震津波発生時の平面二次元解析を行い、それにより得られた流速分布を用いて三次元塩水移流拡散解析を実施した。その結果、鮫島らの鉛直二次元解析の結果とは異なり、平水時には柴島取水口（上水）では取水への影響はないと推定された。

米山ら^[9]は、松宮らの研究を踏まえ、高精度な現象把握のためには密度差による流れの変化を考慮した三次元解析を実施する必要があると考えて、平面二次元解析の結果を河口の境界条件として河口から 30 km 地点までの三次元密度流解析を実施した。この研究で用いられた三次元解析手法は、乱流が流体中の物質の拡散に与える影響を考慮しており、濁質や水温により密度差のある流れの解析においてその精度が検証され^[10]、さらに津波の局所遡上についても良好な解析結果を得ている^[11]ものであるため、津波来襲時の河道内塩水挙動解析にも適用し得るものである。研究の結果、三次元解

析による取水口における塩分の最大値は平面二次元解析の結果とほぼ一致したが、淀川流量が小さい場合には塩分の滞留時間が異なり、三次元解析によって実現象に近い結果が得られたとしている。しかし、河口で与えた水位変化と計算された淀川大堰からの反射波の整合が取れず、淀川大堰上流部から塩水が流下し終えるまでの長時間の解析を実施できないことが課題として挙げられている。

吉川らは、新釧路川における取水停止の事例を踏まえ、河川遡上津波による塩水遡上現象を解明し、防災・減災対策を考える上での基礎資料を得ることを念頭に、鉛直二次元解析モデルを構築して河川遡上津波による塩水遡上現象に関する数値実験を実施している。その結果得られた知見として、河川遡上津波によって水位が上昇する場合、上昇した流体の塩分は必ずしも高いとは言えず、上流の区間では塩分が希釈されて薄くなること、津波高が高いほど上流への遡上距離は長くなり、河川の流れが速いほど塩水は希釈されることなどを挙げている。

1.3 本研究の目的および本論文の構成

津波来襲時の河道内塩水挙動を水理模型実験により予測するのは困難であるため、本研究においては数値解析を用いることとする。

既往研究の成果より、数値解析により河川遡上津波に伴う塩水の挙動を精度良く予測するためには、流体密度の空間分布を考慮できる三次元数値解析を行うこと、塩水が流下し終えるまでの長時間の解析を実施するために解析領域の境界の影響を排除することが必要であると言える。しかし、長時間の解析においても解析領域の境界の影響を受けないようにするためには解析領域を拡大に設定する必要がある、広大な領域全てを対象にして三次元数値解析を行うのは計算負荷の観点から現実的ではない。その一方で、津波による河道内の塩水の遡上距離は津波の遡上距離よりも短いことが既往研究の成果において判明している。これより、流体密度分布を考慮した三次元数値解析を実施すべき範囲は限定的であると考えられる。

そこで本研究では、特定の領域における三次元塩水挙動解析を広域の平面二次元津波伝播解析と一体的に行うことで、計算負荷を大幅に増大させることなく、三次元解析領域の境界の影響を排除して長時間の解析を実施することを試みた。例えば Pringle ら^{[12][13]}は、非線形長波理論に基づく平面二次元解析手法と RANS 方程式に基づく三次元流体解析手法^[11]を組み合わせた平面二次元・三次元ハイブリッドモデルを開発して東北地方太平洋沖地震時の岩手県釜石湾における津波挙動解析を実施し、津波浸水高の解析結果が現地調査結果と概ね一致したことから、平面二次元・三次元ハイブリッドモデルの解析精度が良好であることを確認している。本研究では、津波来襲時の河道内塩水挙動解析に実績のある米山ら^[9]の三次元数値解析手法を採用し、これを非線

形長波理論に基づく平面二次元解析手法と組み合わせて、特定の領域における三次元塩水挙動解析を広域の平面二次元津波伝播解析と一体的に行える広域津波連動型河道内塩水挙動解析モデルを開発した。この新たな解析モデルを用いることにより、計算負荷を大幅に増大させることなく三次元解析領域の境界の影響を排除できるため、特定の領域における三次元塩水挙動解析を長時間にわたって実施できると考えられる。

近い将来に南海トラフ巨大地震の発生が予想されており、特に西日本はその津波による被害を受けやすいことから、本研究では、阪神圏の生活用水や農工業用水の供給源である淀川大堰周辺域を対象として、広域津波連動型河道内塩水挙動解析モデルを用いて南海トラフ巨大地震津波来襲時に淀川を遡上する塩水の三次元挙動解析を行い、様々な河川流量下での河道内の塩水の空間分布と時間変化を定量的に予測するとともに、この予測に基づいて、河道内に浸入した塩水による取水への影響を評価することを目的とした。さらに、塩水の取水への影響を軽減するための対策案についても検討した。

本論文の構成は以下のとおりである。

第2章では、広域津波連動型河道内塩水挙動解析モデルについて、河道内塩水挙動解析手法の概要、広域津波伝播解析手法の概要、河道内塩水挙動解析と広域津波伝播解析の連動方法および解析の流れを述べる。

第3章では、広域津波連動型河道内塩水挙動解析モデルを用いて南海トラフ巨大地震津波来襲時の淀川大堰周辺域における塩水挙動解析を実施し、その適用性を検証する。

第4章では、南海トラフ巨大地震津波来襲時の淀川大堰周辺域を対象に、広域津波連動型河道内塩水挙動解析モデルを用いて様々な河川流量下での河道内の塩水の空間分布および時間変化を定量的に予測するとともに、この予測に基づいて、河道内に浸入した塩水による取水への影響を評価する。さらに、塩水による取水への影響を軽減するための対策案を検討する。

第5章では、得られた成果をまとめて結論とする。

第2章 広域津波連動型河道内塩水挙動解析モデルの概要

広域津波連動型河道内塩水挙動解析モデルは，河道内塩水挙動解析を広域津波伝播解析と連動させ，両者を一体的に解析するものである．本章では，河道内塩水挙動解析手法の概要，広域津波伝播解析手法の概要，河道内塩水挙動解析と広域津波伝播解析の連動方法および広域津波連動型河道内塩水挙動解析の流れについて述べる．

2.1 河道内塩水挙動解析手法の概要

本研究における河道内塩水挙動解析手法は，米山ら^[9]の三次元塩水挙動解析手法に基づくものであり，空間的に流体の密度分布がある非圧縮性流体を解析対象とする．本項では，河道内塩水挙動解析手法の基礎方程式の導出，基礎方程式の離散化，自由水面の取り扱い，境界条件および河道内塩水挙動解析の流れについて述べる．

2.1.1 基礎方程式の導出

流体密度が変化する非定常流れの基礎方程式は，一般的に以下のように表される^[14]．なお， j に総和の規約を適用することとし，以降も同様である．

- 連続方程式

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.1)$$

- 運動方程式 (RANS 方程式) ($i = 1, 2, 3$)

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = \bar{\rho} G_i - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} - \bar{\rho} \widetilde{u_i'' u_j''}) \quad (2.2)$$

ただし

$$\tau_{ij} = \bar{\rho} \nu \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \delta_{ij} \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \right) \quad (2.3)$$

ここに， ρ ：流体の密度， u_i ：流速の各方向成分， G_i ：単位質量あたりの外力の各方向成分， p ：圧力， τ_{ij} ：粘性応力テンソルの各成分， ν ：動粘性係数， δ_{ij} ：クロネッカーのデルタ ($i = j$ のとき 1, $i \neq j$ のとき 0)， $\bar{\quad}$ ：レイノルズ平均量， $\widetilde{\quad}$ ：ファールブル平均

量, " : ファーブル平均量からの変動量である. なお, ファーブル平均は次式で定義される.

$$\tilde{u}_i \equiv \frac{\overline{\rho u_i}}{\bar{\rho}} \quad (2.4)$$

連続方程式(2.1)について, 非圧縮性流体の場合は流体粒子の運動中にその密度は一定に保たれる, すなわち, ラグランジュ微分を表す微分記号 D を用いて

$$\frac{D\bar{\rho}}{Dt} \equiv \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \tilde{u}_j \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_j} = 0 \quad (2.5)$$

と表されるため, 連続方程式(2.1)は次のように書き換えられる.

$$\frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.6)$$

運動方程式(2.2)について, 式(2.2)中のレイノルズ応力 $-\bar{\rho} \widetilde{u_i'' u_j''}$ は, 以下に示す標準 $k-\epsilon$ モデル^[15]を用いて評価する.

$$-\bar{\rho} \widetilde{u_i'' u_j''} = \bar{\rho} \nu_t \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \delta_{ij} \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \right) - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \delta_{ij} \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} k}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \bar{\rho} \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right\} + P_k - \bar{\rho} \epsilon \quad (2.8)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j \epsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \bar{\rho} \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right\} + C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon}{k} P_k - C_{\epsilon 2} \bar{\rho} \frac{\epsilon^2}{k} \quad (2.9)$$

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} P_k &\equiv -\bar{\rho} \widetilde{u_i'' u_j''} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \\ &\cong \frac{1}{2} \bar{\rho} \nu_t \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right)^2 \end{aligned} \quad (2.11)$$

$$\sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\epsilon = 1.3, \quad C_{\epsilon 1} = 1.45, \quad C_{\epsilon 2} = 1.92, \quad C_\mu = 0.09 \quad (2.12)$$

ここに, $k(\equiv \overline{\rho u_j'' u_j''} / 2\bar{\rho})$: 乱流エネルギー, $\epsilon(\equiv \overline{\nu \rho u_i'' u_i''})$: 乱流エネルギー散逸率, ν_t : 渦動粘性係数, P_k : 乱流生成項である.

式(2.3)および式(2.7)より，運動方程式(2.2)は次のように書き換えられる．

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = \bar{\rho} G_i - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \bar{\rho} (v + v_t) \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \right\} \quad (2.13)$$

ただし，式(2.13)において $\bar{p} + \frac{2}{3} \bar{\rho} k$ を改めて \bar{p} としている．

一方，非定常流れにおける塩分の移流拡散方程式は，一般的に次のように表される．

- 塩分の移流拡散方程式

$$\frac{\partial \bar{S}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{S} \bar{u}_j}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha \frac{\partial \bar{S}}{\partial x_j} - \overline{S' u_j'} \right) \quad (2.14)$$

ここに， S ：塩分， α ：塩分の分子拡散率（ $= 2.0 \times 10^{-9}$ [m²/s]）^[16]， $'$ ：レイノルズ平均量からの変動量である．

式(2.14)中の乱流拡散項は，次のように評価する．

$$-\overline{S' u_i'} = \frac{v_t}{S_{ct}} \frac{\partial \bar{S}}{\partial x_i} \quad (2.15)$$

ここに， S_{ct} ：乱流シュミット数であり，本研究では細田^[17]の研究を参考に $S_{ct} = 1.0/1.2$ とした．

これより，式(2.14)は次のように書き換えられる．

$$\frac{\partial \bar{S}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ -\bar{S} \cdot \bar{u}_j + \left(\alpha + \frac{v_t}{S_{ct}} \right) \frac{\partial \bar{S}}{\partial x_j} \right\} \quad (2.16)$$

流体密度は，次式に基づいて計算する．

- 流体温度，塩分と流体密度の関係式

$$\bar{\rho} = 1024.14 - 0.0735T - 0.00469T^2 + (0.802 - 0.002T)(\bar{S} - 35.0) \quad (2.17)$$

ここに， T ：流体の温度（本研究では一定）である．

また, \tilde{u}_i と \bar{u}_i の関係は次のようになる.

$$\begin{aligned}
\tilde{u}_i &\equiv \frac{\overline{\rho u_i}}{\bar{\rho}} \\
&= \frac{\bar{\rho} \cdot \bar{u}_i + \overline{\rho' u_i'}}{\bar{\rho}} \\
&= \bar{u}_i + \frac{\overline{\rho' u_i'}}{\bar{\rho}} \\
&= \bar{u}_i + \frac{1}{\bar{\rho}} \overline{\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \bar{S}} S' u_i'} \quad (\because \rho' = \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \bar{S}} S') \\
&= \bar{u}_i + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \bar{S}} \overline{S' u_i'} \\
&= \bar{u}_i - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\nu_t}{S_{ct}} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_i}
\end{aligned} \tag{2.18}$$

以上より, 河道内塩水挙動解析手法の基礎方程式をまとめると以下のとおりとなる.

- 連続方程式

$$\frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_j} = 0 \tag{2.19}$$

- 運動方程式 ($i = 1, 2, 3$)

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = \bar{\rho} G_i - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \bar{\rho} (\nu + \nu_t) \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \right\} \tag{2.20}$$

- 乱流評価式 (標準 $k - \epsilon$ モデル)

$$\frac{\partial \bar{\rho} k}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \bar{\rho} \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right\} + P_k - \bar{\rho} \epsilon \tag{2.21}$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \epsilon}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j \epsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \bar{\rho} \left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right\} + C_{\epsilon 1} P_k \frac{\epsilon}{k} - C_{\epsilon 2} \bar{\rho} \frac{\epsilon^2}{k} \tag{2.22}$$

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \tag{2.23}$$

$$P_k = \frac{1}{2} \bar{\rho} \nu_t \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right)^2 \tag{2.24}$$

$$\sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\epsilon = 1.3, \quad C_{\epsilon 1} = 1.45, \quad C_{\epsilon 2} = 1.92, \quad C_\mu = 0.09 \tag{2.25}$$

- 塩分の移流拡散方程式

$$\frac{\partial \bar{S}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ -\bar{S} \cdot \bar{u}_j + \left(\alpha + \frac{\nu_t}{S_{ct}} \right) \frac{\partial \bar{S}}{\partial x_j} \right\} \quad (2.26)$$

$$\alpha = 2.0 \times 10^{-9}, \quad S_{ct} = 1.0/1.2 \quad (2.27)$$

- 流体温度，塩分と流体密度の関係式

$$\bar{\rho} = 1024.14 - 0.0735T - 0.00469T^2 + (0.802 - 0.002T)(\bar{S} - 35.0) \quad (2.28)$$

- \tilde{u}_i と \bar{u}_i の関係式 ($i = 1, 2, 3$)

$$\tilde{u}_i = \bar{u}_i - \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\nu_t}{S_{ct}} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_i} \quad (2.29)$$

2.1.2 基礎方程式の離散化

(1) 座標系および物理量の定義点

本解析手法では、直角座標系でスタッガード格子を用いる。物理量の定義点を図 2.1 に示す。流速は計算格子境界面で、その他の物理量は計算格子の中央でそれぞれ定義する。なお、 (x, y, z, t) に対応する離散化量を表す添字として (i, j, k, n) を用いる。また、以降の説明において、 (i, j, k) に位置する計算格子を「計算格子 (i, j, k) 」と呼び、定義点以外の位置で参照される物理量は、特に断りの無い限り、以下の例のように近傍の定義点における値の平均をとることとする。

$$\phi_{i-1/2,j,k} = \frac{1}{2}(\phi_{i-1,j,k} + \phi_{i,j,k}) \quad (2.30)$$

$$\phi_{i-1/2,j-1/2,k} = \frac{1}{4}(\phi_{i-1,j,k} + \phi_{i-1,j-1,k} + \phi_{i,j-1,k} + \phi_{i,j,k}) \quad (2.31)$$

$$u_{i,j,k} = \frac{1}{2}(u_{i-1/2,j,k} + u_{i+1/2,j,k}) \quad (2.32)$$

$$x_{i-1/2} = \frac{1}{2}(x_i + x_{i-1}) \quad (2.33)$$

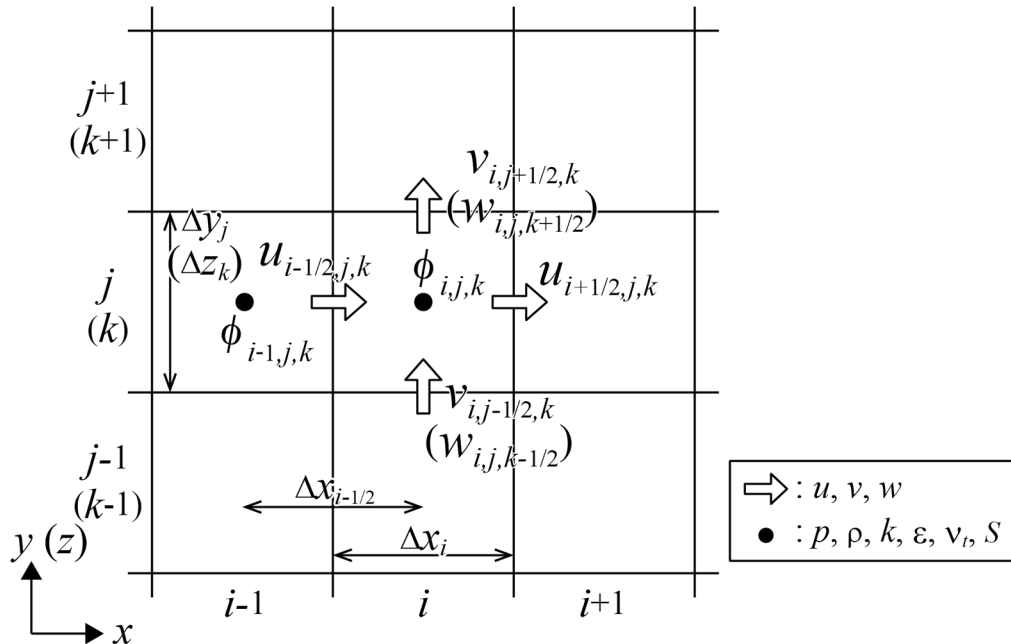


図 2.1 スタッガード格子における物理量の定義点

(2) 複雑地形を考慮した連続方程式の離散化

現実の地形条件は複雑であるため、直交格子で表せない場合が多い。特に、地形に沿った速い流れが発生する津波遡上のような現象では、地形形状が流れに与える影響を無視できない。そこで、直交格子で複雑地形の効果を考慮した解析を実施するため、基礎方程式を計算格子内に物体が存在する状態で積分した後に離散化することを考える。

図 2.2 に示すように、解析領域中に設定したコントロールボリュームを V (その体積も V)、流体領域を Ω とする。また、FAVOR (Fractional Area Volume Obstacle Representation) 法^[18]に基づき、計算格子の空隙率 γ^v および計算格子境界面における開口率 γ_i^a をそれぞれ次のように定義する。

- 計算格子の空隙率

$$\gamma^v = \frac{\text{計算格子中の物体以外の体積}}{\text{計算格子の全体積}} \quad (2.34)$$

- 計算格子境界面の開口率 ($i = 1, 2, 3$)

$$\gamma_i^a = \frac{\text{計算格子境界面中の物体以外の面積}}{\text{計算格子境界面の全面積}} \quad (2.35)$$

このとき、例えば領域 $V \cap \Omega$ 内で一様な値を持つスカラー量 ϕ について、領域 $V \cap \Omega$ で積分し、コントロールボリューム V を計算格子 (i, j, k) として中心差分により離散化すると、次のようになる。

$$\frac{1}{V} \iiint_{V \cap \Omega} \phi \, dV = \gamma_{i,j,k}^v \cdot \phi \quad (2.36)$$

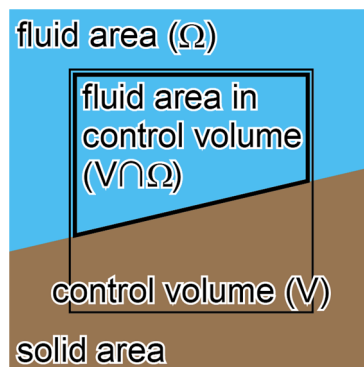


図 2.2 コントロールボリューム

また、領域 $V \cap \Omega$ がベクトル場 Φ に位置するとき、 $\nabla \cdot \Phi$ を領域 $V \cap \Omega$ で積分し、コントロールボリューム V を計算格子 (i, j, k) として中心差分により離散化すると、次のようになる。

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{V} \iiint_{V \cap \Omega} \nabla \cdot \Phi \, dV \\
&= \frac{1}{V} \iint_{\partial(V \cap \Omega)} \Phi \cdot \mathbf{n} \, dS \\
&= \frac{1}{V} \left(\iint_{\partial V \cap \Omega} \Phi \cdot \mathbf{n} \, dS + \iint_{V \cap \partial \Omega} \Phi \cdot \mathbf{n} \, dS \right) \\
&= \frac{1}{V} \iint_{\partial V \cap \Omega} \Phi \cdot \mathbf{n} \, dS \quad \left(\because \iint_{V \cap \partial \Omega} \Phi \cdot \mathbf{n} \, dS = 0 \right) \\
&= \frac{\gamma_{i+\frac{1}{2},j,k}^a \cdot \Phi_{i+\frac{1}{2},j,k} - \gamma_{i-\frac{1}{2},j,k}^a \cdot \Phi_{i-\frac{1}{2},j,k}}{\Delta x_i} + \frac{\gamma_{i,j+\frac{1}{2},k}^a \cdot \Phi_{i,j+\frac{1}{2},k} - \gamma_{i,j-\frac{1}{2},k}^a \cdot \Phi_{i,j-\frac{1}{2},k}}{\Delta y_j} \\
&+ \frac{\gamma_{i,j,k+\frac{1}{2}}^a \cdot \Phi_{i,j,k+\frac{1}{2}} - \gamma_{i,j,k-\frac{1}{2}}^a \cdot \Phi_{i,j,k-\frac{1}{2}}}{\Delta z_k} \tag{2.37}
\end{aligned}$$

ここに、 $\mathbf{n} : dS$ の法線ベクトル、 $\partial(V \cap \Omega)$: コントロールボリューム内の流体領域とそれ以外の領域の境界面、 $\partial V \cap \Omega$: コントロールボリューム内の流体領域とコントロールボリューム外の流体領域の境界面、 $V \cap \partial \Omega$: コントロールボリューム内の流体領域と物体領域の境界面である。

上記に基づいて連続方程式の左辺を中心差分により離散化すると、式(2.37)より次のようになる。

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{V} \iiint_{V \cap \Omega} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_j} \, dV \\
&= \frac{\gamma_{i+\frac{1}{2},j,k}^a \cdot u_{i+\frac{1}{2},j,k} - \gamma_{i-\frac{1}{2},j,k}^a \cdot u_{i-\frac{1}{2},j,k}}{\Delta x_i} + \frac{\gamma_{i,j+\frac{1}{2},k}^a \cdot v_{i,j+\frac{1}{2},k} - \gamma_{i,j-\frac{1}{2},k}^a \cdot v_{i,j-\frac{1}{2},k}}{\Delta y_j} \\
&+ \frac{\gamma_{i,j,k+\frac{1}{2}}^a \cdot w_{i,j,k+\frac{1}{2}} - \gamma_{i,j,k-\frac{1}{2}}^a \cdot w_{i,j,k-\frac{1}{2}}}{\Delta z_k} \tag{2.38}
\end{aligned}$$

これより、連続方程式の離散化式は次のようになる。

$$\begin{aligned} & \frac{\gamma_{i+\frac{1}{2},j,k}^a \cdot u_{i+\frac{1}{2},j,k} - \gamma_{i-\frac{1}{2},j,k}^a \cdot u_{i-\frac{1}{2},j,k}}{\Delta x_i} + \frac{\gamma_{i,j+\frac{1}{2},k}^a \cdot v_{i,j+\frac{1}{2},k} - \gamma_{i,j-\frac{1}{2},k}^a \cdot v_{i,j-\frac{1}{2},k}}{\Delta y_j} \\ & + \frac{\gamma_{i,j,k+\frac{1}{2}}^a \cdot w_{i,j,k+\frac{1}{2}} - \gamma_{i,j,k-\frac{1}{2}}^a \cdot w_{i,j,k-\frac{1}{2}}}{\Delta z_k} = 0 \end{aligned} \quad (2.39)$$

(3) 運動方程式の離散化

① 空間項の離散化

境界面 $(i-1/2, j, k)$ における x 方向の運動方程式の移流項および粘性項の離散化式は、それぞれ以下のようになる。

a) 移流項

移流項は、三次風上差分により離散化する。

$$\begin{aligned} & \left[\bar{\rho} \tilde{u}_j \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \right]_{i-1/2,j,k} \\ & = \rho_{i-1/2,j,k} \\ & \times \left[\frac{u_{i-1/2,j,k}}{\det(A)} \{ \lambda_1 (u_{i+3/2,j,k} - u_{i-1/2,j,k}) + \lambda_2 (u_{i+1/2,j,k} - u_{i-1/2,j,k}) \right. \\ & \quad \left. + \lambda_3 (u_{i-3/2,j,k} - u_{i-1/2,j,k}) + \lambda_4 (u_{i-5/2,j,k} - u_{i-1/2,j,k}) \} \right. \\ & + \frac{v_{i-1/2,j,k}}{\det(A)} \{ \lambda_1 (u_{i-1/2,j+2,k} - u_{i-1/2,j,k}) + \lambda_2 (u_{i-1/2,j+1,k} - u_{i-1/2,j,k}) \\ & \quad \left. + \lambda_3 (u_{i-1/2,j-1,k} - u_{i-1/2,j,k}) + \lambda_4 (u_{i-1/2,j-2,k} - u_{i-1/2,j,k}) \} \right. \\ & + \frac{w_{i-1/2,j,k}}{\det(A)} \{ \lambda_1 (u_{i-1/2,j,k+2} - u_{i-1/2,j,k}) + \lambda_2 (u_{i-1/2,j,k+1} - u_{i-1/2,j,k}) \\ & \quad \left. + \lambda_3 (u_{i-1/2,j,k-1} - u_{i-1/2,j,k}) + \lambda_4 (u_{i-1/2,j,k-2} - u_{i-1/2,j,k}) \} \right] \quad (2.40) \end{aligned}$$

ただし、式(2.40)中の λ_1 , λ_2 , λ_3 および λ_4 は、

- $u_{i-1/2,j,k} \geq 0$, $v_{i-1/2,j,k} \geq 0$, $w_{i-1/2,j,k} \geq 0$ のとき

$$\begin{cases} \lambda_1 = 0 \\ \lambda_2 = a_{2,2}^+ \cdot a_{3,3}^+ - a_{3,2}^+ \cdot a_{2,3}^+ \\ \lambda_3 = a_{3,2}^+ \cdot a_{1,3}^+ - a_{1,2}^+ \cdot a_{3,3}^+ \\ \lambda_4 = a_{1,2}^+ \cdot a_{2,3}^+ - a_{2,2}^+ \cdot a_{1,3}^+ \end{cases} \quad (2.41)$$

- $u_{i-1/2,j,k} < 0$, $v_{i-1/2,j,k} < 0$, $w_{i-1/2,j,k} < 0$ のとき

$$\begin{cases} \lambda_1 = a_{1,2}^- \cdot a_{2,3}^- - a_{2,2}^- \cdot a_{1,3}^- \\ \lambda_2 = a_{3,2}^- \cdot a_{1,3}^- - a_{1,2}^- \cdot a_{3,3}^- \\ \lambda_3 = a_{2,2}^- \cdot a_{3,3}^- - a_{3,2}^- \cdot a_{2,3}^- \\ \lambda_4 = 0 \end{cases} \quad (2.42)$$

であり, $a_{i,j}^+$ および $a_{i,j}^-$ はそれぞれ次の行列 A^+ および A^- の (i,j) 成分である.

$$A^+ = \begin{pmatrix} \Delta h_2 & (\Delta h_2)^2 & (\Delta h_2)^3 \\ \Delta h_3 & (\Delta h_3)^2 & (\Delta h_3)^3 \\ \Delta h_4 & (\Delta h_4)^2 & (\Delta h_4)^3 \end{pmatrix} \quad (2.43)$$

$$A^- = \begin{pmatrix} \Delta h_3 & (\Delta h_3)^2 & (\Delta h_3)^3 \\ \Delta h_2 & (\Delta h_2)^2 & (\Delta h_2)^3 \\ \Delta h_1 & (\Delta h_1)^2 & (\Delta h_1)^3 \end{pmatrix} \quad (2.44)$$

また, 式(2.43)および式(2.44)中の Δh_1 , Δh_2 , Δh_3 および Δh_4 は,

- 式(2.40)中の $u \frac{\partial u}{\partial x}$ 成分について

$$\begin{cases} \Delta h_1 = \Delta x_{i+2} \\ \Delta h_2 = \Delta x_{i+1} \\ \Delta h_3 = \Delta x_i \\ \Delta h_4 = \Delta x_{i-1} \end{cases} \quad (2.45)$$

- 式(2.40)中の $v \frac{\partial u}{\partial y}$ 成分について

$$\begin{cases} \Delta h_1 = \Delta y_{j+3/2} \\ \Delta h_2 = \Delta y_{j+1/2} \\ \Delta h_3 = \Delta y_{j-1/2} \\ \Delta h_4 = \Delta y_{j-3/2} \end{cases} \quad (2.46)$$

- 式(2.40)中の $w \frac{\partial u}{\partial z}$ 成分について

$$\begin{cases} \Delta h_1 = \Delta z_{k+3/2} \\ \Delta h_2 = \Delta z_{k+1/2} \\ \Delta h_3 = \Delta z_{k-1/2} \\ \Delta h_4 = \Delta z_{k-3/2} \end{cases} \quad (2.47)$$

である.

b) 粘性項

粘性項は、中心差分により離散化する.

$$\begin{aligned}
& \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \bar{\rho}(v + v_t) \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \right\} \right]_{i-1/2,j,k} \\
&= \rho_{i-1/2,j,k} \left(v_{i-1/2,j,k} + v_{t_{i-1/2,j,k}} \right) \cdot \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right]_{i-1/2,j,k} \\
&= \rho_{i-1/2,j,k} \left(v_{i-1/2,j,k} + v_{t_{i-1/2,j,k}} \right) \\
& \quad \times \left\{ \frac{1}{\Delta x_{i-1/2}} \left(\frac{u_{i+1/2,j,k} - u_{i-1/2,j,k}}{\Delta x_i} + \frac{u_{i-1/2,j,k} - u_{i-3/2,j,k}}{\Delta x_{i-1}} \right) \right. \\
& \quad + \frac{1}{2\Delta y_j} \left(\frac{u_{i-1/2,j+1,k} - u_{i-1/2,j,k}}{\Delta y_{j+1/2}} + \frac{u_{i-1/2,j,k} - u_{i-1/2,j-1,k}}{\Delta y_{j-1/2}} \right) \\
& \quad \left. + \frac{1}{2\Delta z_k} \left(\frac{u_{i-1/2,j,k+1} - u_{i-1/2,j,k}}{\Delta z_{k+1/2}} + \frac{u_{i-1/2,j,k} - u_{i-1/2,j,k-1}}{\Delta z_{k-1/2}} \right) \right\} \quad (2.48)
\end{aligned}$$

② 時間進行法

運動方程式の時間進行法には、SMAC (simplified MAC) 法^[19]を用いる. SMAC 法の基である MAC (Marker and Cell) 法は非圧縮流れの解法の一つであり、(a)スタaggerド格子を導入して圧力振動と質量保存誤差の蓄積を同時に防ぎつつ、(b)マーカー粒子を流すことによって自由表面問題も解くことができる、という手法である. SMAC 法は(a)の計算法を簡略化した手法で、運動方程式を式(2.49)および式(2.50)に分割し、 ϕ^P に関するポアソン方程式(2.51)を解いて $p^{n+1} = p^n + \rho^n \phi^P$ とする、というものである.

$$\begin{cases} u_i^P = u_i^n - \Delta t \cdot \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p^n}{\partial x_i} + \Theta_i^n \right) \end{cases} \quad (2.49)$$

$$\begin{cases} u_i^{n+1} = u_i^P - \Delta t \frac{\partial \phi^P}{\partial x_i} \end{cases} \quad (2.50)$$

$$\frac{\partial^2 \phi^P}{\partial x_i^2} = \frac{1}{\Delta t} \frac{\partial u_i^P}{\partial x_i} \quad (2.51)$$

ここに、 ϕ^P : 圧力の時間変化に対応するスカラーポテンシャル、 Θ_i^n : 時刻 t における i 方向の移流項、外力項および粘性項の和である.

式(2.49)および式(2.50)の離散化式は, $u_{i-1/2,j,k}$ については次のようになる.

$$\left\{ \begin{array}{l} u_{i-1/2,j,k}^P = u_{i-1/2,j,k}^n - \Delta t \cdot \frac{1}{\rho_{i-1/2,j,k}} \left(\frac{p_{i,j,k}^n - p_{i-1,j,k}^n}{\Delta x_{i-1/2}} + \Theta_{i-1/2,j,k}^n \right) \end{array} \right. \quad (2.52)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} u_{i-1/2,j,k}^{n+1} = u_{i-1/2,j,k}^P - \Delta t \cdot \frac{\phi_{i,j,k}^P - \phi_{i-1,j,k}^P}{\Delta x_{i-1/2}} \end{array} \right. \quad (2.53)$$

また, 式(2.51)を離散化すると次のようになる.

$$\begin{aligned} & A_{i+1/2,j,k} \cdot \phi_{i+1/2,j,k}^P + A_{i-1/2,j,k} \cdot \phi_{i-1/2,j,k}^P + A_{i,j+1/2,k} \cdot \phi_{i,j+1/2,k}^P + A_{i,j-1/2,k} \cdot \phi_{i,j-1/2,k}^P \\ & + A_{i,j,k+1/2} \cdot \phi_{i,j,k+1/2}^P + A_{i,j,k-1/2} \cdot \phi_{i,j,k-1/2}^P + A_{i,j,k} \cdot \phi_{i,j,k}^P \\ & = \frac{1}{\Delta t} \left(\frac{\gamma_{i+1/2,j,k}^a \cdot u_{i+1/2,j,k}^P - \gamma_{i-1/2,j,k}^a \cdot u_{i-1/2,j,k}^P}{\Delta x_i} + \frac{\gamma_{i,j+1/2,k}^a \cdot v_{i,j+1/2,k}^P - \gamma_{i,j-1/2,k}^a \cdot v_{i,j-1/2,k}^P}{\Delta y_j} \right. \\ & \quad \left. + \frac{\gamma_{i,j,k+1/2}^a \cdot w_{i,j,k+1/2}^P - \gamma_{i,j,k-1/2}^a \cdot w_{i,j,k-1/2}^P}{\Delta z_k} \right) \end{aligned} \quad (2.54)$$

ただし,

$$\begin{aligned} A_{i+1/2,j,k} &= \frac{\gamma_{i+1/2,j,k}^a}{\Delta x_i \cdot \Delta x_{i+1/2}}, & A_{i-1/2,j,k} &= \frac{\gamma_{i-1/2,j,k}^a}{\Delta x_i \cdot \Delta x_{i-1/2}}, \\ A_{i,j+1/2,k} &= \frac{\gamma_{i,j+1/2,k}^a}{\Delta y_j \cdot \Delta y_{j+1/2}}, & A_{i,j-1/2,k} &= \frac{\gamma_{i,j-1/2,k}^a}{\Delta y_j \cdot \Delta y_{j-1/2}}, \\ A_{i,j,k+1/2} &= \frac{\gamma_{i,j,k+1/2}^a}{\Delta z_k \cdot \Delta z_{k+1/2}}, & A_{i,j,k-1/2} &= \frac{\gamma_{i,j,k-1/2}^a}{\Delta z_k \cdot \Delta z_{k-1/2}}, \\ A_{i,j,k} &= - \left(A_{i+1/2,j,k} + A_{i-1/2,j,k} + A_{i,j+1/2,k} + A_{i,j-1/2,k} + A_{i,j,k+1/2} + A_{i,j,k-1/2} \right) \end{aligned} \quad (2.55)$$

である.

式(2.52)により求められた流速の予測値 u^P を用いて, 式(2.54)を前処理付き双共役勾配安定 (BiCGSTAB) 法^[15]による行列解法を用いて解くことにより ϕ^P を計算する. u^P および ϕ^P より, 式(2.53)および式(2.56)に基づいて次の時刻の流速値 u^{n+1} および圧力値 p^{n+1} を計算する.

$$p_{i,j,k}^{n+1} = p_{i,j,k}^n + \rho_{i,j,k}^n \cdot \phi_{i,j,k}^P \quad (2.56)$$

(4) 乱流評価式の離散化

まず，時刻 $t + \Delta t$ の流速値を基に，乱流生成項 P_k を計算する．

式(2.24)を二次精度中心差分により離散化すると，次のようになる．

$$P_{k,i,j,k} = \rho_{i,j,k}^n \cdot v_{t,i,j,k}^n \left[\left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + 2 \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right\} \right]_{i,j,k}^{n+1} \quad (2.57)$$

なお，式(2.57)中の各偏微分項の離散化式は以下のとおりである．

$$\frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{i,j,k} = \frac{u_{i+1/2,j,k} - u_{i-1/2,j,k}}{\Delta x_i} \quad (2.58)$$

$$\frac{\partial v}{\partial y} \Big|_{i,j,k} = \frac{v_{i,j+1/2,k} - v_{i,j-1/2,k}}{\Delta y_j} \quad (2.59)$$

$$\frac{\partial w}{\partial z} \Big|_{i,j,k} = \frac{w_{i,j,k+1/2} - w_{i,j,k-1/2}}{\Delta z_k} \quad (2.60)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{i,j,k} &= \frac{1}{2\Delta y_j + \Delta y_{j+1} + \Delta y_{j-1}} \\ &\times \left\{ \frac{\Delta y_j + \Delta y_{j-1}}{\Delta y_j + \Delta y_{j+1}} (u_{i+1/2,j+1,k} + u_{i-1/2,j+1,k} - u_{i+1/2,j,k} - u_{i-1/2,j,k}) \right. \\ &\left. + \frac{\Delta y_j + \Delta y_{j+1}}{\Delta y_j + \Delta y_{j-1}} (u_{i+1/2,j,k} + u_{i-1/2,j,k} - u_{i+1/2,j-1,k} - u_{i-1/2,j-1,k}) \right\} \quad (2.61) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{i,j,k} &= \frac{1}{2\Delta z_k + \Delta z_{k+1} + \Delta z_{k-1}} \\ &\times \left\{ \frac{\Delta z_k + \Delta z_{k-1}}{\Delta z_k + \Delta z_{k+1}} (u_{i+1/2,j,k+1} + u_{i-1/2,j,k+1} - u_{i+1/2,j,k} - u_{i-1/2,j,k}) \right. \\ &\left. + \frac{\Delta z_k + \Delta z_{k+1}}{\Delta z_k + \Delta z_{k-1}} (u_{i+1/2,j,k} + u_{i-1/2,j,k} - u_{i+1/2,j,k-1} - u_{i-1/2,j,k-1}) \right\} \quad (2.62) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial x} \Big|_{i,j,k} &= \frac{1}{2\Delta x_i + \Delta x_{i+1} + \Delta x_{i-1}} \\ &\times \left\{ \frac{\Delta x_i + \Delta x_{i-1}}{\Delta x_i + \Delta x_{i+1}} (v_{i+1,j+1/2,k} + v_{i+1,j-1/2,k} - v_{i,j+1/2,k} - v_{i,j-1/2,k}) \right. \\ &\left. + \frac{\Delta x_i + \Delta x_{i+1}}{\Delta x_i + \Delta x_{i-1}} (v_{i,j+1/2,k} + v_{i,j-1/2,k} - v_{i-1,j+1/2,k} - v_{i-1,j-1/2,k}) \right\} \quad (2.63) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial z} \Big|_{i,j,k} &= \frac{1}{2\Delta z_k + \Delta z_{k+1} + \Delta z_{k-1}} \\ &\times \left\{ \frac{\Delta z_k + \Delta z_{k-1}}{\Delta z_k + \Delta z_{k+1}} (v_{i,j+1/2,k+1} + v_{i,j-1/2,k+1} - v_{i,j+1/2,k} - v_{i,j-1/2,k}) \right. \\ &\left. + \frac{\Delta z_k + \Delta z_{k+1}}{\Delta z_k + \Delta z_{k-1}} (v_{i,j+1/2,k} + v_{i,j-1/2,k} - v_{i,j+1/2,k-1} - v_{i,j-1/2,k-1}) \right\} \quad (2.64) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial x} \Big|_{i,j,k} &= \frac{1}{2\Delta x_i + \Delta x_{i+1} + \Delta x_{i-1}} \\ &\times \left\{ \frac{\Delta x_i + \Delta x_{i-1}}{\Delta x_i + \Delta x_{i+1}} (w_{i+1,j,k+1/2} + w_{i+1,j,k-1/2} - w_{i,j,k+1/2} - w_{i,j,k-1/2}) \right. \\ &\left. + \frac{\Delta x_i + \Delta x_{i+1}}{\Delta x_i + \Delta x_{i-1}} (w_{i,j,k+1/2} + w_{i,j,k-1/2} - w_{i-1,j,k+1/2} - w_{i-1,j,k-1/2}) \right\} \quad (2.65) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial y} \Big|_{i,j,k} &= \frac{1}{2\Delta y_j + \Delta y_{j+1} + \Delta y_{j-1}} \\ &\times \left\{ \frac{\Delta y_j + \Delta y_{j-1}}{\Delta y_j + \Delta y_{j+1}} (w_{i,j+1,k+1/2} + w_{i,j+1,k-1/2} - w_{i,j,k+1/2} - w_{i,j,k-1/2}) \right. \\ &\left. + \frac{\Delta y_j + \Delta y_{j+1}}{\Delta y_j + \Delta y_{j-1}} (w_{i,j,k+1/2} + w_{i,j,k-1/2} - w_{i,j-1,k+1/2} - w_{i,j-1,k-1/2}) \right\} \quad (2.66) \end{aligned}$$

次に、乱流エネルギー k および乱流エネルギー散逸率 ϵ を計算する。

式(2.21)を時間について前進差分、空間について(2)と同様に離散化すると、次のようになる。

$$\gamma_{i,j,k}^v \cdot \rho_{i,j,k}^n \frac{k_{i,j,k}^{n+1} - k_{i,j,k}^n}{\Delta t} + \rho_{i,j,k}^n \cdot \phi_{i,j,k}^{A_k} = \phi_{i,j,k}^{D_k} + \gamma_{i,j,k}^v (P_{k_{i,j,k}} - \rho_{i,j,k}^n \cdot \epsilon_{i,j,k}^n) \quad (2.67)$$

$$\therefore k_{i,j,k}^{n+1} = k_{i,j,k}^n - \frac{\Delta t}{\gamma_{i,j,k}^v} \left(\phi_{i,j,k}^{A_k} - \frac{\phi_{i,j,k}^{D_k}}{\rho_{i,j,k}^n} \right) + \Delta t \left(\frac{P_{k_{i,j,k}}}{\rho_{i,j,k}^n} - \epsilon_{i,j,k}^n \right) \quad (2.68)$$

ここに、

$$\begin{aligned} \phi_{i,j,k}^{A_k} &= \frac{\gamma_{i+1/2,j,k}^a \cdot u_{i+1/2,j,k}^{n+1} \cdot k_{i+1/2,j,k}^n - \gamma_{i-1/2,j,k}^a \cdot u_{i-1/2,j,k}^{n+1} \cdot k_{i-1/2,j,k}^n}{\Delta x_i} \\ &+ \frac{\gamma_{i,j+1/2,k}^a \cdot u_{i,j+1/2,k}^{n+1} \cdot k_{i,j+1/2,k}^n - \gamma_{i,j-1/2,k}^a \cdot u_{i,j-1/2,k}^{n+1} \cdot k_{i,j-1/2,k}^n}{\Delta y_j} \\ &+ \frac{\gamma_{i,j,k+1/2}^a \cdot u_{i,j,k+1/2}^{n+1} \cdot k_{i,j,k+1/2}^n - \gamma_{i,j,k-1/2}^a \cdot u_{i,j,k-1/2}^{n+1} \cdot k_{i,j,k-1/2}^n}{\Delta z_k} \quad (2.69) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\phi_{i,j,k}^{D_k} &= \frac{\gamma_{i+1/2,j,k}^a \cdot \phi_{i+1/2,j,k}^k - \gamma_{i-1/2,j,k}^a \cdot \phi_{i-1/2,j,k}^k}{(\Delta x_{i+1/2} + \Delta x_{i-1/2}) / 2} \\
&+ \frac{\gamma_{i,j+1/2,k}^a \cdot \phi_{i,j+1/2,k}^k - \gamma_{i,j-1/2,k}^a \cdot \phi_{i,j-1/2,k}^k}{(\Delta y_{j+1/2} + \Delta y_{j-1/2}) / 2} \\
&+ \frac{\gamma_{i,j,k+1/2}^a \cdot \phi_{i,j,k+1/2}^k - \gamma_{i,j,k-1/2}^a \cdot \phi_{i,j,k-1/2}^k}{(\Delta z_{k+1/2} + \Delta z_{k-1/2}) / 2}
\end{aligned} \tag{2.70}$$

ただし,

$$\phi_{i-1/2,j,k}^k = \rho_{i-1/2,j,k} \left(v_{i-1/2,j,k} + \frac{v_{t i-1/2,j,k}}{\sigma_k} \right) \frac{k_{i,j,k} - k_{i-1,j,k}}{\Delta x_{i-1/2}} \tag{2.71}$$

である. 式(2.69)中の $k_{i-1/2,j,k}^n$ 等は, TVD (Total Variation Diminishing) スキーム^[20]を用いて以下のように計算する.

$$k_{i-1/2,j,k}^n = \begin{cases} k_{i-1,j,k}^n + \frac{\Delta x_{i-1}}{\Delta x_i + \Delta x_{i-1}} L(r_+) (k_{i,j,k}^n - k_{i-1,j,k}^n) & (u_{i-1/2,j,k}^{n+1} \geq 0) \\ k_{i,j,k}^n + \frac{\Delta x_{i-1}}{\Delta x_i + \Delta x_{i-1}} L(r_-) (k_{i-1,j,k}^n - k_{i,j,k}^n) & (u_{i-1/2,j,k}^{n+1} < 0) \end{cases} \tag{2.72}$$

$$r_+ = \frac{k_{i-1,j,k} - k_{i-2,j,k}}{k_{i,j,k} - k_{i-1,j,k}} \cdot \frac{\Delta x_{i-1} + \Delta x_i}{\Delta x_{i-1} + \Delta x_{i-2}} \tag{2.73}$$

$$r_- = \frac{k_{i+1,j,k} - k_{i,j,k}}{k_{i,j,k} - k_{i-1,j,k}} \cdot \frac{\Delta x_i + \Delta x_{i-1}}{\Delta x_{i+1} + \Delta x_i} \tag{2.74}$$

ここに, $L(r)$: TVD 制限関数であり, 次式^[21]で表される.

$$L(r) = \frac{r + |r|}{1 + r} \tag{2.75}$$

ϵ^{n+1} についても同様に計算する. 式(2.22)の離散化式を次に示す.

$$\epsilon_{i,j,k}^{n+1} = \epsilon_{i,j,k}^n - \frac{\Delta t}{\gamma_{i,j,k}^v} \left(\phi_{i,j,k}^{A_\epsilon} - \frac{\phi_{i,j,k}^{D_\epsilon}}{\rho_{i,j,k}^n} \right) + \Delta t \left\{ C_{\epsilon 1} \frac{\epsilon_{i,j,k}^n}{k_{i,j,k}^n} \frac{P_{k_{i,j,k}}}{\rho_{i,j,k}^n} - C_{\epsilon 2} \frac{(\epsilon_{i,j,k}^n)^2}{k_{i,j,k}^n} \right\} \tag{2.76}$$

k^{n+1} および ϵ^{n+1} を用いて, v_t^{n+1} を次式により計算する.

$$v_{t i,j,k}^{n+1} = C_\mu \frac{(k_{i,j,k}^{n+1})^2}{\epsilon_{i,j,k}^{n+1}} \tag{2.77}$$

(5) 塩分の移流拡散方程式の離散化

塩分の移流拡散方程式(2.26)を、時間について前進差分、空間について中心差分により離散化すると、次のようになる。

$$\begin{aligned}
& \gamma_{i,j,k}^v \frac{S_{i,j,k}^{n+1} - S_{i,j,k}^n}{\Delta t} + \frac{\gamma_{i+\frac{1}{2},j,k}^a \cdot \phi_{i+\frac{1}{2},j,k}^{SA} - \gamma_{i-\frac{1}{2},j,k}^a \cdot \phi_{i-\frac{1}{2},j,k}^{SA}}{\Delta x_i} \\
& + \frac{\gamma_{i,j,k+\frac{1}{2}}^a \cdot \phi_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{SA} - \gamma_{i,j,k-\frac{1}{2}}^a \cdot \phi_{i,j,k-\frac{1}{2}}^{SA}}{\Delta y_j} + \frac{\gamma_{i,j,k+\frac{1}{2}}^a \cdot \phi_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{SA} - \gamma_{i,j,k-\frac{1}{2}}^a \cdot \phi_{i,j,k-\frac{1}{2}}^{SA}}{\Delta z_k} \\
& = \frac{\gamma_{i+\frac{1}{2},j,k}^a \cdot \phi_{i+\frac{1}{2},j,k}^{SD} - \gamma_{i-\frac{1}{2},j,k}^a \cdot \phi_{i-\frac{1}{2},j,k}^{SD}}{\Delta x_i} + \frac{\gamma_{i,j,k+\frac{1}{2}}^a \cdot \phi_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{SD} - \gamma_{i,j,k-\frac{1}{2}}^a \cdot \phi_{i,j,k-\frac{1}{2}}^{SD}}{\Delta y_j} \\
& + \frac{\gamma_{i,j,k+\frac{1}{2}}^a \cdot \phi_{i,j,k+\frac{1}{2}}^{SD} - \gamma_{i,j,k-\frac{1}{2}}^a \cdot \phi_{i,j,k-\frac{1}{2}}^{SD}}{\Delta z_k} \tag{2.78}
\end{aligned}$$

ただし、

$$\phi_{i-\frac{1}{2},j,k}^{SD} = \left(\alpha + \frac{v_t^{n+1}}{S_{ct}} \right) \cdot \frac{S_{i,j,k}^n - S_{i-1,j,k}^n}{\Delta x_{i-1/2}} \tag{2.79}$$

である。また、式(2.78)において、 $\phi_{i-1/2,j,k}^{SA}$ ：計算格子境界面($i-1/2, j, k$)における単位時間あたりの塩分の移流量であり、計算方法は後述する 2.1.3 (2)と同様である。

2.1.3 自由表面の取り扱い

(1) 自由表面の表現方法

本解析手法では、自由表面の取り扱いに VOF (Volume of Fluid) 法^[22]を用いている。VOF 法では、解析領域中の流体の存在を式(2.80)で定義される計算格子の流体充填率 F で表し、自由表面の移動は計算格子の流体充填率の変化として表される。

- 計算格子の流体充填率

$$F = \frac{\text{計算格子中の流体の体積}}{\text{計算格子の空隙部分の体積}} \quad (2.80)$$

流体充填率 F および周囲の計算格子の状況により、各計算格子を以下の 4 種類に分類する (図 2.3 参照)。

- ① 空セル：空隙部分があるが流体が存在しない計算格子
- ② 表面セル：内部に自由表面が存在する計算格子
- ③ 内部セル：空隙部分が完全に流体で満たされている計算格子
- ④ 物体セル：空隙部分がなく流体が入り込まない計算格子

上記のうち、表面セルと内部セルを総称して「流体セル」と呼ぶ。また、表面セルにおいては、周囲の計算格子の流体量が最も多い面に流体を配置し、図 2.4 に示すように自由表面はその面と平行になるように設定する。

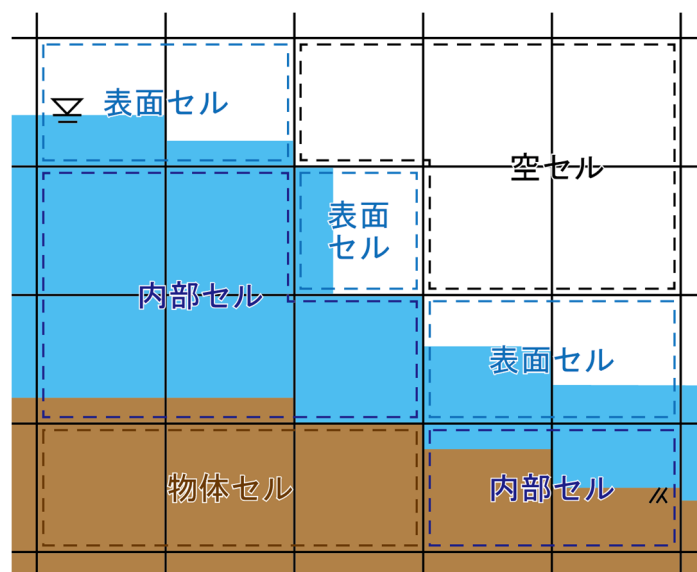


図 2.3 計算格子の分類

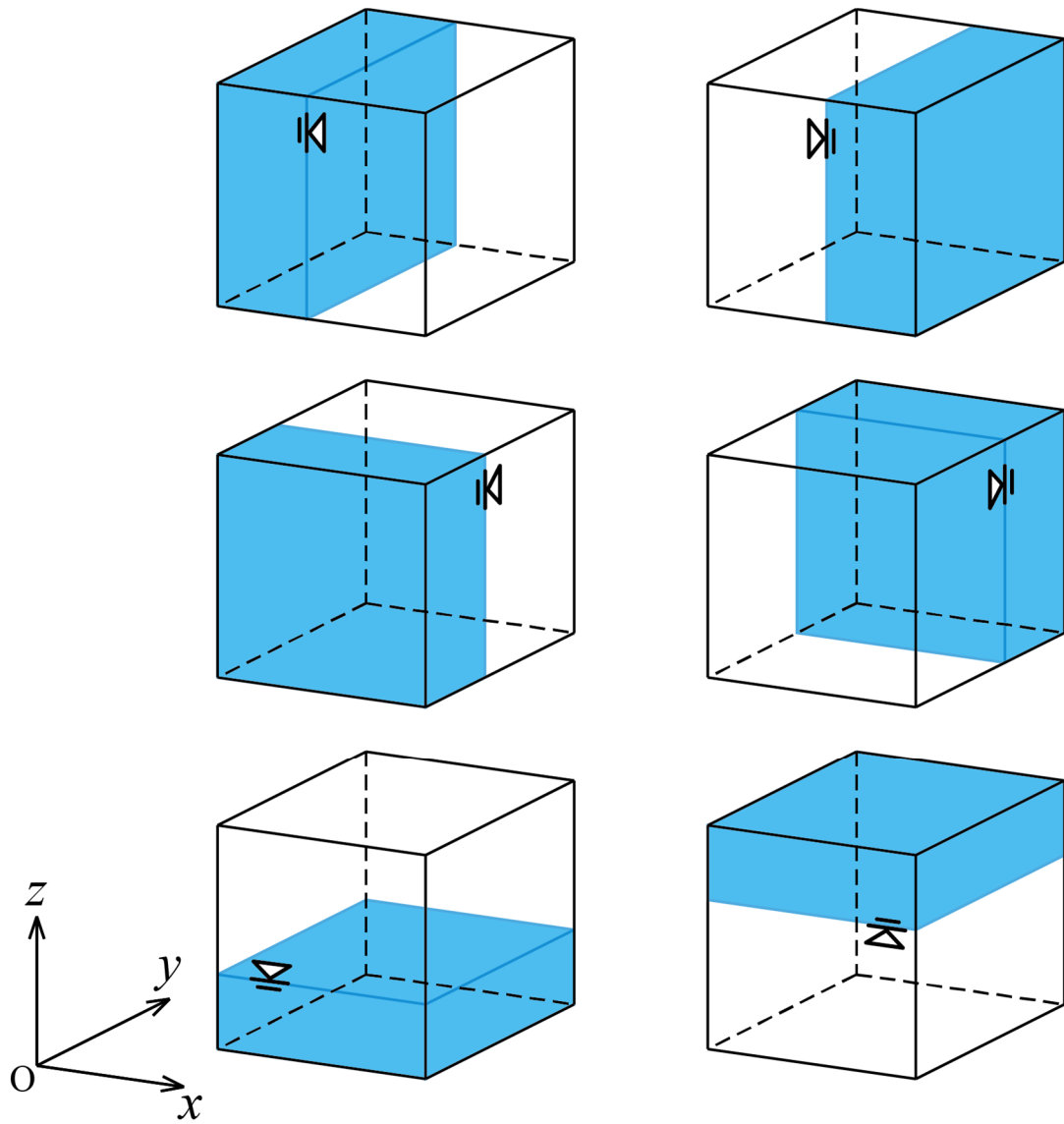


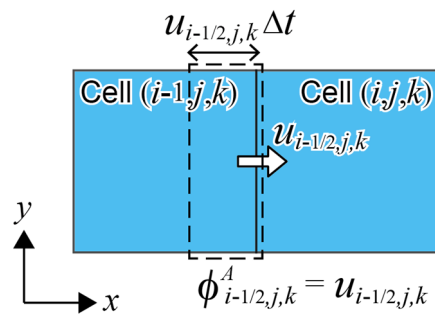
図 2.4 表面セルにおける自由表面の向きの設定

(2) 流体の移動方法

計算格子内の流体は、計算された計算格子境界面の流速値を用いて移動させる。計算格子境界面における流体の移動量は、ドナ・アクセプタ法^[22]に基づいて計算する。ドナ・アクセプタ法は、各計算格子の境界面において風上側に移動範囲を設定し、その範囲に含まれる流体を風下側に移動させる、という手法である。例えば、計算格子境界面 $(i-1/2, j, k)$ における単位時間あたりの流体の移動量 $\phi_{i-1/2, j, k}^A$ については、風上側は $u_{i-1/2, j, k}^{n+1} > 0$ のときは計算格子 $(i-1, j, k)$ 、 $u_{i-1/2, j, k}^{n+1} < 0$ のときは計算格子 (i, j, k) となる。 $u_{i-1/2, j, k}^{n+1} > 0$ のときの $\phi_{i-1/2, j, k}^A$ の計算例を図 2.5 に示す。

計算格子境界面の流体の移動量に基づいて、次ステップの流体充填率を次式により計算する。このとき、内部セルにおける流体充填率が 1 に保たれるようにいくつかの工夫^[23]を施している。

$$F_{i,j,k}^{n+1} = F_{i,j,k}^n - \frac{\Delta t}{\gamma_{i,j,k}^v} \left(\frac{\gamma_{i+1/2,j,k}^a \cdot \phi_{i+1/2,j,k}^A - \gamma_{i-1/2,j,k}^a \cdot \phi_{i-1/2,j,k}^A}{\Delta x_i} + \frac{\gamma_{i,j+1/2,k}^a \cdot \phi_{i,j+1/2,k}^A - \gamma_{i,j-1/2,k}^a \cdot \phi_{i,j-1/2,k}^A}{\Delta y_j} + \frac{\gamma_{i,j,k+1/2}^a \cdot \phi_{i,j,k+1/2}^A - \gamma_{i,j,k-1/2}^a \cdot \phi_{i,j,k-1/2}^A}{\Delta z_k} \right) \quad (2.81)$$



(a) 風上側が内部セルの場合

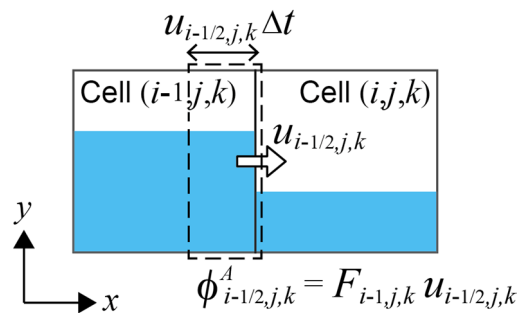
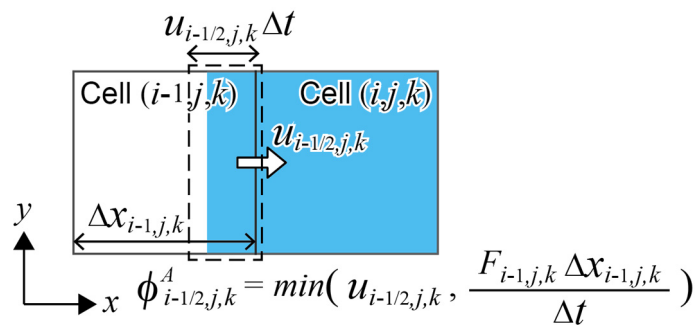
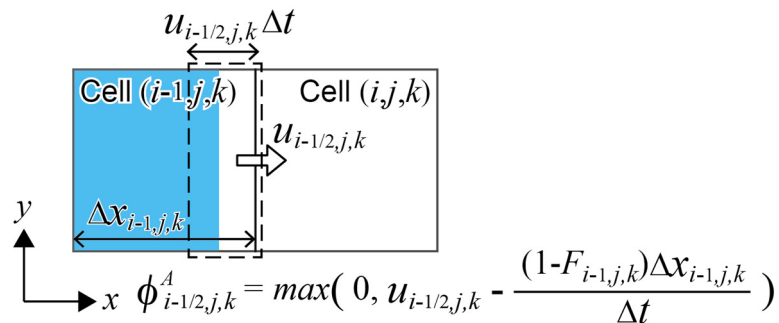
(b) 風上側が表面セルで、自由表面の法線の向きが $u_{i-1/2, j, k}$ の向きと直交する場合(c) 風上側が表面セルで、自由表面の法線の向きが $u_{i-1/2, j, k}$ の向きと反対の場合(d) 風上側が表面セルで、自由表面の法線の向きが $u_{i-1/2, j, k}$ の向きと同じ場合

図 2.5 ドナ・アクセプタ法に基づく移流量の計算方法

2.1.4 境界条件

(1) 水面境界

図 2.6 に示すように水面セルが存在するとき、水面セルおよびその周辺の流速、圧力、乱流エネルギーおよび乱流エネルギー散逸率は以下のように設定する。

① 流速

運動方程式により計算される流速は、内部セル相互間、水面セル相互間および内部セルと水面セルの間のものである。そのため、空セルと水面セルの間および空セル相互間の流速が計算に必要となる場合は、以下のように設定する。

a) 水面セルと空セルの間の流速

水面セルと空セルの間の流速のうち、水面の法線方向と垂直な流速は、次のように隣接する計算格子境界面の流速値と等しくする。

$$u_{i-1/2,j,k} = u_{i-1/2,j,k-1} \quad (2.82)$$

水面セルに隣接する計算格子の水面の法線方向と平行な流速は、次のように計算格子 (i, j, k) における連続方程式を解いて設定する。

$$\begin{aligned} & w_{i,j,k+1/2} \\ & = w_{i,j,k-1/2} + \Delta z_k \left(\frac{\gamma_{i+1/2,j,k}^a \cdot u_{i+1/2,j,k} - \gamma_{i-1/2,j,k}^a \cdot u_{i-1/2,j,k}}{\Delta x_i} \right. \\ & \quad \left. + \frac{\gamma_{i,j+1/2,k}^a \cdot v_{i,j+1/2,k} - \gamma_{i,j-1/2,k}^a \cdot v_{i,j-1/2,k}}{\Delta y_j} \right) \end{aligned} \quad (2.83)$$

b) 空セル相互間の流速

空セル相互間の流速は、次式により設定する。

$$u_{i-1/2,j,k+1} = u_{i-1/2,j,k} - (w_{i,j,k+1/2} - w_{i-1,j,k+1/2}) \frac{\Delta z_{k+1/2}}{\Delta x_{i-1/2}} \quad (2.84)$$

② 圧力

水面セルの圧力は、水面位置の圧力が0となるように、一つ下の計算格子の圧力値を用いて次式により計算する。

$$p_{i,j,k} = \left(1 - \frac{\Delta z_{k-1} + \Delta z_k}{\Delta z_{k-1} + 2F_{i,j,k}\Delta z_k} \right) p_{i,j,k-1} \quad (2.85)$$

③ 乱流エネルギーおよび乱流エネルギー散逸率

水面セルに隣接する空セルの乱流エネルギーおよび乱流エネルギー散逸率は、ともに水面セルにおける値と同じとする。

$$k_{i,j,k+1} = k_{i,j,k} \quad (2.86)$$

$$\epsilon_{i,j,k+1} = \epsilon_{i,j,k} \quad (2.87)$$

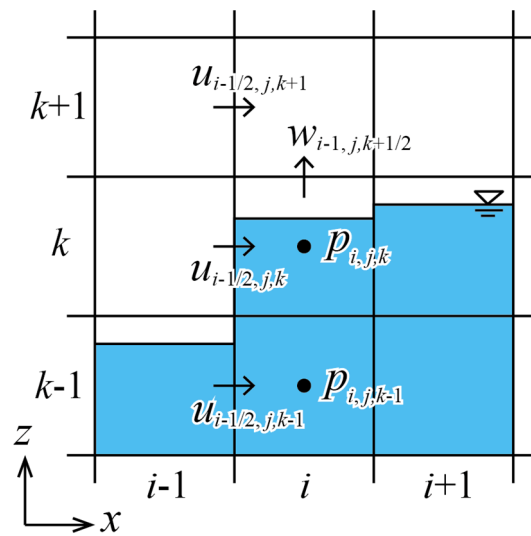


図 2.6 水面境界

(2) 物体境界

図 2.7 のように物体境界が存在するとき、物体セル内の流速，乱流エネルギーおよび乱流エネルギー散逸率は以下のように設定する。

① 流速

物体セル内の流速は，次式^[24]により設定する。

$$u_{i-1/2,j,k-1} = u_{i-1/2,j,k} - \frac{u_{i-1/2,j,k}}{|u_{i-1/2,j,k}|} u_* \frac{\Delta z_k + \Delta z_{k-1}}{\kappa \Delta z_k} \quad (2.88)$$

ここに， u_* ：物体境界面における摩擦速度であり，対数分布則に基づき次式により計算する。

$$u_* = \frac{\kappa}{\ln(y_p / y_k)} u_{i-1/2,j,k} \quad (2.89)$$

また，式(2.89)中の y_k は以下^[25]のように計算する。

$$y_k = \begin{cases} \delta \cdot e^{-5\kappa} & (0 \leq k_s^+ \leq 5) \\ \delta \cdot e^{-\kappa \cdot C^+(k_s^+)} & (5 < k_s^+ < 70) \\ k_s \cdot e^{-8\kappa} & (k_s^+ \geq 70) \end{cases} \quad (2.90)$$

ここに， κ ：カルマン定数 (= 0.41)， k_s ：粗度高さ， $\delta = \sqrt{\nu \cdot y_p / u_{i-1/2,j,k}}$ ， $k_s^+ = k_s / \delta$ ， C^+ ： k_s^+ の関数であり， C^+ は $C^+(5) = 5.0$ ， $C^+(70) = -2.5$ として $5 < k_s^+ < 70$ の範囲で線形であるとした。また，図 2.7 中の y_p^+ は $y_p^+ = y_p / \delta$ である。

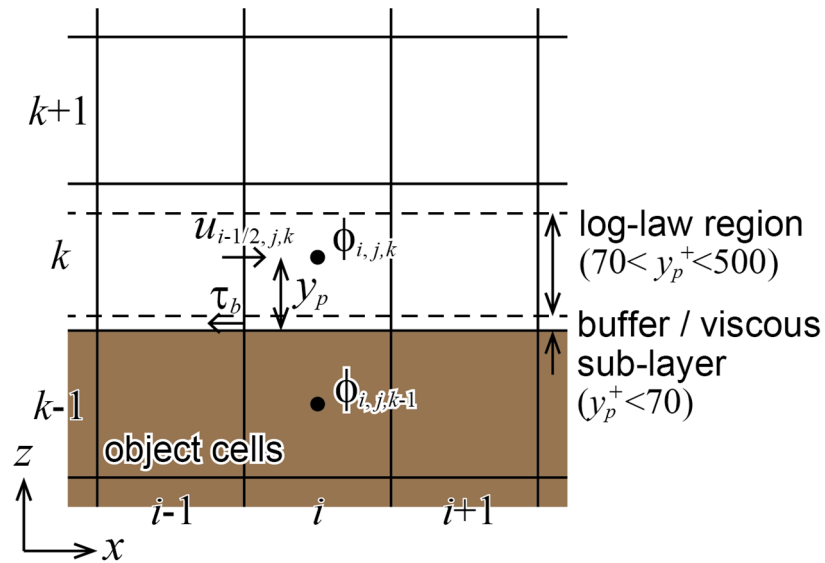


図 2.7 物体境界

② 乱流エネルギーおよび乱流エネルギー散逸率

物体セル内の乱流エネルギーは隣接する流体セルの乱流エネルギーの 0.8 倍，乱流エネルギー散逸率は隣接する流体セルの乱流エネルギー散逸率と同じとする。

$$k_{i,j,k-1} = 0.8 \cdot k_{i,j,k} \quad (2.91)$$

$$\epsilon_{i,j,k-1} = \epsilon_{i,j,k} \quad (2.92)$$

また，流速が対数分布則に従う範囲内では，乱流生成項は乱流エネルギー散逸率にほぼ等しくなる．このとき，境界面に接する流体セルの乱流エネルギーおよび乱流エネルギー散逸率はそれぞれ次のように表される．

$$k_{i,j,k} = \frac{u_*^2}{\sqrt{C_\mu}} \quad (2.93)$$

$$\epsilon_{i,j,k} = \frac{u_*^3}{\kappa \cdot y_p} \quad (2.94)$$

(3) 流出入境界

図 2.8 に示すように流出入境界がある場合には，境界面において流速を，仮想境界格子において乱流エネルギー，乱流エネルギー散逸率，流体充填率，塩分をそれぞれ設定する．各物理量は，解析対象事象に応じて適宜設定する．河道内塩水挙動解析と広域津波伝播解析を連動させる際の河道内塩水挙動解析における流出入境界の物理量の設定方法は，2.3 において後述する．

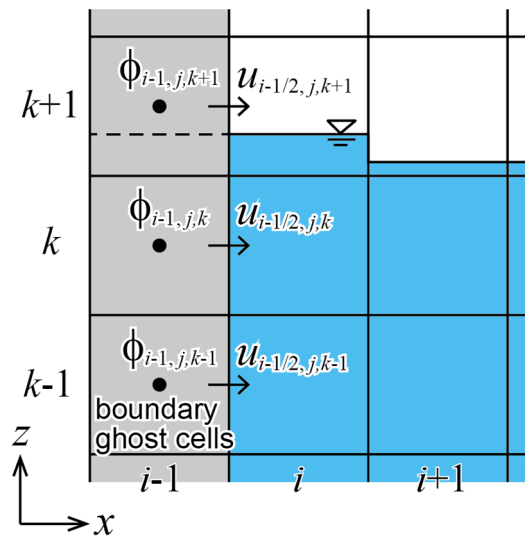


図 2.8 流出入境界

2.1.5 河道内塩水挙動解析の流れ

河道内塩水挙動解析の流れは以下の通りである（図 2.9 参照）。

- ① 入力データを読み込む。
- ② 流速と圧力の境界条件を設定する。
- ③ SMAC 法に基づき、時刻 $t + \Delta t$ における流速 u_i^{n+1} および圧力 p^{n+1} を計算する。
- ④ 時刻 $t + \Delta t$ における乱流エネルギー k^{n+1} 、乱流エネルギー散逸率 ϵ^{n+1} 、渦動粘性係数 ν_t^{n+1} を計算する。
- ⑤ 時刻 $t + \Delta t$ における流体充填率 F^{n+1} 、塩分 S^{n+1} 、流体密度 ρ^{n+1} を計算する。
- ⑥ 計算格子を分類する。
- ⑦ この時点で計算終了時刻であれば計算を終了し、そうでなければ②に戻る。

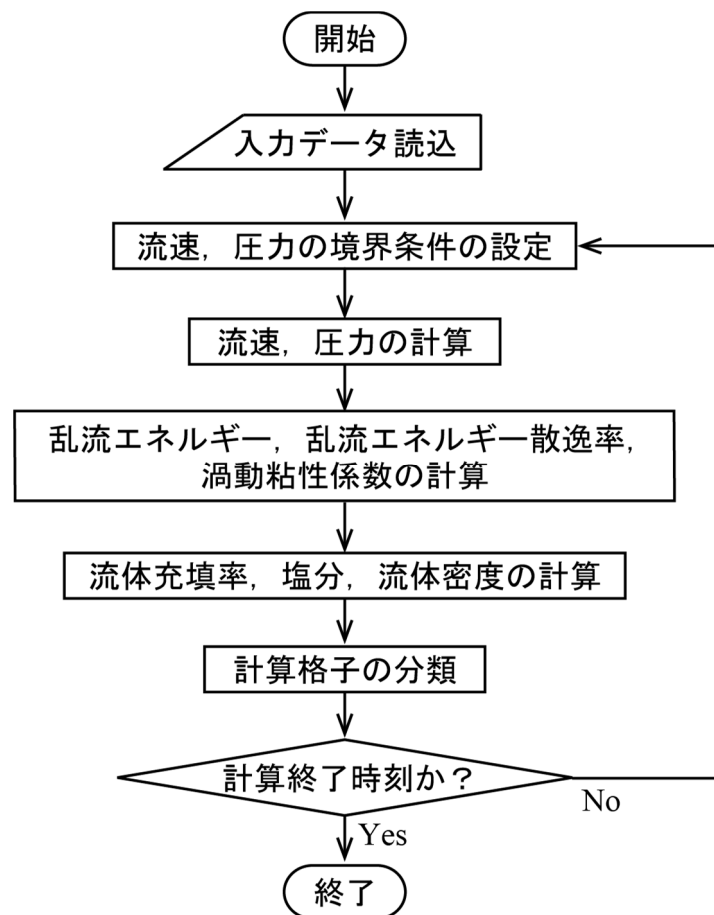


図 2.9 河道内塩水挙動解析の流れ

2.2 広域津波伝播解析手法の概要

本研究における広域津波伝播解析手法は、非線形長波理論に基づく平面二次元解析手法である。本項では、広域津波伝播解析手法の基礎方程式、基礎方程式の離散化、境界条件、ネスティング手法および広域津波伝播解析の流れについて述べる。

2.2.1 基礎方程式

非線形長波理論に基づく平面二次元解析手法の基礎方程式を以下に示す。

- 連続方程式

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \quad (2.95)$$

- 運動方程式

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{M^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{NM}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{gn^2 M \sqrt{M^2 + N^2}}{D^{7/3}} = 0 \quad (2.96)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{MN}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{N^2}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{gn^2 N \sqrt{M^2 + N^2}}{D^{7/3}} = 0 \quad (2.97)$$

ここに、 η ：水位， $M (= UD)$ ， $N (= VD)$ ：流量フラックスの各方向成分， U ， V ：流速の各方向成分， $D (= h + \eta)$ ：全水深， h ：静水深， g ：重力加速度， n ：マンニングの粗度係数である。

2.2.2 基礎方程式の離散化

式(2.95)～(2.97)を Leap-Frog 法に基づいて離散化^[26]する. Leap-Frog 法における物理量の定義点を図 2.10 に示す. なお, (x, y, t) に対応する離散化量を表す添字として (i, j, n) を用いる.

式(2.95)について, 時間に関して前進差分, 空間に関して中心差分により離散化すると,

$$\frac{\eta_{i,j}^{n+1} - \eta_{i,j}^n}{\Delta t} + \frac{M_{i+1/2,j}^{n+1/2} - M_{i-1/2,j}^{n+1/2}}{\Delta x} + \frac{N_{i,j+1/2}^{n+1/2} - N_{i,j-1/2}^{n+1/2}}{\Delta y} = 0 \quad (2.98)$$

となる. これより,

$$\eta_{i,j}^{n+1} = \eta_{i,j}^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} \left(M_{i+1/2,j}^{n+1/2} - M_{i-1/2,j}^{n+1/2} \right) - \frac{\Delta t}{\Delta y} \left(N_{i,j+1/2}^{n+1/2} - N_{i,j-1/2}^{n+1/2} \right) \quad (2.99)$$

が得られる.

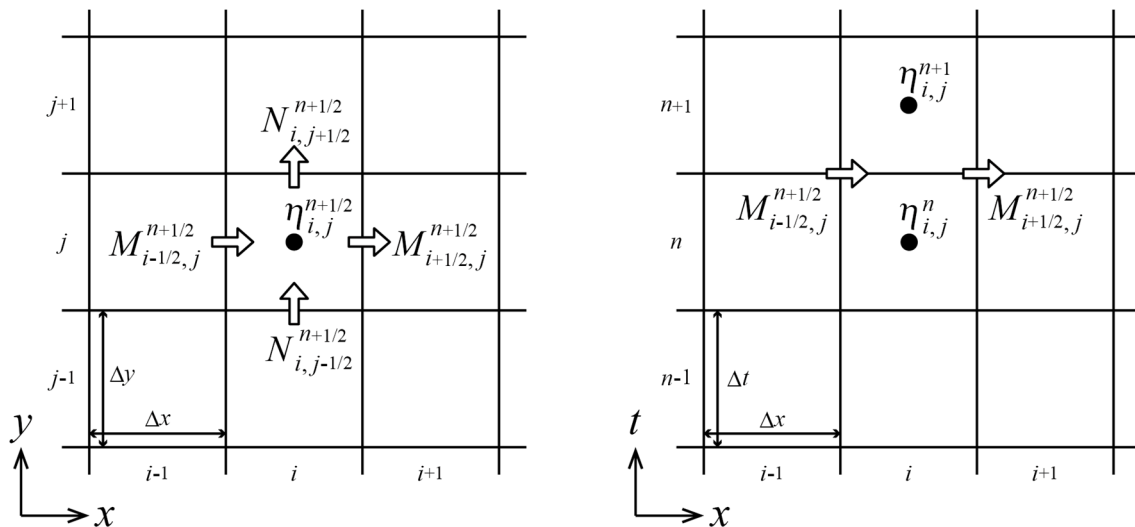


図 2.10 Leap-Frog 法における物理量の定義点

式(2.96)について、時間に関して前進差分、移流項に関して一次風上差分、圧力項および摩擦項に関して中心差分により離散化すると、

$$\begin{aligned}
& \frac{M_{i+1/2,j}^{n+1/2} - M_{i+1/2,j}^{n-1/2}}{\Delta t} \\
& + \frac{1}{\Delta x} \left\{ \alpha_{x1} \frac{\left(M_{i+3/2,j}^{n-1/2}\right)^2}{D_{i+3/2,j}^{n-1/2}} + \alpha_{x2} \frac{\left(M_{i+1/2,j}^{n-1/2}\right)^2}{D_{i+1/2,j}^{n-1/2}} + \alpha_{x3} \frac{\left(M_{i-1/2,j}^{n-1/2}\right)^2}{D_{i-1/2,j}^{n-1/2}} \right\} \\
& + \frac{1}{\Delta y} \left\{ \beta_{x1} \frac{N_{i+1/2,j+1}^{n-1/2} M_{i+1/2,j+1}^{n-1/2}}{D_{i+1/2,j+1}^{n-1/2}} + \beta_{x2} \frac{N_{i+1/2,j}^{n-1/2} M_{i+1/2,j}^{n-1/2}}{D_{i+1/2,j}^{n-1/2}} \right. \\
& \quad \left. + \beta_{x3} \frac{N_{i+1/2,j-1}^{n-1/2} M_{i+1/2,j-1}^{n-1/2}}{D_{i+1/2,j-1}^{n-1/2}} \right\} \\
& + g D_{i+1/2,j}^n \frac{\eta_{i+1,j}^n - \eta_{i,j}^n}{\Delta x} \\
& + \frac{gn^2}{\left(D_{i+1/2,j}^{n-1/2}\right)^{7/3}} \frac{M_{i+1/2,j}^{n+1/2} + M_{i+1/2,j}^{n-1/2}}{2} \sqrt{\left(M_{i+1/2,j}^{n-1/2}\right)^2 + \left(N_{i+1/2,j}^{n-1/2}\right)^2} \\
& = 0
\end{aligned} \tag{2.100}$$

となる。ただし、

$$\begin{cases} \alpha_{x1} = 0, \alpha_{x2} = 1, \alpha_{x3} = -1 & \left(M_{i+1/2,j}^{n-1/2} \geq 0\right) \\ \alpha_{x1} = 1, \alpha_{x2} = -1, \alpha_{x3} = 0 & \left(M_{i+1/2,j}^{n-1/2} < 0\right) \end{cases} \tag{2.101}$$

$$\begin{cases} \beta_{x1} = 0, \beta_{x2} = 1, \beta_{x3} = -1 & \left(N_{i+1/2,j}^{n-1/2} \geq 0\right) \\ \beta_{x1} = 1, \beta_{x2} = -1, \beta_{x3} = 0 & \left(N_{i+1/2,j}^{n-1/2} < 0\right) \end{cases} \tag{2.102}$$

である。これより、

$$\begin{aligned}
M_{i+1/2,j}^{n+1/2} = & \frac{1}{1 + \mu_x} \left[(1 - \mu_x) M_{i+1/2,j}^{n-1/2} \right. \\
& - \frac{\Delta t}{\Delta x} \left\{ \alpha_{x1} \frac{\left(M_{i+3/2,j}^{n-1/2} \right)^2}{D_{i+3/2,j}^{n-1/2}} + \alpha_{x2} \frac{\left(M_{i+1/2,j}^{n-1/2} \right)^2}{D_{i+1/2,j}^{n-1/2}} + \alpha_{x3} \frac{\left(M_{i-1/2,j}^{n-1/2} \right)^2}{D_{i-1/2,j}^{n-1/2}} \right\} \\
& - \frac{\Delta t}{\Delta y} \left\{ \beta_{x1} \frac{N_{i+1/2,j+1}^{n-1/2} M_{i+1/2,j+1}^{n-1/2}}{D_{i+1/2,j+1}^{n-1/2}} + \beta_{x2} \frac{N_{i+1/2,j}^{n-1/2} M_{i+1/2,j}^{n-1/2}}{D_{i+1/2,j}^{n-1/2}} \right. \\
& \quad \left. + \beta_{x3} \frac{N_{i+1/2,j-1}^{n-1/2} M_{i+1/2,j-1}^{n-1/2}}{D_{i+1/2,j-1}^{n-1/2}} \right\} \\
& \left. - g D_{i+1/2,j}^n \frac{\Delta t}{\Delta x} (\eta_{i+1,j}^n - \eta_{i,j}^n) \right] \tag{2.103}
\end{aligned}$$

が得られる。ただし、

$$\mu_x = \frac{1}{2} \frac{gn^2}{\left(D_{i+1/2,j}^{n-1/2} \right)^2} \sqrt{\left(M_{i+1/2,j}^{n-1/2} \right)^2 + \left(N_{i+1/2,j}^{n-1/2} \right)^2} \tag{2.104}$$

$$D_{i+1/2,j}^n = \frac{1}{2} (D_{i+1,j}^n + D_{i,j}^n) = \frac{1}{2} (\eta_{i+1,j}^n + \eta_{i,j}^n) + h_{i+1/2,j} \tag{2.105}$$

$$\begin{aligned}
D_{i+1/2,j}^{n-1/2} &= \frac{1}{4} (D_{i+1,j}^n + D_{i+1,j}^{n-1} + D_{i,j}^n + D_{i,j}^{n-1}) \\
&= \frac{1}{4} (\eta_{i+1,j}^n + \eta_{i+1,j}^{n-1} + \eta_{i,j}^n + \eta_{i,j}^{n-1}) + h_{i+1/2,j} \tag{2.106}
\end{aligned}$$

$$N_{i+1/2,j}^{n-1/2} = \frac{1}{4} (N_{i+1,j+1/2}^{n-1/2} + N_{i+1,j-1/2}^{n-1/2} + N_{i,j+1/2}^{n-1/2} + N_{i,j-1/2}^{n-1/2}) \tag{2.107}$$

である。

式(2.97)についても同様に、

$$\begin{aligned}
N_{i,j+1/2}^{n+1/2} = \frac{1}{1 + \mu_y} & \left[(1 - \mu_y) N_{i,j+1/2}^{n-1/2} \right. \\
& - \frac{\Delta t}{\Delta x} \left\{ \alpha_{y1} \frac{M_{i+1,j+1/2}^{n-1/2} N_{i+1,j+1/2}^{n-1/2}}{D_{i+1,j+1/2}^{n-1/2}} + \alpha_{y2} \frac{M_{i,j+1/2}^{n-1/2} N_{i,j+1/2}^{n-1/2}}{D_{i,j+1/2}^{n-1/2}} \right. \\
& \quad \left. \left. + \alpha_{y3} \frac{M_{i-1,j+1/2}^{n-1/2} N_{i-1,j+1/2}^{n-1/2}}{D_{i-1,j+1/2}^{n-1/2}} \right\} \right. \\
& - \frac{\Delta t}{\Delta y} \left\{ \beta_{y1} \frac{(N_{i,j+3/2}^{n-1/2})^2}{D_{i,j+3/2}^{n-1/2}} + \beta_{y2} \frac{(N_{i,j+1/2}^{n-1/2})^2}{D_{i,j+1/2}^{n-1/2}} + \beta_{y3} \frac{(N_{i,j-1/2}^{n-1/2})^2}{D_{i,j-1/2}^{n-1/2}} \right\} \\
& \left. - g D_{i,j+1/2}^n \frac{\Delta t}{\Delta x} (\eta_{i,j+1}^n - \eta_{i,j}^n) \right] \tag{2.108}
\end{aligned}$$

$$\begin{cases} \alpha_{y1} = 0, \alpha_{y2} = 1, \alpha_{y3} = -1 & (M_{i,j+1/2}^{n-1/2} \geq 0) \\ \alpha_{y1} = 1, \alpha_{y2} = -1, \alpha_{y3} = 0 & (M_{i,j+1/2}^{n-1/2} < 0) \end{cases} \tag{2.109}$$

$$\begin{cases} \beta_{y1} = 0, \beta_{y2} = 1, \beta_{y3} = -1 & (N_{i,j+1/2}^{n-1/2} \geq 0) \\ \beta_{y1} = 1, \beta_{y2} = -1, \beta_{y3} = 0 & (N_{i,j+1/2}^{n-1/2} < 0) \end{cases} \tag{2.110}$$

$$\mu_y = \frac{1}{2} \frac{gn^2}{(D_{i,j+1/2}^{n-1/2})^2} \sqrt{(M_{i,j+1/2}^{n-1/2})^2 + (N_{i,j+1/2}^{n-1/2})^2} \tag{2.111}$$

$$D_{i,j+1/2}^n = \frac{1}{2} (D_{i,j+1}^n + D_{i,j}^n) = \frac{1}{2} (\eta_{i,j+1}^n + \eta_{i,j}^n) + h_{i,j+1/2} \tag{2.112}$$

$$\begin{aligned}
D_{i,j+1/2}^{n-1/2} &= \frac{1}{4} (D_{i,j+1}^n + D_{i,j+1}^{n-1} + D_{i,j}^n + D_{i,j}^{n-1}) \\
&= \frac{1}{4} (\eta_{i,j+1}^n + \eta_{i,j+1}^{n-1} + \eta_{i,j}^n + \eta_{i,j}^{n-1}) + h_{i,j+1/2} \end{aligned} \tag{2.113}$$

$$M_{i,j+1/2}^{n-1/2} = \frac{1}{4} (M_{i+1/2,j+1}^{n-1/2} + M_{i-1/2,j+1}^{n-1/2} + M_{i+1/2,j}^{n-1/2} + M_{i-1/2,j}^{n-1/2}) \tag{2.114}$$

が得られる.

2.2.3 境界条件

(1) 側面境界条件

図 2.11 に示すように側面境界があるとき，側面境界の外側に計算格子一つ分の仮想境界格子を考える．仮想境界格子内の側面境界に平行な流量フラックスは次のように設定する．

$$N_{i-1,j-1/2} = N_{i,j-1/2} \quad (2.115)$$

仮想境界格子内の水位および側面境界上の流量フラックスは，側面境界が固定端か自由端かによって異なる．

側面境界が固定端の場合は，次のように，仮想境界格子内の水位は境界前面と等しく，側面境界上の流量フラックスは 0 とする．

$$\eta_{i-1,j} = \eta_{i,j} \quad (2.116)$$

$$M_{i-1/2,j} = 0 \quad (2.117)$$

一方，側面境界が自由端の場合は，仮想境界格子内の水位および側面境界上の流量フラックスはそれぞれ次のように設定する．

$$\eta_{i-1,j}^n = \frac{1}{16g} \left(-2\sqrt{gh_{i-1/2,j}^n} + 2\sqrt{gD_{i,j}^n} - \frac{M_{i-1/2,j}^{n-1/2}}{D_{i-1/2,j}^n} \right) - h_{i-1/2,j}^n \quad (2.118)$$

$$M_{i-1/2,j}^{n+1/2} = M_{i-1/2,j}^{n-1/2} - \frac{\Delta t}{\Delta x} g D_{i-1/2,j}^n (\eta_{i,j}^n - \eta_{i-1,j}^n) \quad (2.119)$$

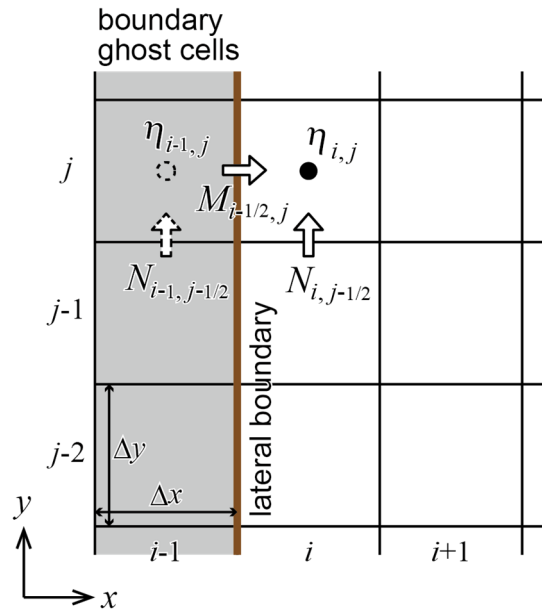


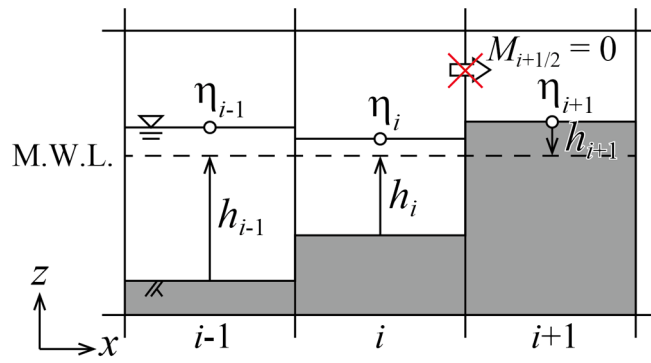
図 2.11 側面境界

(2) 陸上遡上条件

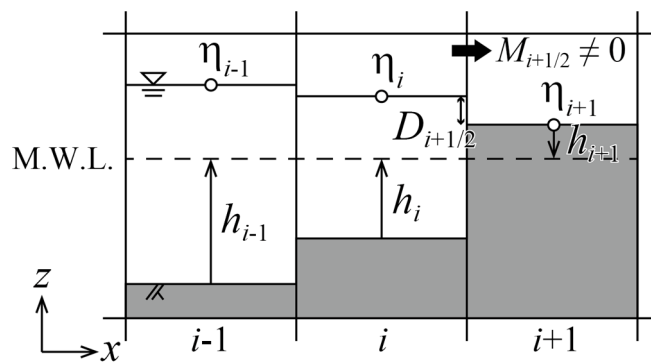
津波の陸上遡上や引き波による地盤露出を表現するために、移動境界^[27]を設定する。これは、津波先端部において、時刻ステップ毎に水位が地盤高よりも高い場合にのみ流体を陸域に移動させ、水位が地盤高と同じまたは低い場合には陸域での水位および流速を 0 とする（図 2.12 (a)参照）方法である。流体が陸上に遡上する場合には、図 2.12 (b)に示すように全水深として $D_{i+1/2} = \eta_i + h_{i+1}$ を用いて前述と同じ方法で計算を行う。

また、メッシュ地盤高として表現できない堤防は、その高さを図 2.12 (c)に示すようにメッシュ境界に設定する。水位が堤防高よりも低い場合は流量フラックスを 0 とし、水位が堤防よりも高い場合には、式(2.120)に示すように本間の越流公式^[28]を用いて流量フラックスを計算する。

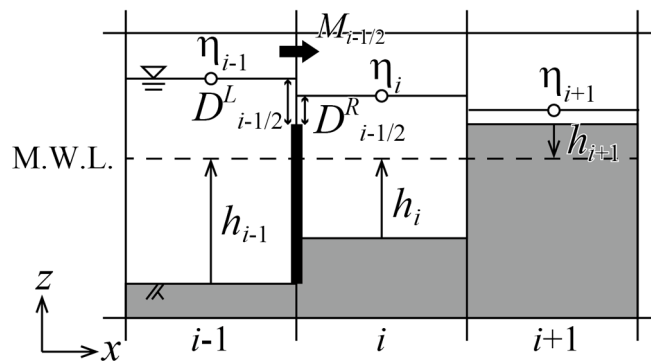
$$M_{i-1/2} = \begin{cases} 0.35 D_{i-1/2}^L \sqrt{2g D_{i-1/2}^L} & \left(D_{i-1/2}^R \leq \frac{2}{3} D_{i-1/2}^L \right) \\ 0.91 D_{i-1/2}^L \sqrt{2g (D_{i-1/2}^L - D_{i-1/2}^R)} & \left(D_{i-1/2}^R > \frac{2}{3} D_{i-1/2}^L \right) \end{cases} \quad (2.120)$$



(a) 水位が地盤高よりも低いとき



(b) 水位が地盤高よりも高いとき



(c) メッシュ境界に堤防が存在する場合

図 2.12 陸上遡上条件

2.2.4 ネスティング手法

(1) 基本的な考え方

平面二次元解析モデルでは、広大な計算領域を効率よくかつ必要に応じて詳細に解析するために、計算領域の一部の解像度を細かくしている。解像度の異なる複数の計算領域において同時に解析を進めるためには、その接続部分において境界条件を適切に設定する必要がある。

解像度の異なる計算領域間の物理量の受け渡しの基本的な考え方について、後藤ら^[29]は以下のように述べている。

- 境界付近の水位は、計算格子の小さな領域から計算格子の大きな領域に引き渡される。
- 境界付近の流量は、計算格子の大きな領域から計算格子の小さな領域に引き渡される。

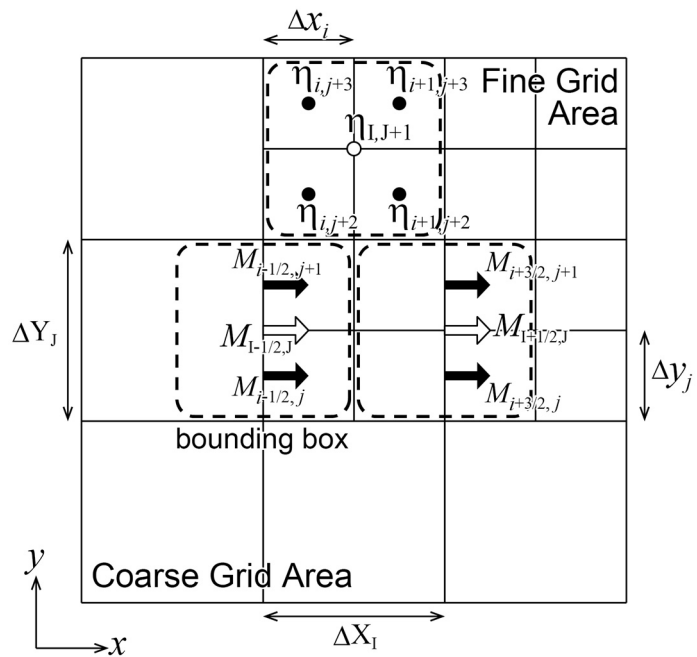
これより、解像度の異なる複数の計算領域において解析を行うときの解析の順序は、次のようにする必要がある。

- 水位を計算するには、計算格子の小さな領域における解析を先に、計算格子の大きな領域における解析を後に行う。
- 流量を計算するには、計算格子の大きな領域における解析を先に、計算格子の小さな領域における解析を後に行う。

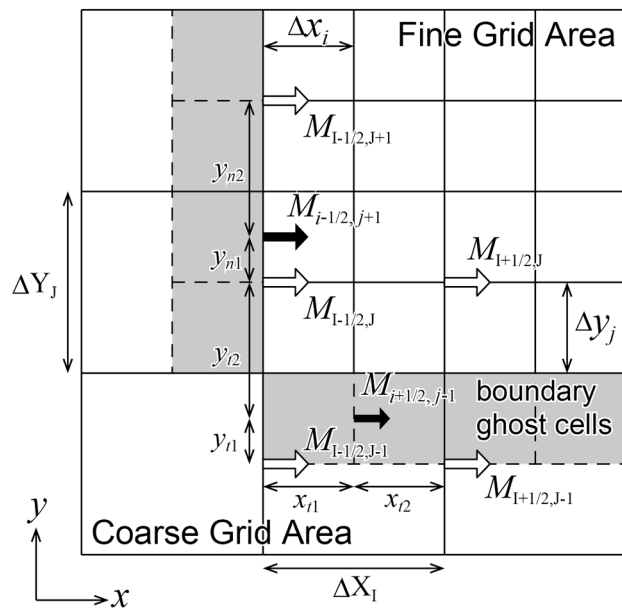
本解析モデルにおけるネスティング手法では、後藤らの考え方に加えて、計算格子の小さな領域の解析結果を計算格子の大きな領域に再び反映できるように、計算領域の大きな領域における境界条件として水位だけでなく流量も引き渡すようにしている。また、後藤らのネスティング手法では、計算格子サイズの比率は奇数とし、計算格子の小さな領域における水位および流量の計算時刻の一部は必ず計算格子の大きな領域における水位および流量とそれぞれ一致するようにしているが、本解析モデルにおけるネスティング手法では、計算格子サイズの比率は奇数に限らず、解像度の異なる計算領域間で物理量を適宜補間して受け渡すようにしている。

(2) 解像度の異なる計算領域間の物理量の受け渡し方法

本節では、 (x, y) に対応する離散化量を表す添字として、計算格子の大きな領域の物理量には (I, J) を、計算格子の小さな領域の物理量には (i, j) をそれぞれ用いることとし、**図 2.13**に示すように計算格子の小さな領域の境界面 $(i - 1/2, j)$ が計算格子の大きな領域の境界面 $(I - 1/2, J)$ に接しているとして、解像度の異なる計算領域間の物理量の受け渡し方法について説明する。



(a) 計算格子の小さな領域から大きな領域への水位および流量フラックスの引き渡し



(b) 計算格子の大きな領域から小さな領域への流量フラックスの引き渡し

図 2.13 解像度の異なる計算領域間の物理量の受け渡し

① 計算格子の小さな領域から計算格子の大きな領域への物理量の引き渡し

計算格子の大きな領域の境界条件として、計算格子の小さな領域から水位および流量フラックスを引き渡す。このとき、計算格子の大きな領域の物理量は、その定義点を中心とする計算格子と同じ大きさのバウンディングボックス（辺を除く、[図 2.13 \(a\)](#)参照）を考え、それに含まれる計算格子の小さな領域の物理量の平均値とする。バウンディングボックスに含まれる物理量を合計する計算を Σ_B と表すと、計算格子の大きな領域に引き渡す水位および流量フラックスの計算式は、それぞれ次のようになる。

- 水位

$$\eta_{I,J} = \frac{\sum_B \eta_{i,j}}{\Sigma_B} \quad (2.121)$$

- 流量フラックス

$$M_{I,J} = \frac{\sum_B M_{i,j}}{\Sigma_B} \quad (2.122)$$

② 計算格子の大きな領域から計算格子の小さな領域への物理量の引き渡し

計算格子の小さな領域の境界条件として、計算格子の大きな領域から流量フラックスを引き渡す。このとき、計算格子の小さな領域の境界の流量フラックスは、近傍の計算格子の大きな領域の流量フラックスを基に内挿して計算する。例えば[図 2.13 \(b\)](#)のような場合には、境界に垂直な流量フラックスと平行な流量フラックスをそれぞれ次のように計算する。

- 境界に垂直な流量フラックス

$$M_{i-1/2,j+1} = \frac{y_{n2} \cdot M_{I-1/2,J} + y_{n1} \cdot M_{I-1/2,J+1}}{y_{n1} + y_{n2}} \quad (2.123)$$

- 境界に平行な流量フラックス

$$\begin{aligned} & M_{i+1/2,j-1} \\ &= \frac{x_{t2}y_{t1}M_{I-1/2,J} + x_{t1}y_{t1}M_{I+1/2,J} + x_{t2}y_{t2}M_{I-1/2,J-1} + x_{t1}y_{t2}M_{I+1/2,J-1}}{(x_{t1} + x_{t2})(y_{t1} + y_{t2})} \end{aligned} \quad (2.124)$$

(3) 解像度の異なる計算領域間の時間的な接続方法

解像度の異なる計算領域では一般的に計算時間刻みが異なるため、両方の計算領域において必ずしも同時刻に水位または流量フラックスが計算されているとは限らない。そのため、一方の計算領域において境界条件として必要となる物理量が他方の計算領域において計算されていない場合には、その物理量を何らかの方法により計算する必要がある。解像度の異なる計算領域の数を 2、計算格子の大きな領域の計算時間刻みを ΔT 、計算格子の小さな領域の計算時間刻みを Δt 、これらの比率を $\Delta t/\Delta T = 1/2$ とし、両方の計算領域の流量フラックスが時刻 $t - \frac{1}{2}\Delta T$ で計算されているとする（図 2.14 参照）と、一方の計算領域において境界条件として必要となる物理量が他方の計算領域において計算されていないことが、計算領域の大きな領域において水位および流量フラックスを計算する 1 ステップの間に二度発生する。一度目は、計算格子の大きな領域において時刻 t の水位を計算するとき、二度目は、計算格子の小さな領域において時刻 t の流量フラックスを計算するときである。それぞれの時間的な接続方法を以下に述べる。

① 計算格子の大きな領域において時刻 t の水位を計算するとき

計算格子の大きな領域において時刻 t の水位を計算するとき、計算領域を接続するための境界条件として、計算格子の小さな領域における時刻 t の水位が必要であるが、この値はまだ計算されていない。そのため、計算格子の小さな領域における時刻 $t - \frac{1}{4}\Delta T$ の水位を基に(2)①の方法で計算格子の大きな領域の時刻 $t - \frac{1}{4}\Delta T$ の水位を計算し、式(2.125)により計算される時刻 t の水位を計算格子の大きな領域における境界条件とする。

$$\eta_{I,J}^n = \eta_{I,J}^{n-1/4} - \frac{1}{4} \left\{ \frac{\Delta T}{\Delta X_I} (M_{I+1/2,J}^{n-1/2} - M_{I-1/2,J}^{n-1/2}) + \frac{\Delta T}{\Delta Y_J} (N_{I,J+1/2}^{n-1/2} - N_{I,J-1/2}^{n-1/2}) \right\} \quad (2.125)$$

② 計算格子の小さな領域において時刻 t の流量フラックスを計算するとき

計算格子の小さな領域において時刻 t の流量フラックスを計算するとき、計算領域を接続するための境界条件として、計算格子の大きな領域における時刻 t の流量フラックスが必要となる。この値は、計算格子の大きな計算領域における時刻 $t - \frac{1}{2}\Delta T$ および時刻 $t + \frac{1}{2}\Delta T$ の流量フラックスを基に、式(2.126)により計算する。時刻 t の流量フラックスを(2)②の方法で計算格子の小さな領域に引き渡し、境界条件とする。

$$M_{I-1/2,J}^n = \frac{1}{2} (M_{I-1/2,J}^{n-1/2} + M_{I-1/2,J}^{n+1/2}) \quad (2.126)$$

2.2.5 広域津波伝播解析の流れ

広域津波伝播解析の流れを以下に示す（図 2.14 参照）。なお，ここでの解像度の異なる計算領域の数および各領域における計算時間刻みは 2.2.4(3)と同様とする。

- ① 計算格子の小さな領域において，時刻 $t - \frac{1}{4}\Delta T$ の水位 $\eta^{n-1/4}$ を計算する。
- ② 計算格子の大きな領域において，時刻 t の水位 η^n を計算する。このときの水位の境界条件は，2.2.4(3)①の方法により設定する。
- ③ 計算格子の大きな領域において，時刻 $t + \frac{1}{2}\Delta T$ の流量フラックス $M^{n+1/2}$ を計算する。
- ④ 計算格子の小さな領域において，時刻 t の流量フラックス M^n を計算する。このときの流量フラックスの境界条件は，2.2.4(3)②の方法により設定する。
- ⑤ 計算格子の小さな領域において，時刻 $t + \frac{1}{4}\Delta T$ の水位 $\eta^{n+1/4}$ を計算する。
- ⑥ 計算格子の小さな領域において，時刻 $t + \frac{1}{2}\Delta T$ の流量フラックス $M^{n+1/2}$ を計算する。このときの境界条件は，計算格子の大きな領域における流量フラックスを基に 2.2.4(2)②の方法により設定する。
- ⑦ 計算格子の大きな領域と計算格子の小さな領域の接続部において，2.2.4(2)①の方法により，計算格子の小さな領域における時刻 $t + \frac{1}{2}\Delta T$ の流量フラックス $M^{n+1/2}$ を計算格子の大きな領域に反映させる。
- ⑧ ①に戻る。

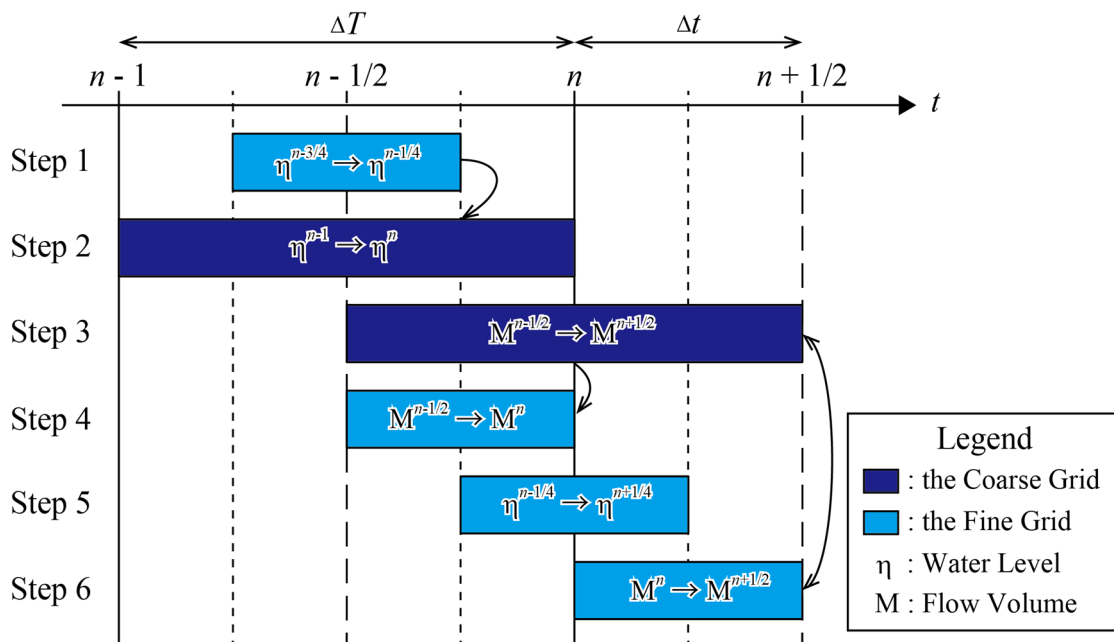
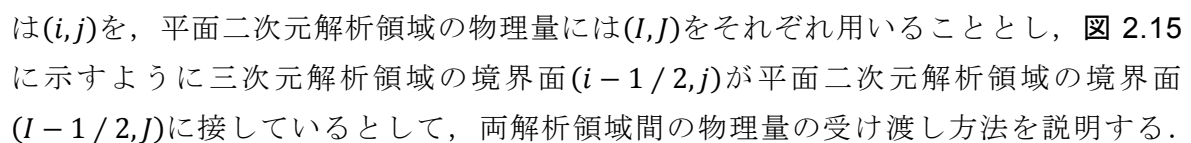


図 2.14 広域津波伝播解析の流れ

2.3 河道内塩水挙動解析と広域津波伝播解析の連動方法

河道内塩水挙動解析と広域津波伝播解析は、解析領域の次元および算出される物理量の数や時刻が異なる。河道内塩水挙動解析は三次元解析であり、水位や流速、乱流エネルギー、塩分などの物理量が計算され、物理量は鉛直方向に分布を有している。また、これらの物理量は同時刻に算出される。一方、広域津波伝播解析は平面二次元解析であり、水位および水平方向流速のみが計算され、水平方向流速は鉛直方向に一樣である。また、Leap-Frog法を用いているため、水位と流速の算出時刻が異なる。このため、河道内塩水挙動解析と広域津波伝播解析を連動させるためには、三次元解析領域と平面二次元解析領域の接続部において、物理量の鉛直分布の有無と算出時刻を考慮し、双方向に適切に物理量を受け渡す必要がある。本項では、両解析領域の接続部における物理量の受け渡し方法と時間的な接続方法について述べる。

2.3.1 物理量の受け渡し

本節では、 (x, y) に対応する離散化量を表す添字として、三次元解析領域の物理量には (i, j) を、平面二次元解析領域の物理量には (I, J) をそれぞれ用いることとし、 2.15に示すように三次元解析領域の境界面 $(i - 1/2, j)$ が平面二次元解析領域の境界面 $(I - 1/2, J)$ に接しているとして、両解析領域間の物理量の受け渡し方法を説明する。

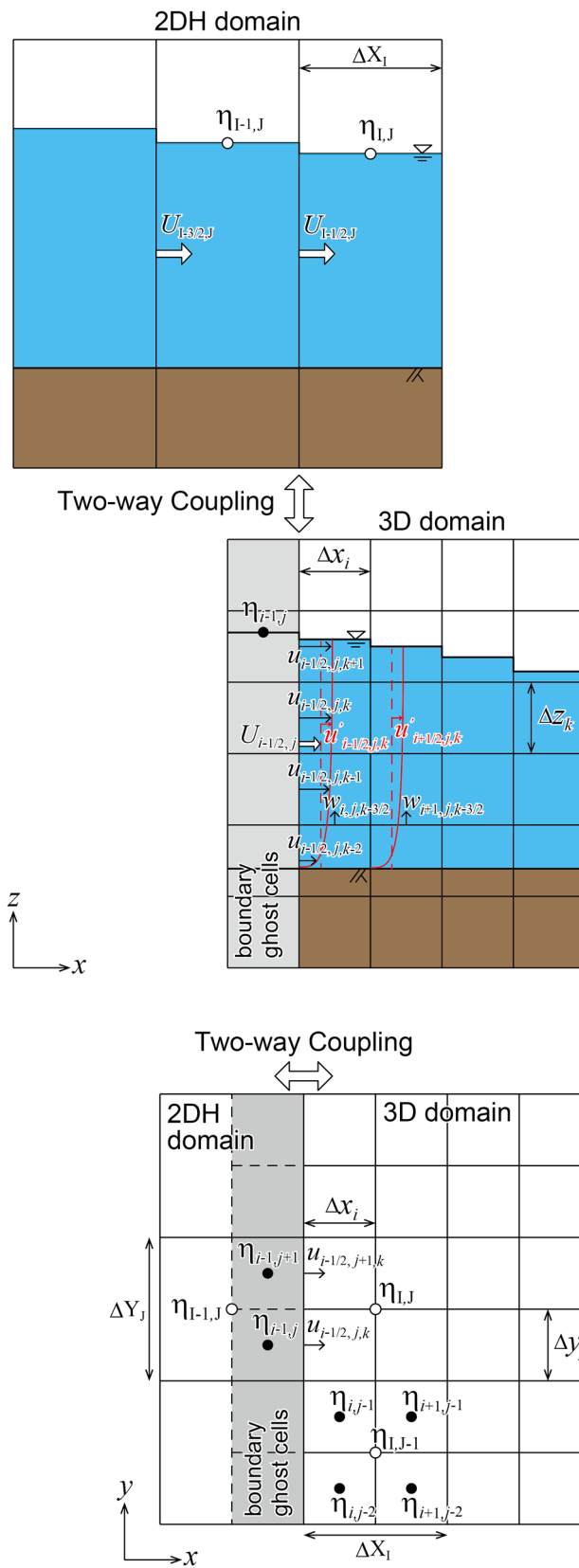


図 2.15 河道内塩水挙動解析と広域津波伝播解析の連動方法

(1) 三次元解析領域から平面二次元解析領域への物理量の引き渡し

① 流速

三次元解析領域から平面二次元解析領域へ水平方向流速を受け渡す際には、次式に示すように、平面二次元解析領域の境界面 $(I-1/2, J)$ における流量フラックス $M_{i-1/2, j}$ に三次元解析領域の境界面における流量フラックスの合計値を設定する。

$$M_{i-1/2, j} = \sum_k (u_{i-1/2, j, k} \cdot \gamma_{i-1/2, j, k}^a \cdot F_{i, j, k} \cdot \Delta z_k) \quad (2.127)$$

② 水位

三次元解析領域から平面二次元解析領域へ水位を引き渡す際には、次式に示すように、平面二次元解析領域の計算格子 (I, J) における水位 $\eta_{I, J}$ に当該計算格子に含まれる三次元解析領域の水位 $\eta_{i, j}$ の平均値を設定する。

$$\eta_{I, J} = \frac{\sum_{(i, j) \in (I, J)} \eta_{i, j}}{\sum_{(i, j) \in (I, J)} 1} \quad (2.128)$$

(2) 平面二次元解析領域から三次元解析領域への物理量の引き渡し

① 流速

平面二次元解析領域から三次元解析領域へ水平方向流速を引き渡す際には、三次元解析領域の境界面 $(i-1/2, j, k)$ における流速 $u_{i-1/2, j, k}$ を以下のように設定する。

$$u_{i-1/2, j, k} = U_{i-1/2, j} + u'_{i-1/2, j, k} \quad (2.129)$$

ここに、 $U_{i-1/2, j}$ ：三次元解析領域の境界面 $(i-1/2, j)$ における断面平均流速、 $u'_{i-1/2, j, k}$ ：三次元解析領域の境界面 $(i-1/2, j)$ における流速の断面平均流速からの変動量であり、それぞれ以下で与えられる。

$$\begin{aligned} U_{i-1/2, j} &= U_{I-1/2, J} \\ &= \frac{M_{I-1/2, J}}{D_{I-1/2, J}} \end{aligned} \quad (2.130)$$

$$\begin{aligned} u'_{i-1/2, j, k} &= u'_{i+1/2, j, k} \\ &\equiv u_{i+1/2, j, k} - \sum_k u_{i+1/2, j, k} \end{aligned} \quad (2.131)$$

一方，三次元解析領域の境界の計算格子 (i, j, k) における鉛直方向流速 $w_{i,j,k-1/2}$ は，隣接する計算格子の鉛直方向流速と同じとする．

$$w_{i,j,k-1/2} = w_{i+1,j,k-1/2} \quad (2.132)$$

② 水位

三次元解析領域の外側に計算格子一つ分の仮想境界格子を設定し，その位置の水位 $\eta_{i-1,j}$ を次式により計算する．

$$\eta_{i-1,j} = \frac{\Delta X_I + \Delta x_{i-1}}{\Delta X_{I-1} + \Delta X_I} \eta_{I-1,j} + \frac{\Delta X_{I-1} - \Delta x_{i-1}}{\Delta X_{I-1} + \Delta X_I} \eta_{I,j} \quad (2.133)$$

水位 $\eta_{i-1,j}$ を基に，次のように仮想境界格子の流体充填率 $F_{i-1,j,k}$ を計算する．

$$F_{i-1,j,k} = \begin{cases} 0 & (\eta_{i-1,j} \leq z_{k-1/2}) \\ (\eta_{i-1,j} - z_{k-1/2}) / \Delta z_k & (z_{k-1/2} < \eta_{i-1,j} < z_{k+1/2}) \\ 1 & (\eta_{i-1,j} \geq z_{k+1/2}) \end{cases} \quad (2.134)$$

(3) 三次元解析領域のみで定義される物理量の設定

乱流エネルギー，乱流エネルギー散逸率および塩分は三次元解析領域のみで定義され，水位等とともに仮想境界格子において値を設定する必要がある．

仮想境界格子における乱流エネルギーおよび乱流エネルギー散逸率は，それぞれ式(2.135)および式(2.136)に示すように，隣接する流体セルの値と等しいとする．

$$k_{i-1,j,k} = k_{i,j,k} \quad (2.135)$$

$$\epsilon_{i-1,j,k} = \epsilon_{i,j,k} \quad (2.136)$$

仮想境界格子における塩分は，式(2.137)に示すように，流入時には想定する流入塩分の値 (S_{in}) を，流出時には隣接する流体セルの塩分と同じ値を設定する．設定した塩分の値より，式(2.28)に基づいて流体密度を計算する．

$$S_{i-1,j,k} = \begin{cases} S_{in} & (u_{i-1/2,j,k} \geq 0) \\ S_{i,j,k} & (u_{i-1/2,j,k} < 0) \end{cases} \quad (2.137)$$

2.3.2 時間的な接続

平面二次元解析領域における解像度の異なる計算領域間の接続 (2.2.4) と同様に、平面二次元解析領域と三次元解析領域を接続する際にも、両方の解析領域において必ずしも同時刻に水位または流量が計算されているとは限らず、その場合には物理量を何らかの方法により計算する必要がある。

図 2.16 に示すように、平面二次元解析領域 (計算領域は 1 つ) および三次元解析領域における計算時間刻みをそれぞれ ΔT および Δt 、これらの比率を $\Delta t/\Delta T = 0.5$ とし、両方の解析領域の流速が時刻 $t - \frac{1}{2}\Delta T$ で計算されているとする。このとき、一方の解析領域において境界条件として必要となる物理量が他方の解析領域において計算されていないことが、平面二次元解析領域において水位および流量を計算する 1 ステップの間に三度発生する。一度目は、平面二次元解析領域において時刻 t の水位を計算するとき、二度目は、三次元解析領域において時刻 t の物理量を計算するとき、三度目は、三次元解析領域において時刻 $t + \frac{1}{2}\Delta T$ の物理量を計算するときである。それぞれの時間的な接続の方法を以下に述べる。

(1) 平面二次元解析領域において時刻 t の水位を計算するとき

平面二次元解析領域において時刻 t の水位を計算するとき、水位の境界条件を設定するために三次元解析領域における時刻 t の水位が必要であるが、この値はまだ計算されていない。そのため、三次元解析領域における時刻 $t - \frac{1}{2}\Delta T$ の水位を基に 2.3.1(1)②の方法により平面二次元解析領域の水位 $\eta^{n-1/2}$ を計算し、式(2.138)により時刻 t の水位 η^n を計算して、平面二次元解析領域の水位の境界条件とする。

$$\eta_{I,J}^n = \eta_{I,J}^{n-1/2} - \frac{1}{2} \left\{ \frac{\Delta T}{\Delta X_I} \left(M_{I+1/2,J}^{n-1/2} - M_{I-1/2,J}^{n-1/2} \right) + \frac{\Delta T}{\Delta Y_J} \left(N_{I,J+1/2}^{n-1/2} - N_{I,J-1/2}^{n-1/2} \right) \right\} \quad (2.138)$$

(2) 三次元解析領域において時刻 t の物理量を計算するとき

三次元解析領域において時刻 t の物理量を計算するとき、境界条件を設定するために平面二次元解析領域における時刻 t の水位および流速が必要である。水位については、平面二次元解析領域において既に計算されているため、2.3.1(2)②の方法により三次元解析領域における水位を計算できる。一方、流速については、平面二次元解析領域における時刻 $t - \frac{1}{2}\Delta T$ および時刻 $t + \frac{1}{2}\Delta T$ の流量フラックスを基に式(2.139)により時刻 t の流量フラックスを計算し、2.3.1(2)①の方法により三次元解析領域の流速を計算して境界条件とする。

$$M^n = \frac{1}{2} \left(M^{n-1/2} + M^{n+1/2} \right) \quad (2.139)$$

(3) 三次元解析領域において時刻 $t + \frac{1}{2}\Delta T$ の物理量を計算するとき

三次元解析領域において時刻 $t + \frac{1}{2}\Delta T$ の物理量を計算するとき、三次元解析領域における境界条件として時刻 $t + \frac{1}{2}\Delta T$ の水位および流速が必要となる。平面二次元解析領域において時刻 $t + \frac{1}{2}\Delta T$ の流速は既に計算されているため、2.3.1(2)①の方法により三次元解析領域の流速を計算できる。一方、平面二次元解析領域において時刻 $t + \frac{1}{2}\Delta T$ の水位は計算されていない。そのため、平面二次元解析領域における時刻 $t - \Delta T$ および時刻 t の水位を基に式(2.140)により時刻 $t + \frac{1}{2}\Delta T$ の水位を計算し、2.3.1(2)②の方法により三次元解析領域の水位を計算して境界条件とする。

$$\eta_{i,j}^{n+1/2} = 2\eta_{i,j}^n - \eta_{i,j}^{n-1} \quad (2.140)$$

以上の方法により、平面二次元解析領域と三次元解析領域の間で時刻を合わせて双方向に物理量を受け渡すことが可能となる。

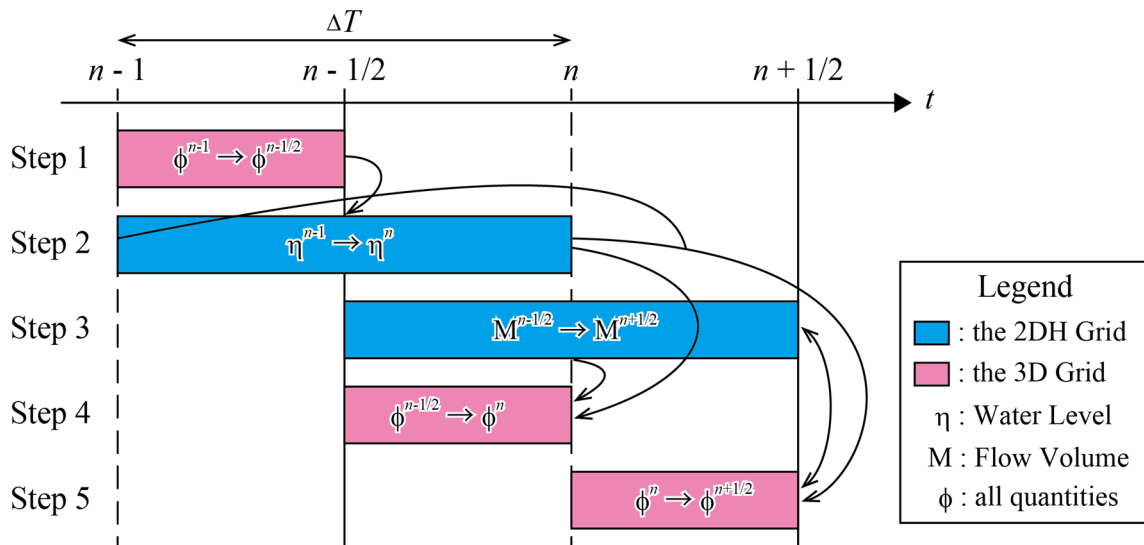


図 2.16 平面二次元解析領域と三次元解析領域の接続

2.4 広域津波連動型河道内塩水挙動解析の流れ

広域津波連動型河道内塩水挙動解析の流れを以下に示す（図 2.17 参照）。なお，ここでは，河道内塩水挙動解析を行う三次元解析領域の外側に広域津波伝播解析を行う解像度の異なる平面二次元解析領域が 2 つあり，接続する計算領域間の計算時間刻みの比をともに 2 として説明する。

- ① 三次元解析領域において，時刻 $t - \frac{1}{2}\Delta T$ の物理量 $\phi^{n-1/2}$ を計算する。
- ② 平面二次元解析領域の計算格子の小さな領域において，時刻 $t - \frac{1}{4}\Delta T$ の水位 $\eta^{n-1/4}$ を計算する。このときの水位の境界条件は，2.3.2(1)の方法により設定する。
- ③ 平面二次元解析領域の計算格子の大きな領域において，時刻 t の水位 η^n を計算する。このときの水位の境界条件は，2.2.4(3)①の方法により設定する。
- ④ 平面二次元解析領域の計算格子の大きな領域において，時刻 $t + \frac{1}{2}\Delta T$ の流量フラックス $M^{n+1/2}$ を計算する。
- ⑤ 平面二次元解析領域の計算格子の小さな領域において，時刻 t の流量フラックス M^n を計算する。このときの流量フラックスの境界条件は，2.2.4(3)②の方法により設定する。
- ⑥ 三次元解析領域において，時刻 $t - \frac{1}{4}\Delta T$ の物理量 $\phi^{n-1/4}$ を計算する。このときの境界条件は，2.3.2(2)の方法により設定する。
- ⑦ 三次元解析領域において，時刻 t の物理量 ϕ^n を計算する。このときの境界条件は，2.3.2(3)の方法により設定する。さらに，2.3.1(1)①の方法により，三次元解析領域において計算された時刻 t の流速を平面二次元解析領域の計算格子の小さな領域に反映させる。
- ⑧ 平面二次元解析領域の計算格子の小さな領域において，時刻 $t + \frac{1}{4}\Delta T$ の水位 $\eta^{n+1/4}$ を計算する。このときの境界条件は，2.3.2(1)の方法により設定する。
- ⑨ 平面二次元解析領域の計算格子の小さな領域において，時刻 $t + \frac{1}{2}\Delta T$ の流量フラックス $M^{n+1/2}$ を計算する。さらに，2.2.4(2)①の方法により，計算された流量フラックスを平面二次元解析領域の計算格子の大きな領域に反映させる。
- ⑩ 三次元解析領域において，時刻 $t + \frac{1}{4}\Delta T$ の物理量 $\phi^{n+1/4}$ を計算する。このときの境界条件は，2.3.2(2)の方法により設定する。
- ⑪ 三次元解析領域において，時刻 $t + \frac{1}{2}\Delta T$ の物理量 $\phi^{n+1/2}$ を計算する。このときの境界条件は，2.3.2(3)の方法により設定する。さらに，2.3.1(1)①の方法により，三次元解析領域において計算された時刻 $t + \frac{1}{2}\Delta T$ の流速を平面二次元解析領域の計算格子の小さな領域に反映させる。
- ⑫ ①に戻る。

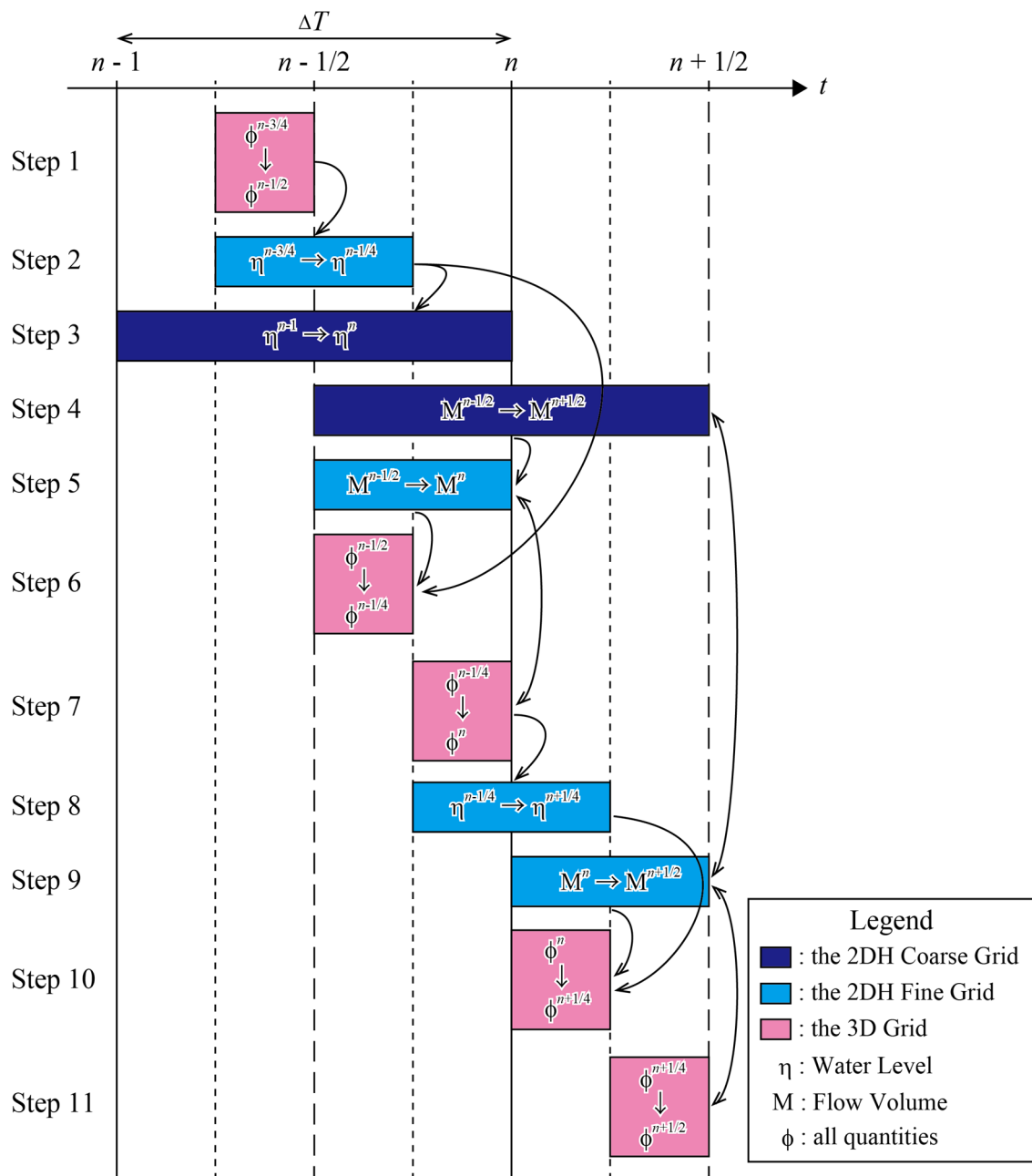


図 2.17 広域津波連動型河道内塩水挙動解析の流れ

第3章 広域津波連動型河道内塩水挙動解析モデルの検証

本章では、広域津波連動型河道内塩水挙動解析モデルを用いて南海トラフ巨大地震津波来襲時の淀川大堰周辺域における塩水挙動解析を実施し、その適用性を検証した。適用性は、広域津波伝播解析および河道内塩水挙動解析それぞれについて検証した。以下に、解析対象領域の概要、解析に係る各種設定、広域津波伝播解析の検証および河道内塩水挙動解析の検証について述べる。

3.1 解析対象領域の概要

淀川^[30]は、琵琶湖に源を発し、滋賀県の山間部、京都盆地および大阪平野を流れ、下流部で神崎川および大川（旧淀川）を分派して大阪湾に注ぐ、幹川流路延長 75 km、流域面積 8,240 km² の一級河川である。

淀川大堰^[30]は、淀川の河口から 9.8 km 付近に昭和 58 年に完成した建設省（現・国土交通省）所管の河川施設であり、中央に位置する幅 55 m の制水ゲート 4 門と、両端に位置する幅 40 m の調節ゲート 2 門から成る（図 3.1 参照）。その主な機能は、塩水の遡上の防止、大川への維持用水の補給（平時で最大 120 m³/s）、都市用水を確保するのに必要な調整池の水位の維持（T.P. 1.2~2.0 m）である。これらの目的のために、淀川大堰のゲートは淀川の流量に応じて運用されている。

淀川大堰の周辺には、毛馬水門、毛馬閘門および毛馬排水機場がある^[30]（図 3.1 参照）。毛馬水門は、大川への流量を淀川大堰と連動して調節する河川施設であり、非洪水時は定量放流を行い、洪水時はゲートを全閉する。毛馬閘門は、淀川と大川の間舟運を確保するための河川施設である。毛馬排水機場は、洪水時および高潮時に寝屋川の治水を図るために、大川から淀川（淀川大堰よりも下流側）にポンプ排水を行う大阪府所管の河川施設である。

また、淀川大堰の上流側には、大阪市水道局および阪神水道企業団の浄水場の取水口が多数存在する。取水された水は浄化され、水道水として阪神圏に供給されている。

本研究においては、淀川の流量に応じた淀川大堰の運用および毛馬水門の放流量は考慮し、毛馬閘門および毛馬排水機場の運用は考慮しないこととした。また、既往研究^{[7][8][9]}の結果より、巨大津波来襲時に塩水の影響を受ける取水口は、淀川大堰の直上流にある大阪市水道局・柴島浄水場の柴島取水口（工水）および柴島取水口（上水）であることが判明している。そのため本研究では、河道内塩水挙動解析の結果を評価する際にこの二つの取水口における塩分の時間変化に着目した。

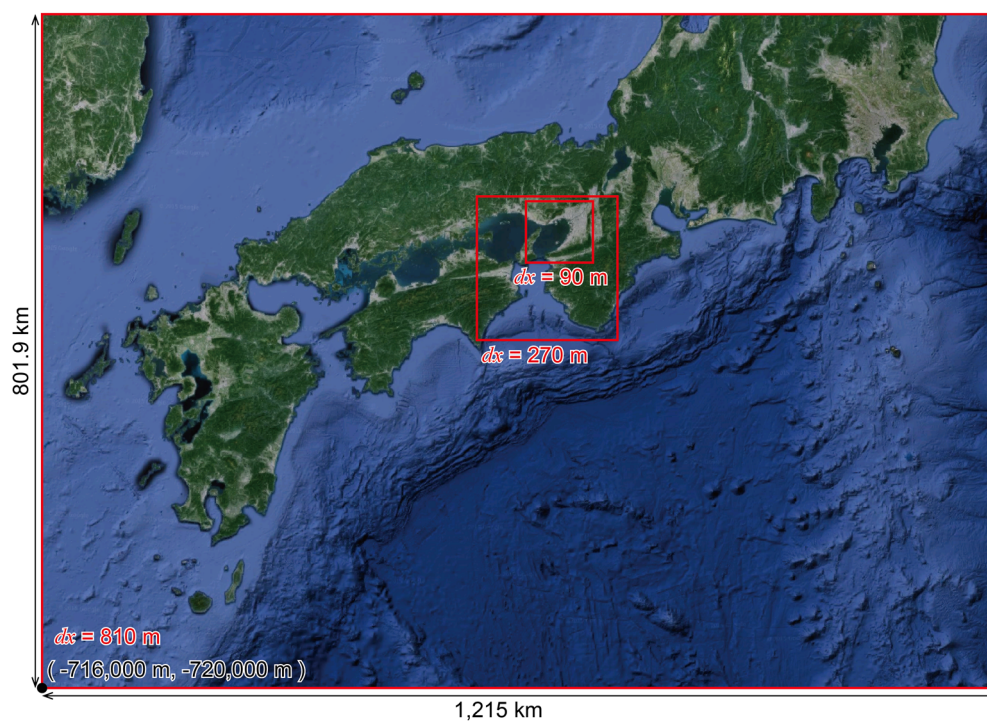


図 3.1 淀川大堰周辺図（背景図は Google Map から引用）

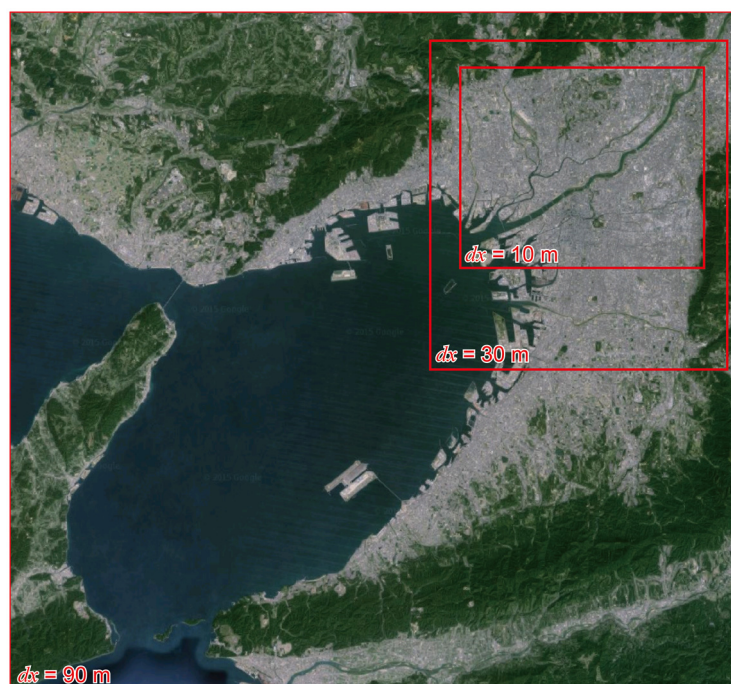
3.2 解析に係る各種設定

3.2.1 解析領域の設定

解析データは、内閣府の「南海トラフの巨大地震モデル検討会」^[31] (以下、「検討会」) において検討されたモデルのうち、平面直角座標第 VI 系 (JGD2000) に基づく地形データ、粗度データおよび堤防データを基に設定した。広域津波伝播解析を行う平面二次元解析領域は、図 3.2 および表 3.1 に示すように、波源から淀川に近づくにつれて計算格子サイズが小さくなるように設定した。計算格子サイズが最も大きい解析領域の境界条件は、北端を固定端、それ以外を自由端とした。河道内塩水挙動解析を行う三次元解析領域は、図 3.3 および表 3.1 に示すように淀川大堰の周辺域に設定した。

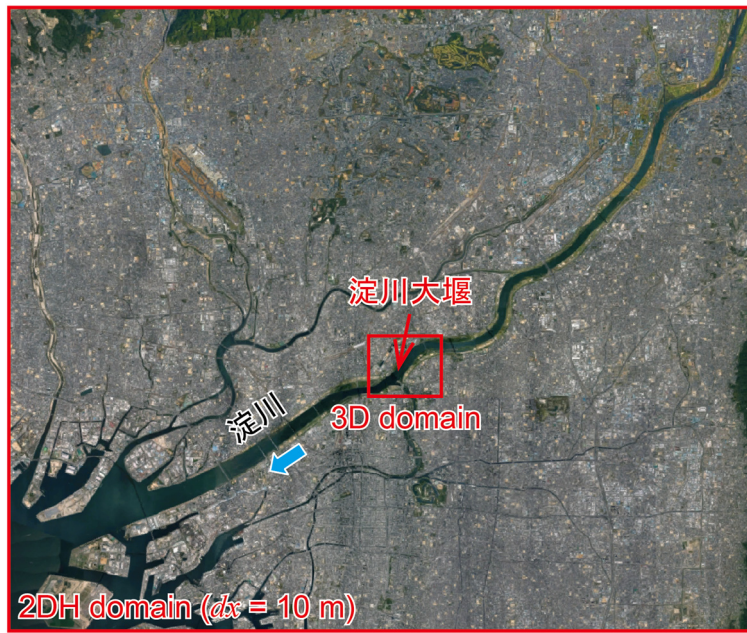


(a) 計算格子サイズ 810 m, 270 m, 90 m の範囲

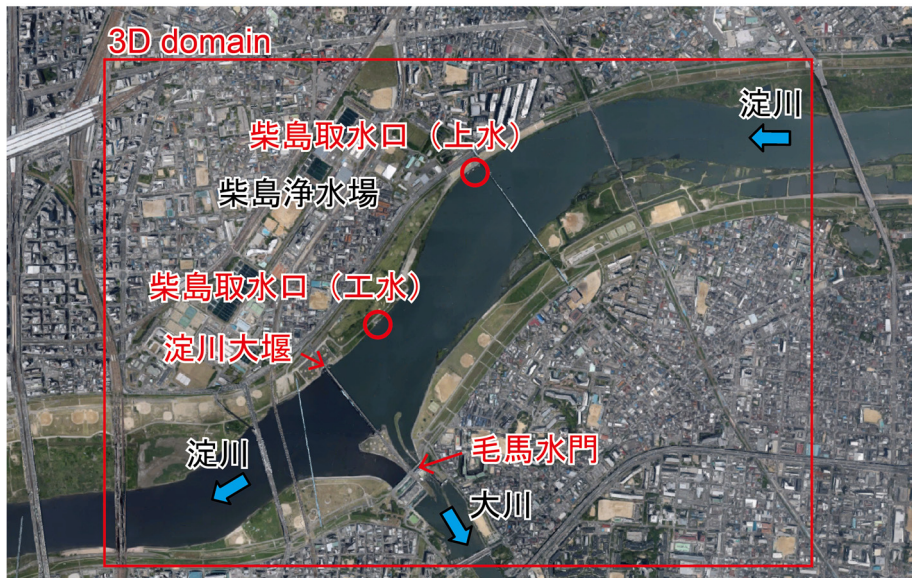


(b) 計算格子サイズ 90 m, 30 m, 10 m の範囲

図 3.2 平面二次元解析領域（背景図は Google Map から引用）



(a) 広域図



(b) 拡大図

図 3.3 三次元解析領域 (背景図は Google Map から引用)

表 3.1 解析領域の設定範囲

Domain	Layer No.	南西端の座標	範囲		計算格子サイズ	
			東西	南北	水平	鉛直
2DH	1	(-716,000, -720,000)	1,215,000	801,900	810	—
	2	(-173,300, -298,800)	186,300	178,200	270	—
	3	(-108,500, -196,200)	81,000	72,900	90	—
	4	(-61,700, -161,100)	32,400	34,200	30	—
	5	(-58,100, -150,150)	26,300	21,150	10	—
3D	—	(-45,500, -142,180)	2,950	2,100	10 / 5	2 / 1

(単位 : m)

3.2.2 河口堰越流量の計算方法

淀川大堰の調節ゲートは上下二段から成り、平常時は上段のゲートを下げて淀川大堰上流側の河川水を下流側へ越流させている。このときの越流量は、以下^[30]のように設計されている (図 3.4 参照)。

① 自由越流のとき

$$Q_f = C \cdot B \cdot h_1^{3/2} \quad (3.1)$$

ここに、 Q_f : 自由越流量, B : 水門幅, h_1 : 大堰上流側の水深, C : 流量係数 (= $1.785 + 0.237(h_1/D)$), ただし $0 < h_1/D < 6$, D : 河床からゲート天端までの高さである。

② 潜り越流のとき

$$Q_s = Q_f \cdot \alpha \quad (3.2)$$

$$\alpha = \begin{cases} 1 - 0.038 \cdot \frac{h_2}{h_1} & \left(\frac{h_2}{h_1} \leq 0.8 \right) \\ \left\{ 1 - \left(\frac{h_2}{h_1} \right)^{12} \right\}^{0.428} & \left(\frac{h_2}{h_1} > 0.8 \right) \end{cases} \quad (3.3)$$

ここに、 Q_s : 潜り越流量, h_2 : 大堰下流側の水深である。

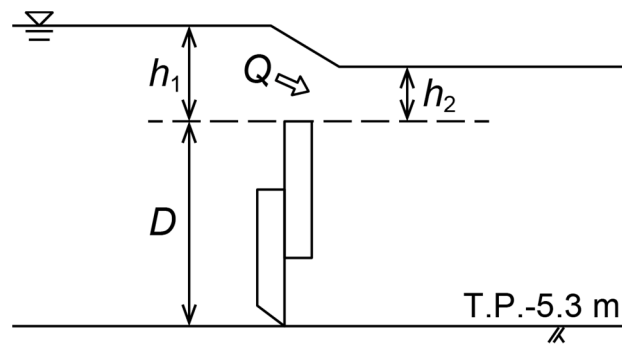


図 3.4 淀川大堰調節ゲート越流量の算定

上記は調節ゲートにおける河川水の淀川大堰上流側から下流側への越流量の算定方法であるが，本研究ではこれに加えて，全ゲートにおける津波の淀川大堰下流側から上流側への越流量の算定にもこの方法を用いた。

また，解析においては，図 3.5 に示すように，淀川大堰ゲートは計算格子境界に設定し，越流量は計算格子境界毎に計算している．しかし，解析における越流幅は必ずしも実際の水門幅と一致しておらず，上記の計算式をそのまま用いて越流量を計算すると越流量が過大に算定されてしまう．そこで，越流量の解析値が設計値に一致するように，上記の計算式により求められる越流量に解析上の越流幅に対する実際の水門幅の比率を掛けて越流量を計算した．例えば図 3.5 の場合には，解析上の越流幅は 60 m，実際の水門幅は 40 m であるため，比率は $2/3$ となる．

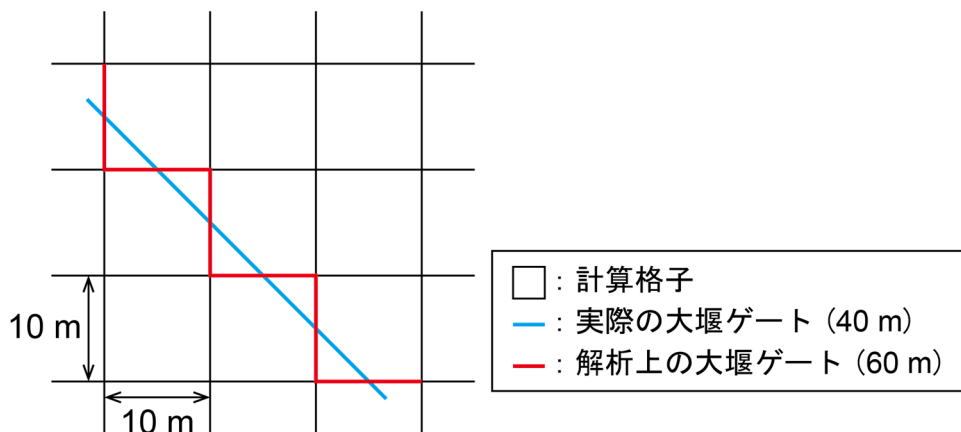


図 3.5 解析における淀川大堰の設定例

3.3 広域津波伝播解析の検証

広域津波連動型河道内塩水挙動解析モデルの南海トラフ巨大地震津波来襲時の淀川大堰周辺域における塩水挙動解析への適用性の検証に先立ち、南海トラフ巨大地震津波の波源から大阪湾までの伝播について広域津波伝播解析の適用性を検証した。

3.3.1 解析条件および解析ケース

検討会において、南海トラフ巨大地震の津波断層モデルとして、過去の津波の調査結果を基に 11 ケースが想定されている。本研究では、この 11 ケースの津波断層モデルのうち大阪府に大きな影響を与えるケース 3, 4, 5, 10 の津波断層モデル^[32]を用いて広域津波伝播解析の適用性を検証した。

いずれのケースについても、津波発生時の潮位は、検討会の解析と同様に大阪湾の朔望平均満潮位である T.P.+0.9 m とした。一方、断層破壊については、検討会の解析では断層破壊の伝播を考慮しているのに対し、本研究では同時に破壊し地盤が変動するものとした。

3.3.2 解析結果および考察

解析結果の比較例として、表 3.2 および図 3.6 に示す 4 地点における水位時系列を図 3.7～図 3.10 に示す。また、「大阪港」地点における解析水位の最大値を表 3.3 に、同地点における解析水位の最大値が最大となるケース 10 について、広域津波伝播解析の結果の例を図 3.11 にそれぞれ示す。

これより、広域津波伝播解析の結果が検討会の解析結果と概ね一致したことから、広域津波伝播解析の適用性が良好であることが確認できた。また、津波の第一波は地震発生後約 1 時間で紀淡海峡に、約 2 時間 15 分で「大阪港」地点に到達することがわかる。

表 3.2 水位比較地点

地点名	備考
加太港	紀淡海峡に位置する地点
洲本港	津波が紀淡海峡を通過した直後の地点
阪南港	紀淡海峡と淀川河口の中間付近
大阪港	淀川河口付近

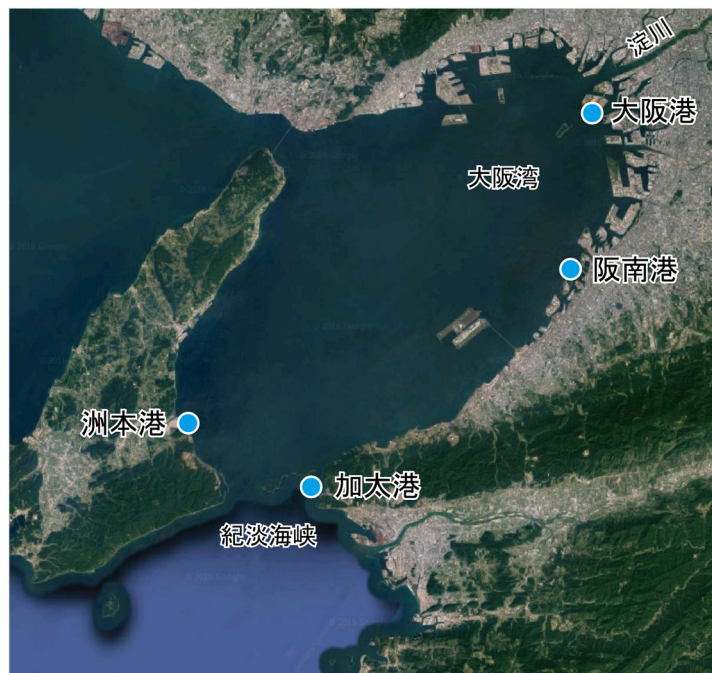
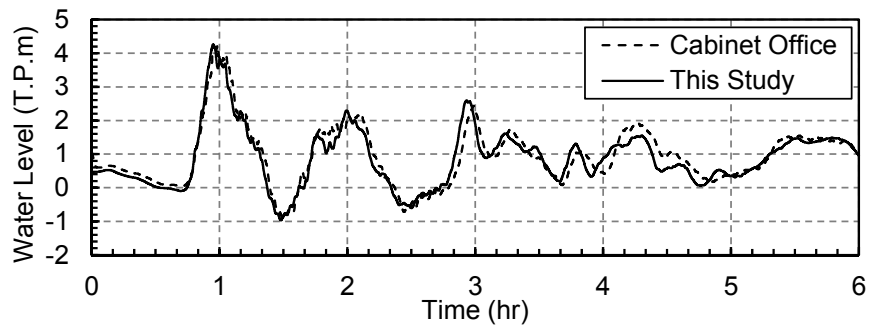


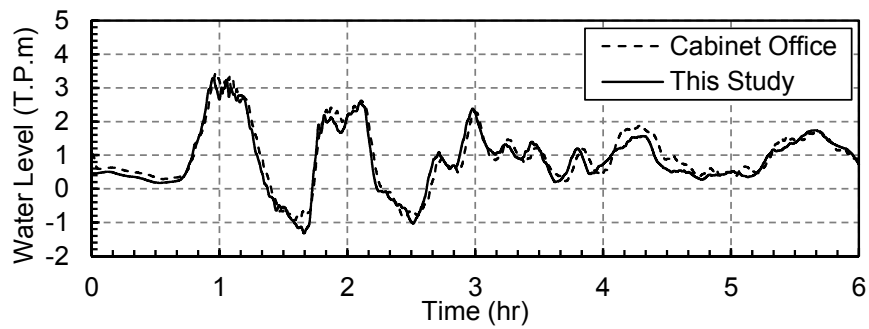
図 3.6 水位比較地点（背景図は Google Map から引用）

表 3.3 「大阪港」における解析水位の最大値

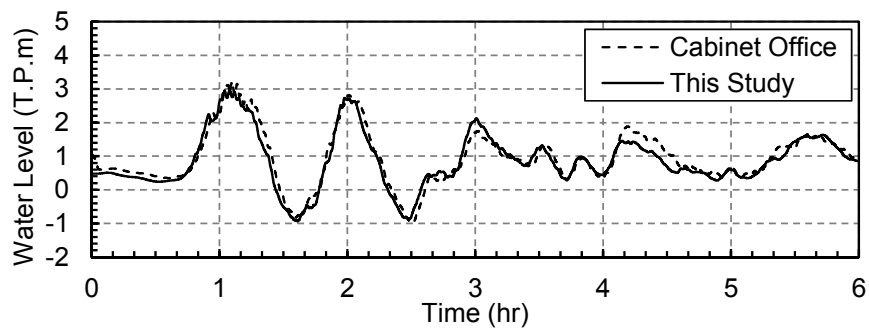
ケース	最高水位 (T.P.m)
ケース 3	2.8
ケース 4	2.8
ケース 5	2.9
ケース 10	3.0



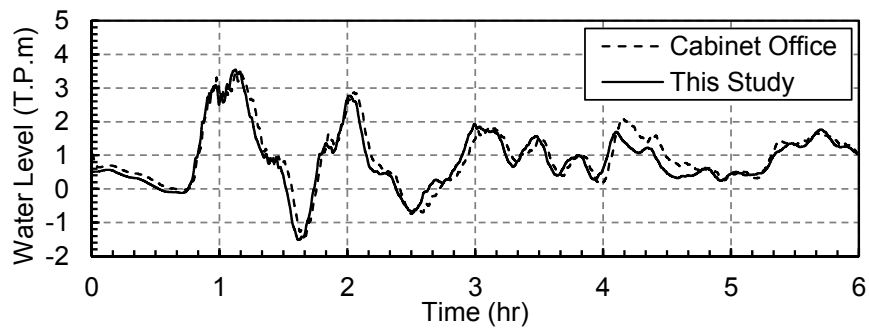
(a) ケース 3



(b) ケース 4

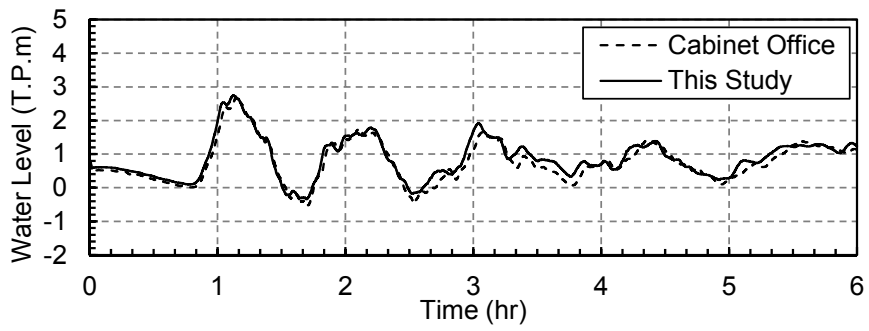


(c) ケース 5

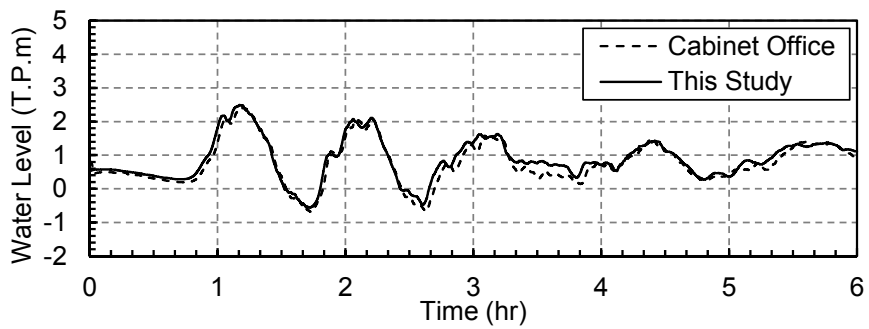


(d) ケース 10

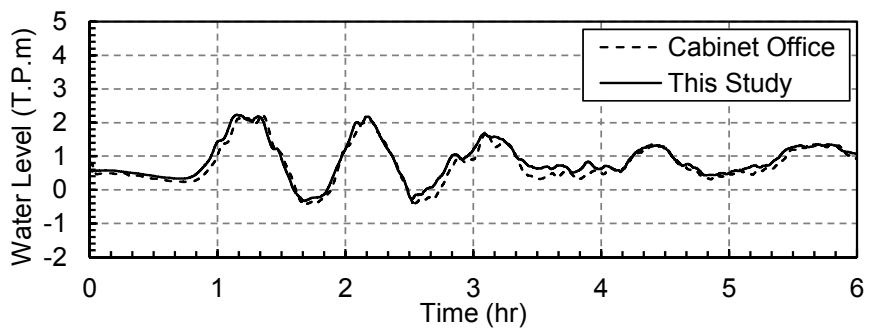
図 3.7 解析結果の比較（「加太港」の水位）



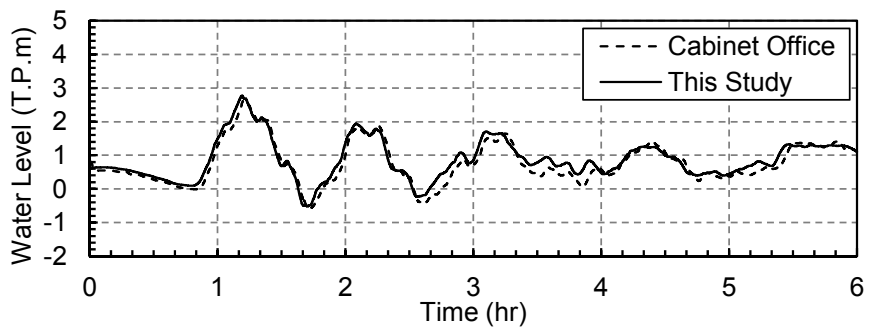
(a) ケース 3



(b) ケース 4

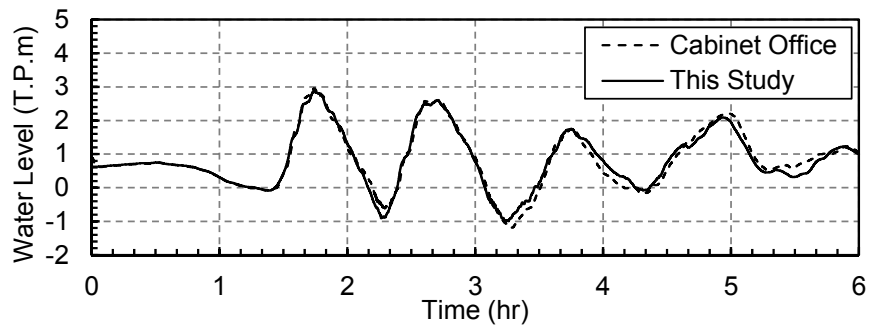


(c) ケース 5

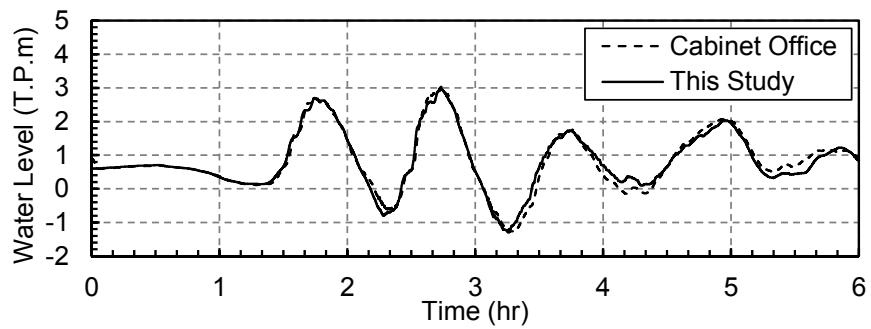


(d) ケース 10

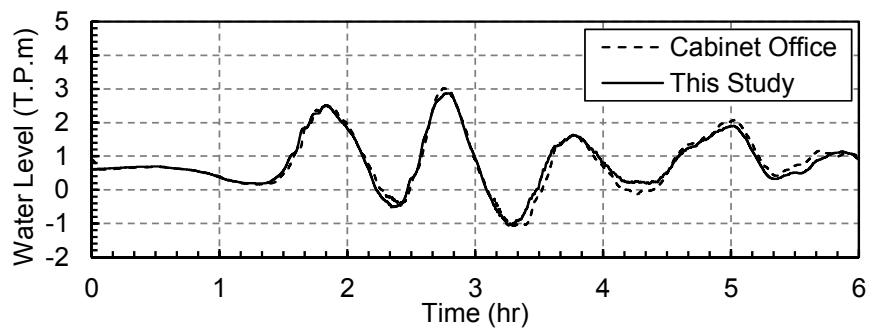
図 3.8 解析結果の比較 (「洲本港」の水位)



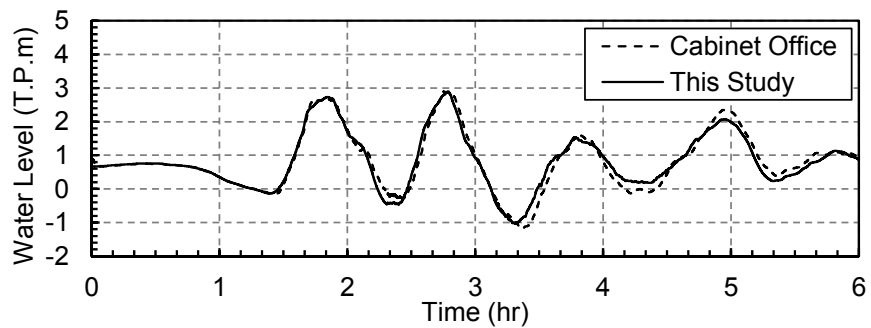
(a) ケース 3



(b) ケース 4

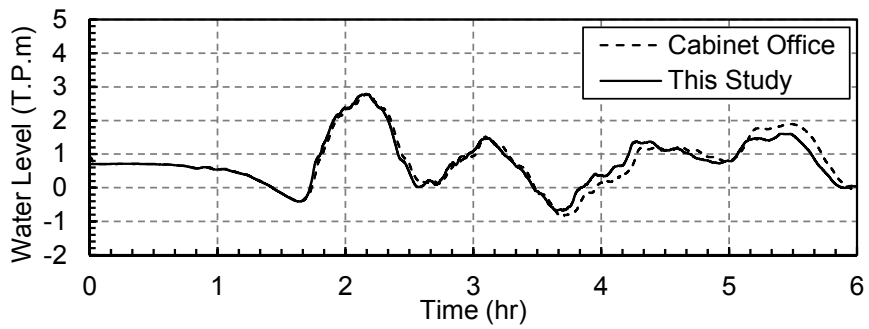


(c) ケース 5

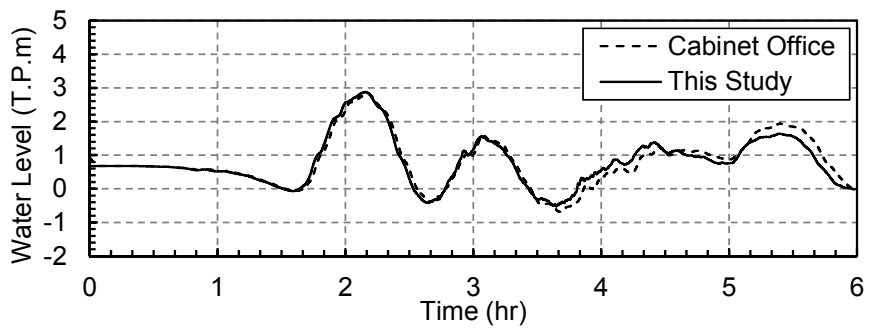


(d) ケース 10

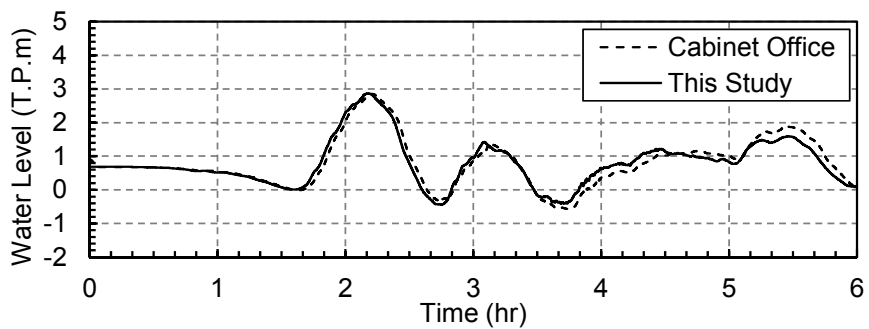
図 3.9 解析結果の比較（「阪南港」の水位）



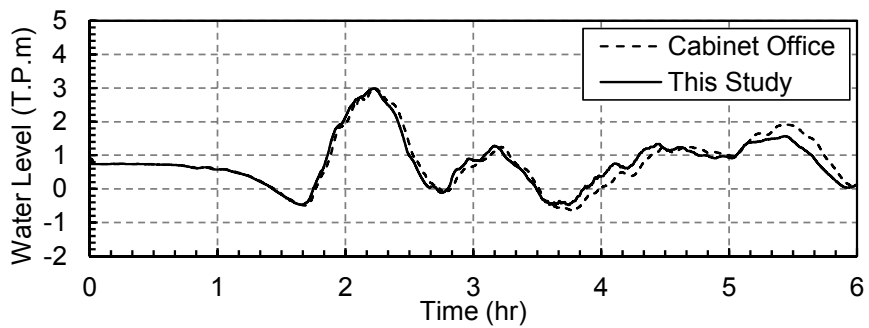
(a) ケース 3



(b) ケース 4



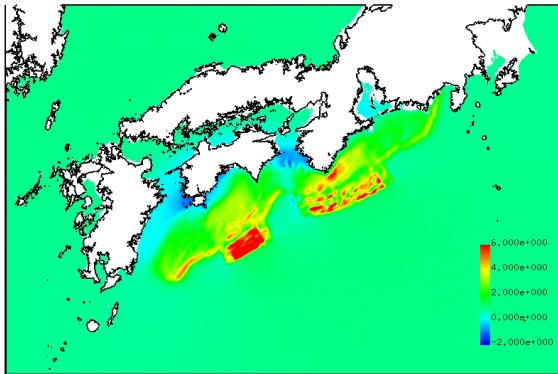
(c) ケース 5



(d) ケース 10

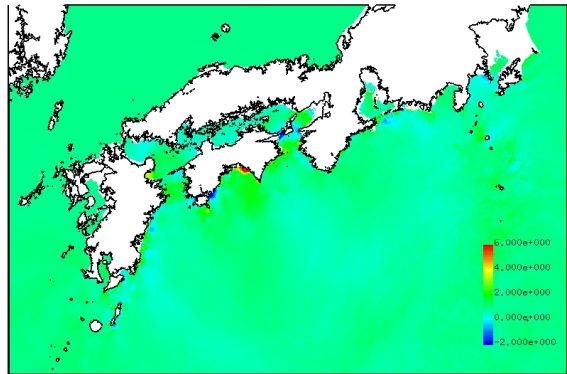
図 3.10 解析結果の比較（「大阪港」の水位）

T= 0.000 XY plain z=-7325.90(k=3)
Water level max=6.000000



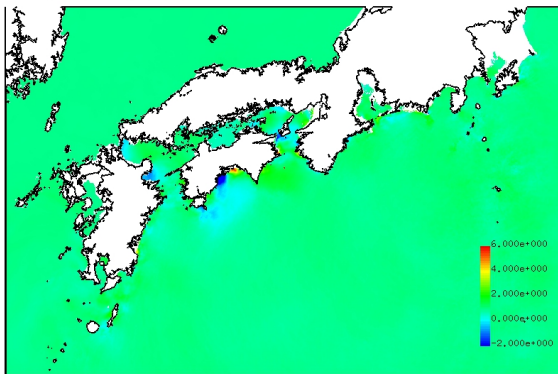
(a) 津波発生時

T= 6000.070 XY plain z=-7325.90(k=3)
Water level max=6.000000



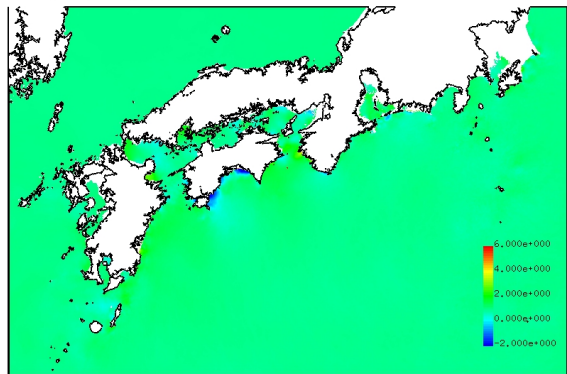
(b) 1 時間 40 分後

T= 9600.717 XY plain z=-7325.90(k=3)
Water level max=6.000000



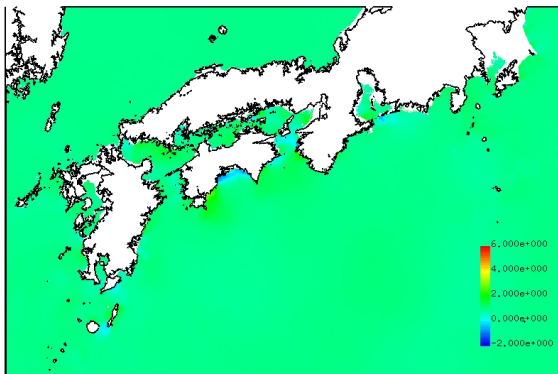
(c) 2 時間 40 分後

T= 13500.536 XY plain z=-7325.90(k=3)
Water level max=6.000000



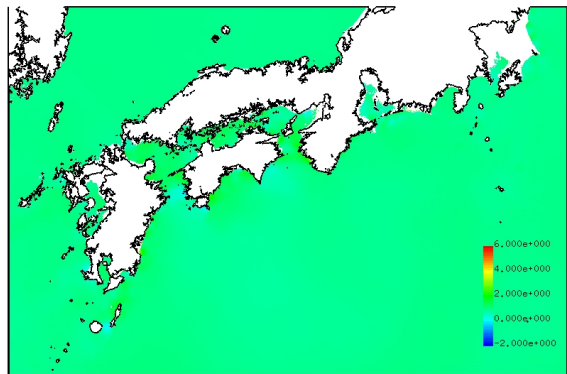
(d) 3 時間 45 分後

T= 18000.211 XY plain z=-7325.90(k=3)
Water level max=6.000000



(e) 5 時間 0 分後

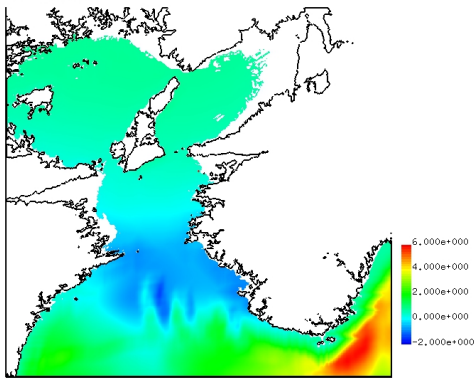
T= 21001.001 XY plain z=-7325.90(k=3)
Water level max=6.000000



(f) 5 時間 50 分後

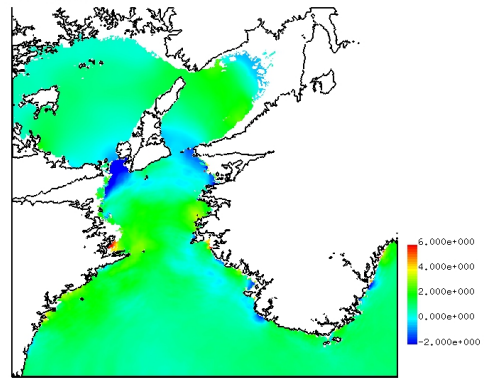
図 3.11 (1) 広域津波伝播解析結果の例 (津波断層モデル ケース 10・Layer No. 1)

T= 0.000 XY plain z=-1871.00(k=3)
Water level max=6.000000



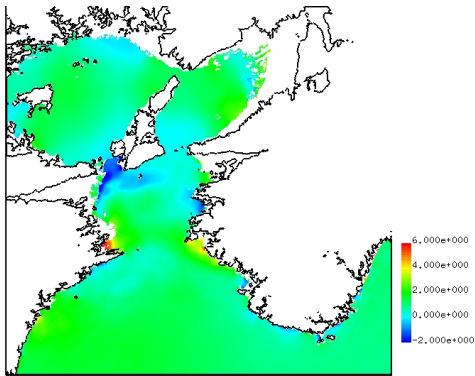
(a) 津波発生時

T= 6000.070 XY plain z=-1871.00(k=3)
Water level max=6.000000



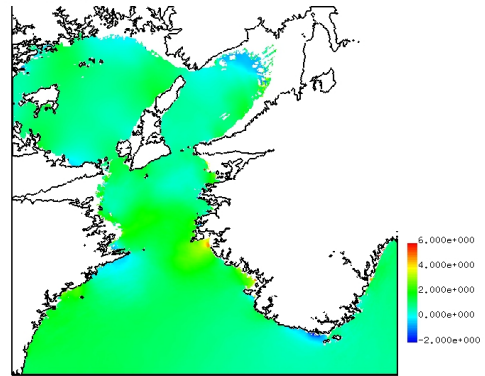
(b) 1時間40分後

T= 9600.717 XY plain z=-1871.00(k=3)
Water level max=6.000000



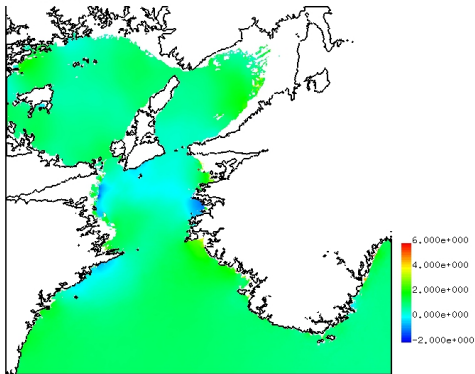
(c) 2時間40分後

T= 13500.536 XY plain z=-1871.00(k=3)
Water level max=6.000000



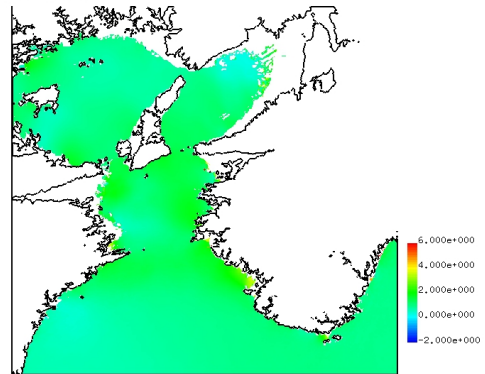
(d) 3時間45分後

T= 18000.211 XY plain z=-1871.00(k=3)
Water level max=6.000000



(e) 5時間0分後

T= 21001.001 XY plain z=-1871.00(k=3)
Water level max=6.000000



(f) 5時間50分後

図 3.11 (2) 広域津波伝播解析結果の例 (津波断層モデル ケース 10・Layer No. 2)

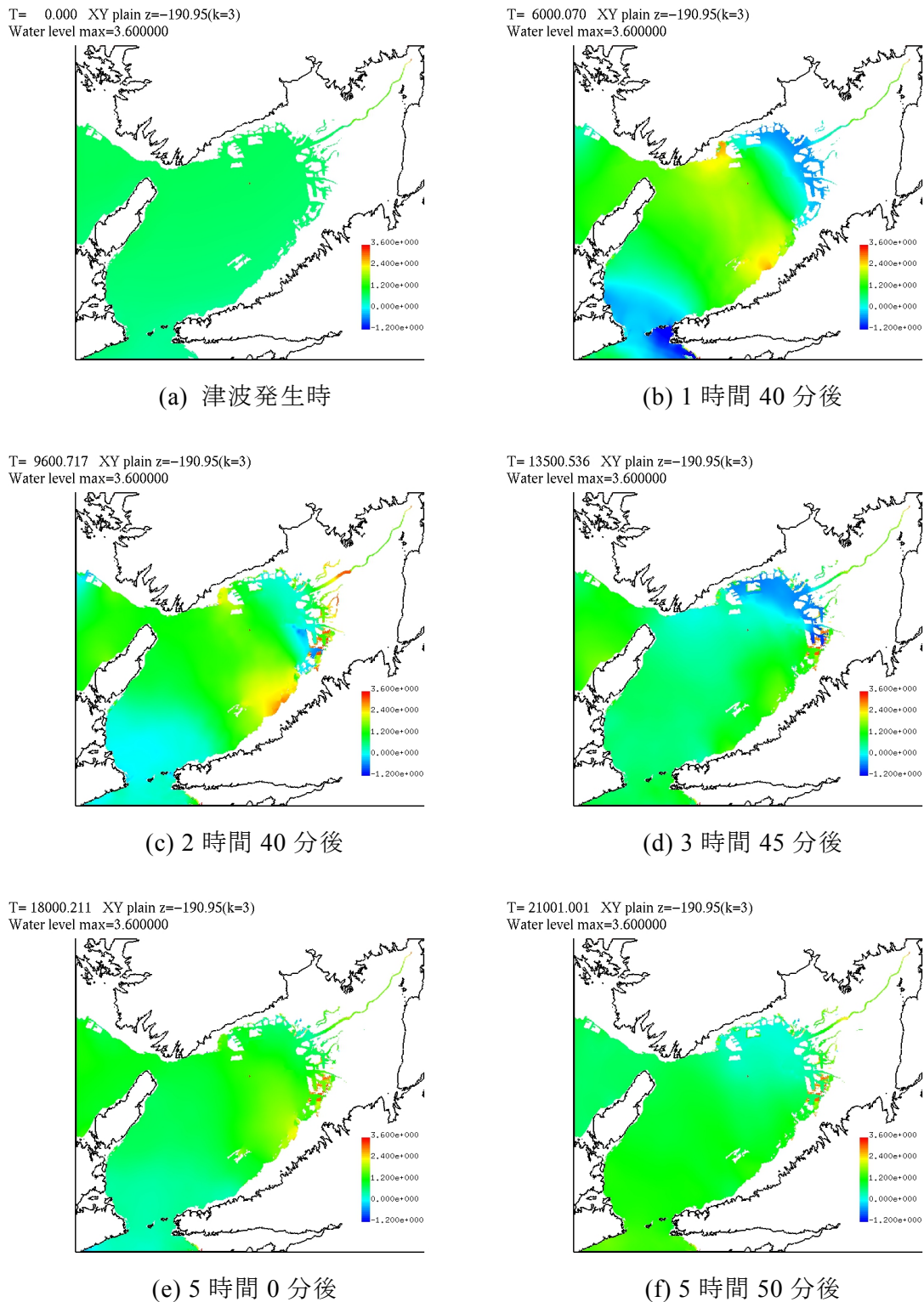
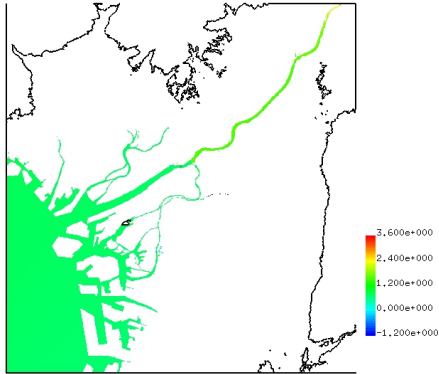


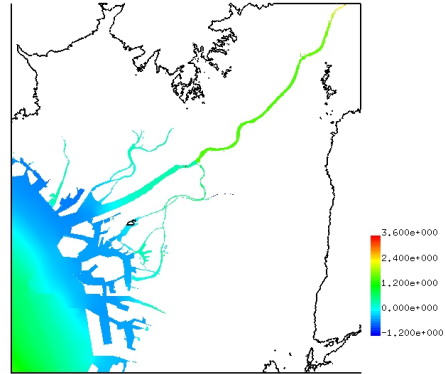
図 3.11 (3) 広域津波伝播解析結果の例 (津波断層モデル ケース 10・Layer No. 3)

T= 0.000 XY plain z= -25.36(k=3)
Water level max=3.600000



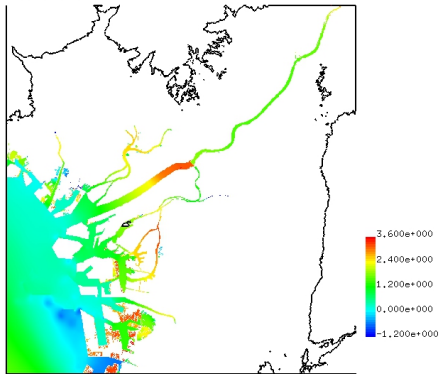
(a) 津波発生時

T= 6000.070 XY plain z= -25.36(k=3)
Water level max=3.600000



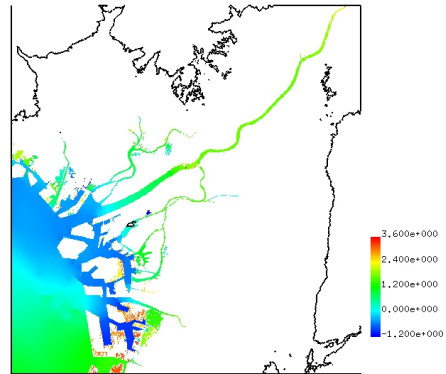
(b) 1 時間 40 分後

T= 9600.717 XY plain z= -25.36(k=3)
Water level max=3.600000



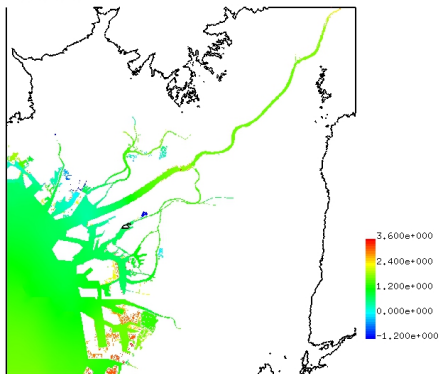
(c) 2 時間 40 分後

T= 13500.536 XY plain z= -25.36(k=3)
Water level max=3.600000



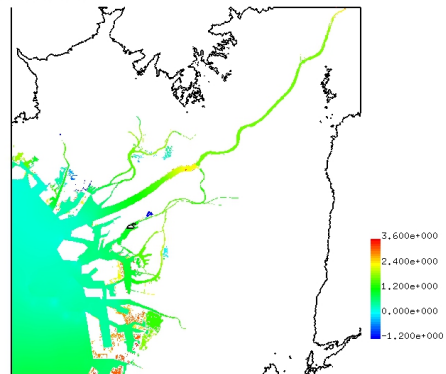
(d) 3 時間 45 分後

T= 18000.211 XY plain z= -25.36(k=3)
Water level max=3.600000



(e) 5 時間 0 分後

T= 21001.001 XY plain z= -25.36(k=3)
Water level max=3.600000



(f) 5 時間 50 分後

図 3.11 (4) 広域津波伝播解析結果の例 (津波断層モデル ケース 10・Layer No. 4)

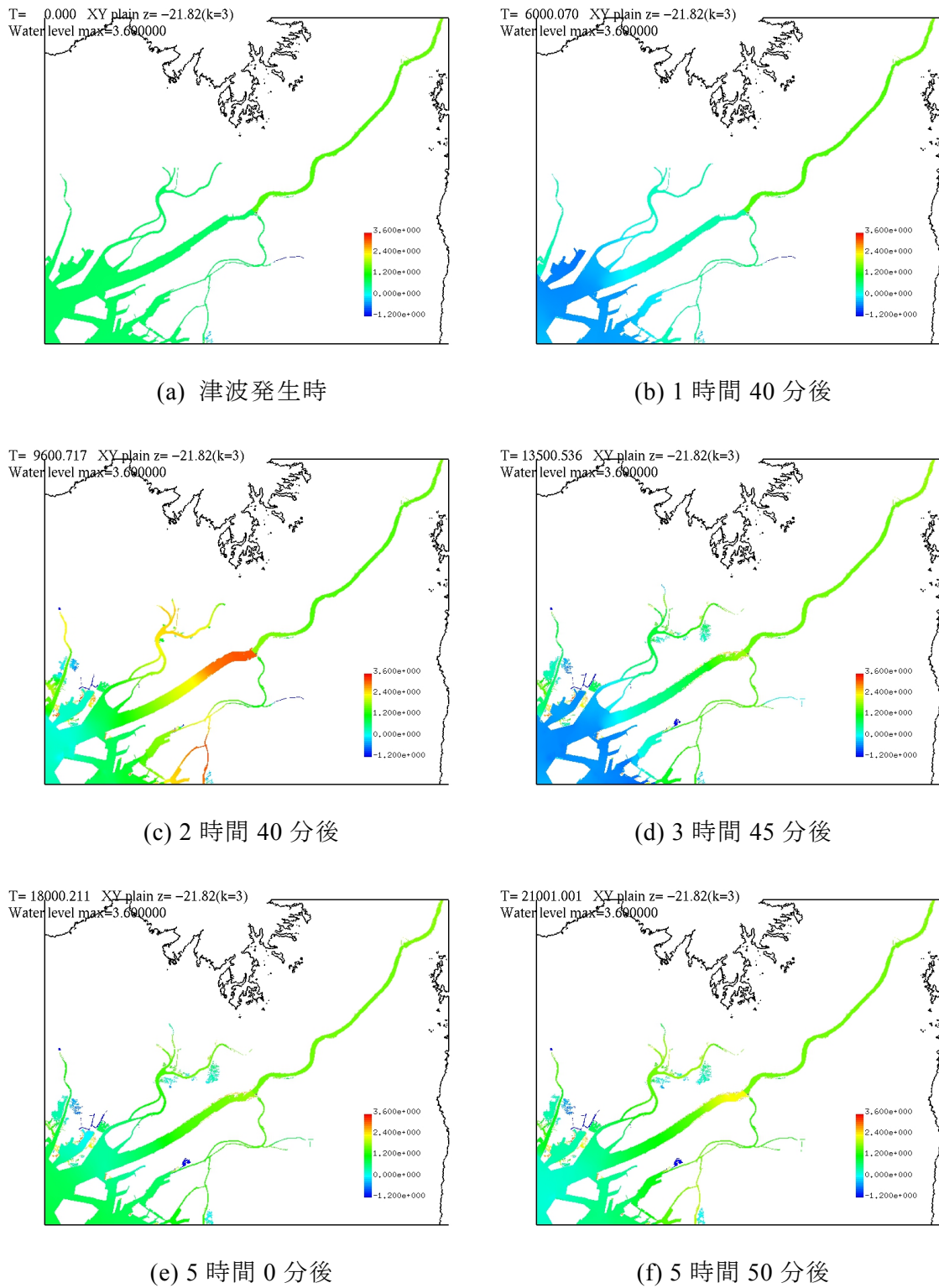


図 3.11 (5) 広域津波伝播解析結果の例 (津波断層モデル ケース 10・Layer No. 5)

3.4 河道内塩水挙動解析の検証

河道内塩水挙動解析の淀川大堰周辺域への適用性は、淀川大堰周辺に三次元解析領域を設定した広域津波連動型河道内塩水挙動解析による淀川の複数地点の水位を、同所に三次元解析領域を設定しない広域津波伝播解析の結果と比較することにより検証した。また、三次元解析領域の解像度により、三次元解析領域内外の水位や三次元解析領域内の塩水挙動の解析結果に差異が生じるかどうかも併せて検証した。

3.4.1 解析条件および解析ケース

淀川の流量は、渇水時に想定される最小の流量である $62 \text{ m}^3/\text{s}$ および平水時の代表的な流量である $196 \text{ m}^3/\text{s}$ の2種類を設定した。各流量に対する大川流量、淀川大堰越流量、淀川大堰の調節ゲートおよび制水ゲートの天端高は表 3.4 のとおりであり、淀川流量に対する大川流量および淀川大堰越流量の関係を図 3.12 に、淀川大堰のゲート位置の模式図^[7]を図 3.13 にそれぞれ示す。津波断層モデルは、3.3 の結果を踏まえ、淀川河口付近に到達する津波高が最も高いケース 10 を用いた。地震発生直前の潮位は T.P.+0.9 m とし、地震発生時の地盤変動による水位変化および淀川大堰のゲートの位置の変動を考慮した。地震発生後の淀川大堰のゲートの天端高を表 3.4 に併記する。初期の塩分は、淀川大堰下流側については淀川河口から約 2 km 地点にある伝法大橋における実測値の最大値である 27.82 (実用塩分, 以下同様) を、淀川大堰上流側については淀川河口から約 11.4 km 地点にある JR 赤川鉄橋における実測値の平均値である 0.03 を、それぞれ一様に設定した^[9]。

解析ケースは、各流量に対し、波源から淀川までの全領域を対象に広域津波伝播解析を行うケースと、淀川大堰周辺域に三次元解析領域を設定して広域津波伝播解析と連動した河道内塩水挙動解析を行うケースを設定した。さらに後者については、三次元解析領域の格子解像度により水位や塩水挙動にどの程度の差異が生じるかを確認するため、格子解像度が異なる3種類のケースを設定した。解析ケースをまとめて表 3.5 に示す。

解析結果の出力箇所を図 3.14 に、水位出力点の説明を表 3.6 にそれぞれ示す。なお、図 3.14 中の縦断図出力位置は、「河道中央部」は三次元解析領域内の淀川の淀川大堰から上流の部分の中央部、「河道右岸側」は同部分の右岸側であり、「淀川大堰地点越流量算出断面」は淀川の淀川大堰がある位置の左岸堤防から右岸堤防の間の断面である。塩分は、柴島取水口 (工水) および柴島取水口 (上水) が位置する計算格子における値を出力した。解析結果出力箇所の名称は以降も同様である。

表 3.4 淀川流量と淀川大堰の運用の関係①

	淀川流量 [m ³ /s]	
	62	196
大川流量 [m ³ /s]	62	120
淀川大堰越流量 [m ³ /s]	0	76
調節ゲート天端高* [T.P. m]	2.3 (2.13)	1.0 (0.83)
制水ゲート天端高* [T.P. m]	2.5 (2.33)	2.5 (2.33)

※括弧内は地盤変動後の天端高

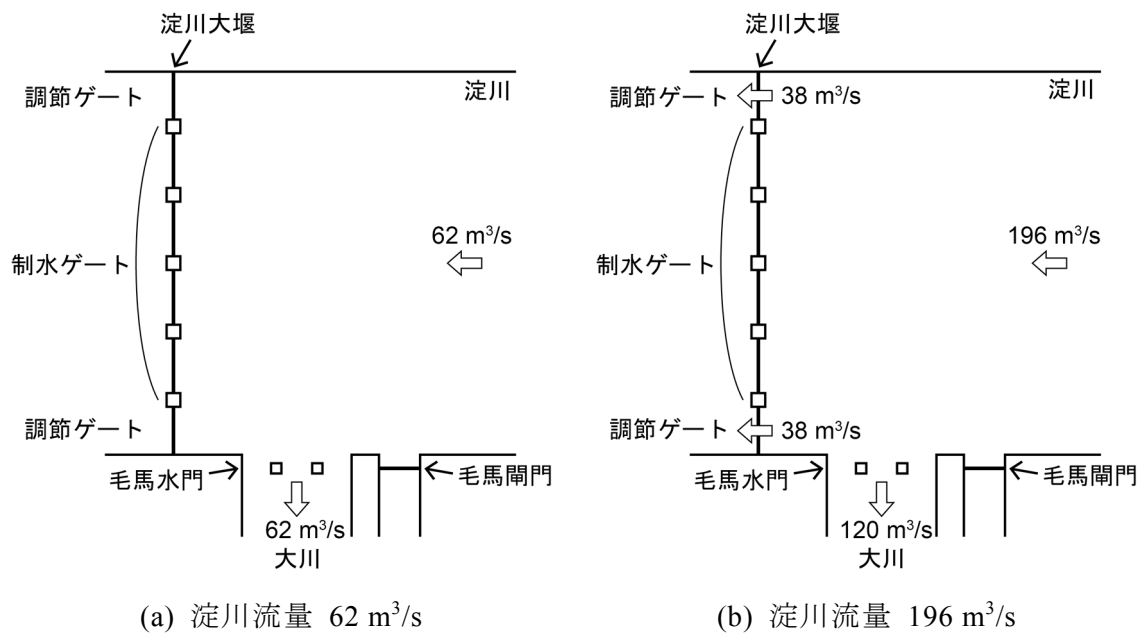


図 3.12 淀川流量に対する大川流量および淀川大堰越流量の関係①

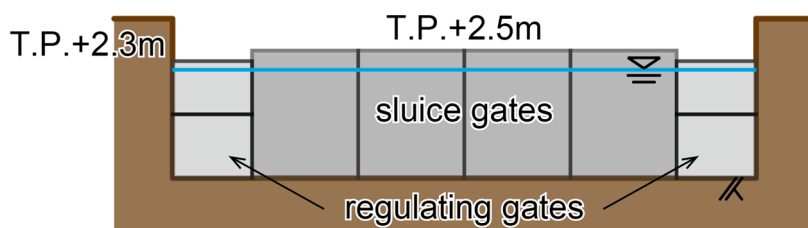
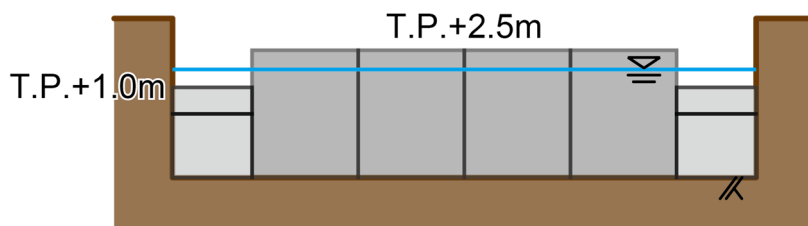
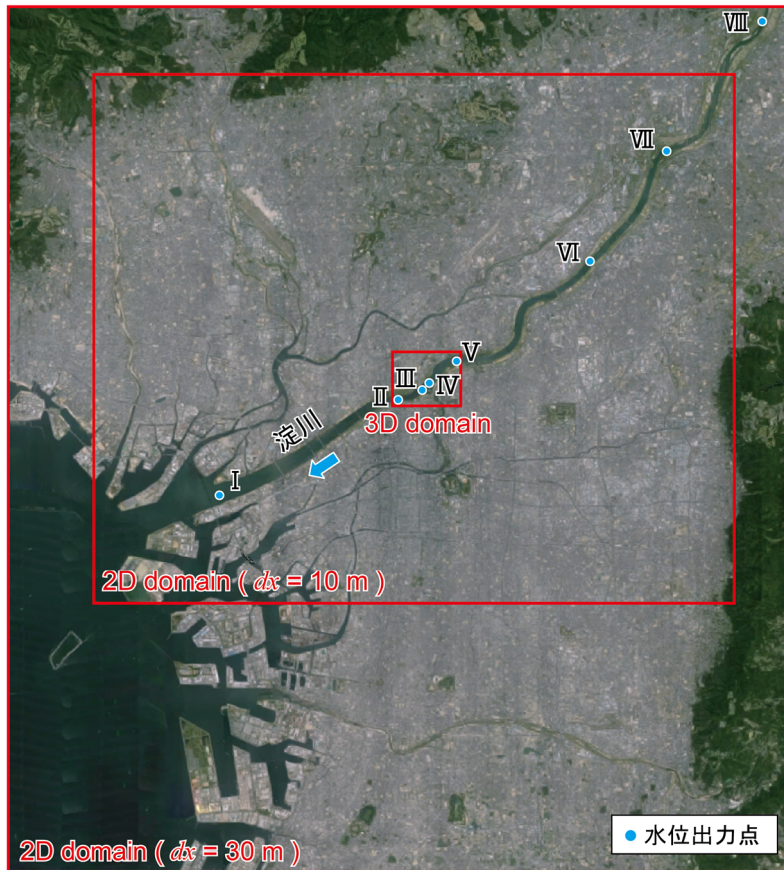
(a) 淀川流量 $62 \text{ m}^3/\text{s}$ のとき(b) 淀川流量 $196 \text{ m}^3/\text{s}$ のとき

図 3.13 淀川流量と淀川大堰ゲート位置の関係①

表 3.5 解析ケース

ケース名	淀川流量	三次元解析領域の有無	三次元解析領域の計算格子サイズ	
			水平方向	鉛直方向
Case 1	$62 \text{ m}^3/\text{s}$	なし	—	—
Case 2		あり	10 m	2 m
Case 3		あり	10 m	1 m
Case 4		あり	5 m	1 m
Case 5	$196 \text{ m}^3/\text{s}$	なし	—	—
Case 6		あり	10 m	2 m
Case 7		あり	10 m	1 m
Case 8		あり	5 m	1 m



(a) 広域図



(b) 三次元解析領域の拡大図

図 3.14 解析結果出力箇所

表 3.6 水位出力地点

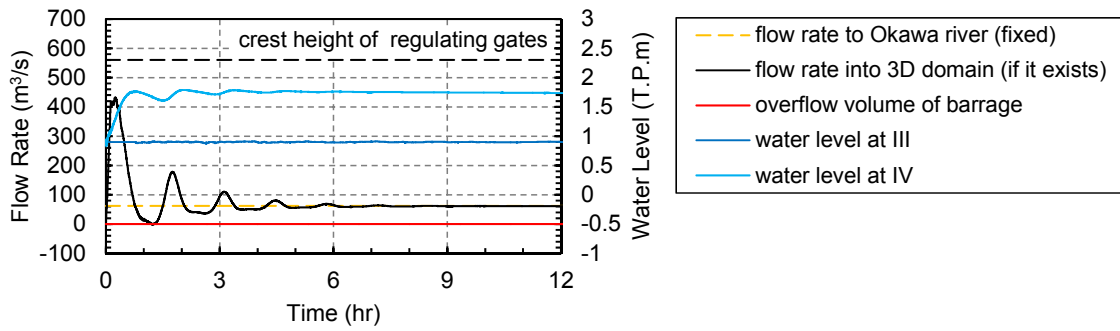
No.	位置
I	淀川河口
II	三次元解析領域の下流端付近
III	淀川大堰直下流
IV	淀川大堰直上流
V	三次元解析領域の上流端付近
VI	河口から 20 km 付近
VII	河口から 26 km 付近
VIII	河口から 33 km 付近

3.4.2 定常状態の作成

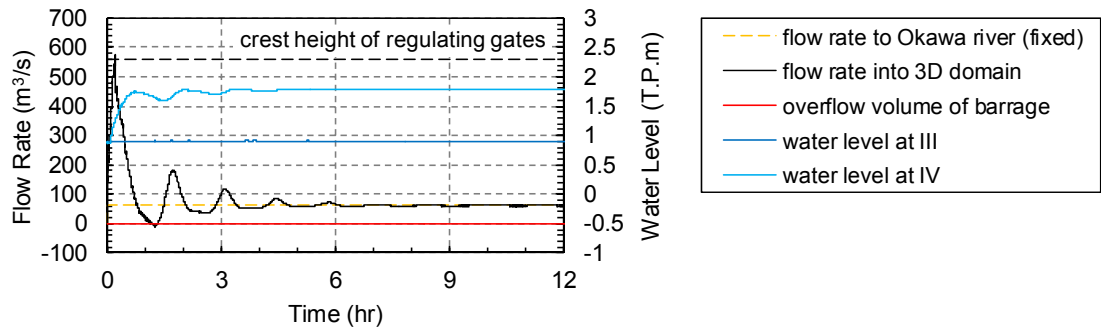
各ケースについて、津波解析を行う前に淀川の定常状態を作成した。Case 1～4 の定常状態に至るまでの流量および水位の時間変化を図 3.15 に、三次元解析領域（Case 1 は三次元解析領域に相当する範囲）における定常状態の水面の流速を図 3.16 にそれぞれ示す。なお、図 3.15 において、流量は淀川の流下方向を正としており、以降も同様である。Case 5～8 についても、定常状態に至るまでの流量および水位の時間変化を図 3.17 に、三次元解析領域（Case 5 は三次元解析領域に相当する範囲）における定常状態の水面の流速を図 3.18 にそれぞれ示す。

Case 1～4 では、いずれのケースにおいても計算開始から 9 時間程度で定常状態に達した。このときの水位は T.P.+1.74 m～1.77 m 程度となり、「渇水時は、淀川大堰上流水位が T.P.+1.8 m 未満の時、調節ゲートを全閉にする^[30]。」という実際の運用に合致していることから、流量が 62 m³/s のときの淀川の定常状態が適切に再現できたと考えられる。次の 3.4.3 では、12 時間時点の解析結果を初期条件として津波解析を実施する。

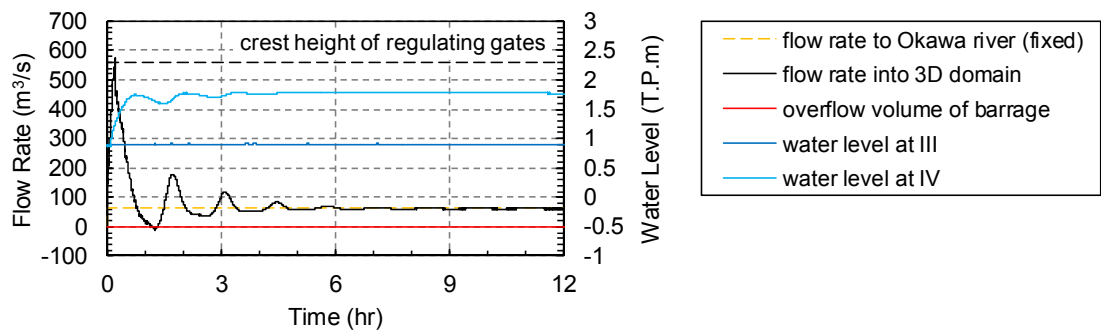
Case 5～8 では、いずれのケースにおいても計算開始から 21 時間程度で定常状態に達した。このときの水位は T.P.+1.65 m 程度となり、「一定貯水位の確保（T.P.+1.2 m～1.7 m）^[30]」という実際の運用の範囲内に収まっていることから、流量が 196 m³/s のときの淀川の定常状態が適切に再現できたと考えられる。次の 3.4.3 では、24 時間時点の解析結果を初期条件として津波解析を実施する。



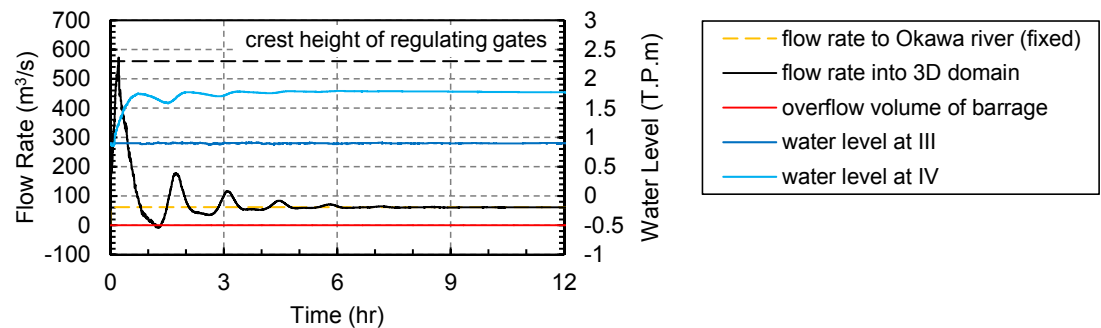
(a) Case 1



(b) Case 2



(c) Case 3



(d) Case 4

図 3.15 定常状態に至るまでの流量および水位の時間変化 (Case 1~4)

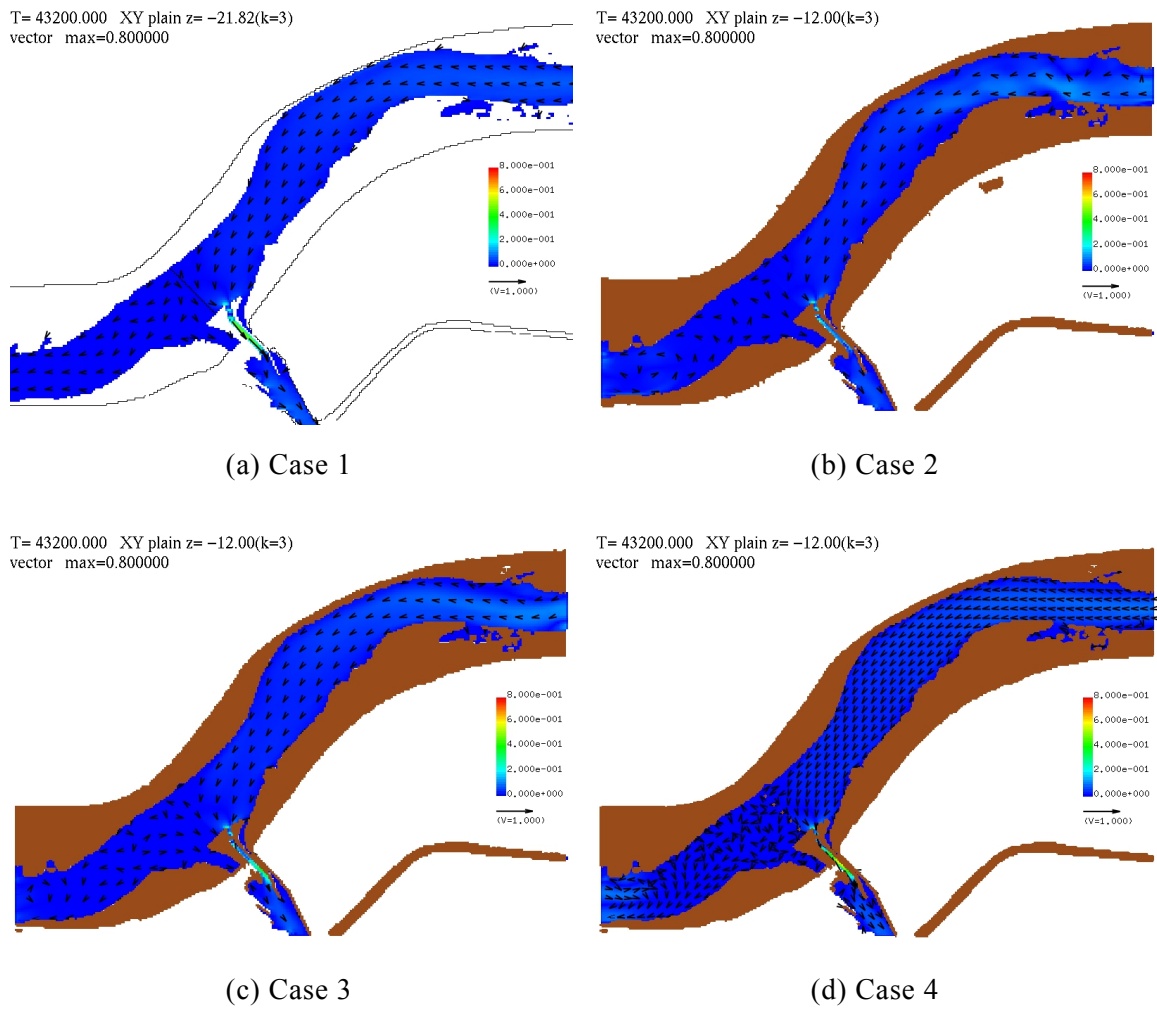
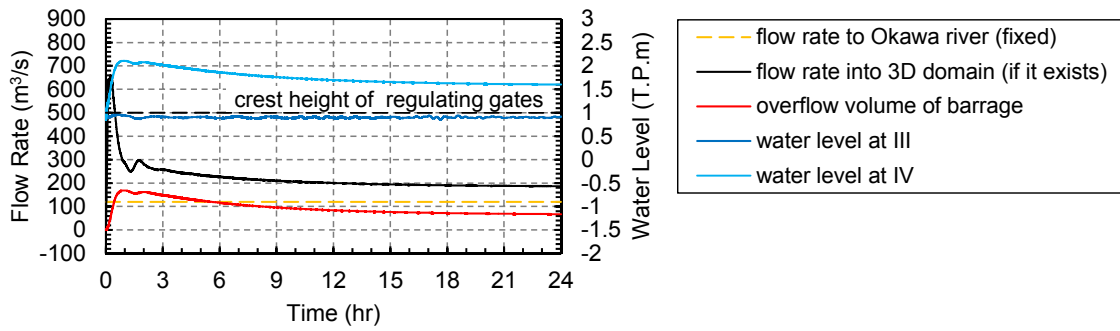
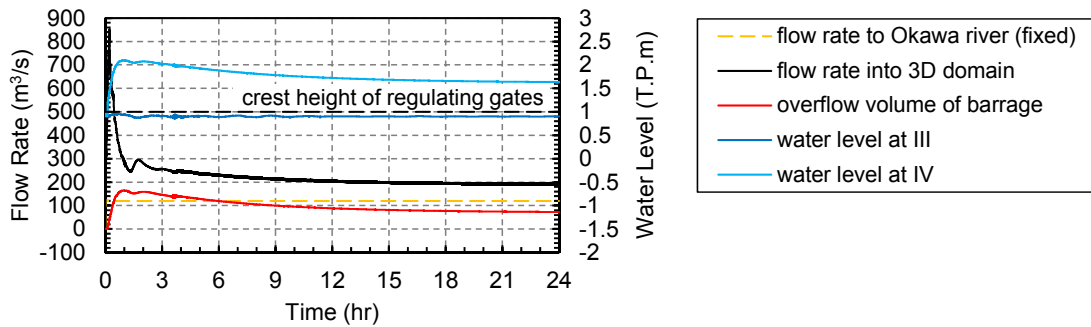


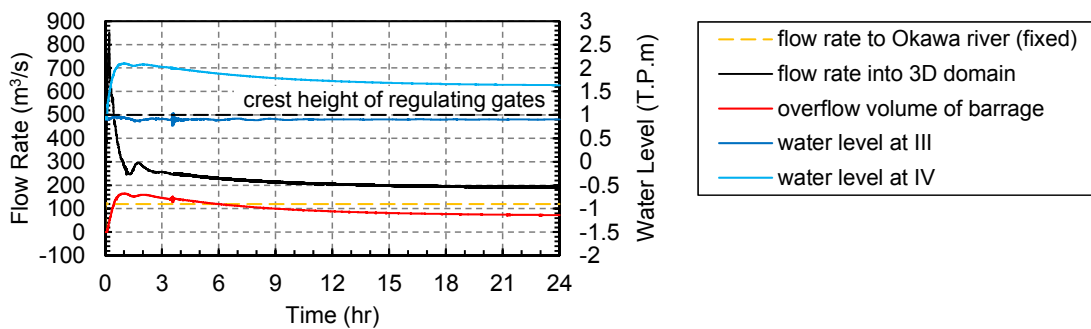
図 3.16 定常状態の水面の流速分布 (Case 1~4)



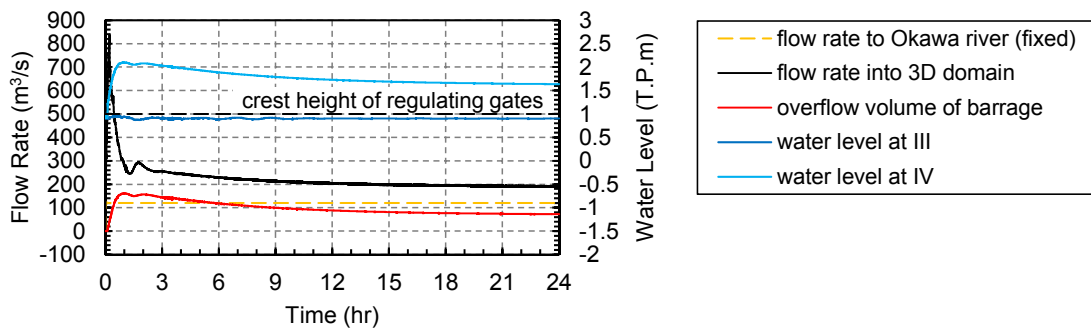
(a) Case 5



(b) Case 6



(c) Case 7



(d) Case 8

図 3.17 定常状態に至るまでの流量および水位の時間変化 (Case 5~8)

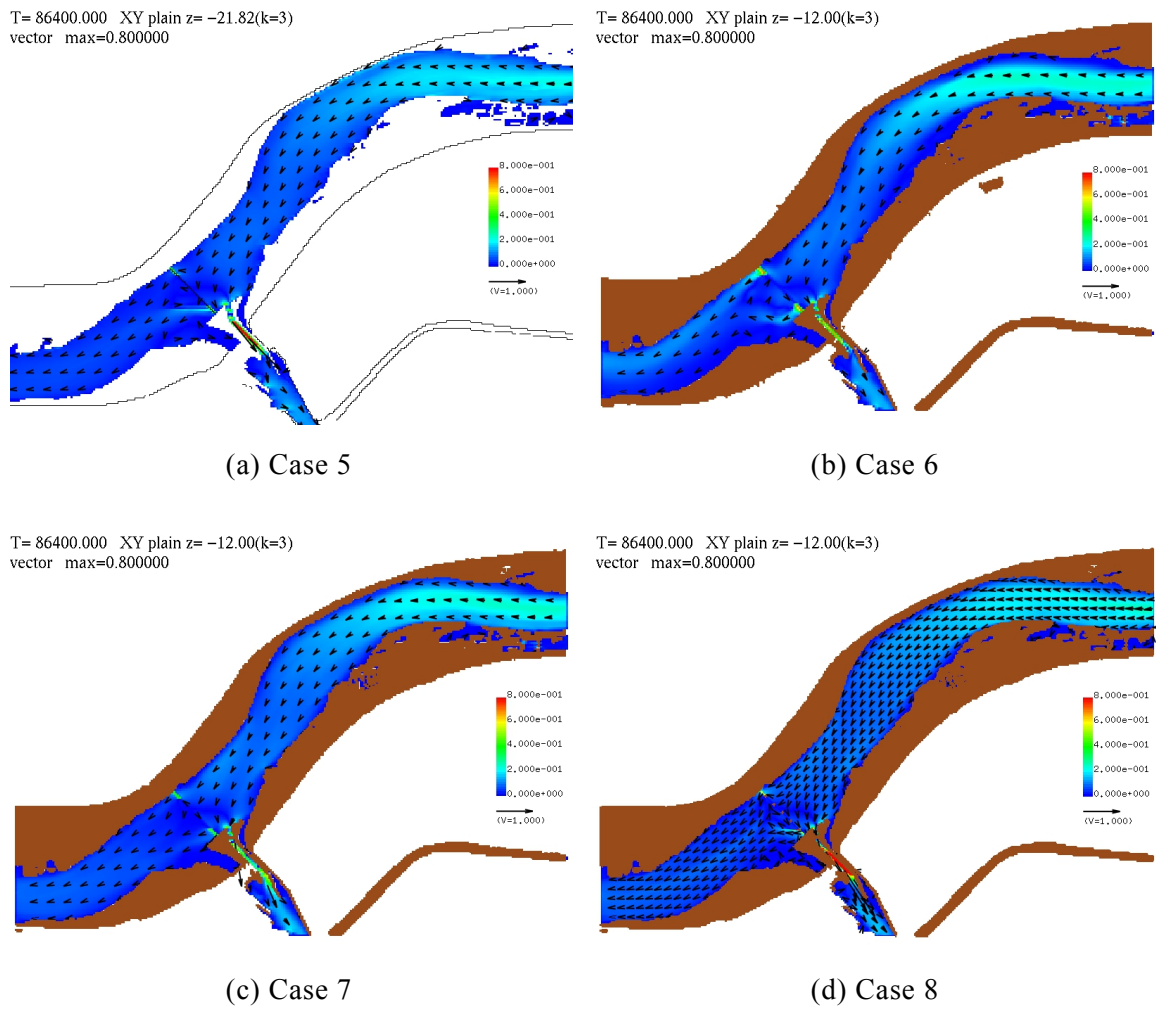


図 3.18 定常状態の水面の流速分布 (Case 5~8)

3.4.3 解析結果および考察

各ケースについて、3.4.2 で作成した定常状態を初期条件として津波解析を実施した。Case 1~4 の地点 I ~ VIII における水位の時間変化を図 3.19 に、解析結果の例として水面の流速分布を図 3.20 に、Case 2~4 の塩水挙動解析結果の例として水面および淀川大堰上流部の河道右岸側および河道中央部の縦断面の塩分の分布を図 3.21~図 3.23 に、取水口における塩分の時間変化を図 3.24 にそれぞれ示す。なお、図 3.21~図 3.23 において、縦断面は水平方向に対して鉛直方向を 10 倍に拡大して表示しており、以降も同様である。Case 1~4 と同様に、Case 5~8 の地点 I ~ VIII における水位の時間変化を図 3.25 に、解析結果の例として水面の流速分布を図 3.26 に、Case 6~8 の塩水挙動解析結果の例として水面および淀川大堰上流部の河道右岸側および河道中央部の縦断面の塩分の分布を図 3.27~図 3.29 に、取水口における塩分の時間変化を図 3.30 にそれぞれ示す。

Case 1~4 について、津波第一波は地震発生後約 2 時間 30 分で淀川大堰に到達し、淀川大堰を越えた津波は地震発生後約 3 時間 20 分で河口から約 26 km 地点にまで到達していることがわかる。水位の時間変化を比較すると、地点 I ~ III では全ケースでほぼ一致し、平面二次元領域と三次元領域の境界において反射波が発生していないことから、津波が平面二次元解析領域から三次元解析領域へ伝わる際の両領域間の物理量の受け渡しが適切に行われていると考えられる。地点 IV では、津波第一波到達後に Case 1 の水位が Case 2~4 よりも約 20 cm 高くなっているが、この差は津波が淀川の上流へ伝わるにつれて地点 V ~ VIII では徐々に解消している。また、三次元解析領域の上流端において反射波は発生しておらず、津波が三次元解析領域から平面二次元解析領域へ伝わる際の両領域間の物理量の受け渡しも適切に行われていると考えられる。

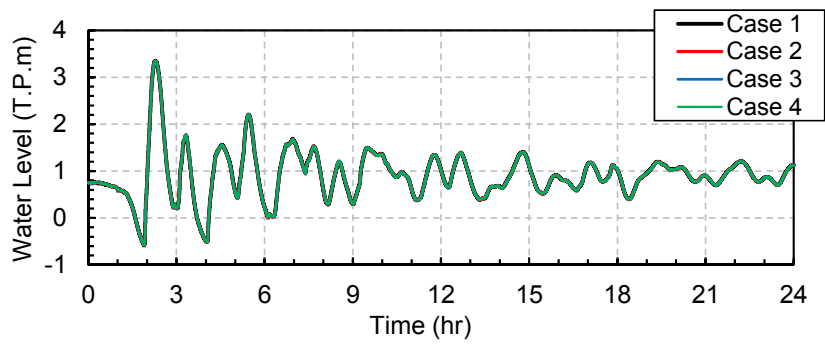
Case 2~4 について、三次元解析領域において平面方向および鉛直方向の塩分の分布が解析できていることがわかる。取水口における塩分の時間変化を比較すると、柴島取水口（工水）では全ケースで概ね一致しているのに対し、柴島取水口（上水）では塩分の推移の傾向は似ているものの、塩分の到達時刻および最大値に差が生じている。これは、淀川大堰直上流では計算格子サイズによる流れの違いがほとんど無く、柴島取水口（上水）付近では流れの違いにより塩水挙動にも差異が生じたためであると考えられる。

Case 5~8 について、淀川大堰を越えた津波第一波は、Case 1~4 と同様に地震発生後約 3 時間 20 分で河口から約 26 km 地点にまで到達していることがわかる。水位の時間変化を比較すると、地点 I ~ III では全ケースでほぼ一致し、平面二次元解析領域と三次元解析領域の境界において反射波も発生していない。地点 IV ~ VIII でも全ケースの水位が概ね一致しており、三次元解析領域と平面二次元解析領域の境界において反

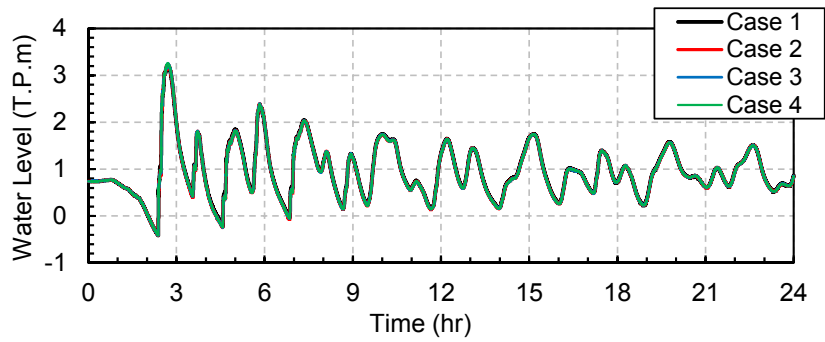
射波は発生していない。これより、平面二次元解析領域と三次元解析領域の間の物理量の受け渡しが適切に行われていると考えられる。

Case 6～8 について、三次元解析領域において平面方向および鉛直方向の塩分の分布が解析できていることがわかる。取水口における塩分の時間変化を比較すると、柴島取水口（工水）では塩分の到達時刻は全ケースで概ね一致しているものの、最大値および塩分の低減の様子が異なる。また、柴島取水口（上水）においては、Case 6 では塩分が到達しているのに対し Case 7 および Case 8 では塩分は到達していない。これらの差は Case 2～4 と同様に計算格子サイズによる流れの差に起因すると考えられる。

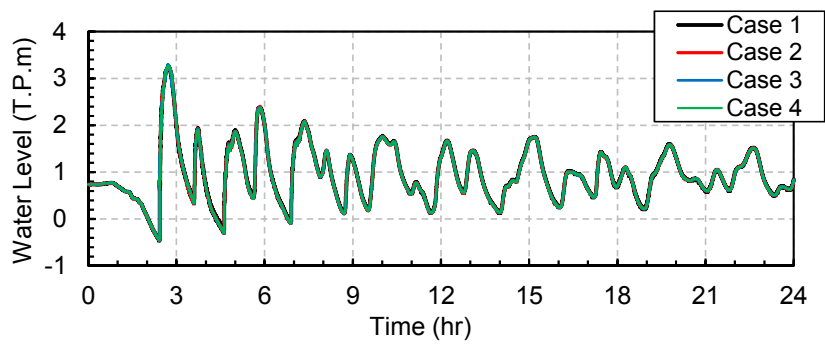
以上より、広域津波連動型河道内塩水挙動解析モデルにより、広域の津波伝播解析と淀川大堰周辺域の河道内塩水挙動解析がその境界の影響を受けることなく一体的かつ長時間にわたって解析でき、淀川大堰周辺域においては鉛直方向および平面方向の塩分の分布が解析できたと言える。また、三次元解析領域の計算格子サイズにより流れに差異が生じる箇所があり、その影響で塩水挙動の解析結果にも差異が生じることがあることがわかった。



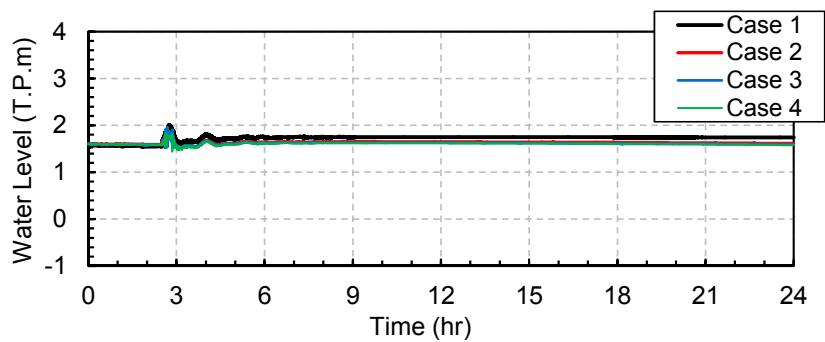
(a) 地点 I



(b) 地点 II

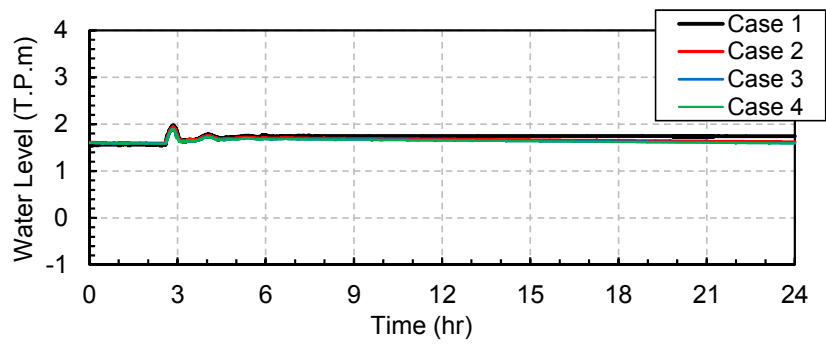


(c) 地点 III

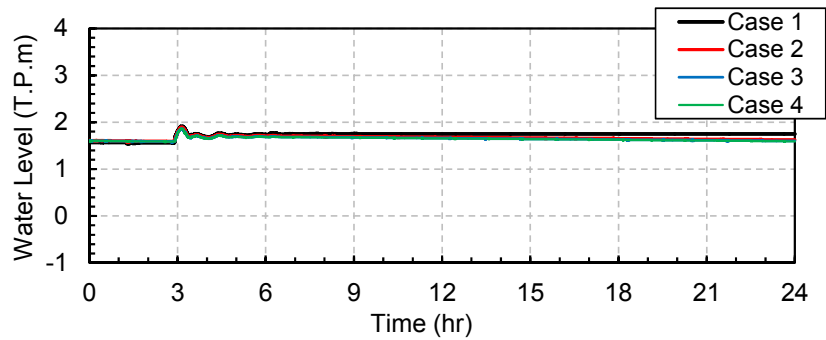


(d) 地点 IV

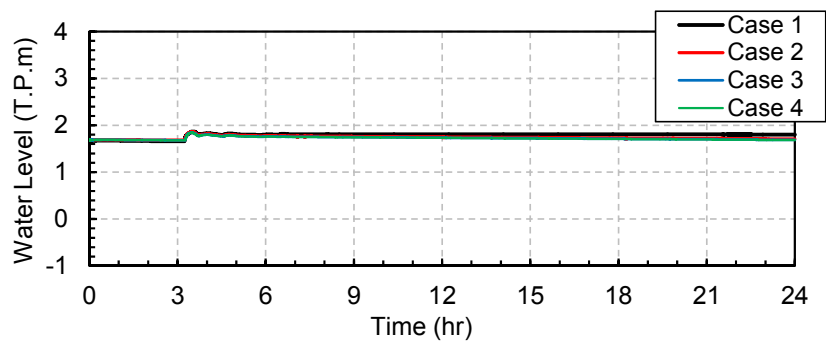
図 3.19 (1) 水位の時間変化 (Case 1~4)



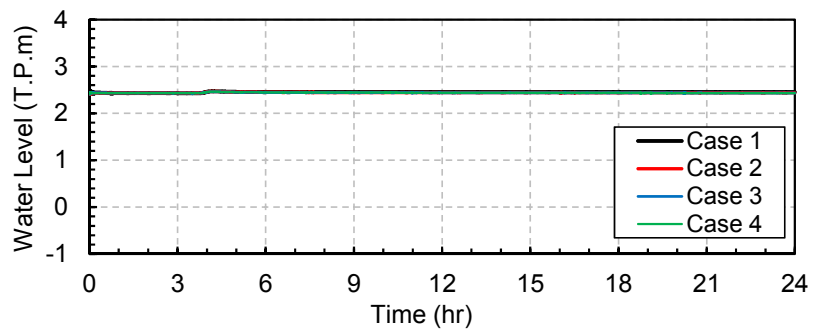
(e) 地点V



(f) 地点VI



(g) 地点VII



(h) 地点VIII

図 3.19 (2) 水位の時間変化 (Case 1~4)

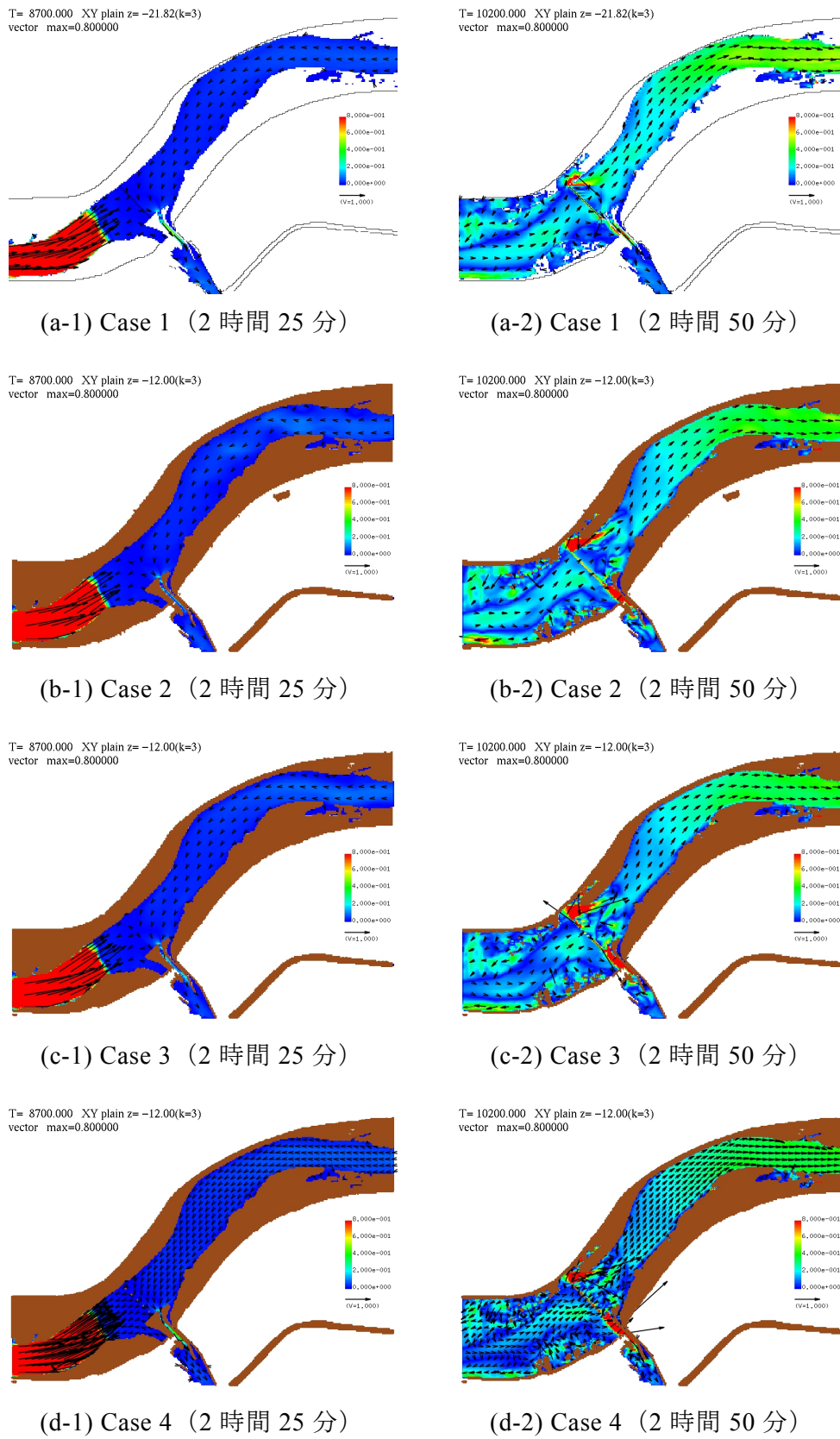
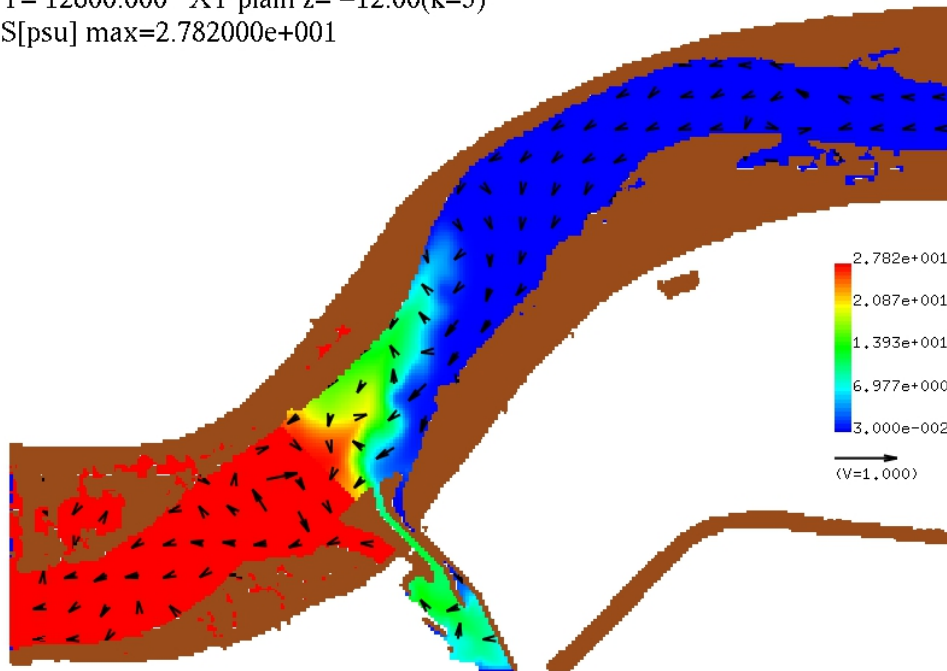


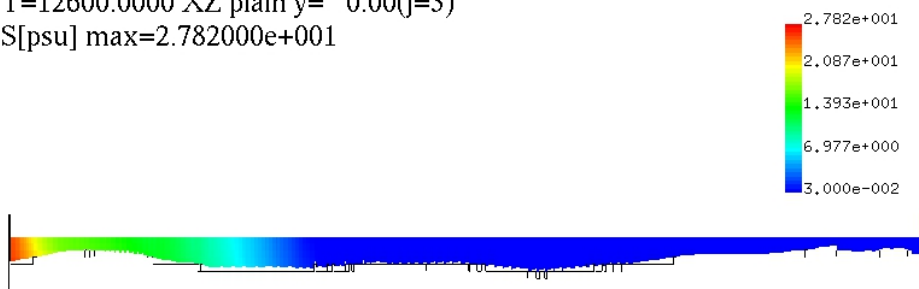
図 3.20 解析結果の例 (水面の流速分布・Case 1~4)

T= 12600.000 XY plain z= -12.00(k=3)
S[psu] max=2.782000e+001



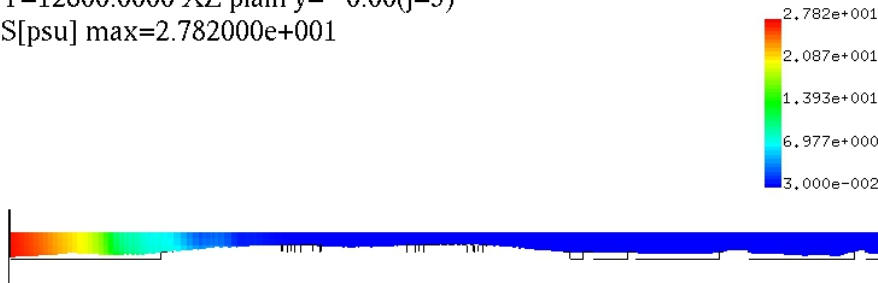
(a) 水面

T=12600.0000 XZ plain y= 0.00(j=3)
S[psu] max=2.782000e+001



(b) 河道右岸側の縦断面

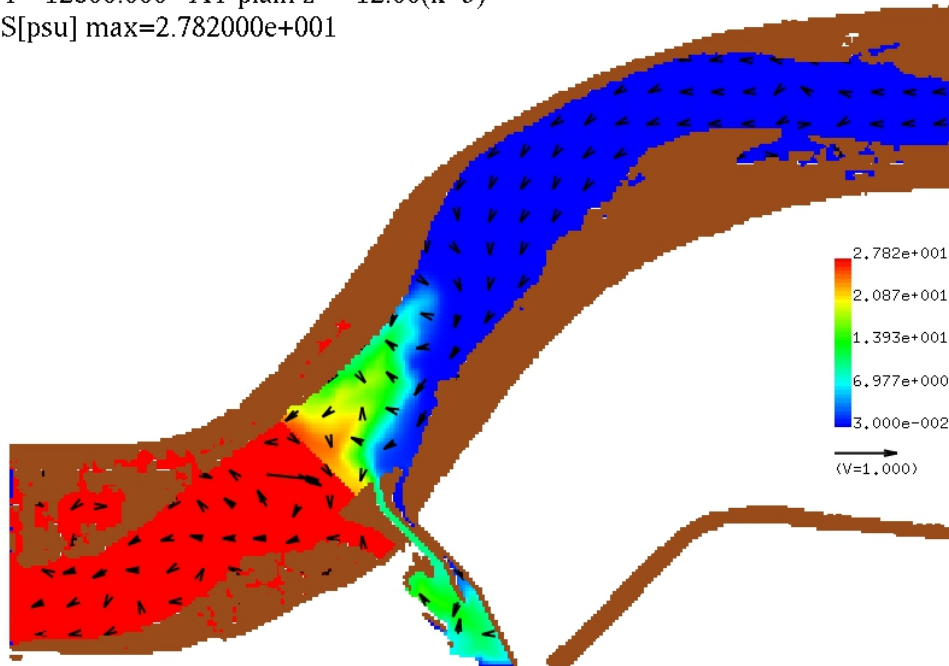
T=12600.0000 XZ plain y= 0.00(j=3)
S[psu] max=2.782000e+001



(c) 河道中央部の縦断面

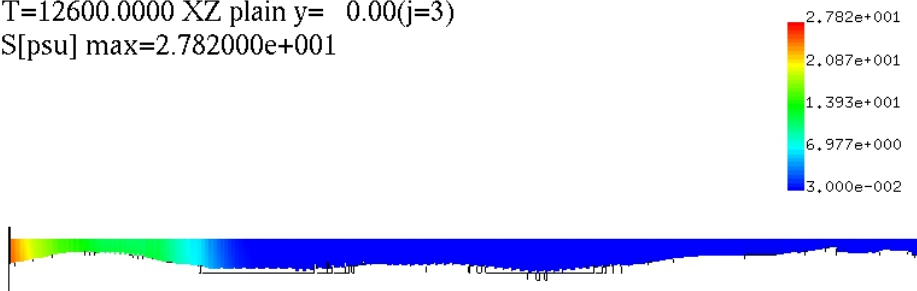
図 3.21 塩分の分布 (Case 2・地震発生後 3 時間 30 分の例)

T= 12600.000 XY plain z= -12.00(k=3)
 S[psu] max=2.782000e+001



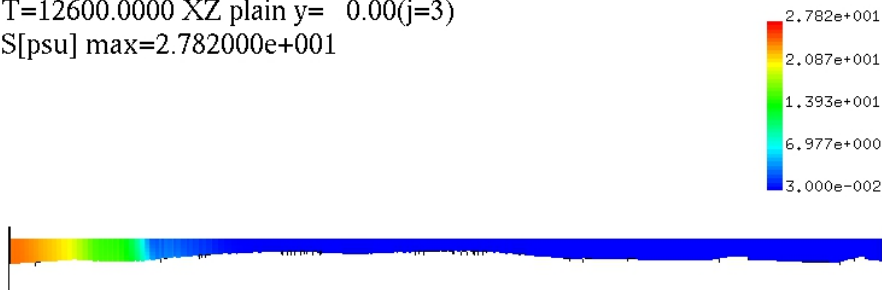
(a) 水面

T=12600.0000 XZ plain y= 0.00(j=3)
 S[psu] max=2.782000e+001



(b) 河道右岸側の縦断面

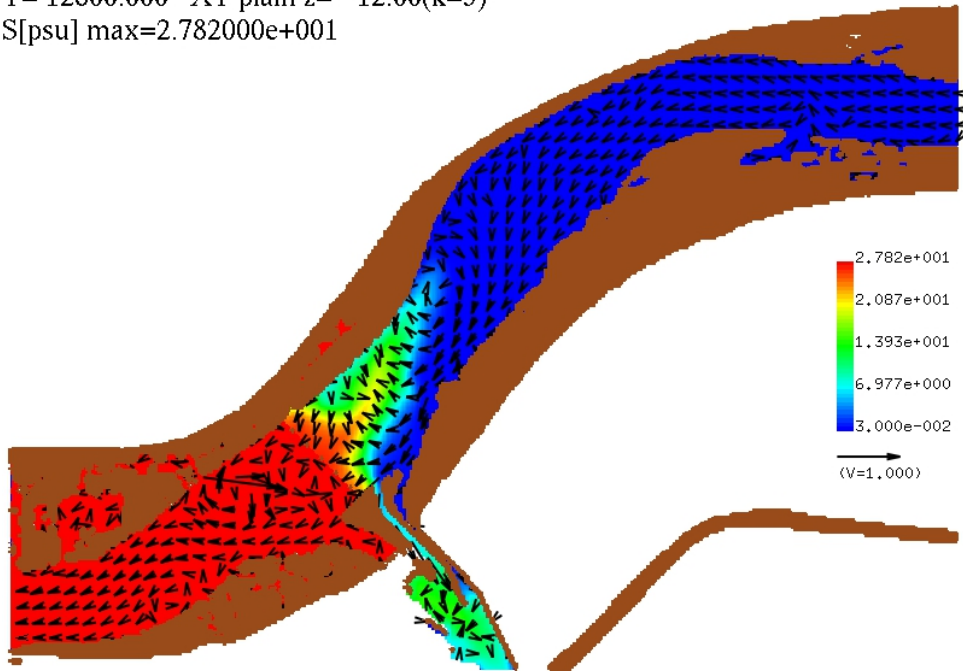
T=12600.0000 XZ plain y= 0.00(j=3)
 S[psu] max=2.782000e+001



(c) 河道中央部の縦断面

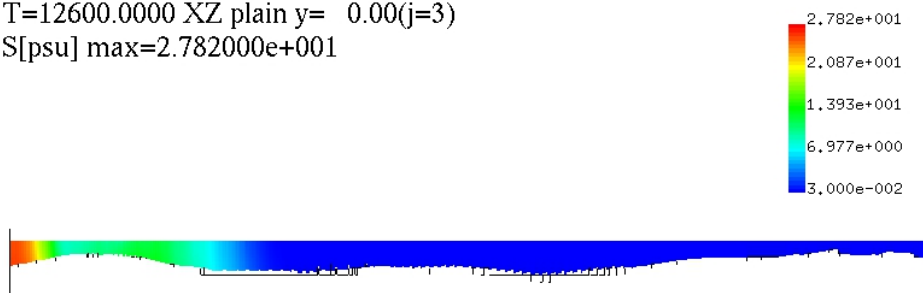
図 3.22 塩分の分布 (Case 3・地震発生後 3 時間 30 分の例)

T= 12600.000 XY plain z= -12.00(k=3)
S[psu] max=2.782000e+001



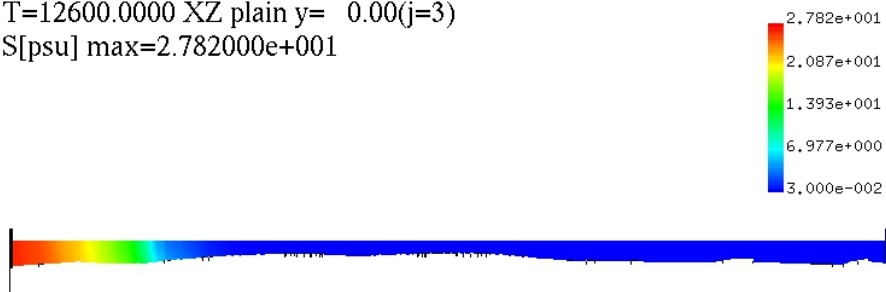
(a) 水面

T=12600.0000 XZ plain y= 0.00(j=3)
S[psu] max=2.782000e+001



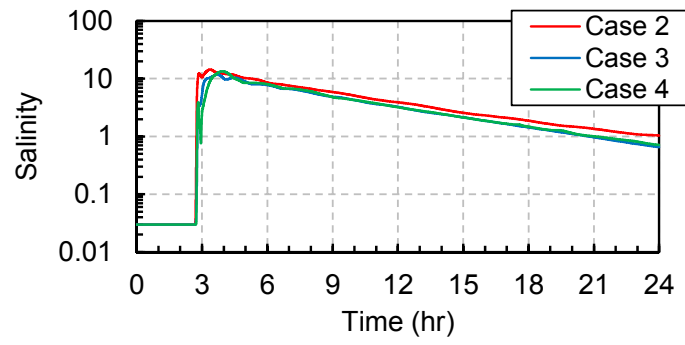
(b) 河道右岸側の縦断面

T=12600.0000 XZ plain y= 0.00(j=3)
S[psu] max=2.782000e+001

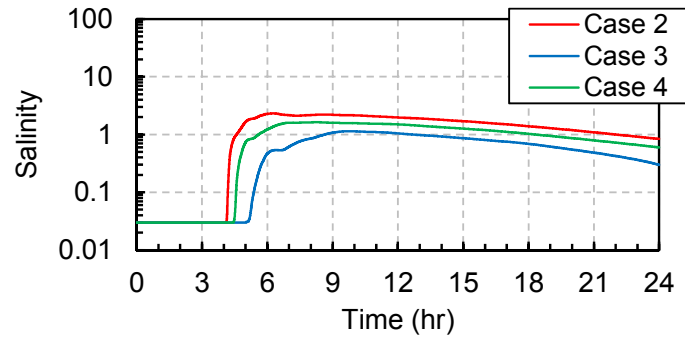


(c) 河道中央部の縦断面

図 3.23 塩分の分布 (Case 4・地震発生後 3 時間 30 分の例)

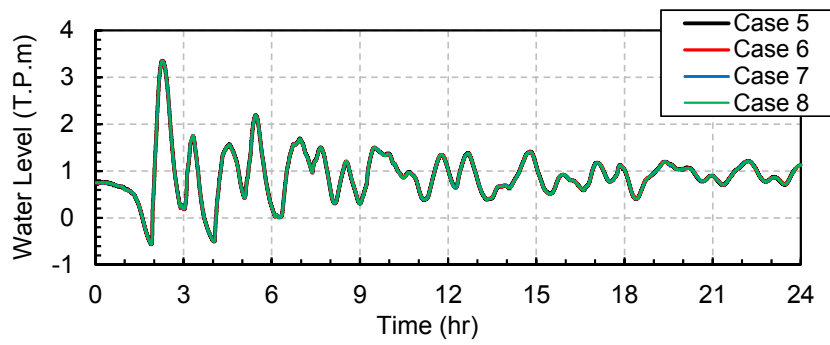


(a) 柴島取水口（工水）

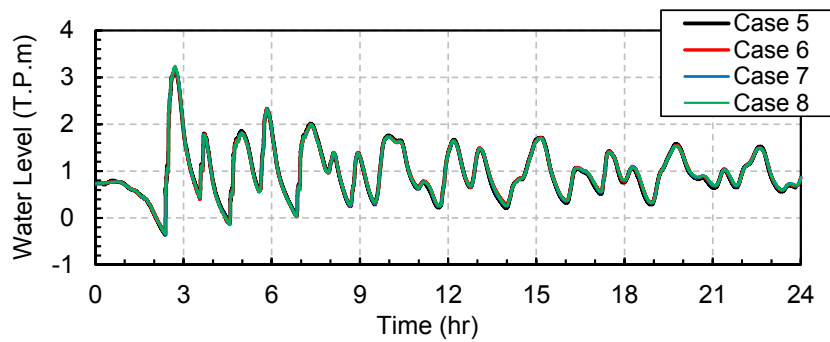


(b) 柴島取水口（上水）

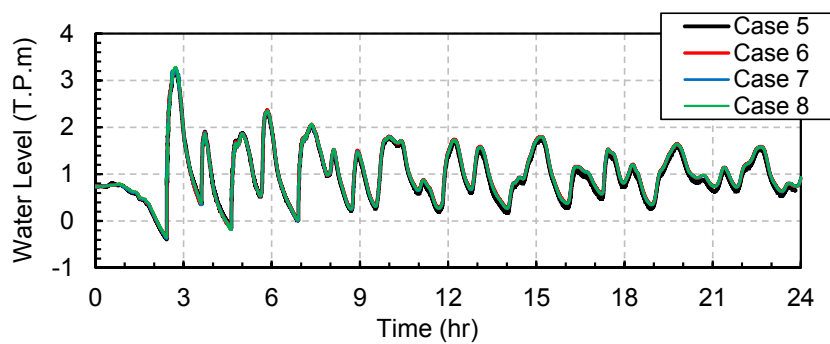
図 3.24 取水口における塩分の時間変化 (Case 2~4)



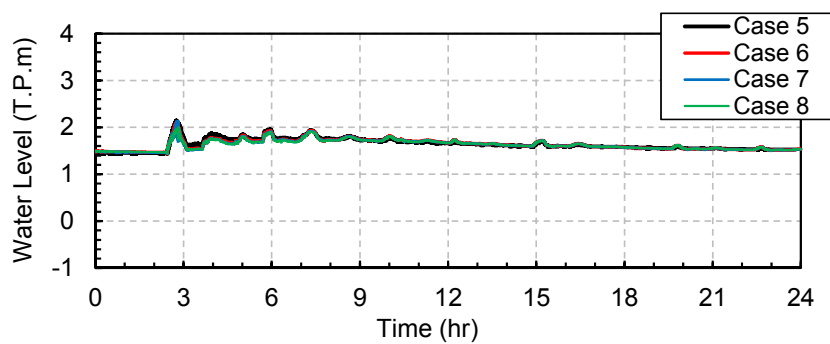
(a) 地点 I



(b) 地点 II

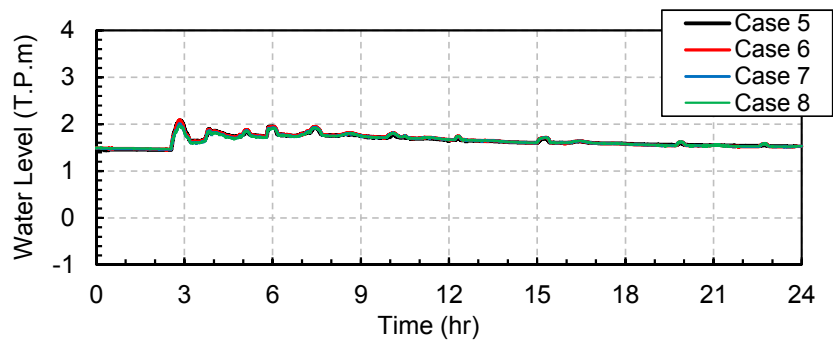


(c) 地点 III

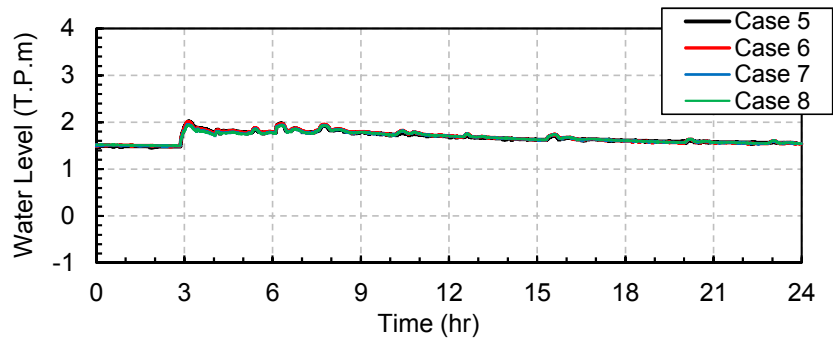


(d) 地点 IV

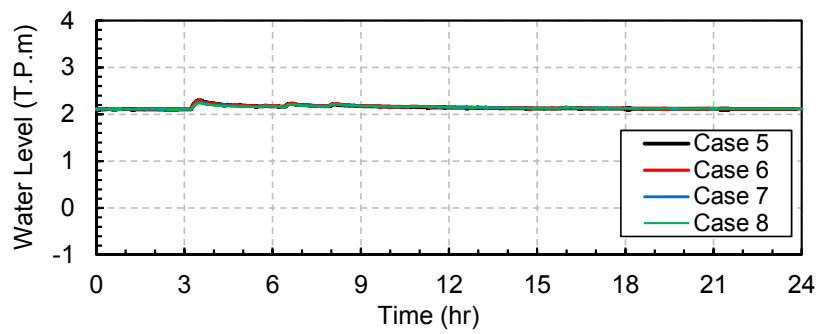
図 3.25 (1) 水位の時間変化 (Case 5~8)



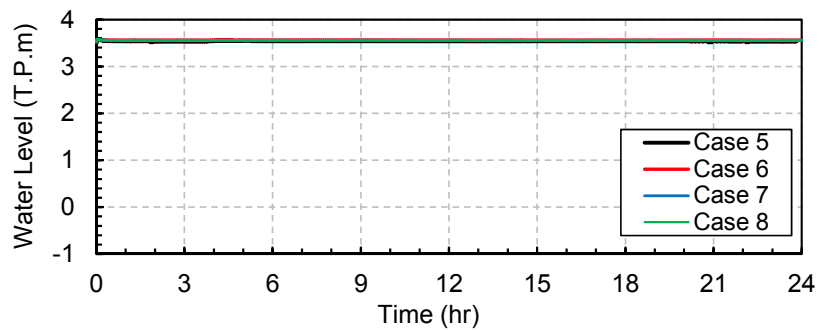
(e) 地点V



(f) 地点VI



(g) 地点VII



(h) 地点VIII

図 3.25 (2) 水位の時間変化 (Case 5~8)

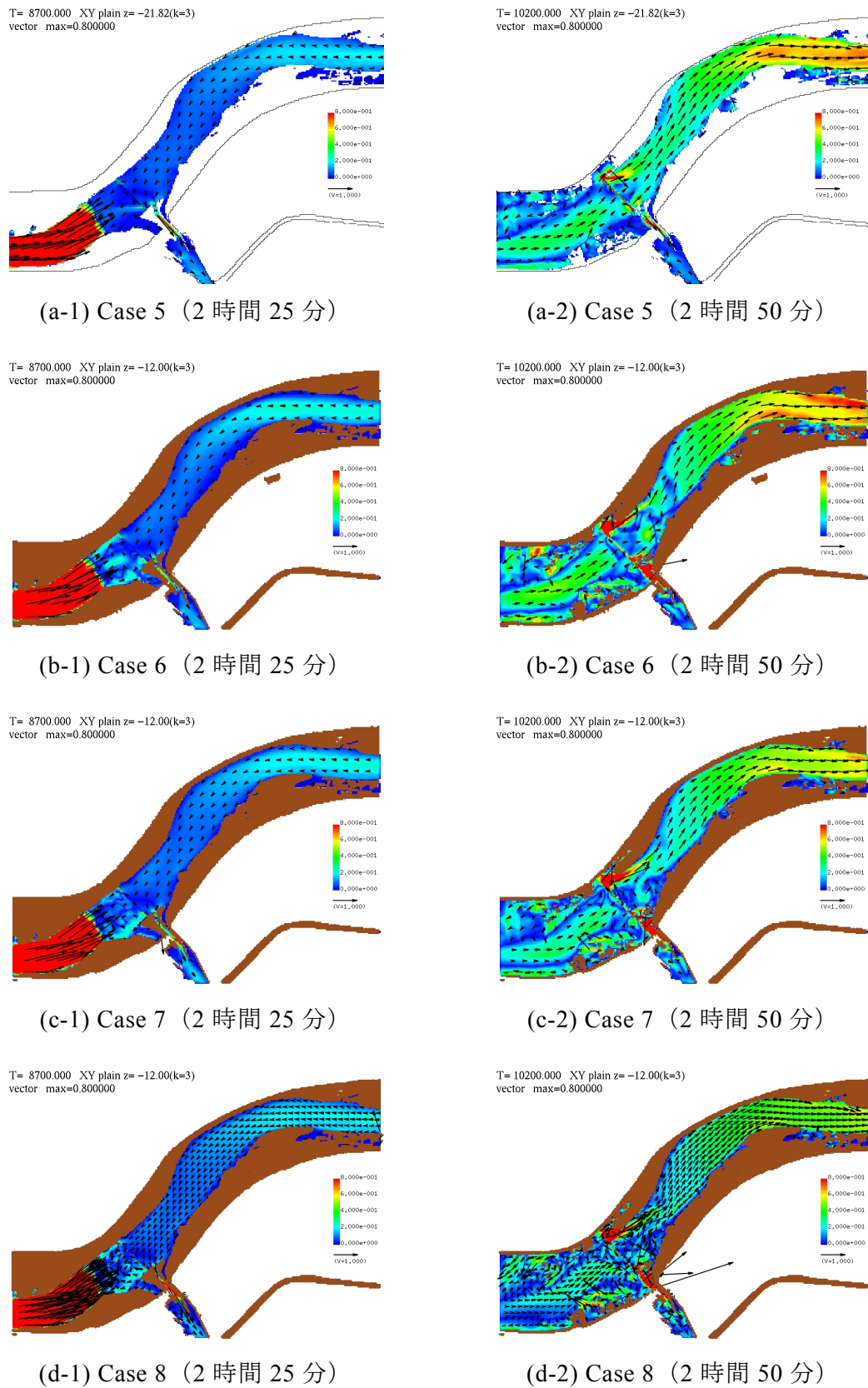
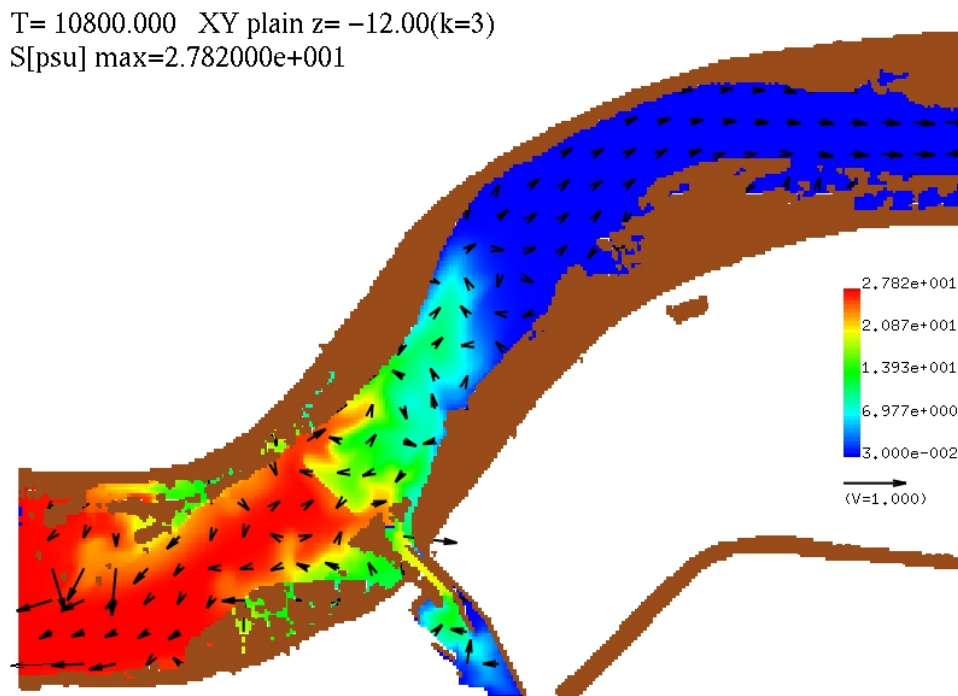
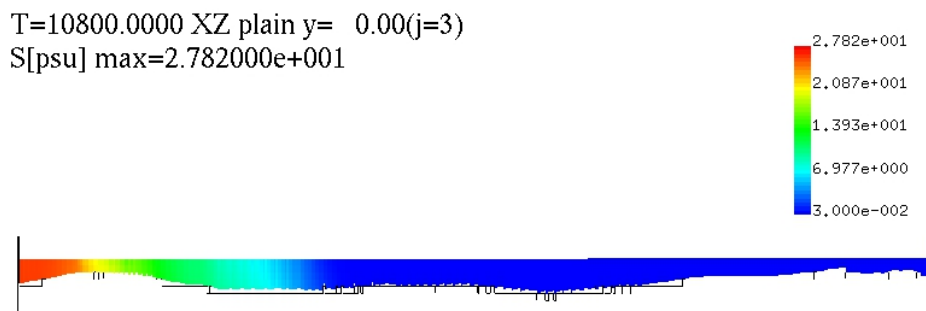


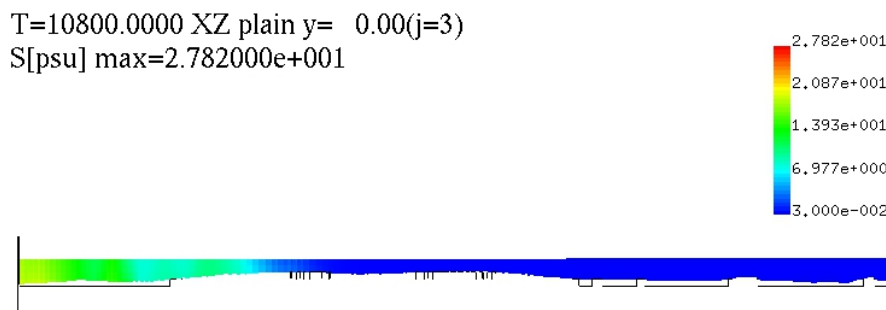
図 3.26 解析結果の例 (水面の流速分布・Case 5~8)



(a) 水面



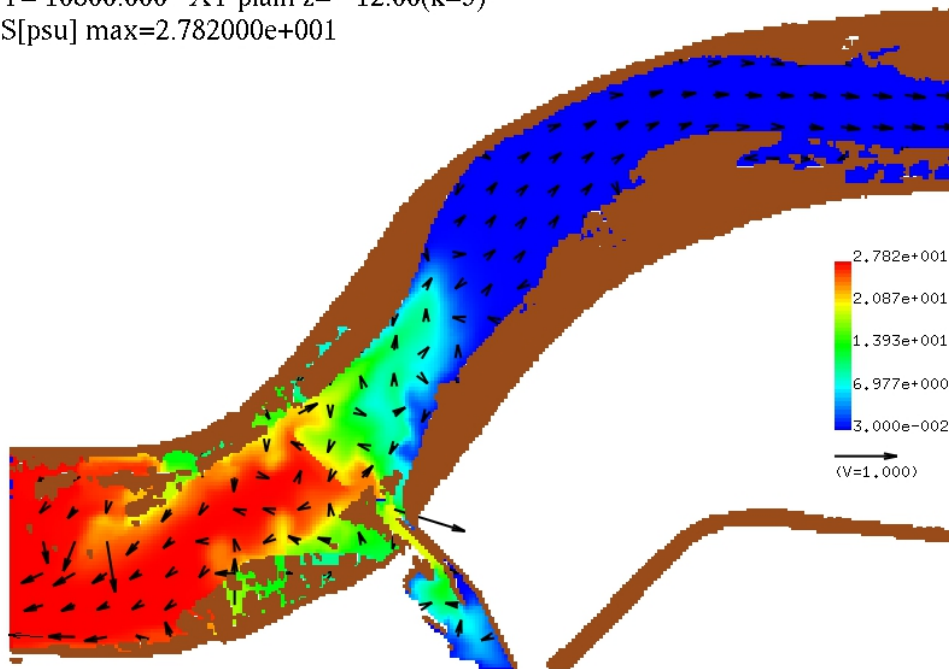
(b) 河道右岸側の縦断面



(c) 河道中央部の縦断面

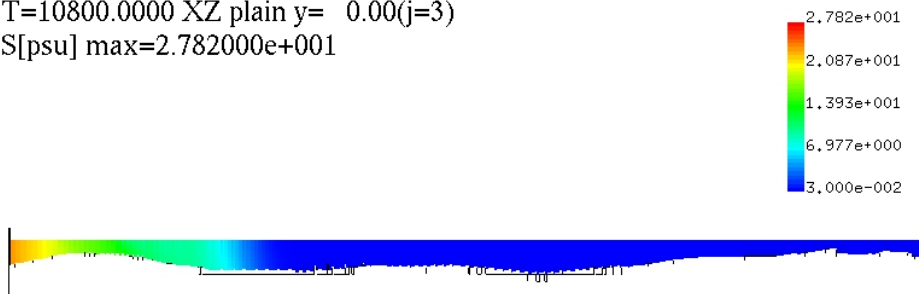
図 3.27 塩分の分布 (Case 6・地震発生後 3 時間 0 分の例)

T= 10800.000 XY plain z= -12.00(k=3)
S[psu] max=2.782000e+001



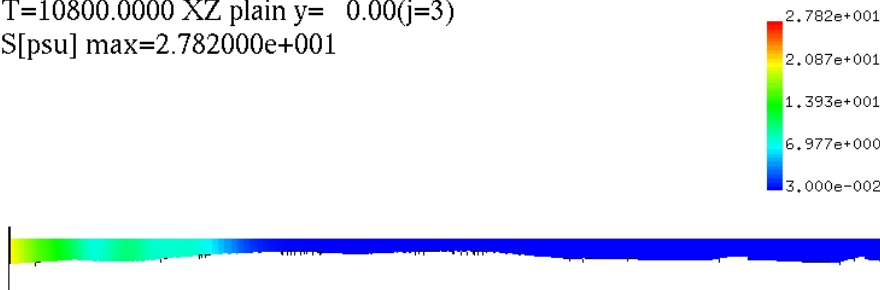
(a) 水面

T=10800.0000 XZ plain y= 0.00(j=3)
S[psu] max=2.782000e+001



(b) 河道右岸側の縦断面

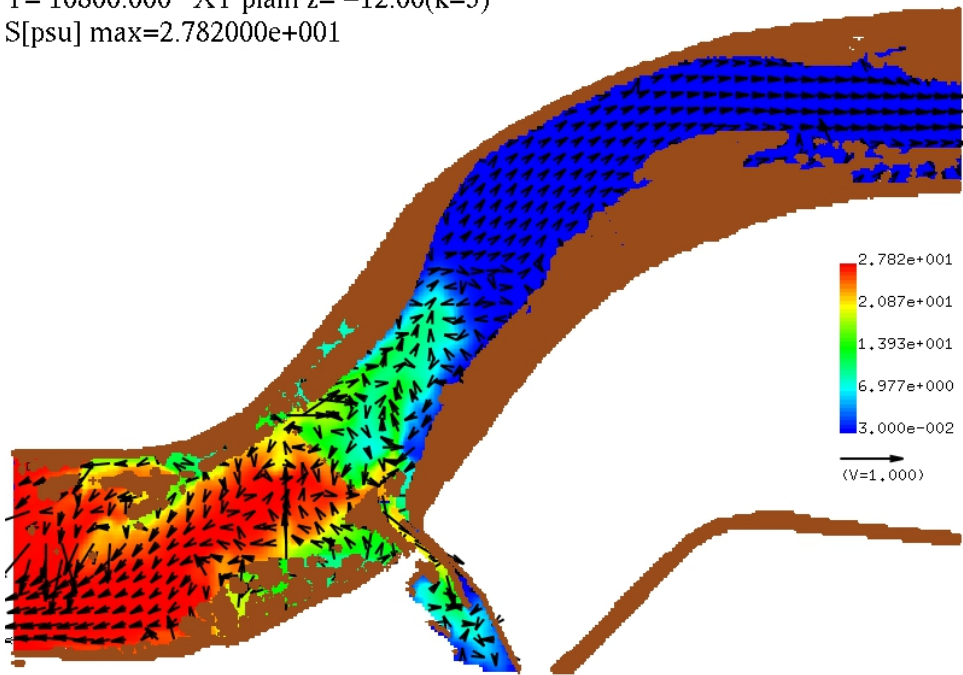
T=10800.0000 XZ plain y= 0.00(j=3)
S[psu] max=2.782000e+001



(c) 河道中央部の縦断面

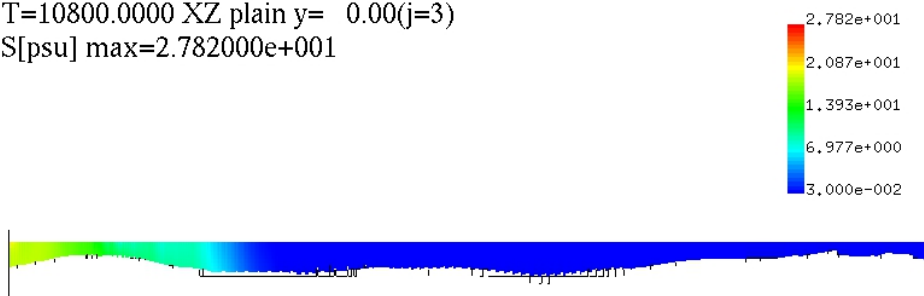
図 3.28 塩分の分布 (Case 7・地震発生後 3 時間 0 分の例)

T= 10800.000 XY plain z= -12.00(k=3)
 S[psu] max=2.782000e+001



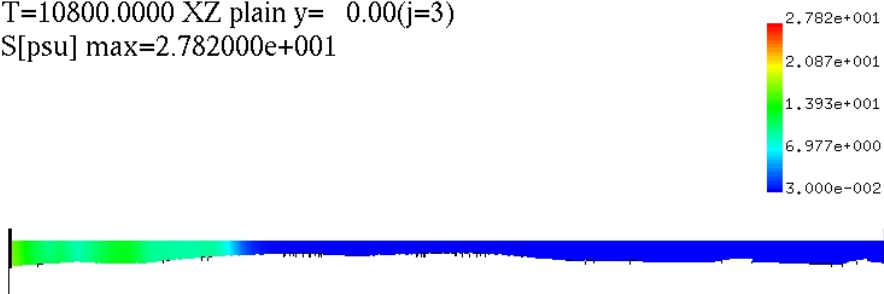
(a) 水面

T=10800.0000 XZ plain y= 0.00(j=3)
 S[psu] max=2.782000e+001



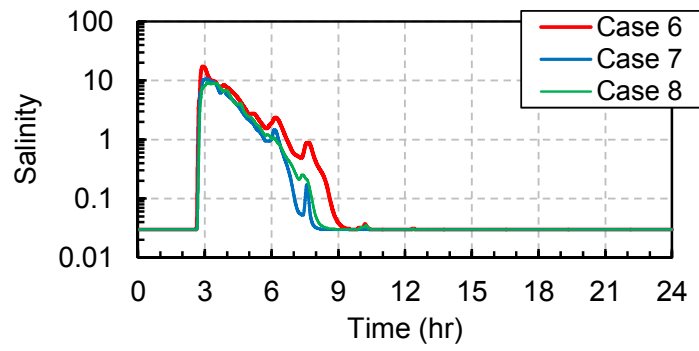
(b) 河道右岸側の縦断面

T=10800.0000 XZ plain y= 0.00(j=3)
 S[psu] max=2.782000e+001

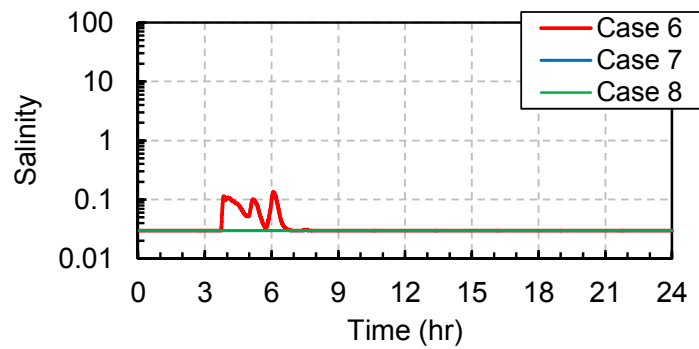


(c) 河道中央部の縦断面

図 3.29 塩分の分布 (Case 8・地震発生後 3 時間 0 分の例)



(a) 柴島取水口 (工水)



(b) 柴島取水口 (上水)

図 3.30 取水口における塩分の時間変化 (Case 6~8)

3.5 まとめ

広域津波連動型河道内塩水挙動解析モデルを用いて南海トラフ巨大地震津波来襲時の淀川大堰周辺域における塩水挙動解析を実施し、その適用性を検証した。適用性は、広域津波伝播解析および河道内塩水挙動解析それぞれについて検証した。この結果を以下にまとめる。

- 広域津波伝播解析の適用性を検証するため、内閣府の「南海トラフの巨大地震モデル検討会」において想定された南海トラフ巨大地震の津波断層モデルを用いて、津波が大阪湾沿岸部へ到達するまでの広域津波伝播解析を行い、沿岸における水位を「南海トラフの巨大地震モデル検討会」の解析結果と比較した。その結果、解析結果が概ね一致したことから、広域津波伝播解析の適用性が良好であることが確認された。
- 河道内塩水挙動解析の適用性を検証するため、淀川流量と淀川大堰の運用の二種類の組み合わせを対象に、淀川大堰周辺に三次元解析領域を設定した広域津波連動型河道内塩水挙動解析による水位を、同所に三次元解析領域を設定しない広域津波伝播解析の水位と淀川の複数地点で比較した。また、三次元解析領域の格子解像度により三次元解析領域内外の水位や三次元解析領域内の塩水挙動の解析結果に差異が生じるかどうかを検証するため、河道内塩水挙動解析を実施する際には三次元解析領域の計算格子サイズを三種類設定し、解析結果を併せて比較した。その結果は次のとおりである。
 - 三次元解析領域の格子解像度に関わらず、広域津波連動型河道内塩水挙動解析による水位は広域津波伝播解析の水位と概ね一致し、広域津波連動型河道内塩水挙動解析結果において平面二次元解析領域と三次元解析領域の境界面で反射波は発生しなかった。これより、広域津波連動型河道内塩水挙動解析モデルにおいて広域の津波伝播解析と淀川大堰周辺域の三次元流動解析の接続が適切に行われていることが確認された。
 - 淀川大堰周辺域の塩水挙動解析の結果より、流体密度の空間分布が確認できた。また、24時間以上の解析を実施することができ、津波に伴って淀川大堰上流部に浸入した塩水が広がる様子や淀川の流れにより流下する様子を把握できた。これより、広域津波連動型河道内塩水挙動解析モデルにより、特定の領域の河道内塩水挙動解析と広域の津波伝播解析を一体的かつ長時間にわたって実施できることがわかった。ただし、三次元解析領域の格子解像度により塩水挙動解析結果に差異が見られ、浄水場の取水口の地点では、格子解像度が最も粗い場合に塩分は最大になり、滞留時間も最長となった。これは、格子解像度が粗いほど塩分が伝播しやすいことに加えて、格子解像度の違いにより流動に差異が生じ、それに伴って塩水挙動にも差異が生じたことが要因であると考えられる。

第4章 広域津波連動型河道内塩水挙動解析モデルの適用

本章では、南海トラフ巨大地震津波来襲時の淀川大堰周辺域を対象に、広域津波連動型河道内塩水挙動解析モデルを用いて淀川流量と淀川大堰の運用の複数の組み合わせについて塩水挙動解析を実施し、塩水の空間分布および時間変化を定量的に予測するとともに、この予測に基づいて淀川大堰上流部に位置する浄水場取水口における取水への影響を評価した。さらに、取水への影響を軽減するための対策案を検討した。なお、第3章において、三次元解析領域の格子解像度が最も粗い場合に塩水が最も上流にまで広がり、滞留時間も最も長くなったことを踏まえ、本章では、取水への影響を最も厳しく評価する観点から、三次元解析領域には最も粗い格子解像度を設定して解析を実施した。

4.1 様々な河川流量下での河道内塩水挙動の予測

4.1.1 解析条件および解析ケース

解析対象とする淀川流量は、渇水時に想定される最小の流量である $62 \text{ m}^3/\text{s}$ および平水時の代表的な流量である $196 \text{ m}^3/\text{s}$ に加え、制水ゲートの操作が始まる流量である $820 \text{ m}^3/\text{s}$ 、全てのゲートが全開になる $3,000 \text{ m}^3/\text{s}$ および $196 \text{ m}^3/\text{s}$ と $820 \text{ m}^3/\text{s}$ の概ね中間の流量である $500 \text{ m}^3/\text{s}$ の5種類を設定した。淀川流量 $500 \text{ m}^3/\text{s}$ 、 $820 \text{ m}^3/\text{s}$ および $3,000 \text{ m}^3/\text{s}$ に対する大川流量、淀川大堰越流量、淀川大堰の調節ゲートおよび制水ゲートの天端高は表 4.1 のとおりであり、淀川流量に対する大川流量および淀川大堰地点流量の関係を図 4.1 に、淀川大堰のゲート位置の模式図^[7]を図 4.2 にそれぞれ示す。3.4 と同様に、津波断層モデルはケース 10 を用い、潮位は T.P.+0.9 m とし、初期の塩分は、淀川大堰下流側は 27.82 を、淀川大堰上流側は 0.03 をそれぞれ一様に設定した。解析ケースをまとめて表 4.2 に示す。なお、Case 9~11 の淀川の定常状態は 3.4 と同様に作成した。定常状態に至るまでの流量および水位の時間変化を図 4.3 に、三次元解析領域における定常状態の水面の流速分布を図 4.4 にそれぞれ示す。

表 4.1 淀川流量と淀川大堰の運用の関係②

	淀川流量 [m ³ /s]		
	500	820	3,000
大川流量 [m ³ /s]	120	120	0
淀川大堰越流量 [m ³ /s]	380	700	3,000
調節ゲート天端高 [※] [T.P. m]	-0.4 (-0.57)	-1.5 (-1.67)	全開
制水ゲート天端高 [※] [T.P. m]	2.5 (2.33)	2.5 (2.33)	全開

※括弧内は地盤変動後の天端高

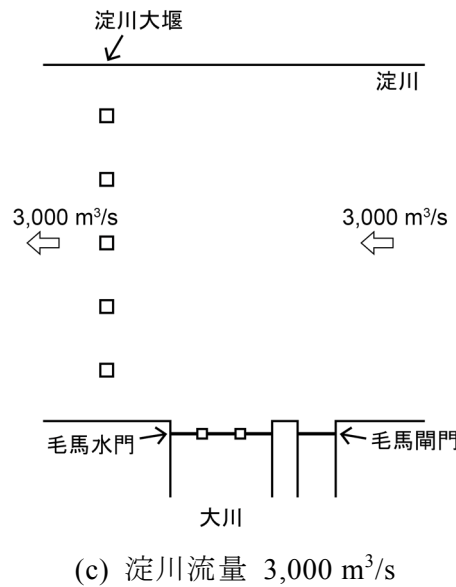
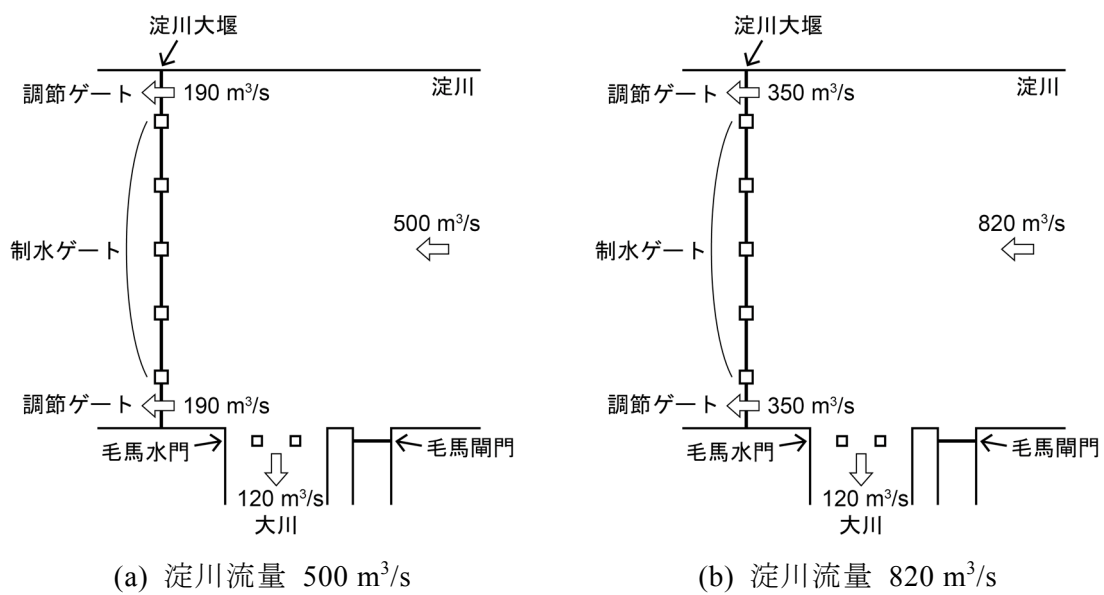


図 4.1 淀川流量に対する大川流量および淀川大堰地点流量の関係②

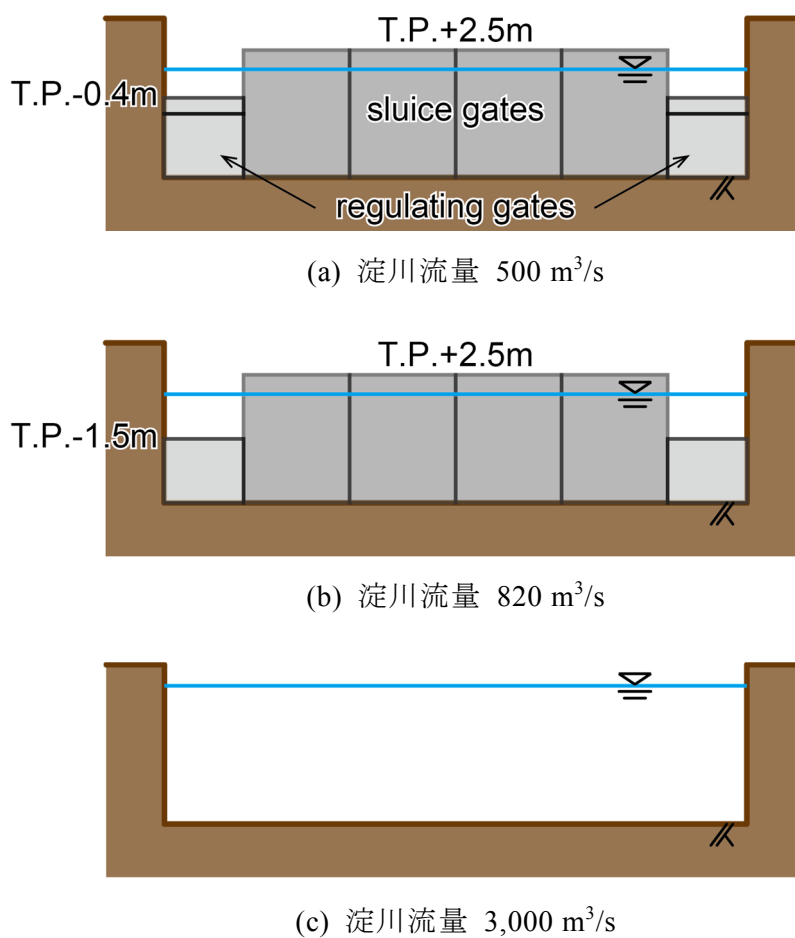
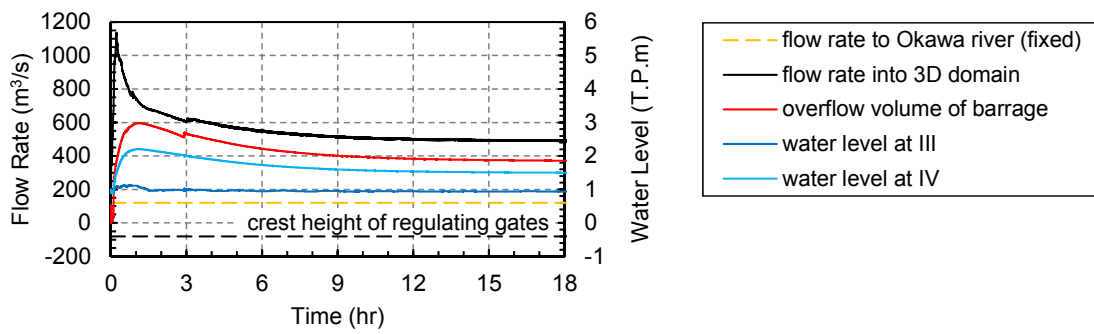


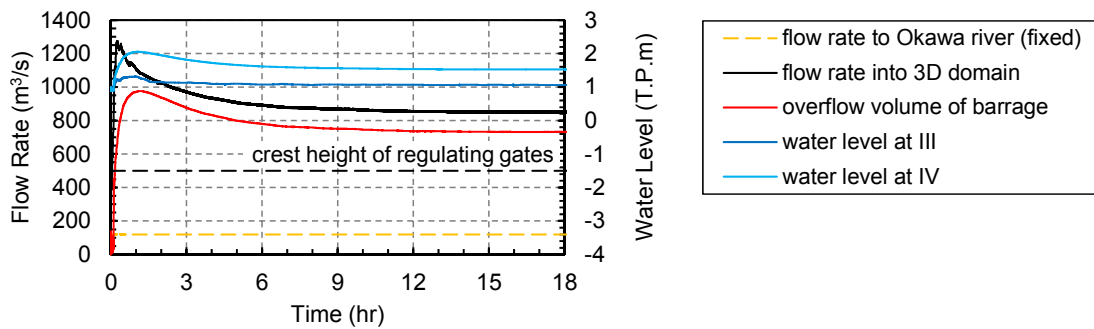
図 4.2 淀川流量と淀川大堰ゲートの位置②

表 4.2 解析ケース

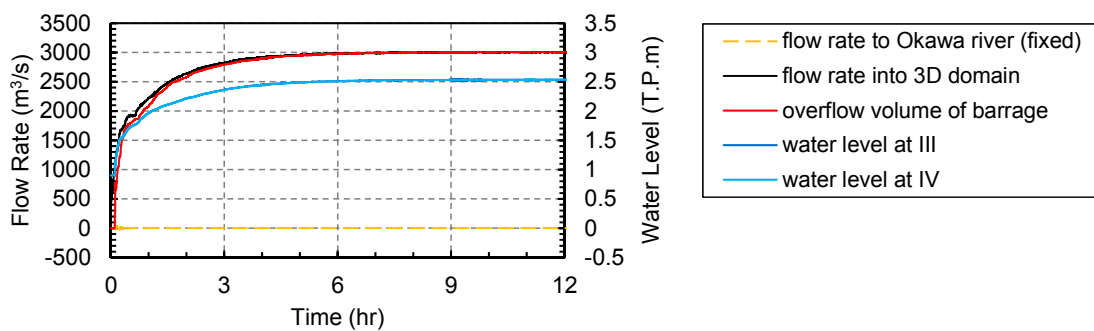
ケース名	淀川流量 [m ³ /s]	備考
Case 2	62	渇水時に想定される最小の流量（再掲）
Case 6	196	平水時の代表的な流量（再掲）
Case 9	500	Case 6 と Case 10 の概ね中間の流量
Case 10	820	制水ゲートの操作が始まる流量
Case 11	3,000	全てのゲートが全開になる流量



(a) Case 9

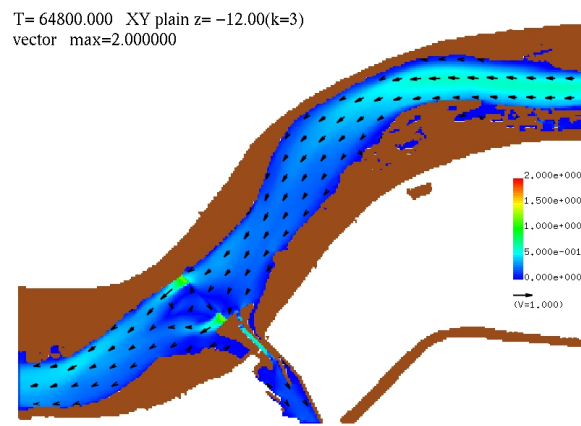


(b) Case 10

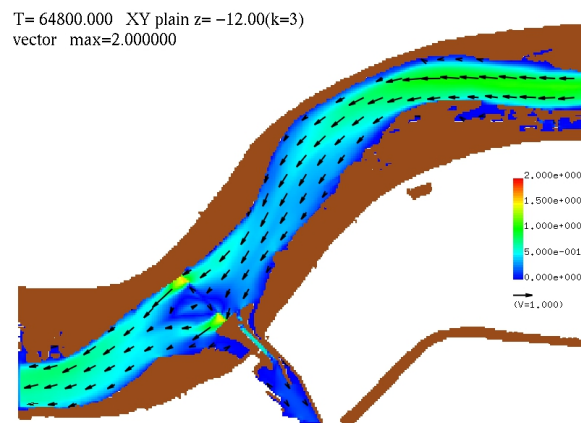


(c) Case 11

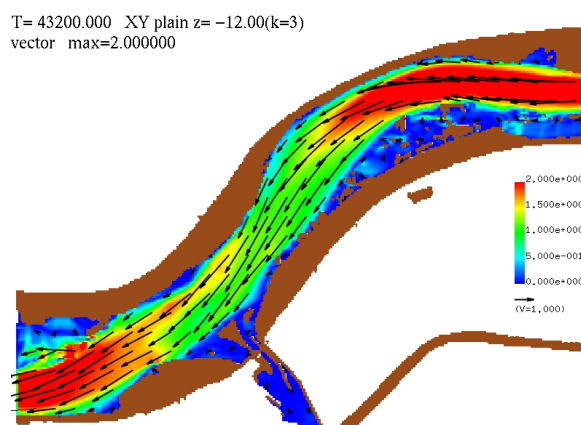
図 4.3 定常状態に至るまでの流量および水位の時間変化 (Case 9~11)



(a) Case 9



(b) Case 10



(c) Case 11

図 4.4 定常状態の水面の流速分布 (Case 9~11)

4.1.2 解析結果および考察

水質基準^[33]では、塩素イオン濃度は 200 mg/L 未満と定められている。実用塩分と塩素イオン濃度には式(4.1)の関係^[34]があり、これによると、塩素イオン濃度 200 mg/L に対応する塩分は約 0.36 となる。本研究では、取水口における塩分が 0.36 を超過する時間を取水停止時間として評価した。

$$\text{塩分 [psu]} = \text{塩素イオン濃度 [mg/L]} \times 1.80655 \div 1000 \quad (4.1)$$

各ケースの淀川大堰地点の流量および淀川大堰上下流の水位の時間変化を図 4.5 に、柴島取水口（工水）および柴島取水口（上水）における塩分の時間変化を図 4.6 に、水面の流速分布の例を図 4.7 に、水面、河道右岸側および河道中央部の縦断面の塩分の分布の例を図 4.8～図 4.12 にそれぞれ示す。図 4.5 においては、流量は淀川の流下方向を正としており、淀川大堰地点流量が負となるのは津波が同地点を下流から上流へ通過することを意味する。また、図 4.8～図 4.12 においては、塩分分布の表示幅を 0.03～0.36（水質基準値）としており、以降も同様である。各ケースの津波の淀川大堰地点通過量（淀川大堰地点流量が負のときの時間積分値の絶対値）、取水口の塩分の最大値および取水停止時間をまとめて表 4.3 に示す。

図 4.8～図 4.12 より、全てのケースで淀川を遡上する津波に伴って淀川大堰上流部に浸入した塩水の挙動を長時間にわたって解析することができた。

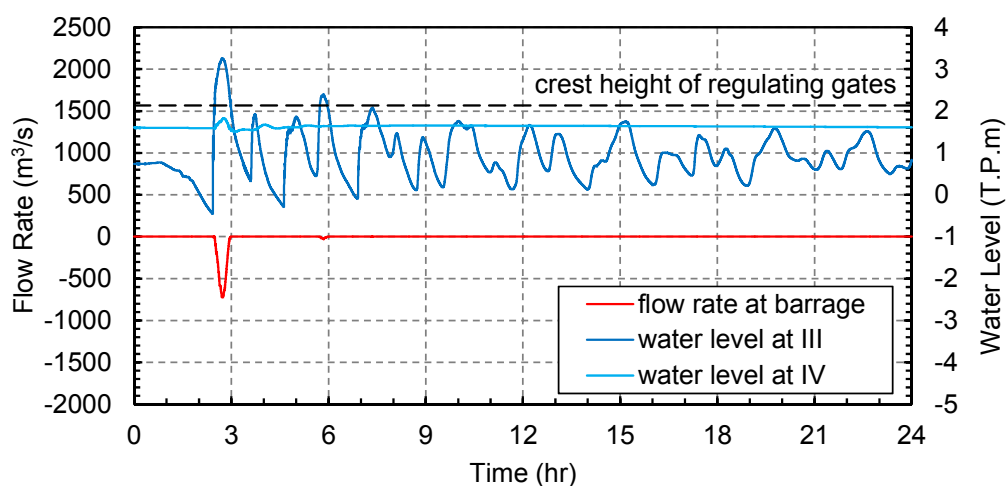
図 4.5 より、津波が淀川大堰地点を下流から上流へ通過する回数は、Case 2 では 2 回、Case 6 では 10 回、Case 9 では 5 回、Case 10 では 3 回、Case 11 では 1 回である。図 4.7 より、淀川流量が 3,000 m³/s のときにも津波は三次元解析領域を通り抜けて淀川を遡上していることがわかる。また、表 4.3 より、津波の淀川大堰地点通過量は、いずれのケースでも第一波到達時が最も大きく、全体に対して Case 2 では約 99 %、Case 6 では約 62 %、Case 9 では約 82 %、Case 10 では約 90 %、Case 11 では 100 % を占める。これより、津波第一波の淀川大堰地点通過量が最も大きく、これが取水口の塩分の最大値や取水停止時間に最も大きな影響を及ぼしていると考えられる。

図 4.6 および表 4.3 より、淀川大堰に近い柴島取水口（工水）では、津波の淀川大堰地点通過量が最も大きい Case 10 のとき塩分の最大値も最も大きくなる。取水停止時間は、淀川流量が大きくなるにつれて短くなる傾向がある。淀川大堰から少し離れた柴島取水口（上水）では、Case 2 以外は塩分の最大値は水質基準値の 0.36 に達せず、淀川の流量により塩水が下流へ押し流されていることがわかる。

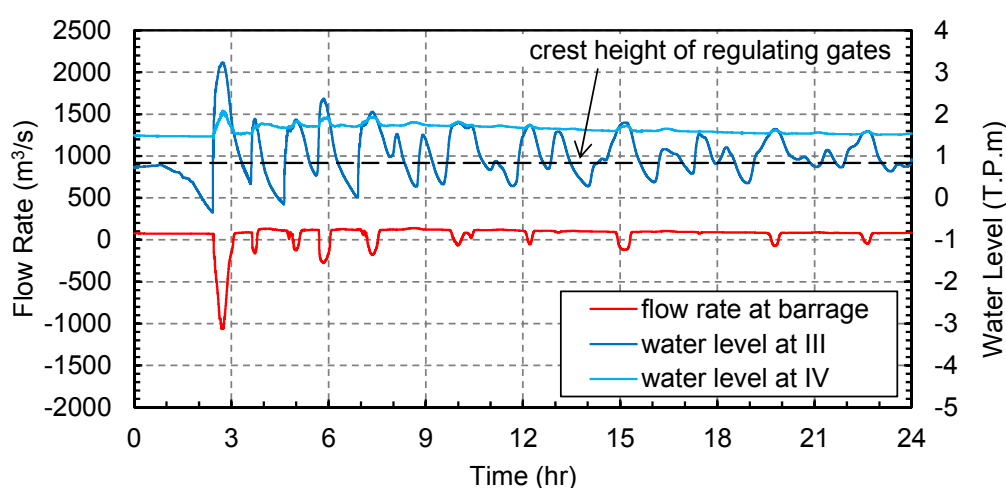
以上より、淀川流量が最も小さい 62 m³/s のときは柴島取水口（工水）、柴島取水口（上水）ともに取水停止時間が 24 時間を超えること、淀川流量が平水時の代表的な流量である 196 m³/s のときにも柴島取水口（工水）では 5 時間 30 分程度の取水停止が必要となることがわかった。

表 4.3 津波の淀川大堰地点通過量，柴島取水口の塩分の最大値および取水停止時間

ケース名	淀川流量 (m ³ /s)	淀川大堰地点通過量 (×10 ⁶ m ³)		柴島取水口の塩分の最大値		取水停止時間	
		第一波	全て	工水	上水	工水	上水
Case 2	62	0.69	0.70	14.42	2.32	33 時間 20 分	27 時間 10 分
Case 6	196	1.27	2.04	17.37	0.13	5 時間 30 分	0 分
Case 9	500	2.10	2.55	21.10	0.17	1 時間 20 分	0 分
Case 10	820	2.53	2.82	23.72	0.12	50 分	0 分
Case 11	3,000	1.06	1.06	0.04	0.03	0 分	0 分

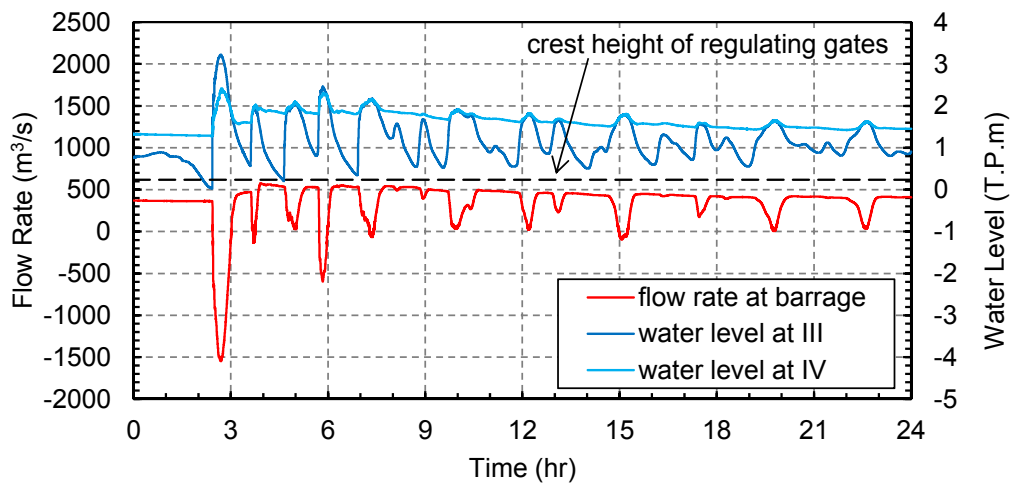


(a) Case 2

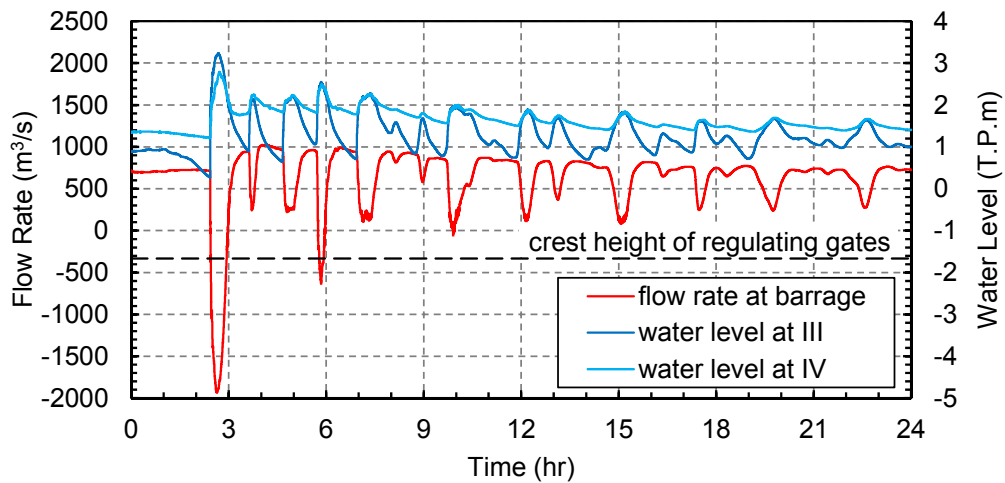


(b) Case 6

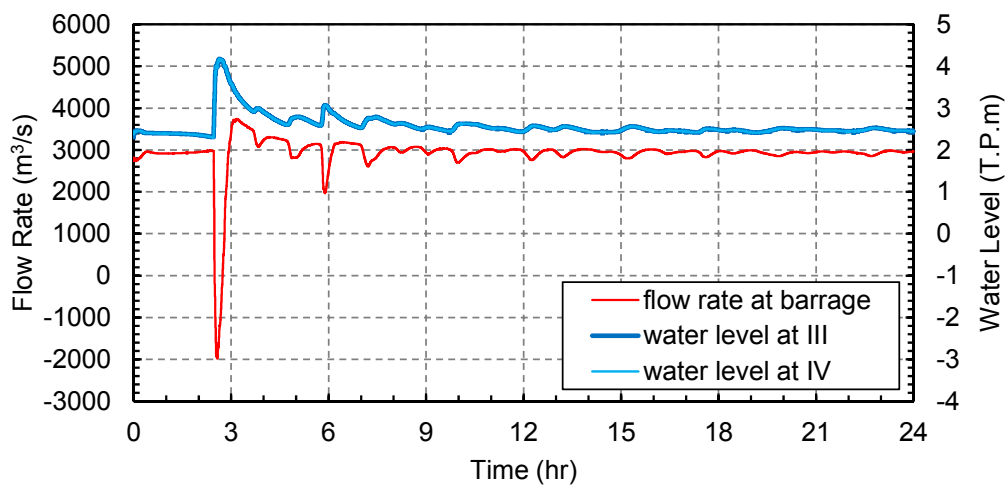
図 4.5 (1) 淀川大堰地点の流量および淀川大堰上下流の水位の時間変化



(c) Case 9

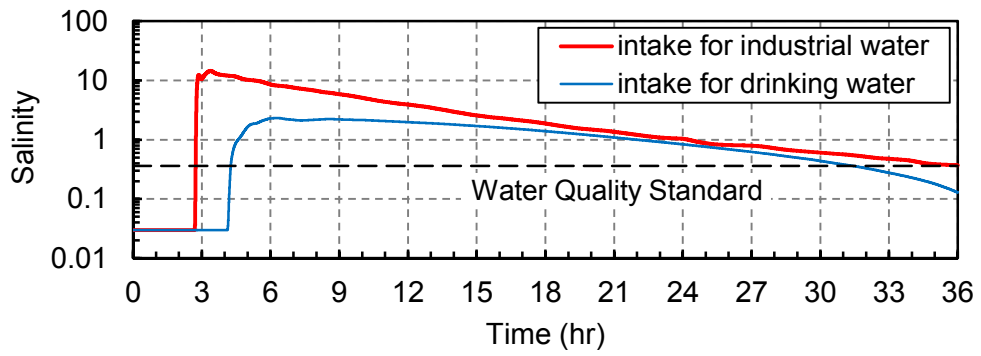


(d) Case 10

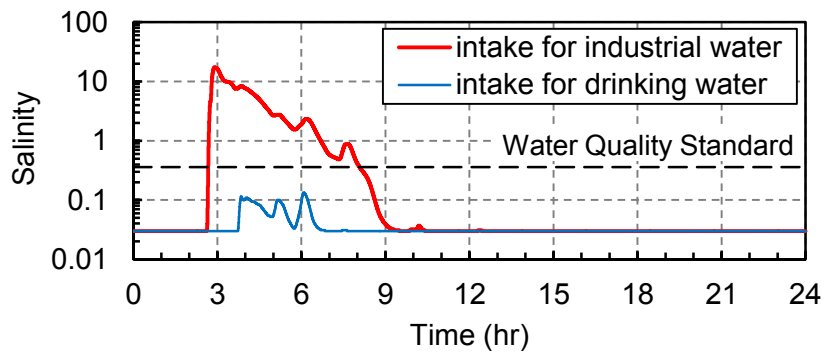


(e) Case 11

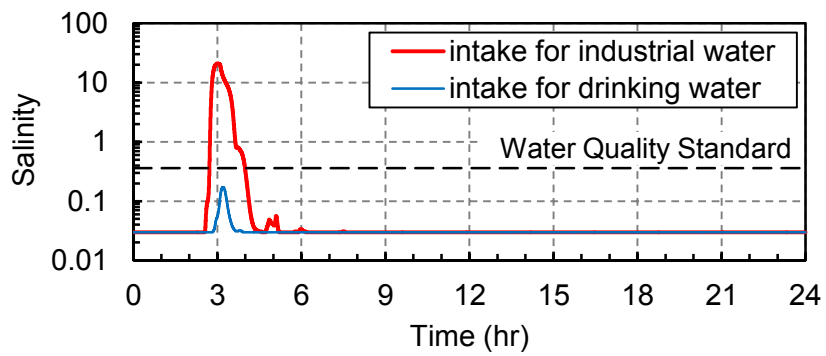
図 4.5 (2) 淀川大堰地点の流量および淀川大堰上下流の水位の時間変化



(a) Case 2

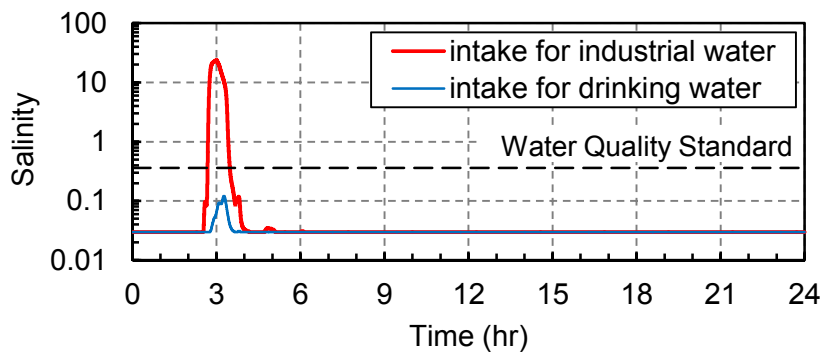


(b) Case 6

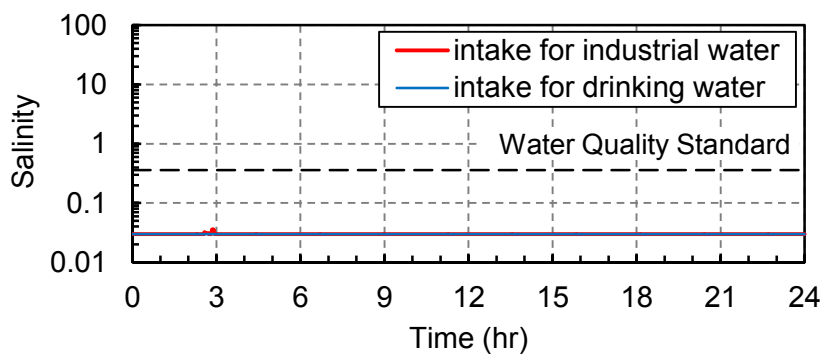


(c) Case 9

図 4.6 (1) 柴島取水口（工水）および柴島取水口（上水）における塩分の時間変化



(d) Case 10



(e) Case 11

図 4.6 (2) 柴島取水口（工水）および柴島取水口（上水）における塩分の時間変化

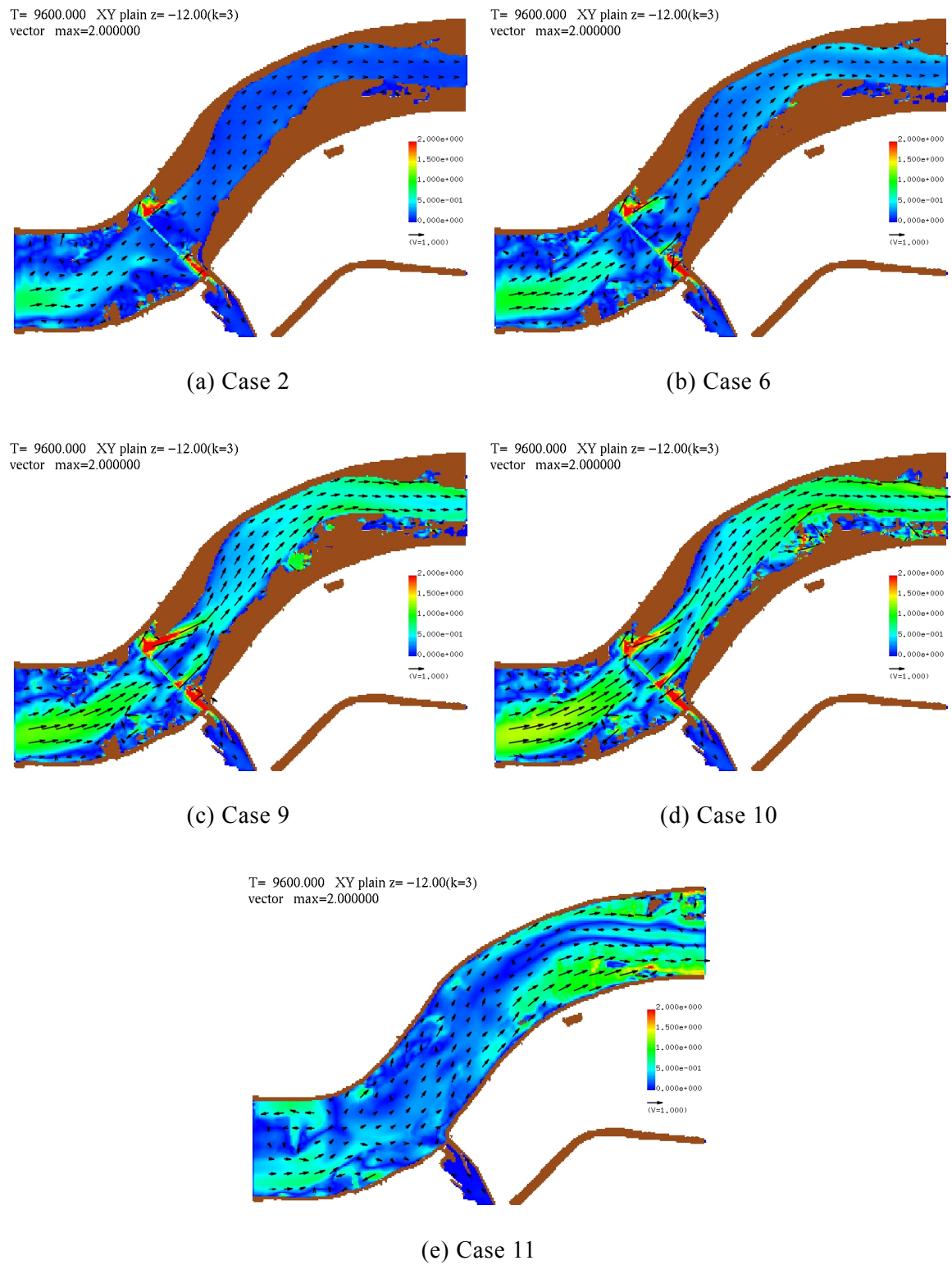
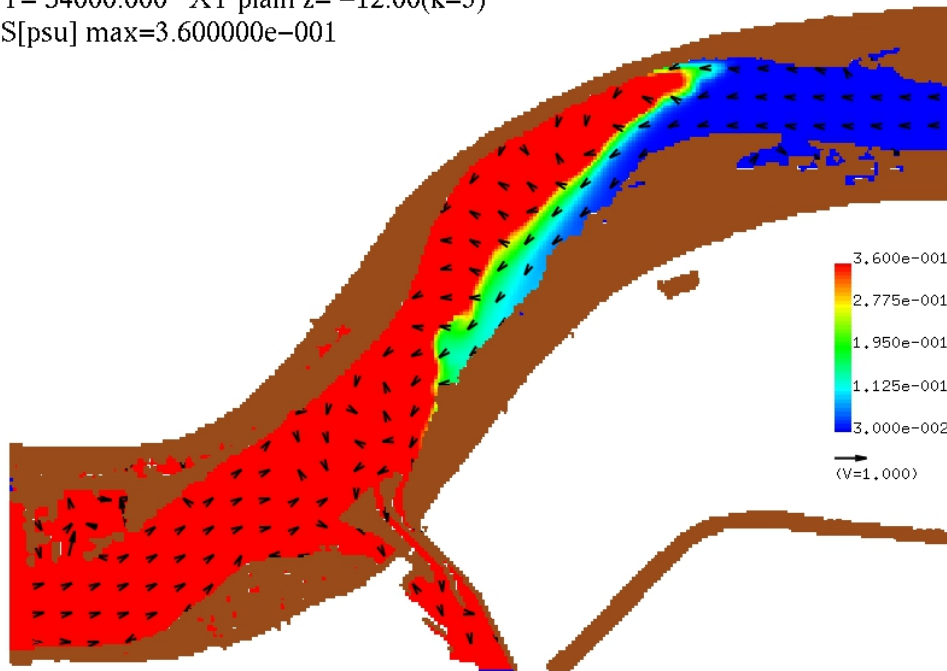


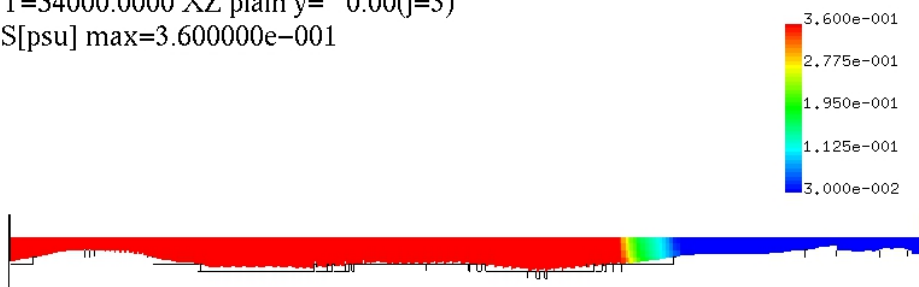
図 4.7 水面の流速分布（地震発生後 2 時間 40 分の例）

T= 54000.000 XY plain z= -12.00(k=3)
S[psu] max=3.600000e-001



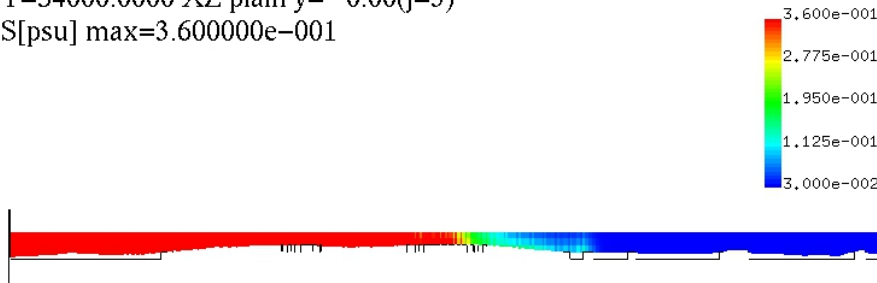
(a) 水面

T=54000.0000 XZ plain y= 0.00(j=3)
S[psu] max=3.600000e-001



(b) 河道右岸側の縦断面

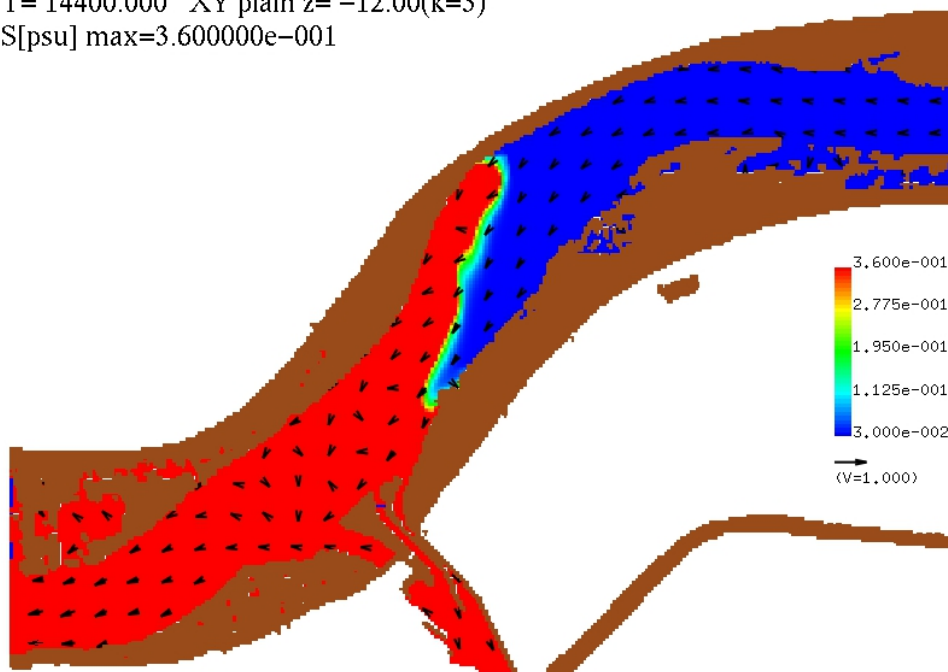
T=54000.0000 XZ plain y= 0.00(j=3)
S[psu] max=3.600000e-001



(c) 河道中央部の縦断面

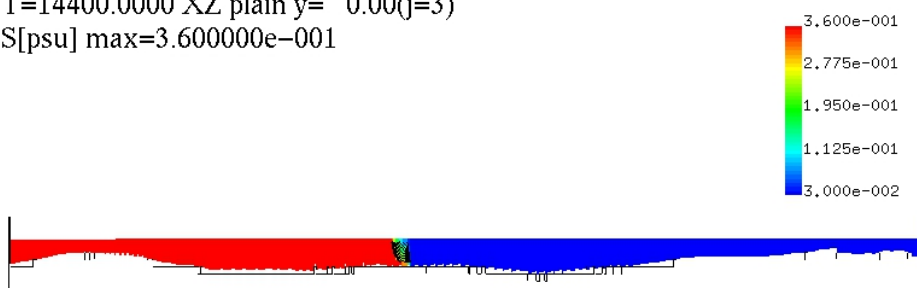
図 4.8 塩分の分布 (Case 2・地震発生後 15 時間 0 分の例)

T= 14400.000 XY plain z= -12.00(k=3)
S[psu] max=3.600000e-001



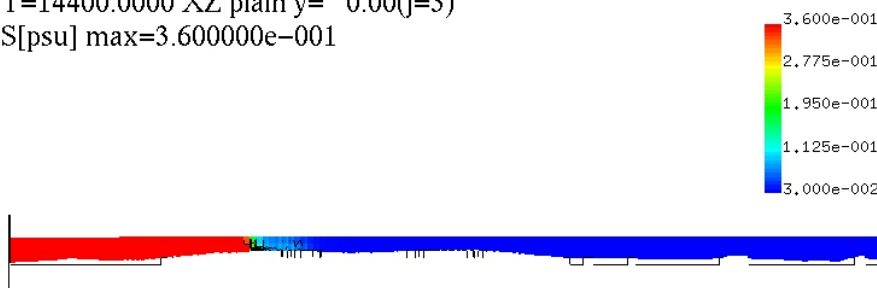
(a) 水面

T=14400.0000 XZ plain y= 0.00(j=3)
S[psu] max=3.600000e-001



(b) 河道右岸側の縦断面

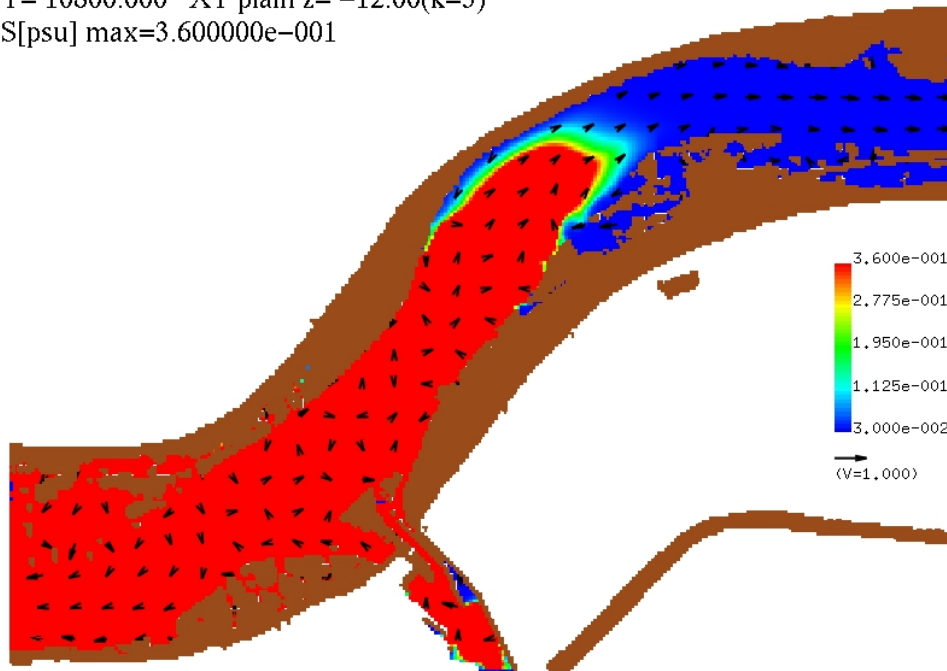
T=14400.0000 XZ plain y= 0.00(j=3)
S[psu] max=3.600000e-001



(c) 河道中央部の縦断面

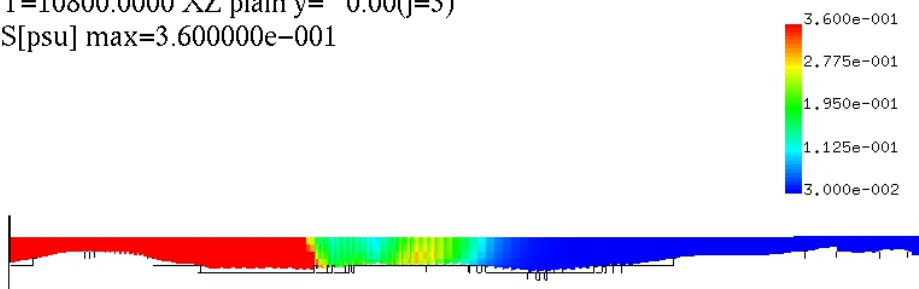
図 4.9 塩分の分布 (Case 6・地震発生後 4 時間 0 分の例)

T= 10800.000 XY plain z= -12.00(k=3)
S[psu] max=3.600000e-001



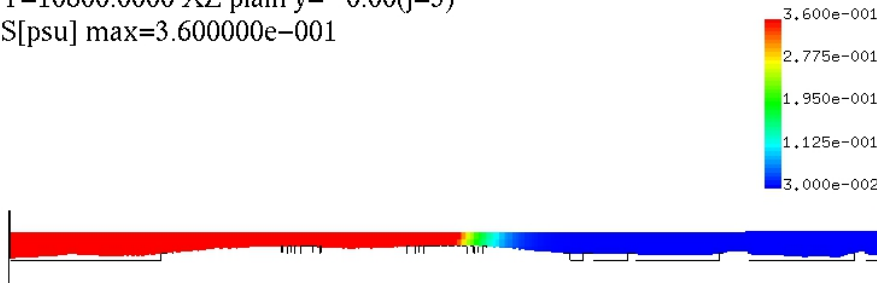
(a) 水面

T=10800.0000 XZ plain y= 0.00(j=3)
S[psu] max=3.600000e-001



(b) 河道右岸側の縦断面

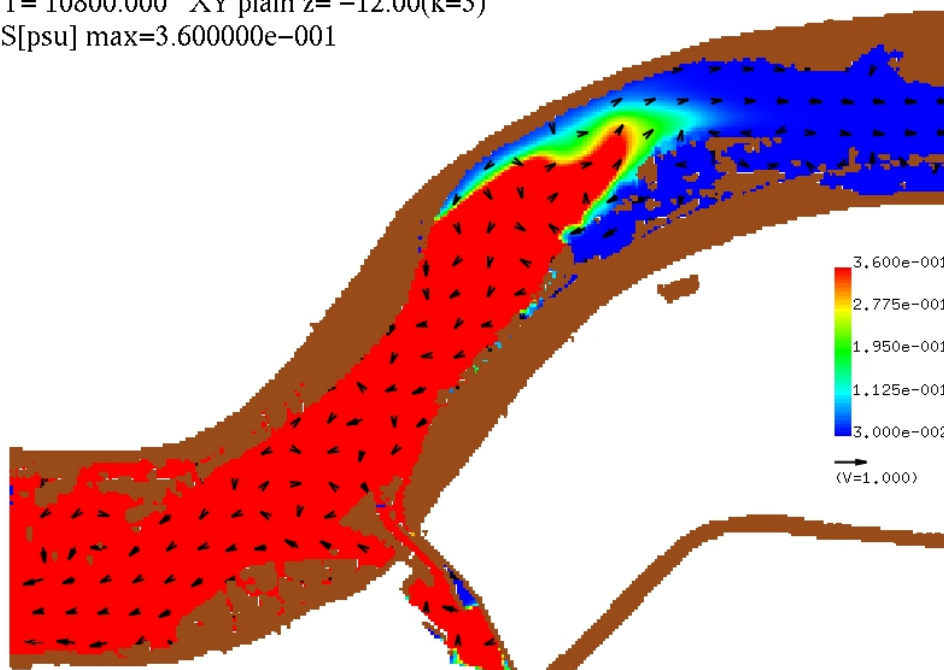
T=10800.0000 XZ plain y= 0.00(j=3)
S[psu] max=3.600000e-001



(c) 河道中央部の縦断面

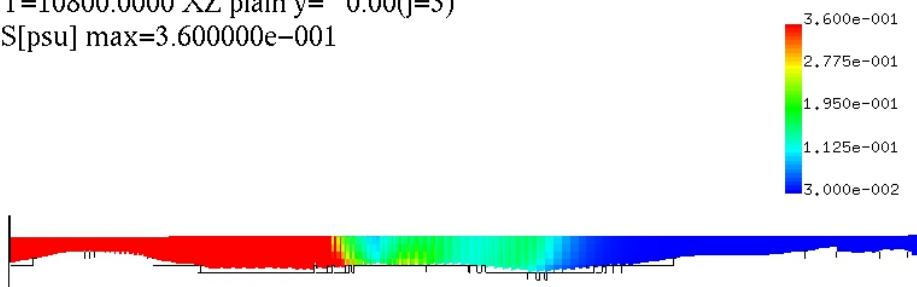
図 4.10 塩分の分布 (Case 9・地震発生後 3 時間 0 分の例)

T= 10800.000 XY plain z= -12.00(k=3)
S[psu] max=3.600000e-001



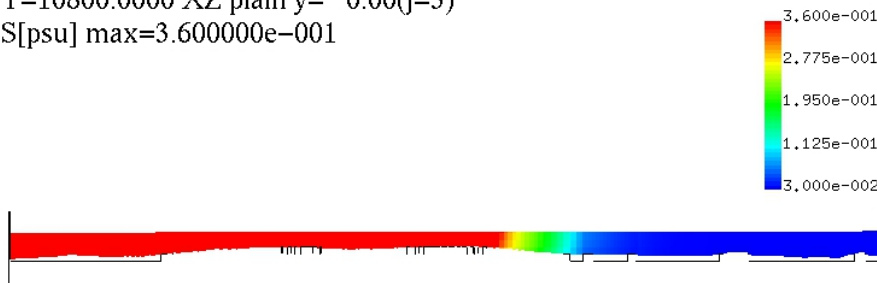
(a) 水面

T=10800.0000 XZ plain y= 0.00(j=3)
S[psu] max=3.600000e-001



(b) 河道右岸側の縦断面

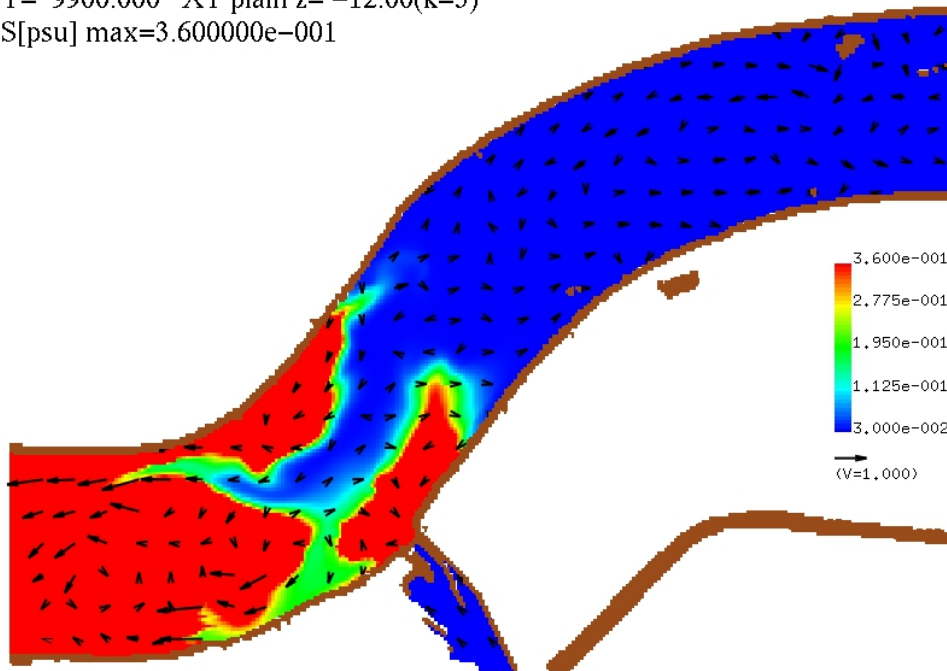
T=10800.0000 XZ plain y= 0.00(j=3)
S[psu] max=3.600000e-001



(c) 河道中央部の縦断面

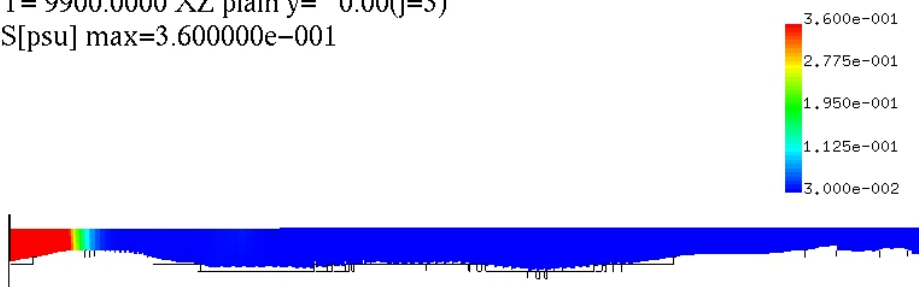
図 4.11 塩分の分布 (Case 10・地震発生後 3 時間 0 分の例)

T= 9900.000 XY plain z= -12.00(k=3)
S[psu] max=3.600000e-001



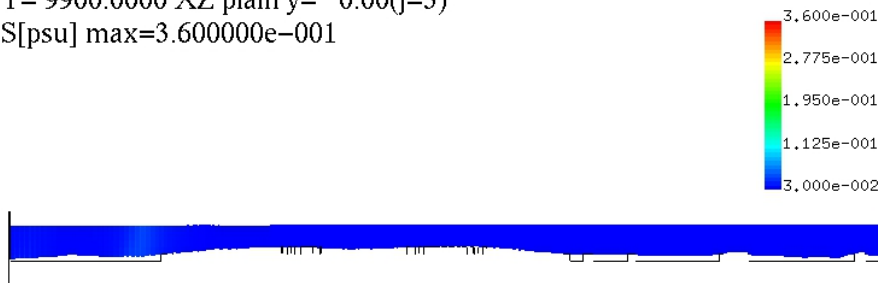
(a) 水面

T= 9900.0000 XZ plain y= 0.00(j=3)
S[psu] max=3.600000e-001



(b) 河道右岸側の縦断面

T= 9900.0000 XZ plain y= 0.00(j=3)
S[psu] max=3.600000e-001



(c) 河道中央部の縦断面

図 4.12 塩分の分布 (Case 11・地震発生後 2 時間 45 分の例)

4.2 塩水による取水への影響を軽減するための対策案の検討

河川遡上津波に伴う塩水による取水への影響を軽減するための対策案として、本研究では淀川大堰のゲートの運用方法を変更することを試みた。対策案は二種類考案し、第一案は地震発生時にゲートを全閉する案、第二案は地震発生時にゲートを全閉し津波第一波来襲後に調節ゲートを開放する案である。それぞれの対策案について、淀川大堰のゲートの運用方法を変更した解析を実施し、運用変更前の解析結果と比較することにより、対策効果を検証した。

4.2.1 第一案：地震発生時に河口堰のゲートを全閉する

4.1 より、淀川大堰のゲートが全閉のときに津波の淀川大堰地点通過量が最も小さかったことから、通常の運用では調節ゲートを下げる状況のときにもゲートを全閉にすることで、淀川大堰上流部に浸入する塩分による取水への影響を軽減できる可能性があると考えられる。そこで、通常の運用のときには取水停止時間が5時間30分に及ぶ淀川流量 $196 \text{ m}^3/\text{s}$ の場合について、地震発生時に淀川大堰のゲートを全閉にして津波の来襲に備えることを想定して解析を実施した。このとき、大川への放流量が $120 \text{ m}^3/\text{s}$ を超えないように毛馬水門を操作し続けることは困難であると想定し、大川への放流量は $0 \text{ m}^3/\text{s}$ とした。また、大川への放流を停止することによる淀川大堰上流部における塩水挙動への影響を確認するために、淀川流量が $62 \text{ m}^3/\text{s}$ の場合についても大川への放流量を $0 \text{ m}^3/\text{s}$ とし解析を実施した。解析ケースをまとめて表 4.4 に示す。

Case 12 の淀川大堰地点の流量および淀川大堰上下流の水位の時間変化を図 4.13 に、取水口の塩分の時間変化を Case 2 と比較して図 4.14 に、水面の塩分分布を Case 2 と比較して図 4.15 にそれぞれ示す。Case 13 についても同様に図 4.16～図 4.18 に示す。また、Case 2, 12, 6 および 13 の津波の淀川大堰地点通過量、柴島取水口の塩分の最大値および取水停止時間をまとめて表 4.5 に示す。

以上の解析結果より、淀川大堰のゲートを全閉することで津波の淀川大堰地点通過量を軽減できることがわかった。しかし、淀川大堰上流部からの流出がなくなることで淀川大堰上流部が流出の無い貯水池になり、絶えず流れ込む淀川の流れにより取水口付近では上流向きの流れが発生するため、取水口付近には高濃度の塩分が長時間滞留することになり、取水への影響はかえって大きくなることがわかった。したがって、淀川大堰上流部の流れを止めることは得策ではないと言える。

表 4.4 ゲートを全閉する場合の解析ケース

ケース名	淀川流量 (m^3/s)	大川への 放流量 (m^3/s)	制水ゲート 天端高* (T.P. m)	調節ゲート 天端高* (T.P. m)
Case 12	62	0	2.5 (2.33)	2.3 (2.13)
Case 13	196	0	2.5 (2.33)	2.3 (2.13)

*括弧内は地盤変動後の天端高

表 4.5 津波の淀川大堰地点通過量, 柴島取水口の塩分の最大値および取水停止時間

ケース名	淀川 流量 (m^3/s)	淀川大堰地点 通過量 ($\times 10^6 \text{ m}^3$)		柴島取水口の 塩分の最大値		取水停止時間	
		第一波	全て	工水	上水	工水	上水
Case 2	62	0.69	0.70	14.42	2.32	33 時間 20 分	27 時間 10 分
Case 12	62	0.69	0.70	17.40	5.33	33 時間 20 分以上	32 時間以上
Case 6	196	1.27	2.04	17.37	0.13	5 時間 30 分	0 分
Case 13	196	0.69	0.70	17.63	3.71	14 時間 50 分	9 時間 40 分

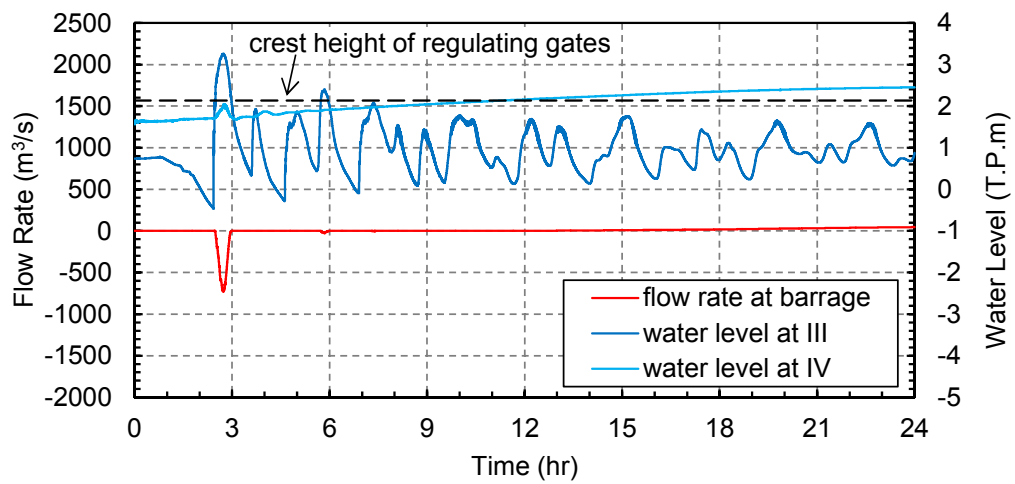
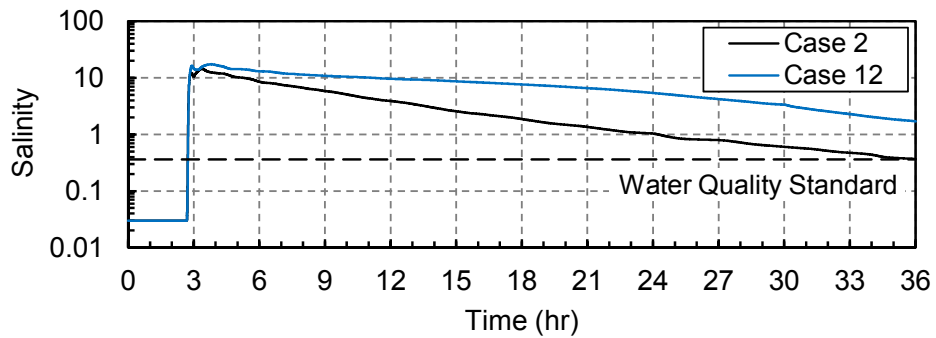
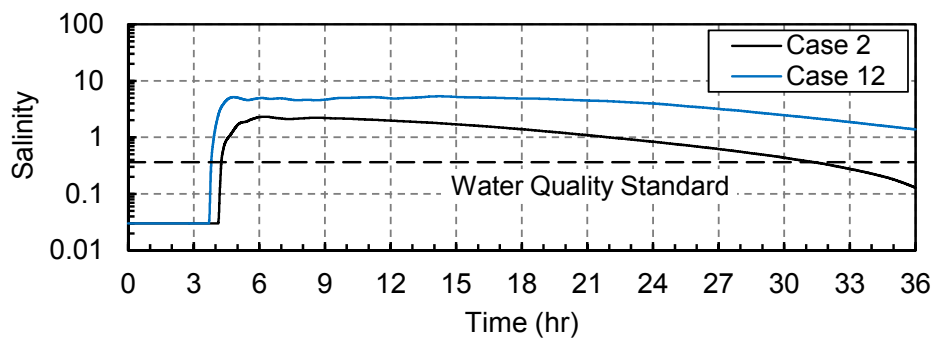


図 4.13 淀川大堰地点の流量および淀川大堰上下流の水位の時間変化 (Case 12)



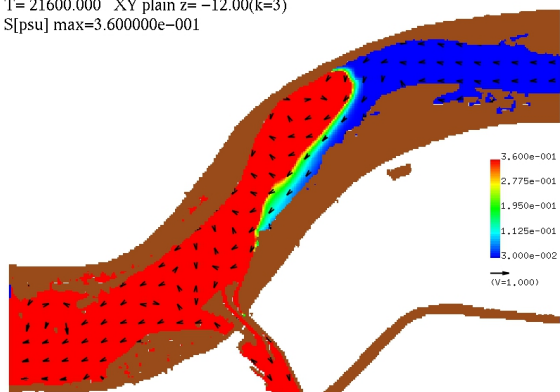
(a) 柴島取水口 (工水)



(b) 柴島取水口 (上水)

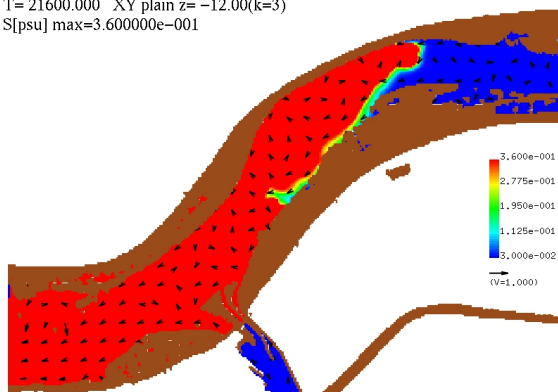
図 4.14 取水口の塩分の時間変化 (Case 2 および 12)

T= 21600.000 XY plain z= -12.00(k=3)
S[psu] max=3.600000e-001



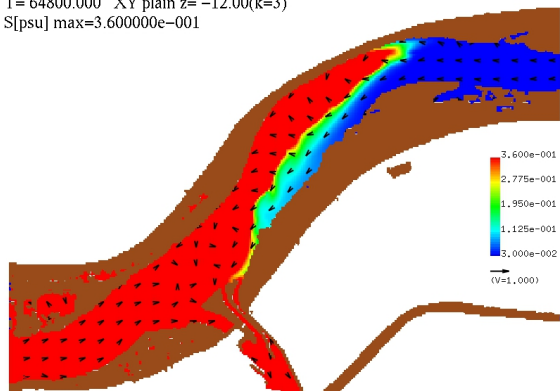
(a-1) Case 2 (6 時間 0 分)

T= 21600.000 XY plain z= -12.00(k=3)
S[psu] max=3.600000e-001



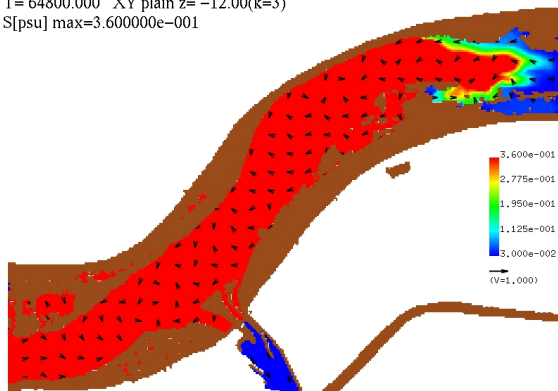
(b-1) Case 12 (6 時間 0 分)

T= 64800.000 XY plain z= -12.00(k=3)
S[psu] max=3.600000e-001



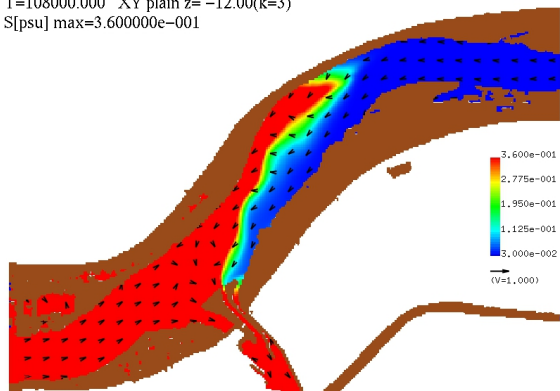
(a-2) Case 2 (18 時間 0 分)

T= 64800.000 XY plain z= -12.00(k=3)
S[psu] max=3.600000e-001



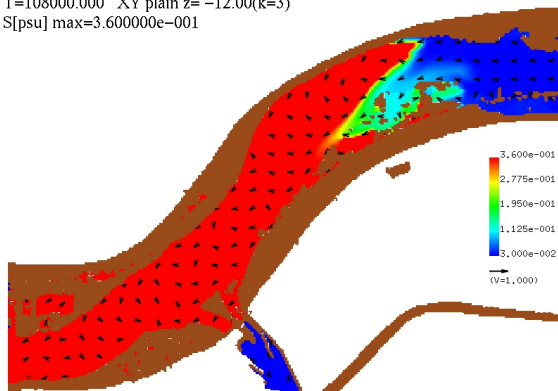
(b-2) Case 12 (18 時間 0 分)

T= 108000.000 XY plain z= -12.00(k=3)
S[psu] max=3.600000e-001



(a-3) Case 2 (30 時間 0 分)

T= 108000.000 XY plain z= -12.00(k=3)
S[psu] max=3.600000e-001



(b-3) Case 12 (30 時間 0 分)

図 4.15 水面の塩分分布の例 (Case 2 および 12)

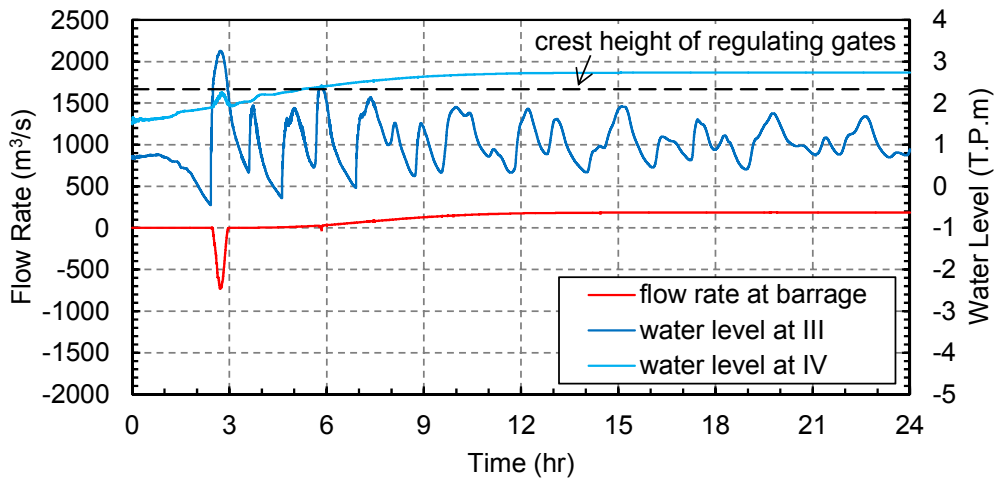
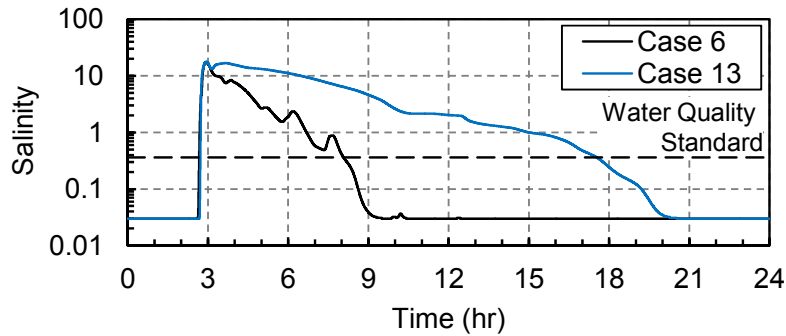
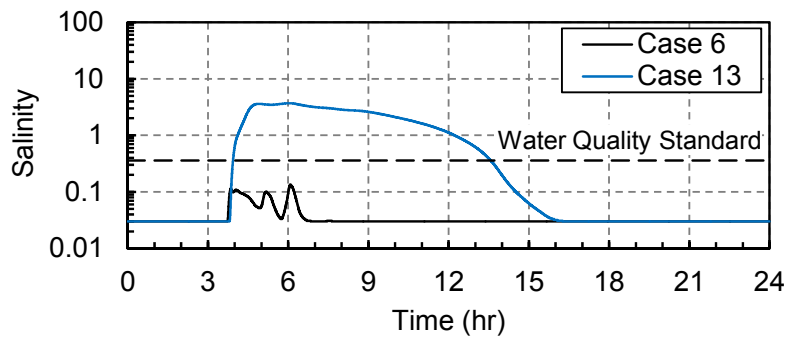


図 4.16 淀川大堰地点の流量および淀川大堰上下流の水位の時間変化 (Case 13)



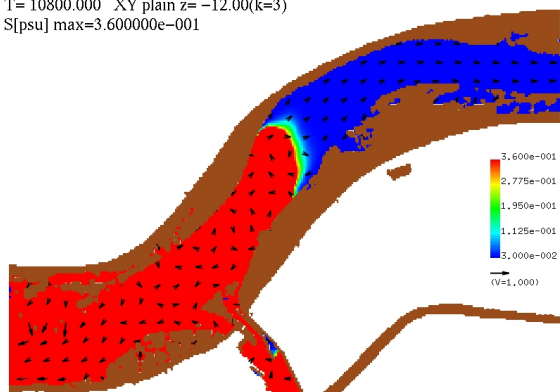
(a) 柴島取水口 (工水)



(b) 柴島取水口 (上水)

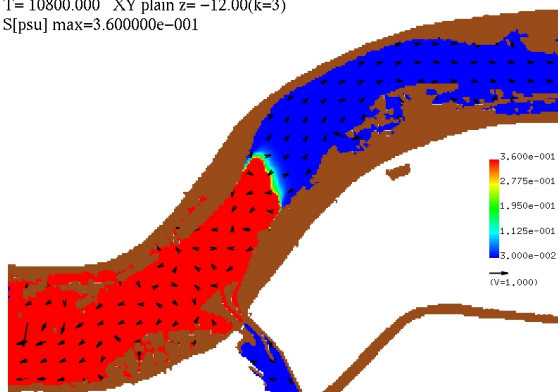
図 4.17 取水口の塩分の時間変化 (Case 6 および 13)

T= 10800.000 XY plain z= -12.00(k=3)
S[psu] max=3.600000e-001



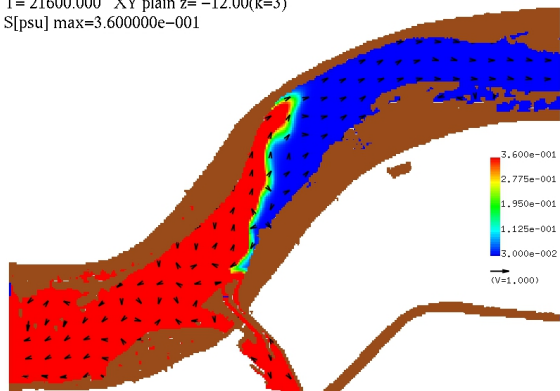
(a-1) Case 6 (3 時間 0 分)

T= 10800.000 XY plain z= -12.00(k=3)
S[psu] max=3.600000e-001



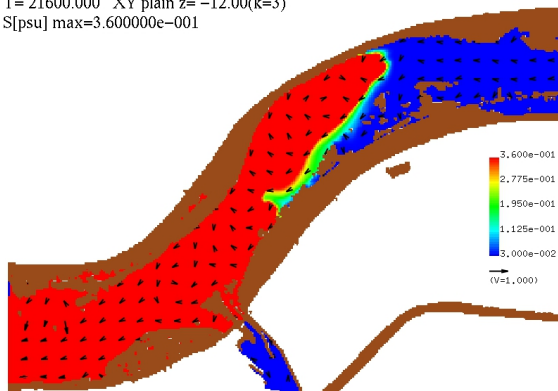
(b-1) Case 13 (3 時間 0 分)

T= 21600.000 XY plain z= -12.00(k=3)
S[psu] max=3.600000e-001



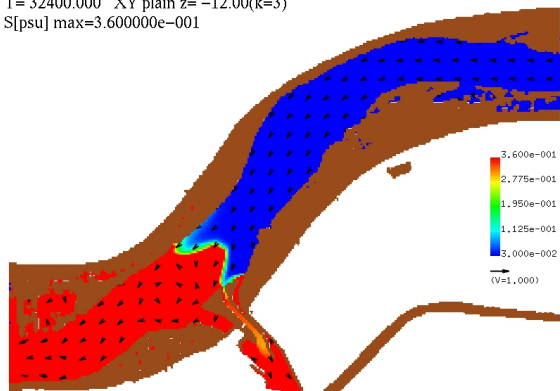
(a-2) Case 6 (6 時間 0 分)

T= 21600.000 XY plain z= -12.00(k=3)
S[psu] max=3.600000e-001



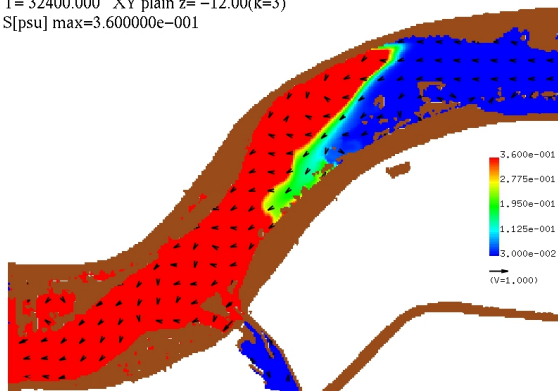
(b-2) Case 13 (6 時間 0 分)

T= 32400.000 XY plain z= -12.00(k=3)
S[psu] max=3.600000e-001



(a-3) Case 6 (9 時間 0 分)

T= 32400.000 XY plain z= -12.00(k=3)
S[psu] max=3.600000e-001



(b-3) Case 13 (9 時間 0 分)

図 4.18 水面の塩分分布の例 (Case 6 および 13)

4.2.2 第二案：津波第一波来襲後に河口堰のゲートを開放する

4.2.1 より、淀川大堰のゲートを全閉することで津波第一波の淀川大堰地点通過量を抑えられるが、淀川大堰上流部の流れを止めると取水口付近には高濃度の塩分が滞留し続けることがわかった。そこで、淀川大堰上流部に浸入する塩水による取水への影響を軽減するための次の対策案として、津波発生時に淀川大堰のゲートを全閉して津波第一波の淀川大堰地点通過量を抑え、その後に淀川大堰の調節ゲートを開放して淀川大堰上流部に浸入した塩水を流下させることを試みた。なお、調節ゲート開放時の天端高は通常の利用時と同じとした。解析ケースを表 4.6 に示す。

淀川大堰地点の流量および淀川大堰上下流の水位の時間変化を図 4.19 に、取水口の塩分の時間変化を Case 6 および 13 と比較して図 4.20 に、水面の塩分分布を Case 6 と比較して図 4.21 にそれぞれ示す。また、Case 6, 13 および 14 の津波の淀川大堰地点通過量、柴島取水口の塩分の最大値および取水停止時間をまとめて表 4.7 に示す。

解析結果より、津波第一波来襲時に淀川大堰のゲートを全閉することで、津波の淀川大堰地点通過量を抑えられたことがわかる。津波第一波来襲後に淀川大堰のゲートを開放することで第二波以降の津波の淀川大堰地点通過量は増大するが、その総量は淀川大堰のゲートを通常どおり運用する場合の 42%程度にまで抑えられている。また、通常利用時と比較して、柴島取水口（工水）では取水停止時間が 1 時間 10 分程度短くなり、柴島取水口（上水）には塩水が到達しなくなった。

表 4.6 津波第一波来襲後にゲートを開放する場合の解析ケース

ケース名	淀川流量 (m ³ /s)	大川への放流量 (m ³ /s)	制水ゲート天端高* (T.P. m)	調節ゲート天端高* (T.P. m)	
				地震発生時	地震発生から 3 時間以降
Case 14	196	0	2.5 (2.33)	2.3 (2.13)	1.0 (0.83)

※括弧内は地盤変動後の天端高

表 4.7 津波の淀川大堰地点通過量、柴島取水口の塩分の最大値および取水停止時間

ケース名	淀川流量 (m ³ /s)	淀川大堰地点通過量 (×10 ⁶ m ³)		柴島取水口の塩分の最大値		取水停止時間	
		第一波	全て	工水	上水	工水	上水
Case 6	196	1.27	2.04	17.37	0.13	5 時間 30 分	0 分
Case 13	196	0.69	0.70	17.63	3.71	14 時間 50 分	9 時間 40 分
Case 14	196	0.69	0.86	17.63	0.03	4 時間 20 分	0 分

以上より、津波第一波来襲後に淀川大堰の調節ゲートを開放することで、淀川大堰上流部全体に下流への流れが発生して塩水が滞留しなくなり、取水への影響の軽減に効果があると言える。

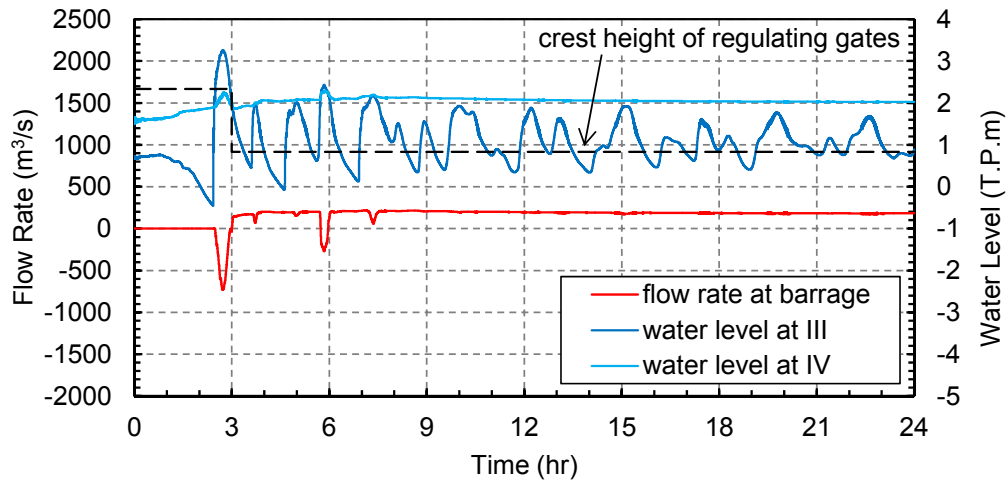
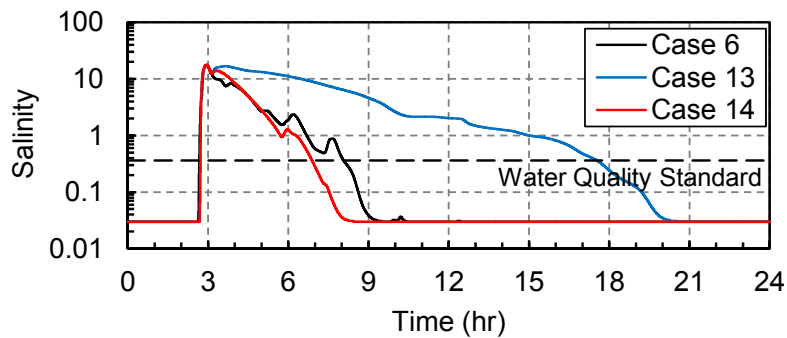
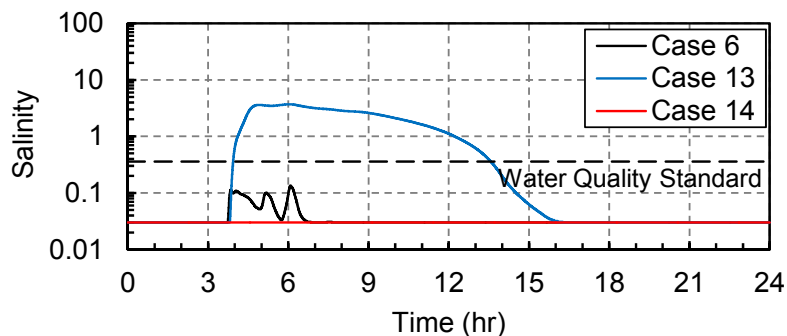


図 4.19 淀川大堰地点の流量および淀川大堰上下流の水位の時間変化 (Case 14)



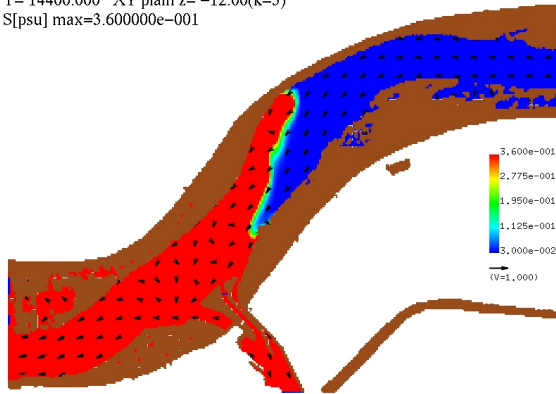
(a) 柴島取水口 (工水)



(b) 柴島取水口 (上水)

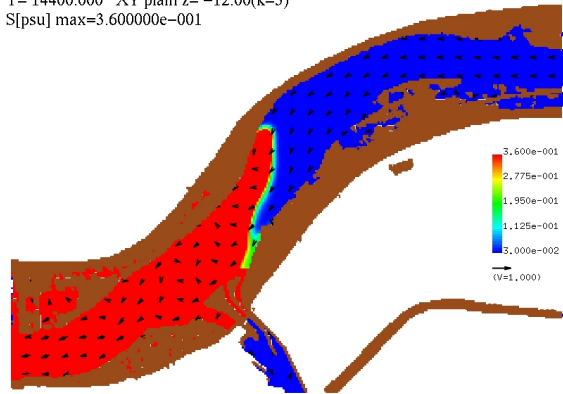
図 4.20 取水口の塩分の時間変化 (Case 6, 13 および 14)

T= 14400.000 XY plain z= -12.00(k=3)
S[psu] max=3.600000e-001



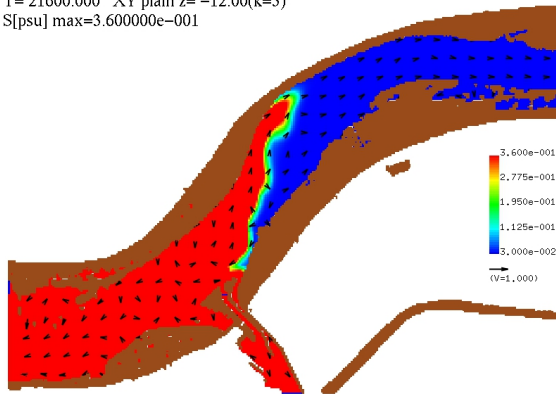
(a-1) Case 6 (4 時間 0 分)

T= 14400.000 XY plain z= -12.00(k=3)
S[psu] max=3.600000e-001



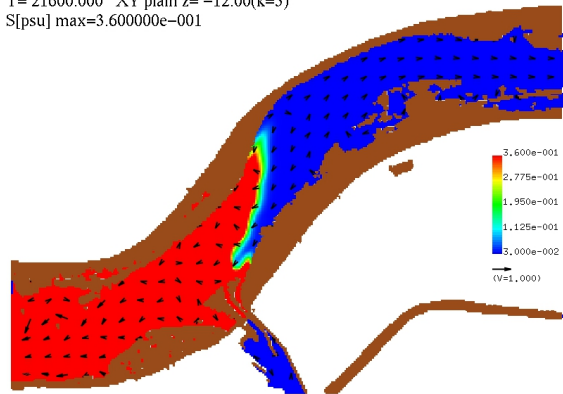
(b-1) Case 14 (4 時間 0 分)

T= 21600.000 XY plain z= -12.00(k=3)
S[psu] max=3.600000e-001



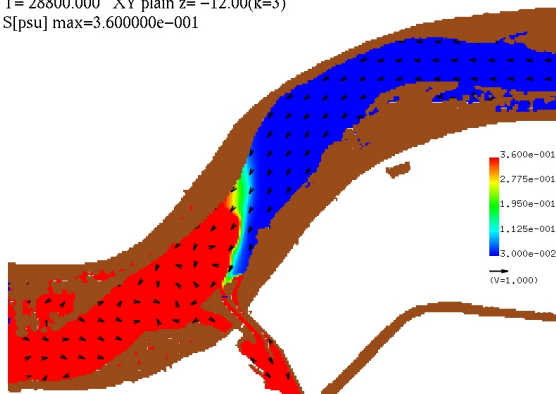
(a-2) Case 6 (6 時間 0 分)

T= 21600.000 XY plain z= -12.00(k=3)
S[psu] max=3.600000e-001



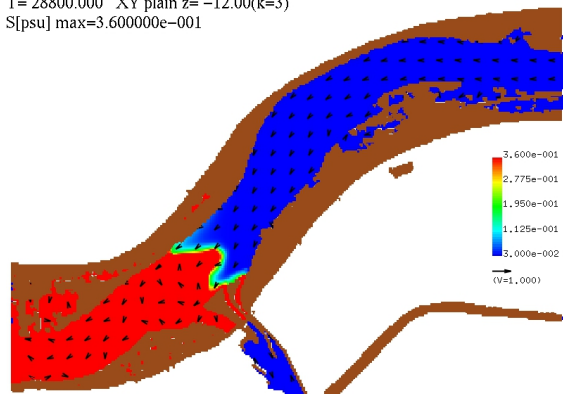
(b-2) Case 14 (6 時間 0 分)

T= 28800.000 XY plain z= -12.00(k=3)
S[psu] max=3.600000e-001



(a-3) Case 6 (8 時間 0 分)

T= 28800.000 XY plain z= -12.00(k=3)
S[psu] max=3.600000e-001



(b-3) Case 14 (8 時間 0 分)

図 4.21 水面の塩分分布の例 (Case 6 および 14)

4.3 まとめ

南海トラフ巨大地震津波来襲時の淀川大堰周辺域を対象に、広域津波連動型河道内塩水挙動解析モデルを用いて淀川流量と淀川大堰の運用の複数の組み合わせについて塩水挙動解析を実施し、津波に伴って河道内に浸入する塩水の空間分布および時間変化を定量的に予測するとともに、この予測に基づいて、河道内に浸入した塩水による取水への影響を評価した。さらに、塩水による取水への影響を軽減するための対策案を検討した。この結果を以下にまとめる。

- 代表的な5通りの淀川流量と淀川大堰の運用の組み合わせについて、河道内の塩水挙動を予測した。その結果、次のことがわかった。
 - 解析を実施した全てのケースについて、津波が淀川を遡上して淀川大堰に到達し、淀川大堰上流部に塩水が浸入して広がる様子や淀川の流れによって塩水が流下する様子を、塩水が流下し終えるまでの長時間にわたって解析できた。
 - 津波の淀川大堰地点通過量は、淀川大堰のゲートが全閉の場合に最も小さくなることがわかった。
 - 淀川流量により淀川大堰の運用が異なるため、津波の淀川大堰地点通過量と淀川流量の間に相関は見られないが、解析を実施した全てのケースについて、津波の淀川大堰地点通過量は第一波来襲時が最も多いことがわかった。
 - 淀川大堰上流部に浸入した塩水は、淀川の流量が大きいほど遡上距離が短くなり、その分、部分的に高濃度の塩水が滞留する可能性があることがわかった。
 - 淀川大堰上流部に浸入した塩水による取水への影響を、塩分が水質基準値を超える時間を取水停止時間と定義して評価したところ、淀川の流量が大きいほど取水停止時間は短くなる傾向があることがわかった。
- 淀川を遡上する津波に伴う塩水による取水への影響を軽減するための対策案の一つ目として、津波第一波の淀川大堰上流部への浸入を抑えるため、地震発生時に淀川大堰のゲートを全閉することを試みた。その結果、津波第一波の浸入は抑えられたが、淀川大堰上流部は流出がなくなって貯水池状になり、絶えず流入する淀川の流量により取水口付近では上流へ向かう流れが発生するため、取水口付近に高濃度の塩分が長時間滞留することになり、取水への影響はかえって大きくなることがわかった。
- 淀川大堰のゲートを全閉することにより津波第一波の淀川大堰上流部への浸入を抑えられたことから、塩水による取水への影響を軽減するための対策案の二つ目として、第一波来襲時までゲートを全閉し、第一波来襲後に調節ゲートを開放して淀川大堰上流部に混入した塩水を流下させることを試みた。その結果、淀川大堰のゲートを通常どおりに運用した場合よりも取水停止時間が短くなり、このゲ

一ト運用方法が取水への影響を軽減するための対策案となり得ることがわかった。

第5章 結論

津波来襲時には河川を遡上する津波に伴い塩水が河道内に浸入し、河川から取水している浄水場においては高濃度の塩水の混入を防ぐために取水停止を余儀なくされ、災害時に水道水の供給に支障をきたす可能性が考えられる。津波来襲時の取水への影響を最小限に抑えるためには、津波に伴って河道内を遡上する塩水の挙動を正確に予測することが重要である。

本研究では、津波来襲時の河道内の塩水挙動を数値解析により予測することを目的として、三次元塩水挙動解析を境界の影響を排除し長時間にわたって実施するために、特定の領域における三次元塩水挙動解析と広域における平面二次元津波伝播解析を組み合わせた広域津波連動型河道内塩水挙動解析モデルを開発した。この解析モデルを用いて南海トラフ巨大地震津波来襲時の淀川大堰周辺域における塩水挙動解析を実施し、その適用性を検証した上で、様々な河川流量下での河道内の塩水の空間分布や時間変化を定量的に予測するとともに、この予測に基づいて塩水による取水への影響を評価した。さらに、取水への影響を軽減するための対策案を検討した。

本研究で得られた成果を以下に挙げる。

第2章では、広域津波連動型河道内塩水挙動解析モデルについて、河道内塩水挙動解析手法の概要、広域津波伝播解析手法の概要、河道内塩水挙動解析と広域津波伝播解析の連動方法および広域津波連動型河道内塩水挙動解析の流れについて詳述した。

第3章では、広域津波連動型河道内塩水挙動解析モデルを用いて南海トラフ巨大地震津波来襲時の淀川大堰周辺域における塩水挙動解析を実施し、その適用性を検証した。この結果は次のとおりである。

- 広域津波伝播解析の適用性を検証するため、内閣府の「南海トラフの巨大地震モデル検討会」において想定された南海トラフ巨大地震の津波断層モデルを用いて、津波が大阪湾沿岸部へ到達するまでの広域津波伝播解析を行い、沿岸における水位を「南海トラフの巨大地震モデル検討会」の解析結果と比較した。その結果、解析結果が概ね一致したことから、広域津波伝播解析の適用性が良好であることが確認された。
- 河道内塩水挙動解析の適用性を検証するため、淀川流量と淀川大堰の運用の二種類の組み合わせを対象に、淀川大堰周辺に三次元解析領域を設定した広域津波連動型河道内塩水挙動解析による水位を、同所に三次元解析領域を設定しない広域津波伝播解析の水位と淀川の複数地点で比較した。また、三次元解析領域の格子解像度により三次元解析領域内外の水位や三次元解析領域内の塩水挙動の解析結果に差異が生じるかどうかを検証するため、河道内塩水挙動解析を実施する際に

は三次元解析領域の計算格子サイズを三種類設定し、解析結果を併せて比較した。この結果、次のことがわかった。

- 三次元解析領域の格子解像度に関わらず、広域津波連動型河道内塩水挙動解析による水位は広域津波伝播解析の水位と概ね一致し、広域津波連動型河道内塩水挙動解析結果において平面二次元解析領域と三次元解析領域の境界面で反射波は発生しなかった。これより、広域津波連動型河道内塩水挙動解析モデルにおいて広域の津波伝播解析と淀川大堰周辺域の三次元流動解析の接続が適切に行われていることが確認された。
- 淀川大堰周辺域の塩水挙動解析の結果より、流体密度の空間分布が確認できた。また、24時間以上の解析を実施することができ、津波に伴って淀川大堰上流部に浸入した塩水が広がる様子や淀川の流れにより流下する様子を把握できた。これより、広域津波連動型河道内塩水挙動解析モデルにより、特定の領域の河道内塩水挙動解析と広域の津波伝播解析を一体的かつ長時間にわたって実施できることがわかった。ただし、三次元解析領域の格子解像度により塩水挙動解析結果に差異が見られ、浄水場の取水口の地点では、格子解像度が最も粗い場合に塩分は最大になり、滞留時間も最長となった。これは、格子解像度が粗いほど塩分が伝播しやすいことに加えて、格子解像度の違いにより流動に差異が生じ、それに伴って塩水挙動にも差異が生じたことが要因であると考えられる。

第4章では、南海トラフ巨大地震津波来襲時の淀川大堰周辺域を対象に、広域津波連動型河道内塩水挙動解析モデルを用いて淀川流量と淀川大堰の運用の複数の組み合わせについて塩水挙動解析を実施し、津波に伴って河道内に浸入する塩水の空間分布および時間変化を定量的に予測するとともに、この予測に基づいて、河道内に浸入した塩水による取水への影響を評価した。さらに、塩水による取水への影響を軽減するための対策案を検討した。この結果は次のとおりである。

- 代表的な5通りの淀川流量と淀川大堰の運用の組み合わせについて、河道内の塩水挙動を予測した。その結果、次のことがわかった。
 - 解析を実施した全てのケースについて、津波が淀川を遡上して淀川大堰に到達し、淀川大堰上流部に塩水が浸入して広がる様子や淀川の流れによって塩水が流下する様子を、塩水が流下し終えるまでの長時間にわたって解析できた。
 - 津波の淀川大堰地点通過量は、淀川大堰のゲートが全閉の場合に最も小さくなることがわかった。
 - 淀川流量により淀川大堰の運用が異なるため、津波の淀川大堰地点通過量と淀川流量の間に相関は見られないが、解析を実施した全てのケースについて、津波の淀川大堰地点通過量は第一波来襲時が最も多いことがわかった。

- 淀川大堰上流部に浸入した塩水は、淀川の流量が大きいほど遡上距離が短くなり、その分、部分的に高濃度の塩水が滞留する可能性があることがわかった。
- 淀川大堰上流部に浸入した塩水による取水への影響を、塩分が水質基準値を超える時間を取水停止時間と定義して評価したところ、淀川の流量が大きいほど取水停止時間は短くなる傾向があることがわかった。
- 淀川を遡上する津波に伴う塩水による取水への影響を軽減するための対策案の一つ目として、津波第一波の淀川大堰上流部への浸入を抑えるため、地震発生時に淀川大堰のゲートを全閉することを試みた。その結果、津波第一波の浸入は抑えられたが、淀川大堰上流部は流出がなくなって貯水池状になり、絶えず流入する淀川の流量により取水口付近では上流へ向かう流れが発生するため、取水口付近に高濃度の塩分が長時間滞留することになり、取水への影響はかえって大きくなることがわかった。
- 淀川大堰のゲートを全閉することにより津波第一波の淀川大堰上流部への浸入を抑えられたことから、塩水による取水への影響を軽減するための対策案の二つ目として、第一波来襲時までゲートを全閉し、第一波来襲後に調節ゲートを開放して淀川大堰上流部に混入した塩水を流下させることを試みた。その結果、淀川大堰のゲートを通常どおりに運用した場合よりも取水停止時間が短くなり、このゲート運用方法が取水への影響を軽減するための対策案となり得ることがわかった。

本研究においては、南海トラフ巨大地震津波来襲時の淀川大堰周辺域を対象に、代表的な5通りの淀川流量と淀川大堰の運用の組み合わせについて河道内の塩水の空間分布および時間変化を定量的に予測し、この予測に基づいて浄水場の取水停止時間を評価した。実際に津波が来襲する時には、潮位、津波高、淀川流量と淀川大堰の運用の組み合わせなどの条件は様々な場合が想定される。そのため、本研究で開発した解析モデルの活用方法として、例えば、津波来襲時の各種条件に対する取水停止時間の予測結果を事前に蓄積し、地震発生時の条件に基づいてリアルタイムに取水停止時間を把握することが考えられる。また、河川水を生活用水や農工業用水に利用しているところは日本国内に限らず世界にも多数あり、津波来襲時に河道内を塩水が遡上することにより取水障害が発生する可能性がある箇所も少なくない。本研究で開発した解析モデルや得られた知見は、世界中の同様の箇所にも活かせるものであると考えている。

参考文献

- [1] 間瀬 肇, 重松孝昌: 東北地方太平洋沖地震による津波災害から学ぶ, 公益社団法人 土木学会 関西支部, 2013.
- [2] 吉川泰弘, 阿部孝章, 中津川誠, 船木淳悟: 鉛直 2 次元計算モデルを用いた河川津波による塩水遡上現象に関する数値解析, 平成 26 年度土木学会北海道支部論文報告集第 71 号, B-33, 2014.
- [3] 尾池和夫: 2038 年 南海トラフの巨大地震, マニュアルハウス, 2015.
- [4] 柏村正和, 吉田静男: 密度流の研究 I: 塩水くさびの模型実験, 北海道大学工学部研究報告, 41, pp. 327-342, 1966.
- [5] 柏村正和, 吉田静男: 密度流の研究 (第 2 報): 軽い流体の outflow の pattern について, 北海道大学工学部研究報告, 43, pp. 167-175, 1967.
- [6] 柏村正和: 密度流の研究 (第 3 報): 単一理想流体の outflow と密度流との比較, 北海道大学工学部研究報告, 53, pp. 241-252, 1969.
- [7] 鮫島竜一, 山野一弥, 田中 尚, 中井 隆, 三島豊秋, 佐藤広章: 東南海・南海地震による淀川の津波遡上に伴う取水影響について, 土木学会第 62 回年次学術講演会概要集, pp. 573-574, 2007.
- [8] 松宮弘信, 米山 望, 田中 尚, 鮫島竜一, 佐藤広章: 河川遡上津波発生時の淀川大堰上流部における塩水挙動解析, 自然災害科学, 28 (2), pp. 125-135, 2009.
- [9] 米山 望, 松宮弘信, 鮫島竜一: 淀川における河川遡上津波発生時の三次元塩水挙動解析, 河川技術論文集, 第 16 巻, pp. 265-270, 2010.
- [10] 米山 望, 井上素行: 三次元数値解析による揚水発電所貯水池内水温・濁質挙動の予測手法, 土木学会論文集, No. 684/II-56, pp. 127-140, 2001.
- [11] 米山 望, 松山昌史, 田中寛好: 1993 年北海道南西沖地震津波における局所遡上の数値解析, 土木学会論文集, No. 705/II-59, pp. 139-150, 2002.
- [12] Pringle W., 米山 望: 2011 年東北地方太平洋沖地震津波に関する二次元・三次元ハイブリッドモデルの適用, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol. 69, No. 2, pp. I_306-I_310, 2013.

- [13] Pringle W. J., Yoneyama N. and Mori N.: Two-way coupled long wave - RANS model: Solitary wave transformation and breaking on a plane beach, *Coastal Engineering*, Vol. 114, pp. 99-118, 2016.
- [14] 数値流体力学編集委員会：数値流体力学シリーズ 1 非圧縮性流体解析，東京大学出版会，1995.
- [15] J. H. ファーツィガー，M. ペリッチ：コンピュータによる流体力学，シュプリンガー・フェアラーク東京，2003.
- [16] 日本化学会：化学便覧 基礎編 2 改定 5 版，丸善，pp. II-66，2004.
- [17] 細田 尚：開水路流れにおける乱流拡散機構に関する水理学的研究，学位論文，京都大学，1990.
- [18] Hirt C. W. and Sicilian J.M.: A Porosity Technique for the Definition Obstacles in Rectangular Cell Meshes, *Proceedings of 4th International Conference on Numerical Ship Hydrodynamics*, 1985.
- [19] 梶島岳夫：乱流の数値シミュレーション，養賢堂，2012.
- [20] Pletcher R. H., Tannehill J. C. and Anderson D. A.: *Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer*, Third Edition, CRC Press, 2013.
- [21] Leer B. V.: Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme II. Monotonicity and Conservation Combined in a Second-Order Scheme, *Journal of Computational Physics*, Vol. 14, pp. 361-370, 1974.
- [22] Hirt C. W. and Nichols B. D.: Volume of Fluid (VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries, *Journal of Computational Physics*, Vol. 39, pp. 201-225., 1981.
- [23] 米山 望：自由液面解析コード (FRESH) の開発，日本流体力学会誌「ながれ」，第 17 卷，第 3 号，1998.
- [24] Lemos C. M.: A Simple Numerical Technique for Turbulent Flows with Free Surfaces, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Vol. 15, pp. 127-146, 1992.
- [25] Schlichting H. and Gersten K.: *Boundary-Layer Theory*, Eighth revised and Enlarged Edition, Springer, 2000.

- [26] 中川 一, 井上和也, 池口正晃 : 流木群の流動に関する研究 (2), 京都大学防災研究所年報, 第 36 号, B-2, pp. 487-498, 1993.
- [27] 小谷美佐, 今村文彦, 首藤伸夫 : GIS を利用した津波遡上計算と被害推定法, 海岸工学論文集, 第 45 卷, pp. 356-360, 1998.
- [28] 土木学会 : 水理公式集 [平成 11 年版], pp. 133, 2001.
- [29] 後藤智明, 小川由信 : Leap-frog 法を用いた津波の数値計算法, 東北大学工学部土木工学科, 1982.
- [30] 淀川大堰工事誌編集委員会 : 淀川大堰工事誌, 建設省近畿地方整備局淀川工事事務所, 1983.
- [31] 南海トラフの巨大地震モデル検討会 : 南海トラフの巨大地震モデル検討会 (第二次報告) 津波断層モデル編, 2012.
- [32] 大阪府 : 津波浸水想定について (解説), 2013.
- [33] 水質基準に関する省令, 平成十五年五月三十日厚生労働省令第百一号 (オンライン), <http://law.e-gov.go.jp/htmldata/H15/H15F19001000101.html>, 参照 2015-09-01.
- [34] 気象庁 : 海洋観測指針, 1999.

謝辞

本研究を遂行するにあたり、終始適切なお指導、ご教示を賜った京都大学防災研究所・米山望准教授に心より感謝申し上げます。また、研究を進めるにあたり、貴重な助言をいただいた京都大学防災研究所・五十嵐晃教授ならびに同・間瀬肇教授にも厚く御礼申し上げます。さらに、研究の実施および論文の作成にあたり、度々協力していただいた京都大学大学院工学研究科都市社会工学専攻博士後期課程・William James PRINGLE 氏（現・Postdoctoral Research Associate, Computational Hydraulics Laboratory, University of Notre Dame, Indiana, USA）ならびに京都大学防災研究所流域災害研究センター都市耐水研究領域研究員・川中龍児氏に深甚の謝意を表します。

最後に、筆者が博士後期課程に編入学し、研究を行うことを支援してくださった多くの方々に改めて深く感謝いたします。