土木学会論文集B2（海岸工学）
Vol. 66，No.1，2010，326-330

塩水遡上へ与えるストークスドリフトの影響評価

Salt Wedge Intrusion and Stokes Drift

中山恵介[1]・丸谷靖幸[2]・新谷哲也[3]・柿沼太郎[4]・中内　勲[5]・米元光明[6]

Keisuke NAKAYAMA, Yasuyuki MARUYA, Tetsuya SHINTANI, Taro KAKINUMA
Isao NAKAUCHI and Mitsuaki YONEMOTO

This paper describes the influence of surface waves on salt-wedge intrusion in terms of radiation stress. Radiation stress which includes Stokes drift effect may increase salt-wedge intrusion when surface waves propagate up a river. This study thus aims to reveal the effect of radiation stress on the distance of salt-wedge intrusion by fully nonlinear strongly dispersive internal wave equations and three-dimensional numerical computation model, Fantom3D. Fully nonlinear strongly dispersive internal wave model reveals the possibility that large radiation stress is induced near the river mouth and increases the distance of salt-wedge intrusion. Three-dimensional numerical model also demonstrates that there is a significant difference in the intrusion distance by taking into account radiation stress.

1. はじめに

汽水域は塩水と淡水が活発に混合する領域であり，その微妙な塩分濃度が生物多様性を生み出している．また，水産資源の面から考えると，例えば，流氷により栄養が供給されると言われているオホーツク海沿岸には多くの汽水域が存在し，シジミ，サケ，ワカサギ，ホタテなどの豊かな水産資源を有している．しかし，近年の気候変動の影響によって，沿岸域から淡水域への塩水遡上量および塩水と淡水の混合過程に変化が生じ，周辺生態系にその影響が及ぶ可能性が懸念されている（丸谷ら，2010）．

塩水遡上に関しては，これまで多くの研究が存在し，潮汐や風の影響等による塩水進入長に関する検討が行われてきている（桒島ら，1993；池永ら，1998；池永ら，1999；吉川・渡邊，2006；吉川ら，2007）．その中で，汽水湖へそそぎこむ塩水に関して，湖水と海水位の関係から塩水進入量の推定式が提案されている．しかし，河口域の流れに対して影響を与えている外力を抽出すると，潮汐や風だけでなく，波によるエネルギーも重要な外力であると考えられる（佐久間ら，2010）．残念ながら，現在に至るまで波の影響を考慮した評価に関する検討はほとんど存在せず，定性的に波の影響により塩水進入長が影響を受けると言われている程度である．

そこで本研究では，波のストークスドリフトの効果に着目して，沿岸域において発生する風波がどの程度塩水浸入に影響を与えているかを評価することを目的とする．ストークスドリフトの効果を高精度に評価するためには，変分原理を用いた強非線形強分散内部波方程式（柿沼，2001）を適用し，ストークスドリフトの効果により塩水の進入長の変化については，3次元数値モデルFantom3D（新谷・中山，2009）を利用した．

2. 強非線形強分散内部波方程式

ストークスドリフトの評価を高精度に行う手段として，3次元数値モデルの適用が考えられる．波の影響は，河口から数km上流域まで到達する可能性があり，波による動圧成分を再現できる程度のメッシュを計算対象領域内で与えるためには，水深を5mとすると，最低でも鉛直2次元断面内で4000～6000×50（水平0.5m，鉛直0.1m）のメッシュを与えて計算を行わなくてはならない．そのため計算負荷が大きく，多くのケースを検討することは困難である．

そこで本研究では，3次元数値モデルと比較して精度を落とすことなく解析を行うことが出来る，鉛直積分型である強非線形強分散内部波方程式を利用して，ストークスドリフトの効果を検討することとした（Nakayama・Kakinuma，2010）．

非回転場における2層流体の方程式は，速度ポテンシャルをべき乗に展開することにより，以下のように得られる．

$$\phi_i(x,z,t)=\sum_{\alpha=0}^{N-1} Z_{i,\alpha}\{z,h_i(x)\}f_{i,\alpha}(x,t) \equiv Z_{i,\alpha}f_{i,\alpha} \quad \cdots\cdots(1)$$

1 正会員　博（工）　北見工業大学 教授
工学部 社会環境工学科
2 学生会員　北見工業大学大学院
工学研究科 土木開発工学専攻
3 正会員　博（工）　首都大学東京大学院助教
都市環境科学研究科 都市基盤環境学域
4 正会員　博（工）　鹿児島大学大学院 准教授
理工学研究科 海洋土木工学専攻
5 正会員　北海道開発局 網走港湾事務所 所長
6 正会員　北海道開発局 旭川開発建設部

ここで，$z_{i,\alpha}$はi層目におけるαの鉛直分布関数，$f_{i,\alpha}$はi層目におけるαに対する重み，αとはべき乗で展開された式（1）の項数に対応し，α=0のとき水面から底面まで流速一定という長波の条件となる．本論文では，α=0, 1, ・・・N-1をそれぞれ次数1, 2, ・・・Nと定義する．

鉛直分布関数を式（2）のように定義することにより，上層および下層における方程式（3）から式（6）が得られる．

$$Z_{i,\alpha} = z^{\alpha} \quad \cdots\cdots (2)$$

上層の方程式：

$$\eta^{\alpha}\frac{\partial\eta}{\partial t} + \frac{1}{\alpha+\beta+1}\nabla\left(\eta^{\alpha+\beta+1}\nabla f_{1,\beta}\right) - \frac{\alpha\beta}{\alpha+\beta-1}\eta^{\alpha+\beta-1}f_{1,\beta} = 0 \quad \cdots\cdots (3)$$

$$\eta^{\beta}\frac{\partial f_{1,\beta}}{\partial t} + \frac{1}{2}\eta^{\beta+\gamma}\nabla f_{1,\beta}\nabla f_{1,\gamma} + \frac{\beta\gamma}{2}\eta^{\beta+\gamma-2}f_{1,\beta}f_{1,\gamma} + g\eta + \frac{p_1}{\rho_1} = 0 \quad \cdots\cdots (4)$$

下層の方程式：

$$\eta^{\alpha}\frac{\partial\eta}{\partial t} + \frac{1}{\alpha+\beta+1}\nabla\left\{\left(\eta^{\alpha+\beta+1} - b^{\alpha+\beta+1}\right)\nabla f_{2,\beta}\right\} - \frac{\alpha\beta}{\alpha+\beta-1}\left(\eta^{\alpha+\beta-1} - b^{\alpha+\beta-1}\right)f_{2,\beta} = 0 \quad \cdots\cdots (5)$$

$$\eta^{\beta}\frac{\partial f_{2,\beta}}{\partial t} + \frac{1}{2}\eta^{\beta+\gamma}\nabla f_{2,\beta}\nabla f_{2,\gamma} + \frac{\beta\gamma}{2}\eta^{\beta+\gamma-2}f_{2,\beta}f_{2,\gamma} + g\eta + \frac{p_1 + (\rho_2-\rho_1)gh_1}{\rho_2} = 0 \quad \cdots (6)$$

ここで，ρ_1とρ_2は上層密度と下層密度，h_1とh_2は上層と下層厚さ，ηは界面変位，p_1は上下層の界面における圧力，bは水面からの海底面位置，αとβとγは総和規約を示す．

式（3）から式（6）の解法については，Nakayama・Kakinuma（2010）に詳細が示されており，同論文中で微小振幅波における分散関係の高精度の再現性が確認されている．式（3）から式（6）は内部波解析用の2層方程式であるが，上下層に空気と水の密度を与えることにより，表面波の解析が可能となっている．

3. ストークスドリフトの評価

（1）網走川の概略

オホーツク沿岸に位置する網走湖は，約7kmの網走川により沿岸域と結ばれており，高潮時には顕著な塩水遡上が発生することが知られている．平水時に網走湖の上流側から与えられる平均的な流量はおよそ10m^3/s程度であるため，大潮時の潮位差1mにより発生する網走湖下流側の流量約60m^3/sと比較して小さい値であり，塩水の浸入には河口部の潮位が大きく影響していることが分かる．また，河口から網走湖までの平均水深は2m程度であり，塩水の浸入は地形の効果を大きく受け，網走湖まで塩水が浸入する際には，強混合型が発生することが確認されている．

図-1　網走港湾周辺における波の観測地点

（2）網走川河口周辺における波の観測結果

海から網走川河口における波の状態を理解するために，網走港湾から河口において計測された波のデータの解析を行った（図-1のNo.1からNo.5）．観測は北海道開発局網走開発建設部により行われ，ハイブリッド型自記式波高・波向計（wave hunterΣ）が使用された．観測は2007年11月7日に波高計の設置作業，11月20日に点検作業，12月12日に撤去作業が実施され，観測期間としては約35日間であった．観測期間内で最も大きな波が観測されたのは11月19日であり，網走港沖で有義波高3.0m以上の波（波向は北北東から北東）が多く発生していた．その際，オホーツク海周辺上空の等圧線は密であり，網走市では風速10m/s前後の西風が卓越していた．

河口および河道における観測結果として，河口付近のNo.2および河口から600mのNo.5におけるデータを利用することとした（図-2）．その結果，外洋から網走港湾内に進入し，減衰しながらも網走川上流に向けて進入している波が存在することが確認された．網走港沖で有義波高3.0m以上が発生した際に注目すると，No.2では有義波高0.19～0.34m（有義周期約10.6～13.6秒），No.5では有義波高0.03～0.05m（有義周期約6.8～8.5秒）であった．塩水遡上に影響を与えると考えられる波は，波長水深比が1/10程度の波であり，分散関係を考慮してストークスドリフトの効果を検討する必要があることが確認された．

（3）ストークスドリフトの評価

網走川河口からおよそ2kmまでの範囲を対象とし，強非線形強分散内部波方程式モデルを用いて水面波の伝播を計算した．河口において平均波高0.2m，河口から

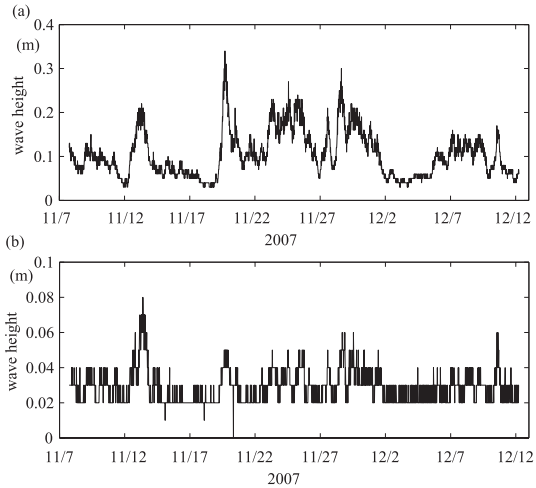

図-2　(a)No.2および(b)No.5における波高データ

600mの地点において平均振幅0.03mであったことから，次数3を利用して600m離れた地点における減衰を再現できるように，摩擦などによるエネルギー減衰をモデルに加えて再現計算を行った（図-**3**）．なお，表面波に対してモデルを適用する際，次数3まで考慮すれば深海波を除いて十分な再現性を得ることが証明されている（Nakayama・Kakinuma，2010）．

波の再現精度の関係とストークスドリフトの効果を確認するために，次数を1から3まで変化させて比較を行った．その結果，波形に関しては長波近似に対応する次数1では波の前傾化が見られたが，次数2や次数3ではクノイド波にみられるようなKdV近似で表現される波形の発生が確認された．次数2と次数3との比較から，Nakayama・Kakinuma（2010）で報告されている，次数の増加に伴うピーク波高の減少が確認された．次数3以上でその変化はほぼなくなることも報告されており，実際にはKdV理論で再現できる波高水深比の限界を越えた波が発生していたと推定されるため，最低でも次数3は必要であったことが分かる．

次に，それぞれの波形の計算結果を利用し，河口から300mにおける最大および最小流速発生時の水平流速の鉛直分布を比較したところ，流速分布に違いがみられた（図-**4**）．水表面付近と海底面付近でおよそ10％以上の流速の差が発生しており，分散関係を考慮する重要性が再度確認された．

ストークスドリフトの評価には，一般的によく用いられる，波による運動量流束の過剰成分を示すradiation stressを用いることとする．radiation stressの値からストークスドリフトの効果のみを取り出すことは出来ないが，塩水の遡上に影響を与える外力としては，ストークスドリフトの効果も含んだradiation stressを考慮すべきである．よって次章の3次元数値計算では，次式で計算されるradiation stressを利用した影響評価を行う．

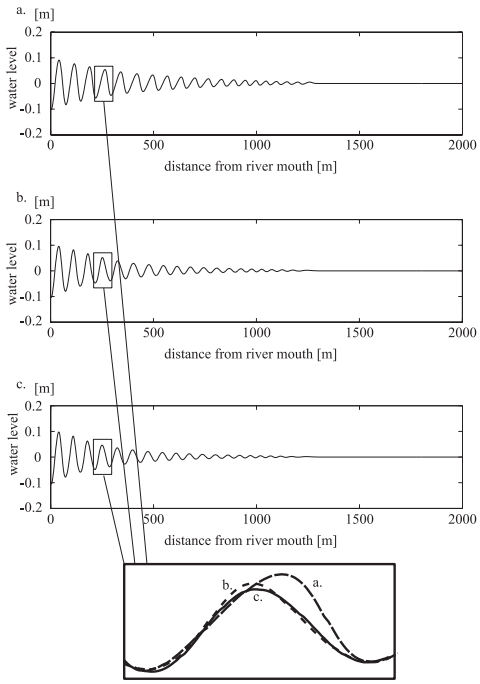

図-3　定常状態におけるある瞬間の波形　(a)次数1.(b)次数2.(c)次数3.

$$S_{xx} = \overline{\int_{-b}^{-h_1+\eta}\left(\rho_2 u_2{}^2 + p\right)dz} - \frac{1}{2}\rho_2 g h_2{}^2 \quad \cdots\cdots\cdots\cdots(7)$$

ここで，u_2は下層における水平流速，pは圧力を示す．

式（1）において展開される関数の次数を上げることにより，再現されるradiation stressに大きな差が現れ，次数が増加するにつれ，radiation stressが増大することが分かった（図-**5**）．さらに，次数が増加するにつれ，河口からの距離に伴いradiation stressがより大きく減少することも確認された．次数1ではradiation stressの最大値が次数3の半分程度であり，かなり過小評価であることが分かる．また，次数2と次数3の比較においても，波形の再現性を向上させることによって得られるradiation stressに最大で約20％程度の差異が発生し，高次の再現モデルの適用の必要性があらためて確認された．

4. 波の効果による塩水遡上への影響評価

前章で得られた波の進入によるradiation stressの発生を外力とし，3次元数値計算モデルを利用して塩水遡上への影響評価を行う．塩水遡上へのradiation stressによる影響のみを詳細に直接評価するために，3次元計算では単純な地形上における塩水遡上を対象とした．

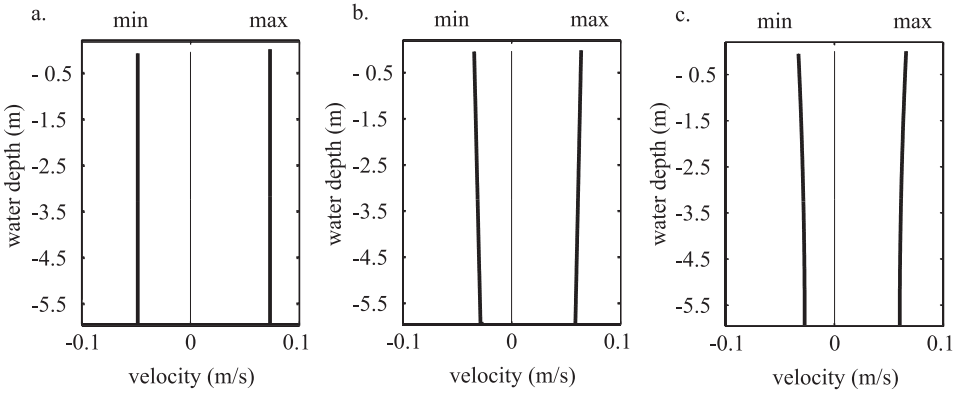

図-4 河口から300m地点における最大および最小流速の鉛直分布（最大流速が上流向き，最少流速が下流向きに対応する）（a）次数1．（b）次数2．（c）次数3．

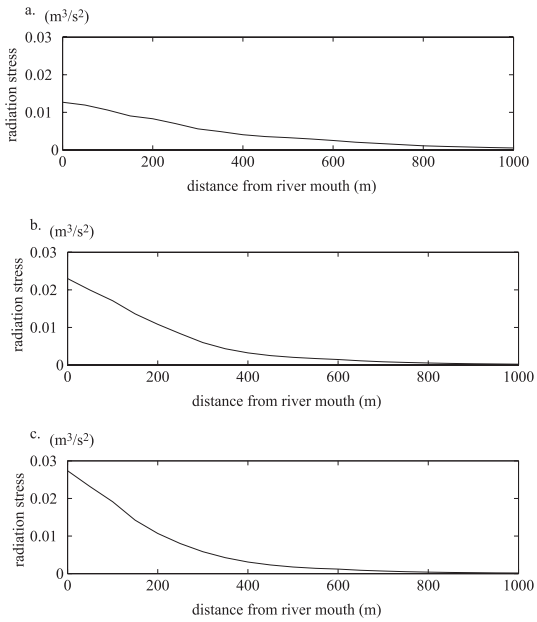

図-5 河口からのradiation stress分布 （a）次数1．（b）次数2．（c）次数3．

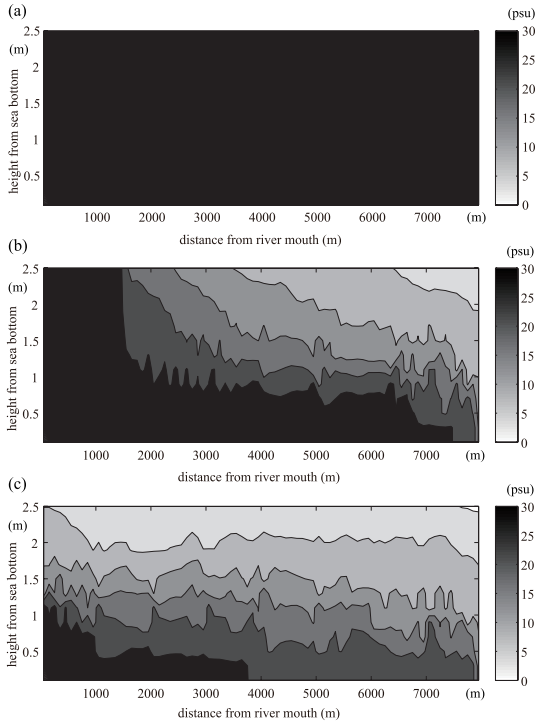

図-6 塩分の鉛直断面分布図の初期状態からの時間変化．radiation stressを考慮しないケース （a）初期状態．（b）10時間後．（c）20時間後．

（1）3次元数値計算モデルFantom3D

塩水遡上の計算には，3次元環境流体モデルFantom3D（新谷・中山，2007）を利用した．Fantom3Dはオブジェクト指向型の環境流体モデルであり，計算領域の分割による並列計算が容易であることに加え，様々な計算スキームの切り替えも容易であるという特徴を持つ．詳しくは新谷・中山（2007）をご参照いただきたい．計算領域は長手方向×横断方向×鉛直方向それぞれに803×5×13のメッシュを与え，計算を高速化するため，長手方向に領域を8分割して並列計算を行った．水平×鉛直メッシュサイズは10m×0.2mとし，奥行きは1mメッシュとした．時間計算間隔は10秒，計算時間は30日間とした．また，計算領域の河床勾配はゼロとし，上流から0.1m/sの流速を鉛直方向一様に与えた．

塩水の遡上を安定して計算するために，初期に計算領域を塩水で満たし，上流端から淡水を与えることで定常状態に達するまで計算を行うこととした（図-6）．初期に満たされた塩水が下流端の上層から流出してゆき，塩水進入が安定した状態に約1日で到達していたことが確認された．radiation stressの3次元モデルにおける考慮には，

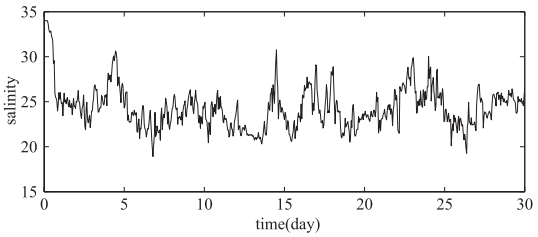

図-7 河口から5000mにおける底面上での塩分の時系列変化．radiation stressを考慮しないケース

S_{xx}の長手方向の空間微分を水深平均し，運動方程式の外力項として定常的に加えて評価することとした．そのため，両モデルが直接的にデータのやり取りを行ってradiation stressを計算したわけではない．より詳細な検討のためには，両モデルのカップリングが必要であると考えられる．

（2）radiation stressと塩水遡上

計算を30日まで実行した結果，塩水フロントはカルマン渦列の発生のようにある周期的な変動を行っていた（図-7）．河口から5000mにおける底層での塩分濃度変化をみると，初期から約1日後まで急激に減少するが，その後はある周期をもって変化している様子がうかがえる（図-7）．その周期は約数日程度であり，フロント位置の正確な推定を行うためには，その周期的な変動を除外するための平均化処理を行う必要があることが確認された．これは，radiation stressによる影響のみを抽出するために水平底面上での塩水遡上を対象として定性的な計算を行ったためであり，実際の河川では地形勾配および水面勾配が発生しており，より安定した塩水進入が発生していることを記しておく．

フロント位置の検討を行うための平均化には，計算開始600時間後から700時間後までの約4日間の1時間毎の鉛直断面の塩分分布を用いた（図-8）．radiation stressを考慮することにより，塩分濃度20程度の進入位置が1000m程度より進入していることが確認された．進入長の増加とともに，高塩分濃度が水面により近く存在することも確認され，波の効果により塩水進入が大きく影響を受けることが分かった．

5. おわりに

強非線形強分散内部波モデルおよび3次元数値計算モデルFantom3Dを用いて，radiation stressと塩水進入に関する検討を行い，以下のような結論を得た．

a）強非線形強分散内部波モデルを用いてradiation stressを評価した結果，波の再現性を増すことにより，radiation stressの値にも大きな変化が現れることが分かった．最大値で2倍程度の差が生じており，高精度な波の再現モデルの必要性が確認された．

b）3次元数値計算モデルFantom3Dにより，radiation stressを考慮したケースの方が，考慮しないケースに比較して塩水進入長が増大することが分かった．

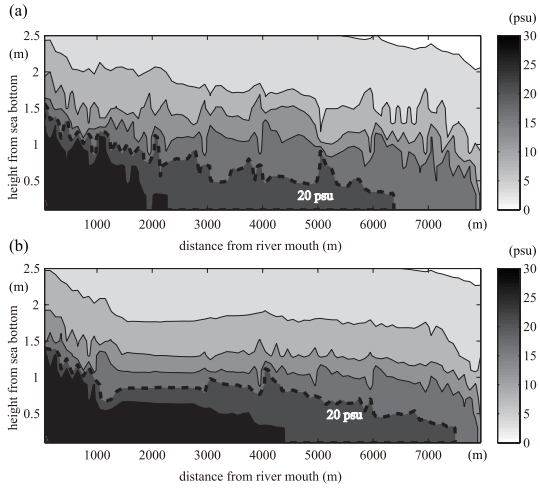

図-8 塩分の鉛直断面分布図．(a)radiation stressを考慮しないケース．(b)radiation stressを考慮したケース

謝辞：本研究は河川情報センターの助成を受けた．記して感謝の意を表す．

参 考 文 献

池永 均・大束淳一・三沢大輔・内島邦秀・樫山和男・山田正（1998）：網走川における塩水遡上特性と塩水楔の形態変化に関する研究，水工学論文集，第42巻，pp.775-780.

池永 均・向山公人・大島伸介・山田 正（1999）：塩淡二成層を形成する汽水湖沼の長期的な界面変動予測手法の開発，土木学会論文集，第628巻，pp.77-96.

柿沼太郎（2001）：透水性海浜における内部波の挙動の数値計算,海岸工学論文集，第48巻，pp.146-150.

桒島知哉・高橋克人・宮島滋近・平野道夫・山田 正（1993）：塩淡二成層を形成している網走湖の塩水の流出入に関する研究，水工学論文集，第37巻，pp.305-312.

佐久間慎雄・中山恵介・柿沼太郎・新谷哲也（2010）：網走川において風波が塩水浸入に及ぼす影響評価，土木学会北海道支部論文報告集，B-52.

新谷哲也・中山恵介（2009）：環境流体解析を目的としたオブジェクト指向型流体モデルの開発と検証，水工学論文集，第53巻，pp.1267-1272.

丸谷靖幸・中山恵介・堀松大志・鰺目淑範・米元光明（2010）：網走湖における密度界面に対する風応力と河川流入の影響評価，水工学論文集，第54巻，pp.1393-1398.

吉川泰弘・渡邊康玄（2006）：結氷時の塩水遡上に関する現地観測，土木学会，河川技術論文集，Vol.12，pp.157-162.

吉川泰弘・安田浩保・渡邊康玄（2007）：網走川における透過性構造物の塩水遡上への影響，土木学会河川技術論文集，Vol.13，pp.7-12.

Nakayama K. and T. Kakinuma (2010) : Internal waves in a two-layer system using fully nonlinear internal-wave equations, International Journal for Numerical Methods in Fluids, Vol.62(5), pp.574-590, doi: 10.1002/fld.2037.