博　士　論　文

オホーツク沿岸域における災害リスクに関する研究

2016 年 3 月

佐　藤　之　信

目　次

第１章　序論 …… 1
1.1 概説 …… 3
1.2 本研究の目的と位置づけ …… 5
1.3 本研究の構成 …… 6
【参考文献】…… 8

第２章　オホーツク海における流氷と波高・風速の関係 …… 9
2.1　近年の流氷の減少と波高の増大 …… 11
2.2　波高と風速及び流氷の観測データ …… 14
2.3　流氷量と有義波高・風速の関係 …… 22
2.4　流氷量減少による有義波高増大の予測 …… 32
2,5　PIV を利用した流氷の移動ベクトルの推定 …… 37
2,6　まとめ …… 53
【第 2 章参考文献】 …… 54

第３章　河道における流れを考慮した波の変形計算と解析 …… 57
3.1　波高の増大が沿岸域に与える影響 …… 59
3.2　モデル方程式 …… 60
3.3　解析条件と解析結果 …… 63
3.4　まとめ …… 68
【第 3 章参考文献】 …… 69

第４章　河川津波の進行・発達と河道内における変形について …… 71
4.1　河川津波の特徴 …… 73
4.2　河口におけるソリトン波の初期条件 …… 75
4.3　河道内におけるソリトン波の発達 …… 77
4.4　Miles の理論界との比較 …… 81
4.5　修正臨界角度式の適用性検証 …… 82
4.6　まとめ …… 83
【第 4 章参考文献】…… 84

第５章　結論 …… 87

第１章　序論

１．１　研究の背景と目的

近年，我が国においては高潮や高波や巨大地震等，非常に大きな災害が多発している．その中でも気候変動に起因する高潮や高波による災害は年々その頻度・規模が増加傾向にあり，巨大地震においても地震大国であるわが国では，2011 年 3 月 11 日に東北地方太平洋沖地震が発生しており，近い将来においても南海トラフ沖等巨大地震が発生する確率が高い状態にある．実際のオホーツク海沿岸での事象を見ると，高潮等による異常水位の発生や，冬期における波高の増大に伴う災害事例が増加しており，特にサロマ湖やコムケ湖の湖口部では，冬期波浪による湖口の埋塞や，河川と海岸の接合部である河口域では，冬期波浪の遡上が問題となっている．IPCC(気候変動に関する政府間パネル)の第 5 次報告書（IPCC，2013）によると，気候システムの温暖化については疑う余地がなく，1986～2005 年を基準とした，2081～2100 年における世界平均地上気温の変化は，RCP2.6 シナリオでは 0.3～1.7℃，RCP4.5 シナリオでは 1.1～2.6℃，RCP6.0 シナリオでは 1.4～3.1℃，RCP8.5 シナリオでは 2.6～4.8℃の範囲に入る可能性が高いことが報告されており，この影響でオホーツク海における流氷量が減少していることは過去の研究（水野ら,1991）でも述べられている．世界平均海面水位の上昇についても，RCP2.6 シナリオでは 0.26～0.55m,RCP4.5 シナリオでは 0.32～0.63m，RCP6.0 シナリオでは 0.33～0.63m，RCP8.5 シナリオでは 0.45～0.82m の範囲に入る可能性が高いことが報告されており，この影響で河川に対する波浪遡上の影響が大きくなることが予想される．また，オホーツク沿岸における地震津波については，北海道に津波被害をもたらす想定地震の再検討のためのワーキンググループ（北海道,2013）からも報告されている通り，最大 10m の津波遡上が予測されている．

以上のように，災害リスクの増加は，我々の社会生活に与える影響が大きく，特に我が国で唯一流氷が接岸するオホーツク海沿岸では，気候変動による流氷の減少が，波浪の増大にも大きな影響を与え，我々の生活及び国土の安全・保全にも甚大な被害を与える可能性がある．そのた

め，本研究では気候変動により近年減少傾向にある流氷が，オホーツク海沿岸の波浪に対しどのような影響を与えるかを，過去の流氷量，有義波高，風速の観測結果を解析し明確にするとともに，それらの波浪が河川域に与える影響解析手法及び，津波が河川域に与える影響についての研究を行い，今後の災害対策に関する基礎資料とすることを目的とする．参考として，**表 1-1** に近年の北海道における災害の被害額と回数を示す．被害額については，平成 16 年の台風 18 号や平成 23 年の東日本大震災による津波被害等，大きな災害があると極端に大きくなっているが，災害の回数については，近年増加傾向にあることが分かる．

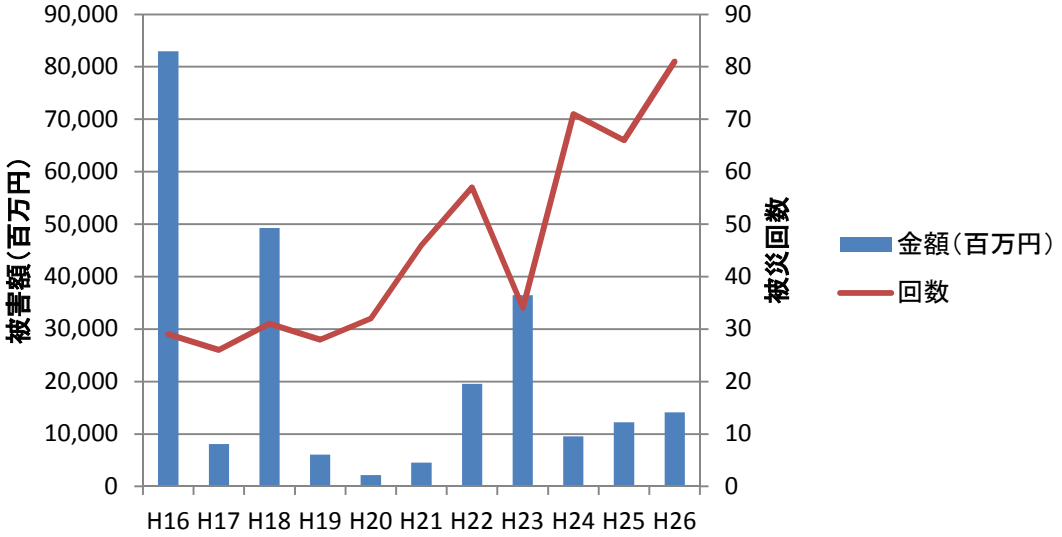


図 1-1　近年における北海道の災害状況

１．２　本研究の構成

沿岸域における波高の増大は，気候変動に起因する流氷の減少による可能性が高い．そのため，流氷と波高及び波高の発生要因である風との関係を明らかにし波高の将来予測を行うと共に，PIV を利用した流氷の移動ベクトルの推定を行った．同じく気候変動による海水面の上昇と，波高の増大により，河川に遡上する波浪の影響が大きくなる可能性が高いため，河川に流入する波浪の影響検討と河川津波の河道内における変形についての検討を行った．以下に，本論文の構成を図化して示す．

オホーツク海における流氷と波高・風速の関係について（第２章）

過去の観測結果より流氷量と波高・風速の関係を明らかにし，将来的な波高の予想検討を行う．

波高の増大が沿岸域に与える影響（第３章）

河川内に流入する波浪の波高変化計算について強線形強内部波方程式(FSI)を用い，現況の再現検討を行い，今後の利用性についての検討を行う．

河川津波の進行・発達と河道内における変形（第４章）

河川津波の河道内の変形について，FSI model を用いた検討を行い，河道の変化による津波の進行・発達の検討を行う．

以下に各章のタイトルとその概要を簡単に示す．

第１章　序論

ここでは，気候変動や地震の増加による災害リスクの増加の可能性を述べ，本研究の目的を示す

第２章　オホーツク海における流氷と波高・風速の関係

オホーツク海の日本沿岸域では，近年高潮や高浪による異常水位が発生し，港湾活動や漁業活動に大きな影響を与えている．過去の研究において，積算流氷面積の減少が有義波高の増大を誘発し，それら被害の発生要因となっている可能性が指摘されている（水野ら,1991）．しかし，過去の論文では，オホーツク海全域を対象とした積算流氷面積と有義波高の関係のみが示されており，オホーツク沿岸域への影響が大きいオホーツク海南域の流氷量に着目した研究が行われていない．また，流氷体積や波浪の発生要因である風についての検討も行われていない．そのため，オホーツク海における流氷量の減少が有義波高の増大に与える影響を，波高の発生要因である風速にも着目した解析を行い，流氷量と波高・風速の関係を明確にした．

第３章　河道における流れを考慮した波の変形計算と解析

波と流れの干渉に関しては，過去に多くの研究が存在しており，特徴的な現象としては波高の増大や wave blocking 現象等があげられる．流れが波に及ぼす影響について検討した研究は多く存在するが，ソリトンに対して検討した調査・研究は少ない．そこで本研究では，底面におけるせん断力を推定するために必要な水平流速の鉛直分布を再現出来るモデルとして，強非線形強分散方程式（FSI model）（柿沼，2001; Nakayama・Kakinuma, 2010）を用いた，波と流れの相互干渉に関する検討を行った．

第４章　河川津波の進行・発達と河道内における変形

巨大地震により発生した津波が沿岸域に到達し河川を遡上する現象が一般的に河川津波と呼ばれ，河道幅の減少，河道法線の変化などに

より反射波が形成され，その振幅が大きく変化することが確認されている．北海道においても，過去に太平洋に面する十勝川及び新釧路川で地震を原因とする河川津波の遡上が確認されている．これらの河川津波はソリトン波の形状を呈しており，中山ら（2011）では，内部波に関する検討であるが，振幅が約 3 倍にもおよぶソリトンの再現計算に成功している．しかし，過去の研究では，河床勾配や河川の平面形状に着目された検討がなされていない．そこで本研究では，強非線形強分散方程式（FSI model）（柿沼，2001; Nakayama・Kakinuma, 2010）を利用し，津波が浅海域から河川域に進行・発達する過程および河道内における変形に関する検討を行った．

第 5 章　結論

第 2 章から第 4 章までのまとめを示す．

【参考文献】

1) 柿沼太郎: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.146-150,2001.

2) 中山恵介，柿沼太郎，及川正行，辻英一， 丸谷靖幸：ソリトン共鳴により発生する大振幅ソリトンの解，海岸工学論文集，第 58 巻，pp.6-10, 2011.

3) 北海道に津波被害をもたらす想定地震の再検討のためのワーキンググループ，北海道，2013.

4) 水野雄三，矢野賢二，平沢充成，高橋哲美，長内戦治：「海氷による波浪の減衰に関する一考察」，海洋開発論文集第 7 巻，pp.7-11, 1991.

5) Nakayama, K. and Kakinuma, T.: Internal waves in a two-layer system using fully nonlinear internal-wave equations, Int. J. Num. Method. Fluids, Vol.62, pp.574-590, 2010.

第２章　オホーツク海における流氷と波高・風速の関係について

２．１　近年の流氷の減少と波高の増大についてについて

オホーツク海の日本沿岸域は，流氷が接岸する北半球の最南端に位置しており，多くの水産拠点が存在し，水産資源の観点から大変重要な地域となっている．近年，オホーツク海沿岸において，高潮や高浪による防波堤や護岸の越流等の被害が発生している．特に冬期間(1月～2月)においては護岸の天端付近まで水位が上昇したり，岸壁が水没したりするような異常高潮が発生し（**図2-1**），港湾活動や漁業活動に大きな影響を与えている．過去の研究において，積算流氷面積の減少が有義波高の増大を誘発し，それら被害の発生要因となっている可能性が指摘されている(水野ら,1991；Krisfield et al,2014；Shibata et al,2013；Tateyama et al,2001)．しかし，過去の論文では，オホーツク海全域を対象とした積算流氷面積と有義波高の関係のみが示されており，オホーツク沿岸域への影響が大きいオホーツク海南域の流氷量に着目した研究が行われていない．また，流氷体積や波浪の発生要因である風についての検討も行われていない．

IPCCのレポートでも延べられているように，地球規模での環境変動がオホーツク海における流氷の接岸にも影響を及ぼしている可能性がある（IPCC,2013）．気候変動による影響としては，気候変動は自然災害の発生を増加させ生態系に損傷を与えること（Nakamoto et al,2013）や，温暖化環境でのインド各地における降雨の増加（Goswami et al,2006），降雪地域では気候変動が季節積雪のサイズと流出の季節分布に大きな変化を引き起こすこと（Whitaker et al,2012） が示唆されている．特に氷河や海氷に関しては，気候変動によるキリマンジャロ氷河の後退(Georg et al,2004)，北半球と南半球の海氷の増減の非対称化(Cavalieri et al,1997) ,北極での海氷面積減少に起因する中緯度地帯での降水量増加(Serreze et al,2007) ，1978年以降北極海の氷のカバー率が年間あたり約3パーセントの減少(Johannessen,2007) が示唆されている．流氷や氷河の長期的な展望については，氷河の減少に起因し2005年から2060年の間で73mmの海水面上昇(Hirabayashi et al,2013) が報告されている．つまり，

冬期間のオホーツク海において発生している有義波高の増大は，気候変動の影響を受けて発生している可能性が考えられる．

そこで本研究では，オホーツク海南域の流氷量と波浪発生の要因である風に着目し,流氷量と有義波高･風速に関し観測データの解析を行い，オホーツク海沿岸の波浪と流氷との関係を明らかにすることを目的とした．

(a)

(b)

図 2-1 (a)静穏時と(b)激浪時の比較写真．消波ブロックの水没や天端付近までの水位上昇が確認できる．この際の波浪は 1 年確率波程度

２．２　波高と風速及び流氷の観測データ

本研究の研究対象領域は，流氷に関してはオホーツク海全域を，波浪に関しては北海道のオホーツク海沿岸とし，流氷の解析には広範囲をほぼ同時に計測することが出来る衛星解析データを利用することとした．また，衛星画像データを流氷の面積や厚さのデータに変換するために，舘山らによる衛星リモートセンシングによるオホーツク海の氷厚変動解析結果を用いた過去の研究結果(舘山ら,2011)を用いた．従来，衛星画像データからは流氷面積の推定のみが可能であったが，可搬型多偏波マイクロ波放射計と，氷厚を正確に測定できる非破壊式の電磁誘導式氷厚計を利用することで，より高精度に氷厚を推定することが可能となった(Krisfield ,2014)．舘山らは地球観測衛星に搭載されているマイクロ波放射計SSM/Iへ推定手法を適用し，南極海での実測データを用いて氷厚推定アルゴリズムの検証を行い，その再現性の高さを証明した(Shibata et al,2013)．流氷厚推定の詳細については後述する「2.5(2) 流氷の厚さ分布とその特性」似て示すものとする．

本研究では，同手法を用いて推定された1989年から2012年の海氷面積および氷厚より、有義波高・風速の観測データの使用が可能な2001年から2011年の1日間隔のデータを使用した.各年の流氷量が最大となっている日の空間分布図を図2-2(1)～図2-2(6)に示す．波浪データはオホーツク海沿岸で唯一観測されている紋別港沖において2001年～2011年の期間で2時間間隔で観測されている全国港湾海洋波浪情報網（NOWPHAS）のデータを,気象データは波浪データと同じ紋別市において1時間間隔で観測されている気象庁AMeDASのデータを利用した．

以上より，本研究の対象データは下記のとおりとした．

- 観測期間は流氷量，波高，風速の全データがそろっている2001年～2011年とした．
- 流氷量は1日間隔のデータを用い，波浪と風速のデータは2時間間隔の値を用いた．

また，流氷面積の時間・空間変化が大きいことから，オホーツク海を

いくつかの小領域に分割することとした．最小の空間スケールとして，風波に注目していることから2001年~2011年における1月および2月のNOWPHAS波浪データの月別の最大平均有義波高4.25 mおよび周期8.2 sを利用した結果，SMBにより吹送距離170 km、吹送時間6時間が得られたため，南北約200 km毎に分割することとした（**図2-2**：L1～L10領域．南域はL1～L3とした）．

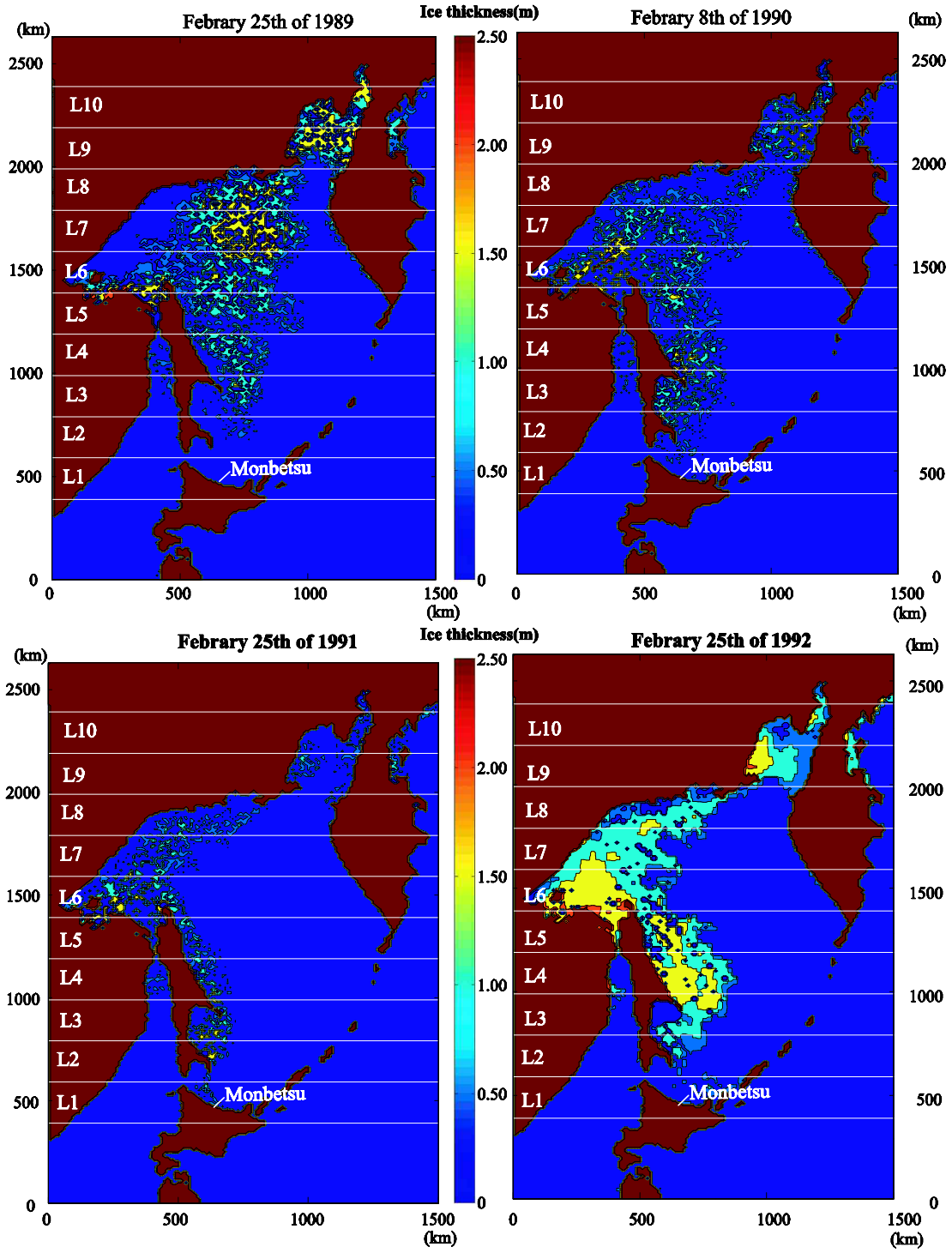


図 2-2(1) 衛星データから得られた流氷厚さの空間分布

(年最大：1989 年～1992 年)

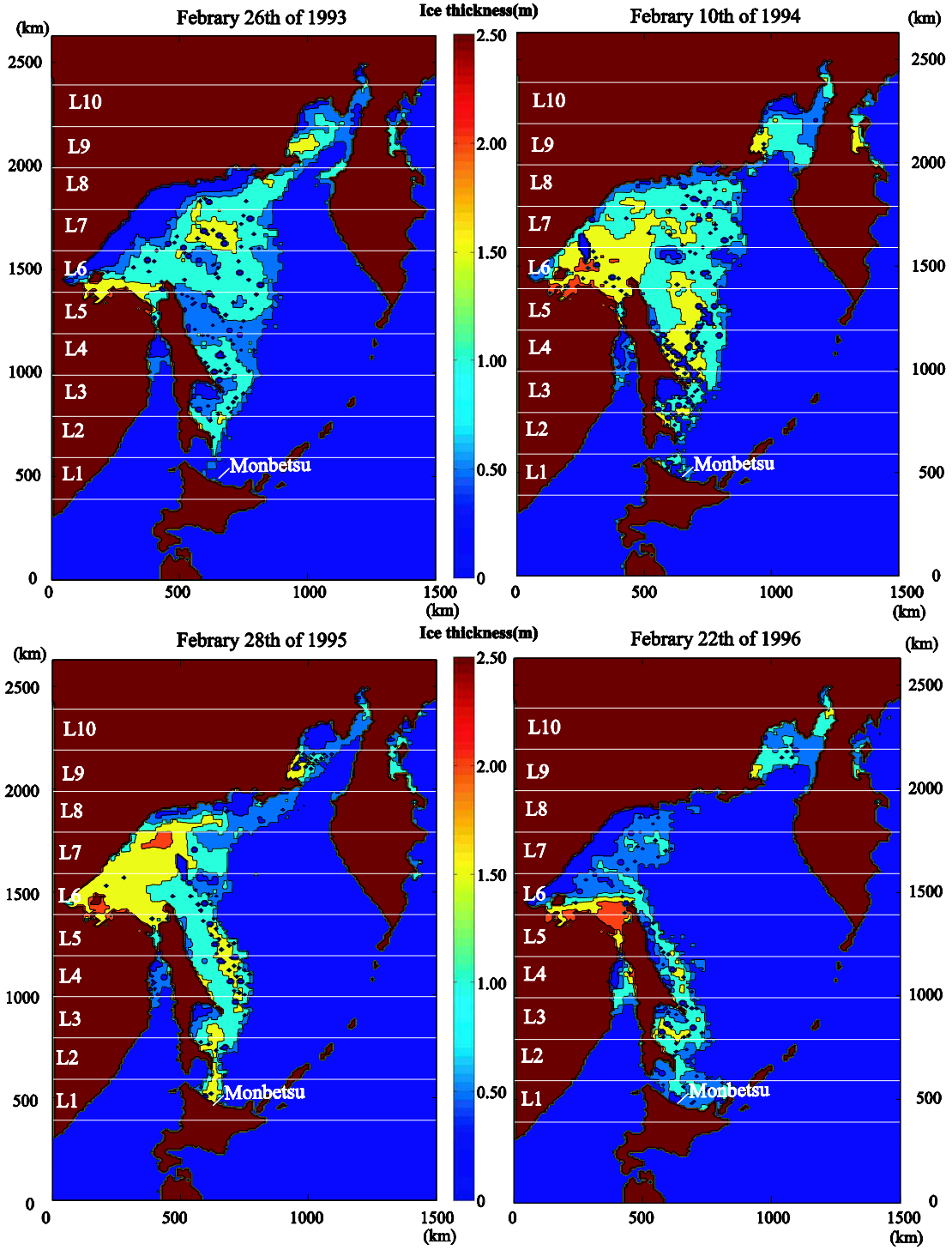


図 2-2(2) 衛星データから得られた流氷厚さの空間分布

(年最大：1993 年～1996 年)

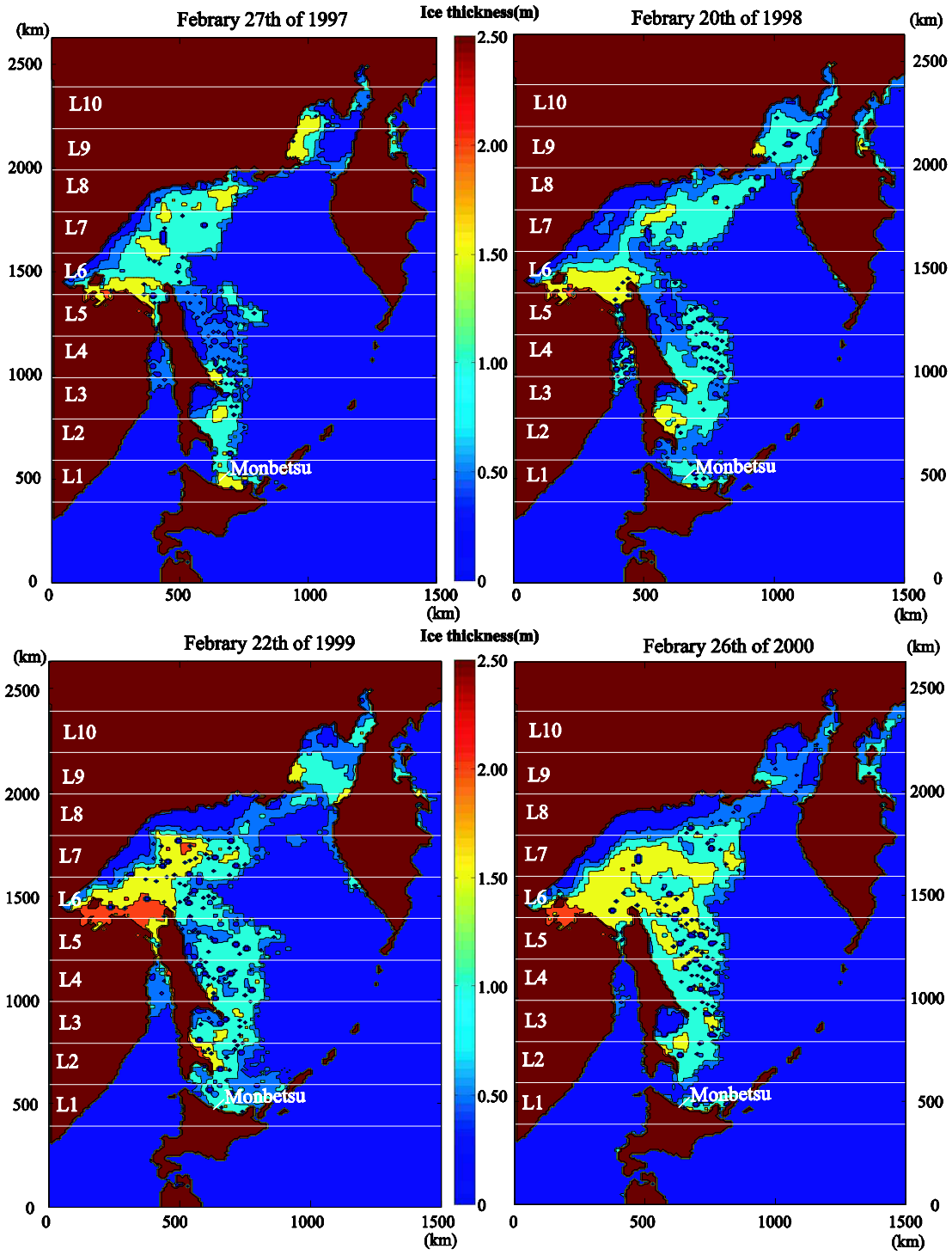


図 2-2(3) 衛星データから得られた流氷厚さの空間分布

(年最大：1997 年～2000 年)

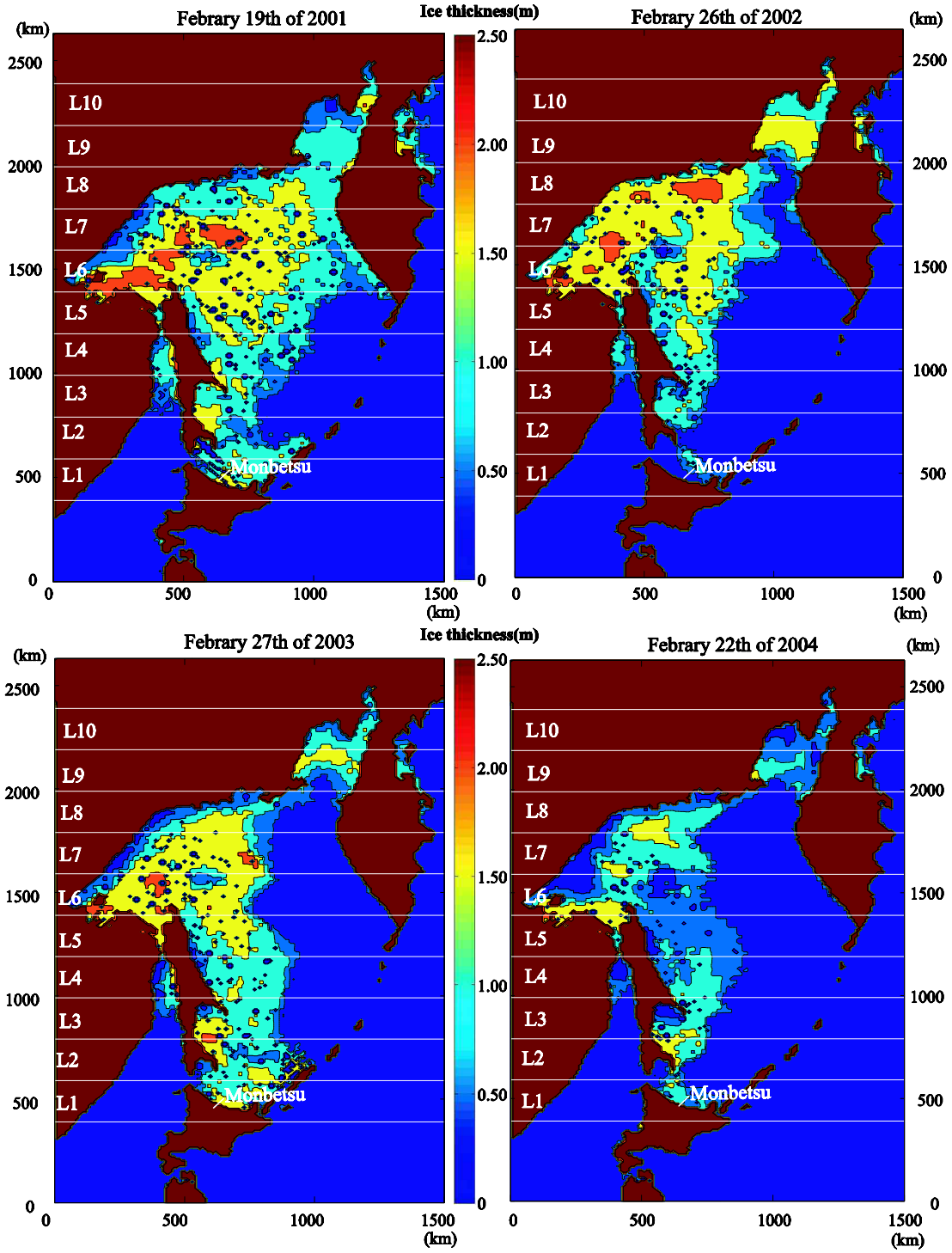


図 2-2(4) 衛星データから得られた流氷厚さの空間分布

(年最大：2001 年～2004 年)

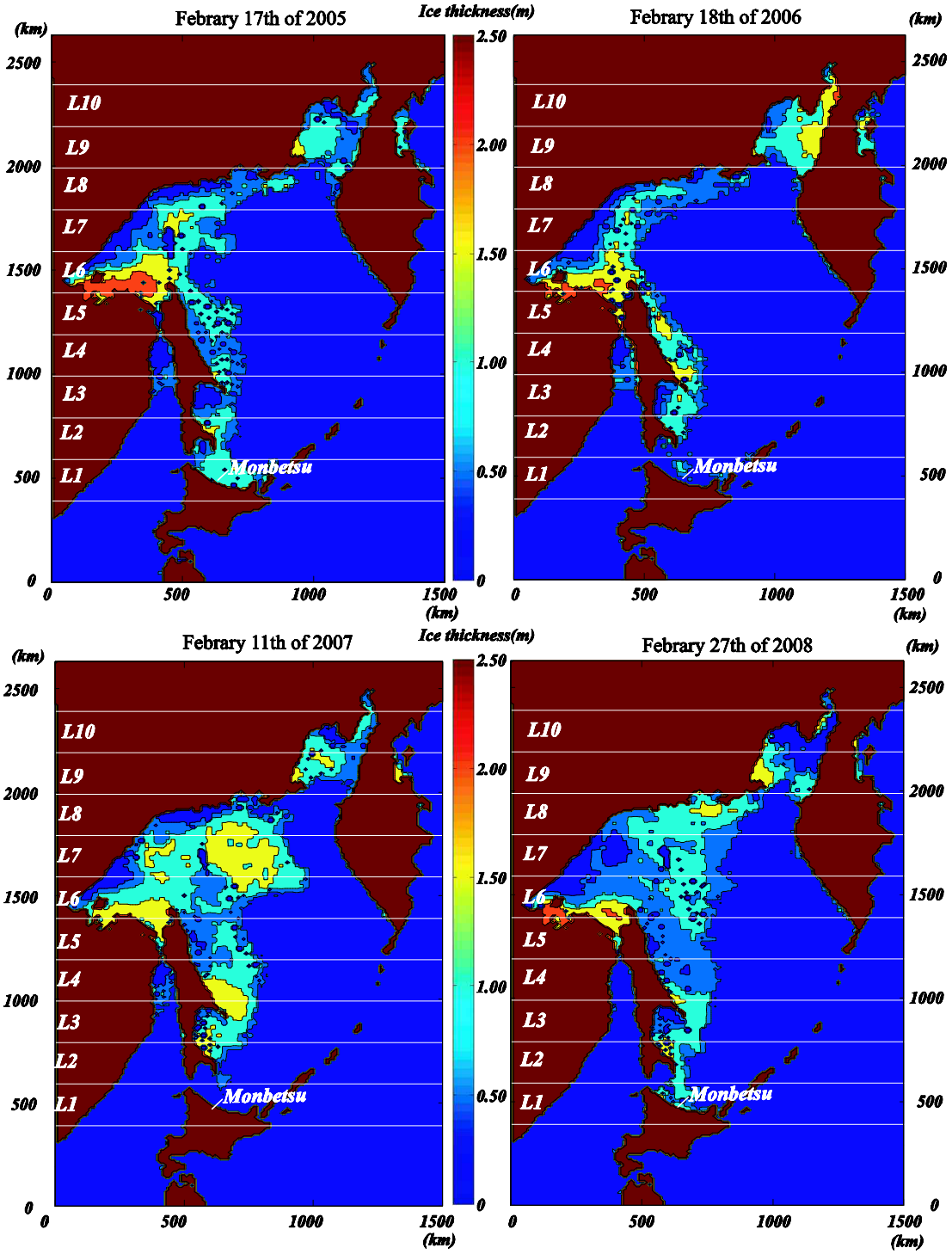


図 2-2(5) 衛星データから得られた流氷厚さの空間分布

(年最大：2005 年～2008 年)

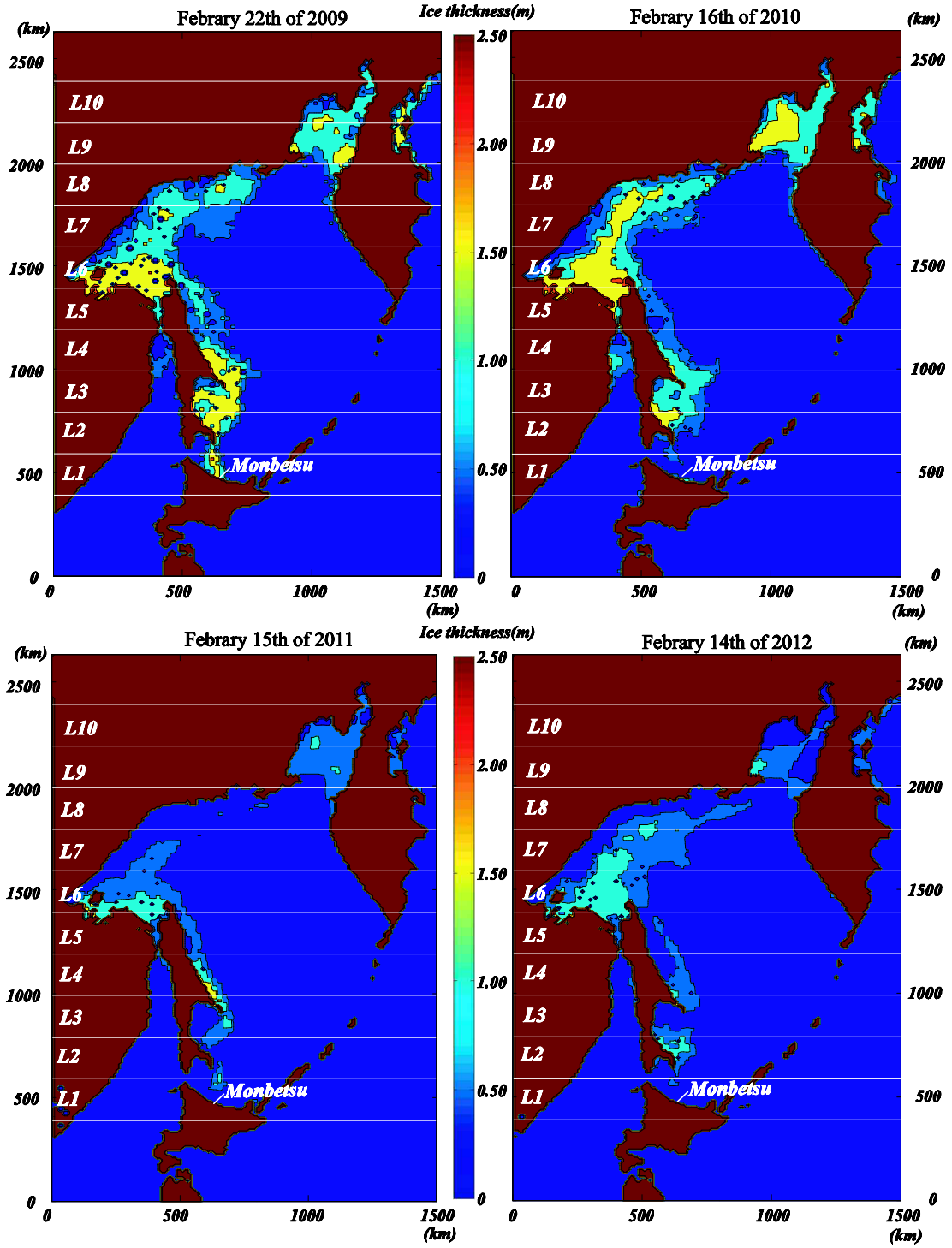


図 2-2(6) 衛星データから得られた流氷厚さの空間分布

(年最大：2009 年～2012 年)

２．３　流氷量と有義波高・風速の関係について

（１）有義波高と風速

解析としては，まず対象とする有義波高と風速の選定を行った．この時，風向と風速にはエクマン輸送により，時計回りに 90 度の差があると考えられる．本研究においても，紋別港における波向と風向の関係を調べたところ，90°程度の差があることが確認された．（図 2-3）これにより，本研究においても風波を引き起こす風向と波向は時計回りに 90°の差があることとして解析を行うこととし，冬期のオホーツク海沿岸に影響を及ぼす波浪が北～東であることから，対象とする風は西～北と考えた．更に吹送時間の短いものは流氷の影響を受けづらいと考え，波浪は吹送時間 6 時間以上のものを対象とした．

選定した有義波高と 6 時間の平均風速について，2 月における最大有義波高，そのときの平均風速，オホーツク海全域の流氷面積，南域の流氷面積に関して検討した結果，同様な風速でも流氷面積が減少すると最大有義波高が大きくなっていることが分かった（例えば，2008 年は同様な風速でも最大有義波高が小さくなっている）．特に，南域の流氷量の変化が有義波高の変化に顕著に影響することがわかった．これにより南域の流氷データを利用した解析の優位可能性が示された（図 2-4）．

（２）流氷量と有義波高と関係

続いて，南域における流氷の面積および体積の違いによる波浪への影響を評価するため，南域の各エリア（L1～L3）における流氷面積および体積を小・中・大（Lv1，Lv2，Lv3）と分割し，それぞれのレベルにおける風速と有義波高の関係について検討した（図 2-5）．検討に当たっては，有義波高は風速に比例して増加すると考えた場合，流氷面積・体積が増大するとα_h（＝有義波高/風速）が減少するのではないかと考えた．検討の結果全てのケースにおいて，流氷の面積および体積が増大することで，同じ風速でも有義波高が減少することが確認された．また，α_hの変化を面積・体積および各領域において調べた結果，どの領域も流氷面積および体積の増大に対して有義波高が減少する傾向を示していた（図 2-6）．

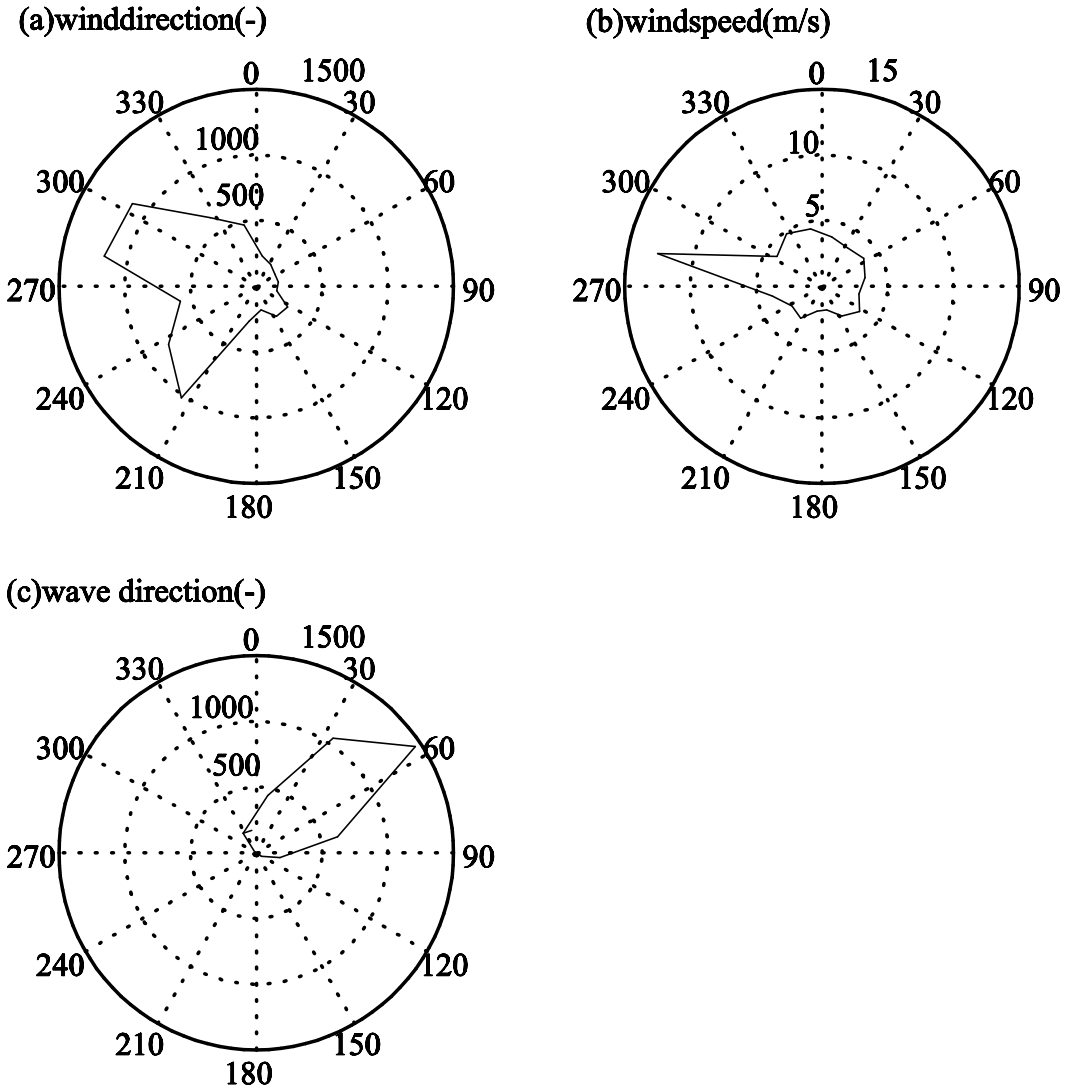
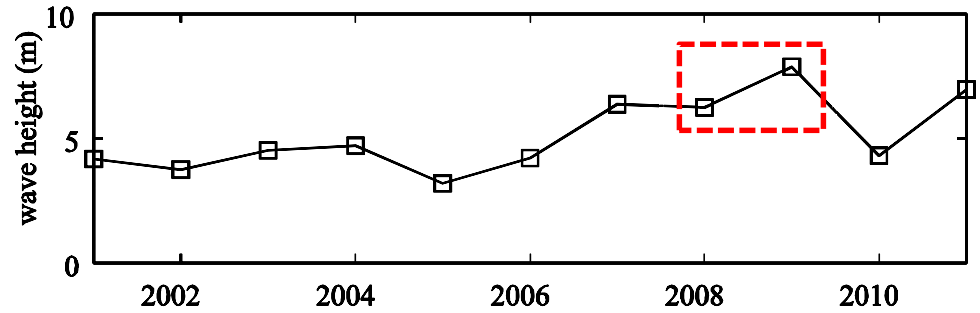
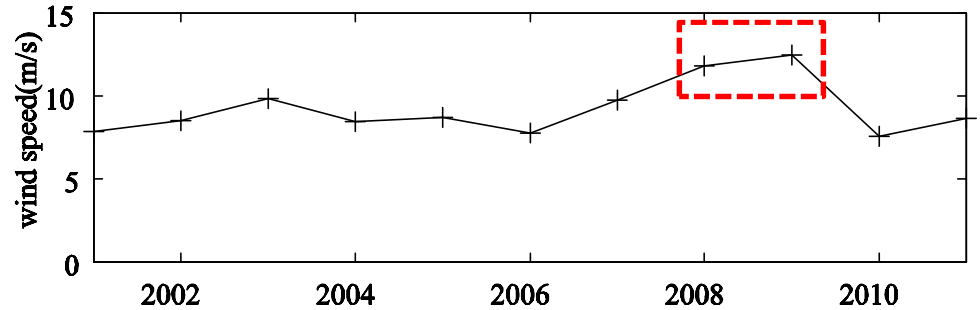


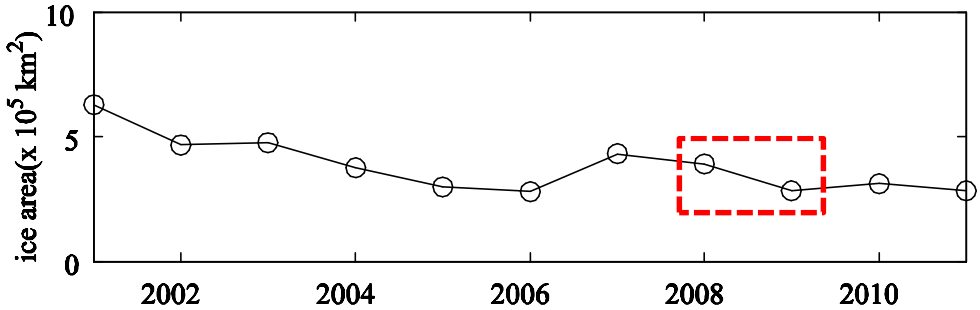
図 2-3 (a)風向の頻度分布図，(b)風速の頻度分布図，(c)波向の頻度分布図．風向と波向きで 90 度以上の位相差が確認できる．



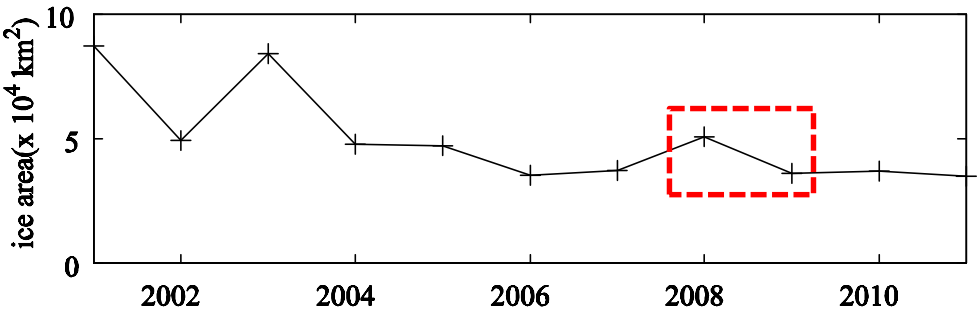
(a) wave height max in February



(b) wind speed max in February



(c) ice area from L1 to L10 in February



(d) ice area from L1 to L3 in February

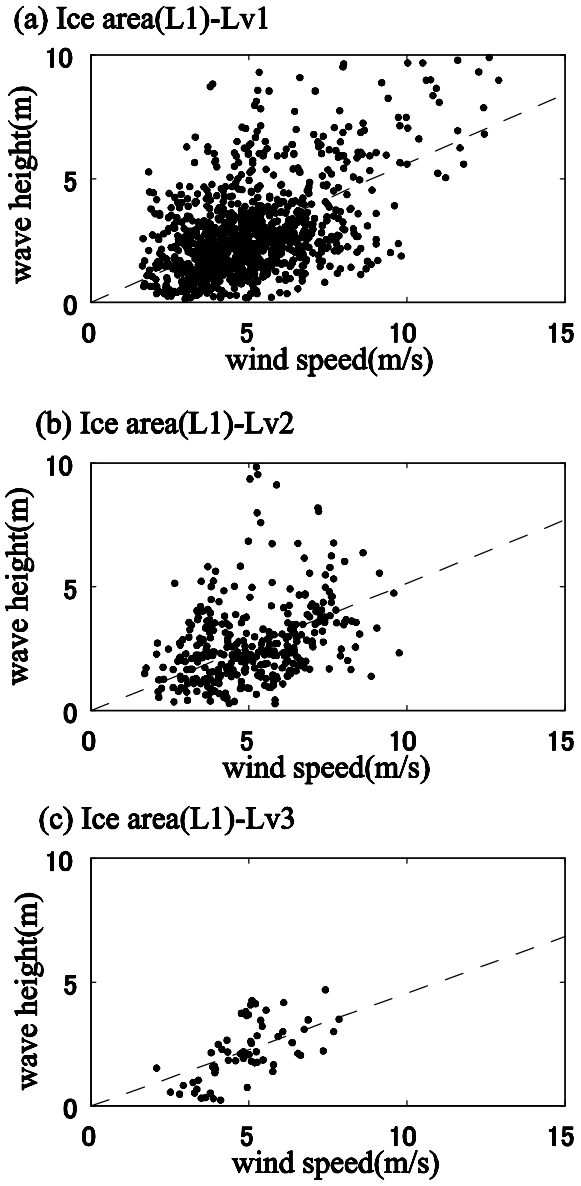


図 2-5(1)　領域 L1 における 2001 年から 2011 年の 1 月から 2 月における風速と有義波高(流氷面積について)

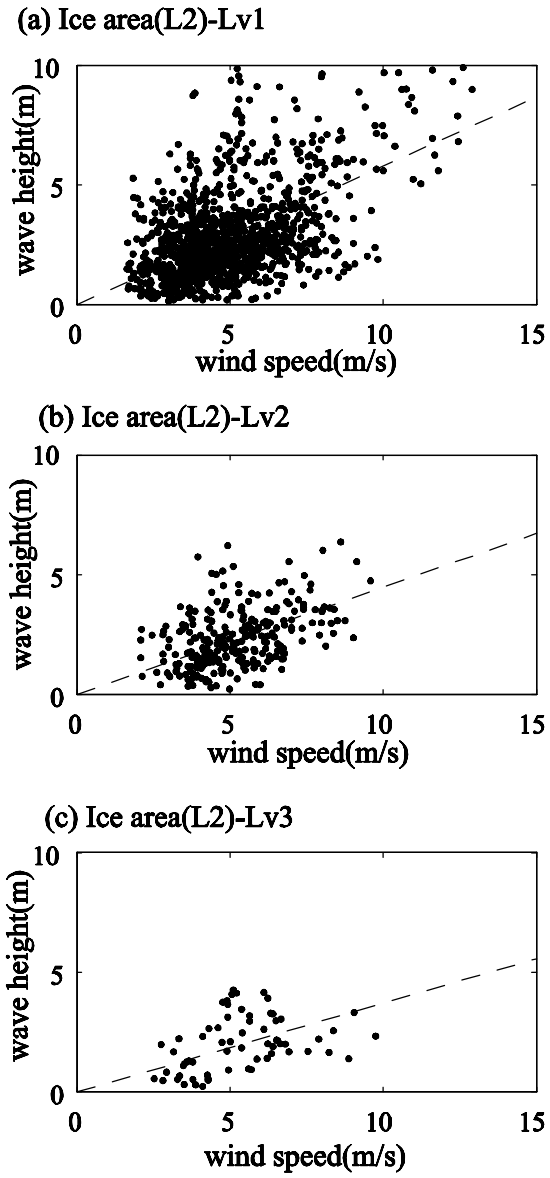


図 2-5(2)　領域 L2 における 2001 年から 2011 年の 1 月から 2 月における風速と有義波高(流氷面積について)

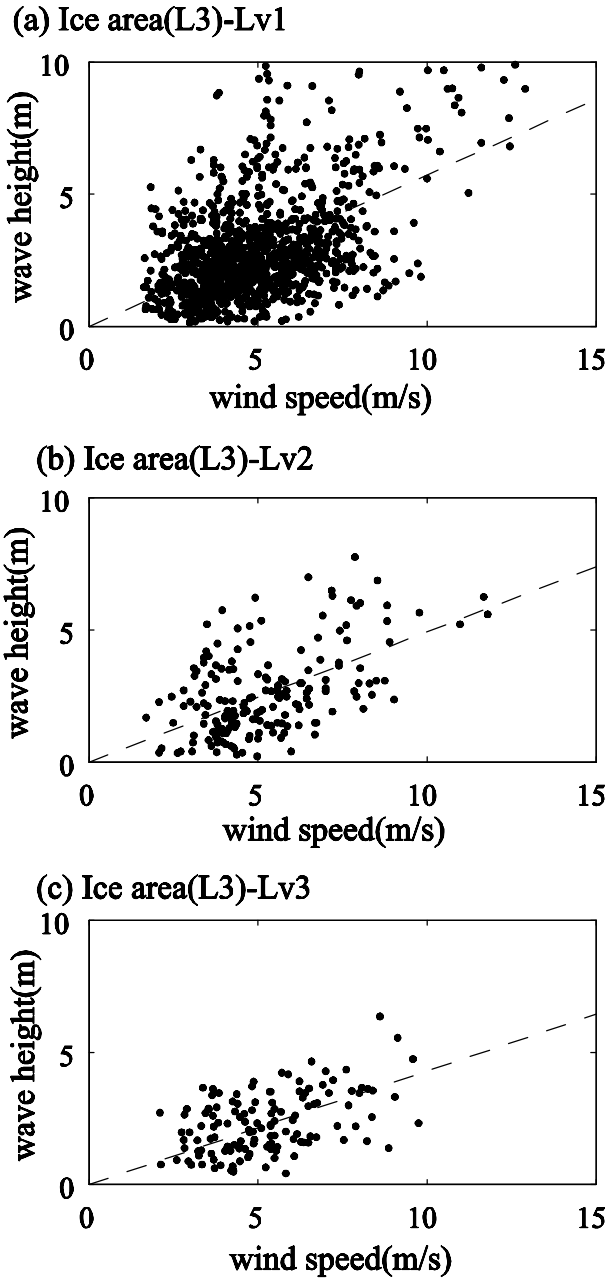


図 2-5(3)　領域 L3 における 2001 年から 2011 年の 1 月から 2 月における風速と有義波高(流氷面積について)

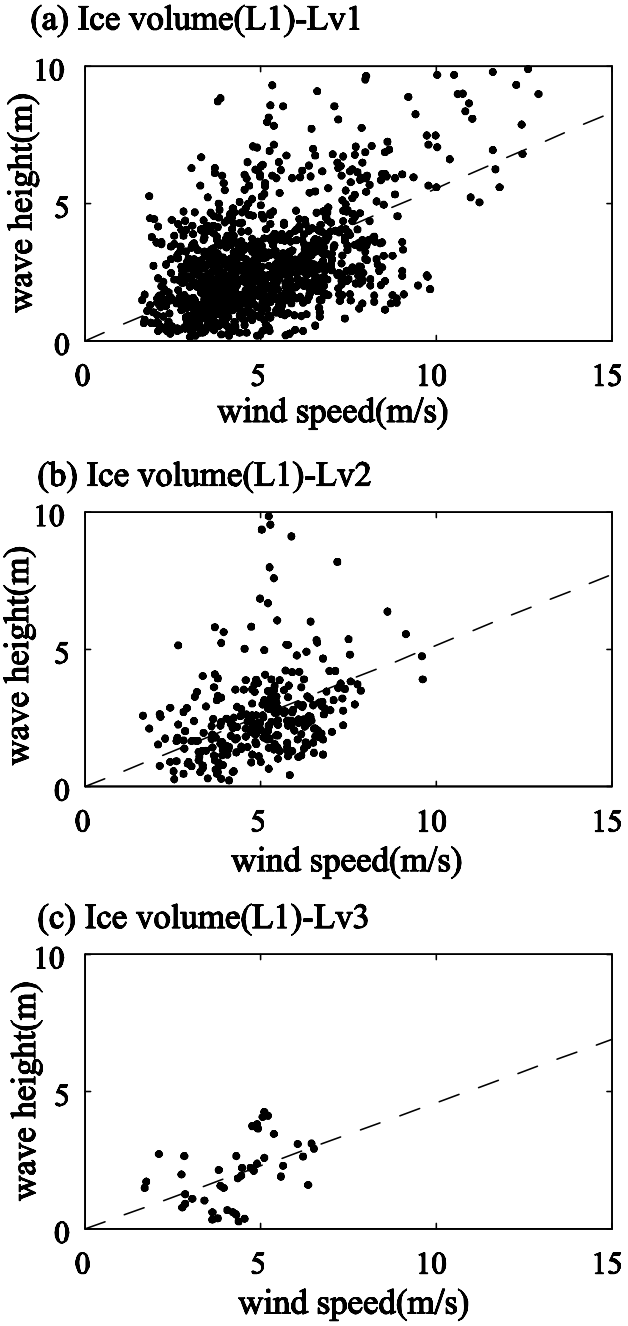


図 2-5(4)　領域 L1 における 2001 年から 2011 年の 1 月から 2 月における風速と有義波高(流氷面積について)

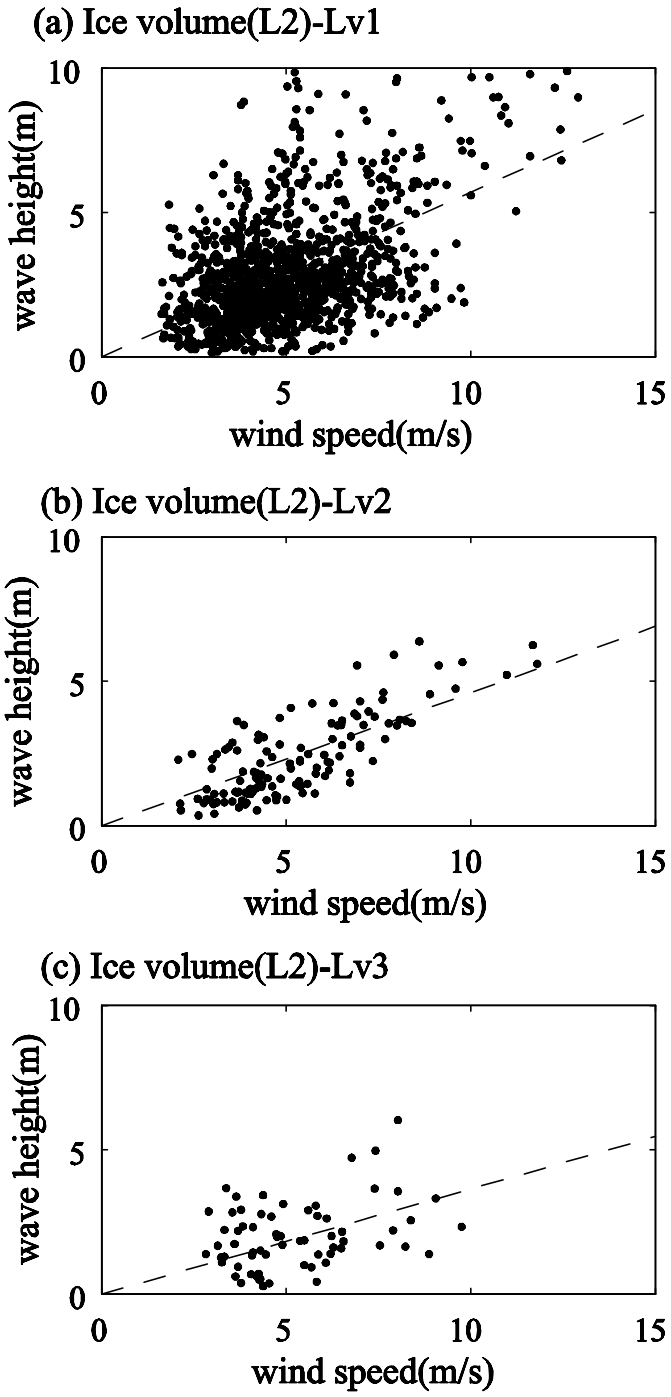


図 2-5(5)　領域 L1 における 2001 年から 2011 年の 1 月から 2 月にお

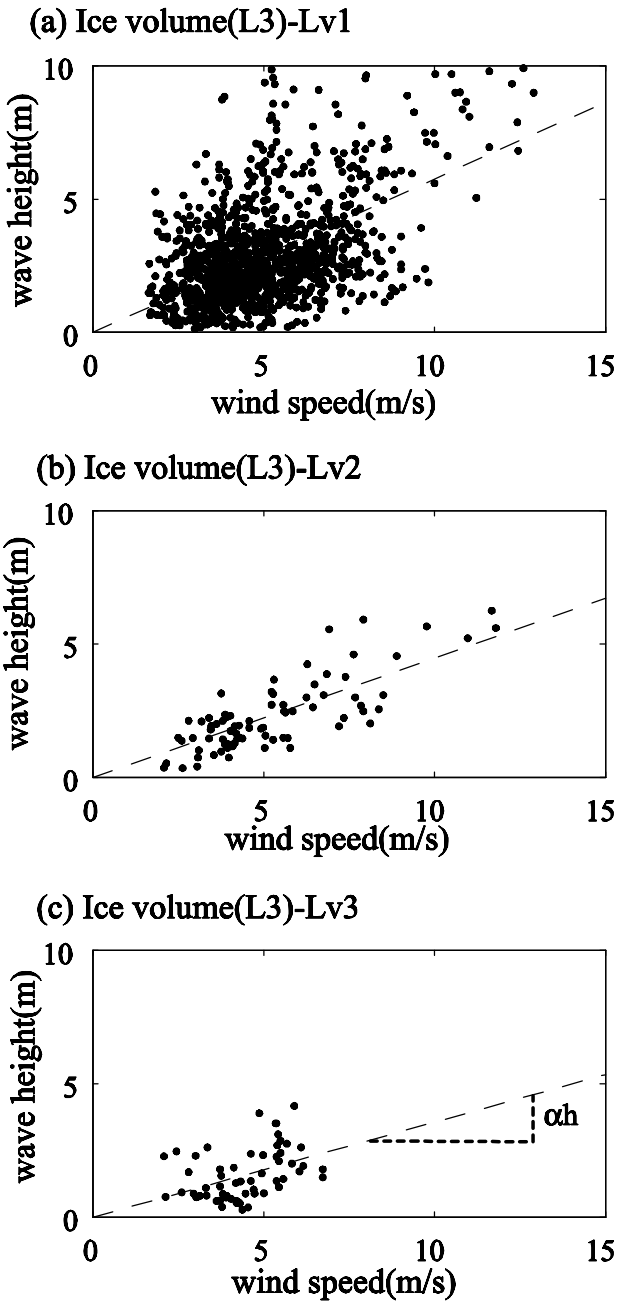


図 2-5(6)　領域 L1 における 2001 年から 2011 年の 1 月から 2 月における風速と有義波高(流氷面積について)

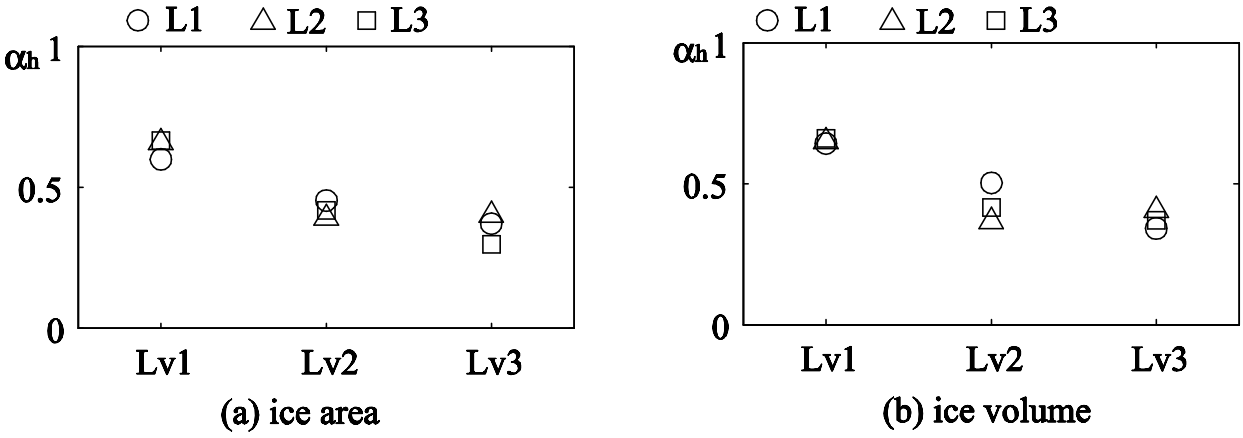


図 2-6　領域 L1 から L3 における流氷レベル Lv1 から Lv3 までのα_h.

２．４　流氷量減少による有義波高増大の予測

前章までの検討において，同じ風速でも流氷量により有義波高が変化することが示された．そこで本章では，流氷量減少による有義波高増大の予測についての検討を行うこととした．同じ風速でも有義波高は流氷面積や体積に比例して減少し，風速に比例して増大すると仮定し式(2.1)及び式(2.2)を用いてモデル化した．係数*ala*と*alv*及び*A0*，*V0*は，過去の観測データ（有義波高・風速・流氷量）より最小2乗法を用いた多変量解析で推定した．

$$\mathrm{Hw} = ala \cdot (A0 - \mathrm{Ai}) \cdot \mathrm{Ws} \qquad (2.1)$$

$$\mathrm{Hw} = alv \cdot (V0 - \mathrm{Vi}) \cdot \mathrm{Ws} \qquad (2.2)$$

ここで，Hw：有義波高(m)，*A0*：臨界流氷面積(km^2)，*V0*：推定最大流氷体積(km^3)，Ai：流氷面積(km^2)，Vi：流氷体積(km^3)，Ws：風速(m/s)，*ala*：流氷面積に対する風速と有義波高との係数，*alv*：流氷体積に対する有義波高と風速との係数である．また，臨界流氷面積*A0*，推定最大流氷体積*V0*はそれぞれ波高が0となる時の流氷面積，流氷体積を示す．

また，流氷の厚さが小さい場合，流氷は海面と同じ挙動を示し有義波高に対する影響が小さくなるのではないかと考えられる．そのため，流氷の面積，体積の他に流氷の厚さが*ala*，*alv*に及ぼす影響を把握することとした．具体的には，流氷の面積および体積を計算する際，氷厚10cm以上のみ考慮，20cm以上のみ考慮，以後氷厚10 cm刻みに200 cm以上のみ考慮までの21ケース（C1からC21）を設定し，領域を分割したL1からL10において式(1)，式(2)を適用して*ala*，*alv*，*V0*，*A0*を推定した結果を**図 2-6**に示す．

波浪の伝達を考えると，流氷の厚さが厚いほど波浪の減衰に影響すると考えられる．しかし**図 2-7**によると流氷厚1.6m以上のものは，*ala*，*alv*共に傾向にばらつきが存在していた．これは1.6m以上の流氷量が流氷全体量に対し面積･体積共に少ないためであると考えられる.一方で，

流氷厚が 1.4 m 以上の値を利用した場合（1.6m 以上の値はバラツキが大きいため検討から除外），他のケースと比較して *ala*，*alv* 共に領域に関係なく流氷厚が薄い C1 や C6 よりも大きな値を示しているが，臨界流氷面積，推定最大流氷体積は小さくなっているため，単純に流氷厚と波高の関係を述べることが言えないことがわかった．また，**図 2-7 の**(b)(d)に示されているように，オホーツク海南域の沿岸域に近づくほど ala, alv は共に大きくなっている．これにより，有義波高の減衰率は，流氷がオホーツク沿岸域に近づくほど大きくなることが示された．しかし実際には 1.4m 以上の値の場合にも，氷厚が 1.4m 未満のものも存在しているため，それらの影響を評価する必要があった．

臨界流氷面積 *A0* は，流氷面積がその値に一致すればどんなに大きな風速が与えられても有義波高はゼロとなる臨界値を意味している．つまり，風が与えられても有義波高がゼロとなる場合は，対象とする領域全てが氷で覆われた状態であると考えられるので，臨界流氷面積 *A0* は，対象領域の面積と一致すべきであると考えられる．そこで，有義波高に対して最も流氷が大きな与える L1 領域における流氷厚毎の臨界流氷面積 *A0* と海域面積 As との比率を計算した（**図 2-8**）．前述の通り，その比率は理論的には 1 であることが望ましく，実際に流氷厚が 0.5m 程度までは臨界流氷面積と海域面積の比（*A0*/As）は 1 程度であることが確認された．その後，徐々に小さくなり， 1.4 m 以上の厚さで最低の比率を示すことが確認された． これは，*A0*/As=1 の時に波高が 0 になると仮定すると，*A0*/As が 1 よりも小さくなった場合，その時評価した氷厚よりも薄い流氷の影響を受けていることとなる．すなわち，**図 2-8** に示す通り 0.6m 以上の氷厚を考慮した場合 *A0*/As=1 となると言うことは，氷厚 0.5m 以下の流氷は，有義波高に影響を与えないといえる．また 0.6m 以上の流氷は有義波高に影響を与えるため，対象氷厚を大きくすると *A0*/As が低減するものと考えられる．また 1.5m 以上の流氷厚については，観測数が少ないため不明ではあるが，有義波高への影響はそれ以下のものと同様である可能性が高いと考えられる．また，推定波高と観測波高の相関について，流氷面積，体積それぞれに着目した時の検討を行い，

その結果を**図 2-9** に示す．推定値と観測値の相関としては，相関係数が 0.5～0.6 の範囲にあることから，比較的高い相関があることがわかった．また，流氷面積，体積ともに，流氷厚が大きくなるほど低くなっており，これは，流氷厚が大きくなるほど，評価をしていない流氷厚の影響を受けていることが原因であると考えられる．また，相関係数は流氷厚が 0.6m を超えるとその低減率が大きくなっているのがわかる．これは前述の流氷の影響を受け始める厚さ 0.6m と一致する．また，この現象は流氷面積よりも体積の方が顕著に表れている．これらの検討から，本論文での提案式の妥当性が示されたと考えられる．

有義波高に対して，面積より流氷厚さ（体積）が重要な影響を与えることが示されたことから，流氷の体積に着目した有義波高の推定を行った．推定条件としては，オホーツク沿岸の有義波高へ影響を与える及 L1 の流氷厚 0.6m 以上のものを用い，式(2.2)により有義波高を推定した．その結果 alv=0.0143，$V0$=42.5 km^3 が得られた．過去 10 年間での L1 の流氷量の最大値は 14.9 km^3，最小値が 0.253 km^3 であるため，推定式(2.2)は，それぞれ Hw = 0.395Ws，Hw = 0.604Ws となり，同じ風速が発生した場合 53%（=(0.604-0.395)/0.395）の有義波高の差が生じることとなる．具体的には，暴風警報が発令される風速 15m/sec の風が連続して吹いた場合，流氷体積が最大の年は有義波高 H=5.9m に対し，流氷体積が最小の年は 9.1m になることとなる．IPCC のレポートにも述べられているように，今後地球規模での環境変動が極端な現象として発生する可能性が高く，将来的に L1 領域の流氷が減少した場合，流氷量が過去 10 年間における最少量のような年が多発する可能性があると考えられる．

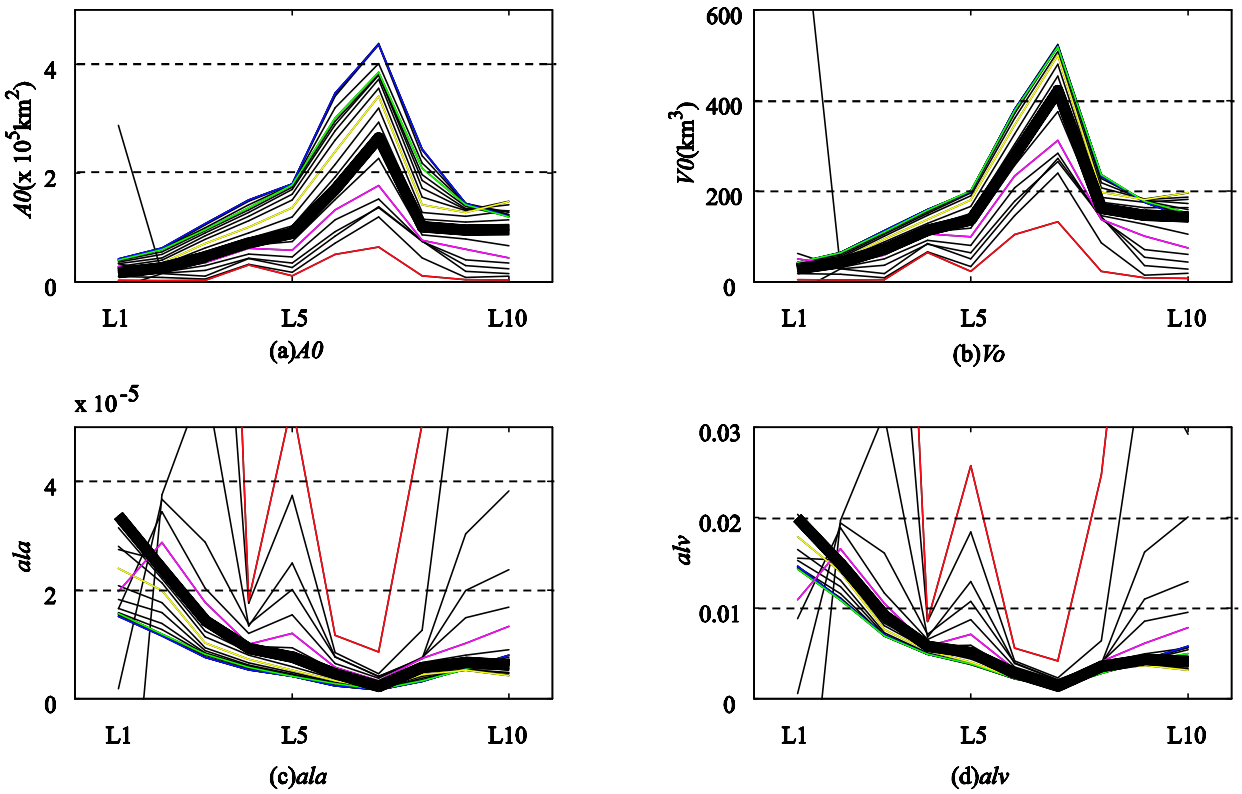


図 2-7　領域毎の臨界流氷面積(*A0*)と推定最大流氷体積(*V0*) 及び *ala*・*alv*，青線：C1，緑線：C6，黄線：C11，紫線：C16，赤線：C21，黒太線：C14，その他黒実線：その他のケース．

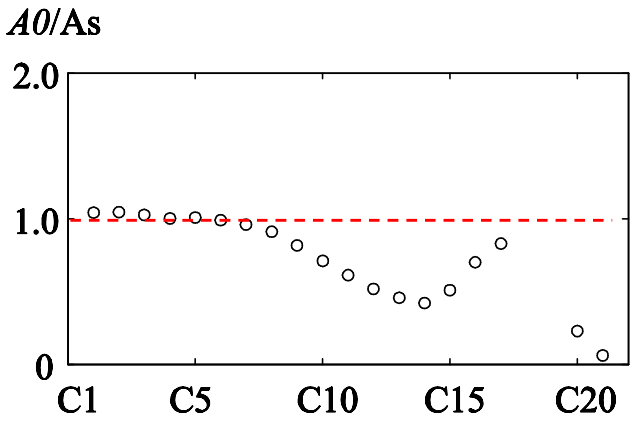


図 2-8　L1 領域における流氷厚毎の *A0* と海域面積(As)の比率．C18,C19 は値が大きくはずれているため省略した．

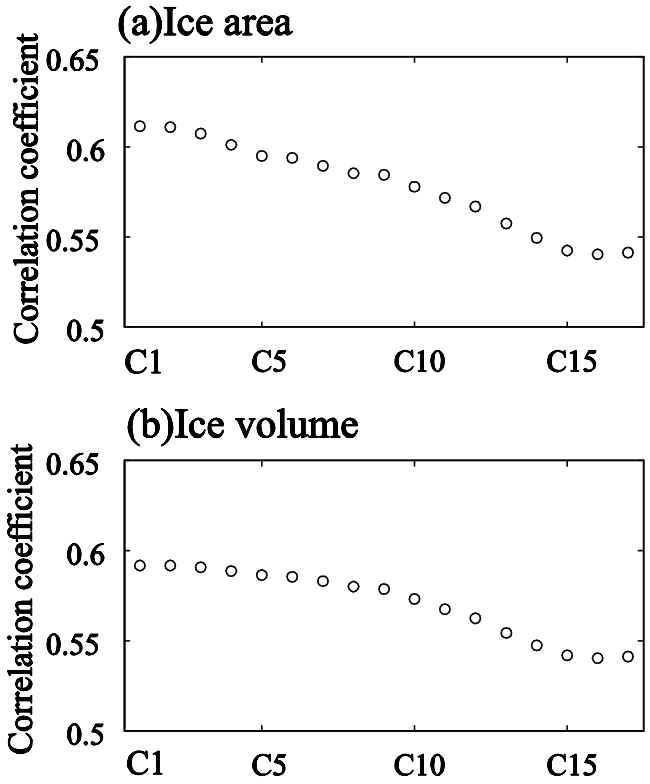


図 2-9　推定波高と観測波高の相関係数．
(C18 以上は観測数が小さいため省略)

２．５　PIVを利用した流氷の移動ベクトルの推定

（１）流氷の移動ベクトル推定の目的

ホーツク海は千島列島により太平洋との海水の交換が抑制されており，陸域からの栄養が流れこむことで，太平洋と比較して栄養塩等が高濃度で存在し，その結果，1次生産が活発となり豊かな漁場が形成されている．オホーツク海の豊かな漁場は，その閉鎖性のみだけではなく，冬季において発生する流氷も重要な役割を果たしていると考えられている．そのことからオホーツク海における流氷量の減少は，有義波高の増大による直接的な沿岸域への被害の他，生態系へも間接的な被害を与える可能性が高い．そこで，将来において流氷の輸送がどのように変化するかを検討するための準備として，まず，現在までのデータを利用し，流氷がどのように輸送されているかを理解する必要があると考えられる．過去の研究において，(Krisfield et al,2014;舘山ら,2011)は，衛星データを利用した流氷の空間分布および流氷厚さの推定手法を提案しており，推定された海氷厚を利用することで流氷の移動を推定することができる可能性があると指摘している．しかし，流氷がオホーツク海全域を覆っているわけではないため，これまでに有効な流氷移動ベクトルを推定する手法は提案されていない．そこで本研究では，過去の研究(Krisfield et al,2014;舘山ら,2011)により利用されている衛星データを利用し，流氷移動ベクトルを推定するための手法を提案し，その精度検証まで行うことを目的とする．

（２）流氷の厚さ分布とその特性

本研究では，米国の軍事気象衛星DMSに搭載されているマイクロ波放射計SSM/IおよびSSMISのデータを使用した(Krisfield et al,2014;舘山ら,2011)．マイクロ波放射計は，地表面や大気から自然に放射される微弱なマイクロ波帯の雑音電力を受信し，受信雑音電力に比例する輝度温度を測定する受動センサである．マイクロ波帯の輝度温度は次式で表される．

$$TB = \varepsilon T \qquad (2.3)$$

ここで，TBは輝度温度，εは射出率，Tは物体の温度である．射出率は周波数と偏波および誘電率の関数であり，流氷の誘電率は塩分と温度によって支配される．つまり，輝度温度は観測周波数の浸透深さにおける塩分および温度を反映した物理量である．一年氷よりも若い氷は浸透深さが浅いため周波数の違いによらず温度は一定とみなせるので主に塩分の違いを，多年氷は表層の塩分が低く一定とみなせるので主に温度の違いを輝度温度は反映していると考えられる．観測で用いられた周波数は衛星海氷観測に主に用いられている36GHzを採用し，入射角を観測衛星と同じ55度で垂直(36V)と水平(36H)の二偏波の輝度温度(TB_{36V}，TB_{36H})を観測した．異なる性質を持つ流氷の全氷厚を単一の輝度温度から推定することは極めて困難であるが，輝度温度の偏波間の差に着目すると全氷厚の増加に対して一義的に減少する傾向が見られた．このことは既往研究からも示唆されており，Cavalieriらは式(2.4)で定義されているPR_{36} (Polarization ratio of 36GHz)を季節流氷域における定性的な氷種判別に採用していた(Tateyama et al,2002 ; Cavalieri,1994)．全氷厚の推定にPR_{36}を用い，オホーツク海域の全氷厚Z_{s+I}の推定式(2.5)が得られた．

$$PR_{36} = \left(TB_{36V} - TB_{36H}\right) / \left(TB_{36V} + TB_{36H}\right) \qquad (2.4)$$

$$Z_{S+1} = \left(2.34 \times \frac{\exp\left(PR_{36} - 0.0019\right)}{-0.283}\right) + 0.085 \qquad (2.5)$$

式(5)から計算した全氷厚は，オホーツク海北海道沿岸において電磁誘導式氷厚計から観測・算出された全氷厚と高い相関(R=0.89)を示し，実測値との平均二乗誤差は0.15mであった(Kris field et al,2013;舘山ら,2011).

本章と第3章では，解析対象例として流氷が広範囲に発生し，典型的な流氷発達時のデータとして利用できる2002年2月4日のデータを利用して解析手法の説明を行う．解析領域の流氷厚の空間分布データは，南北に161メッシュ，東西に264メッシュで構成されており，1メッシュあたり約12.5kmである（図2-9）．

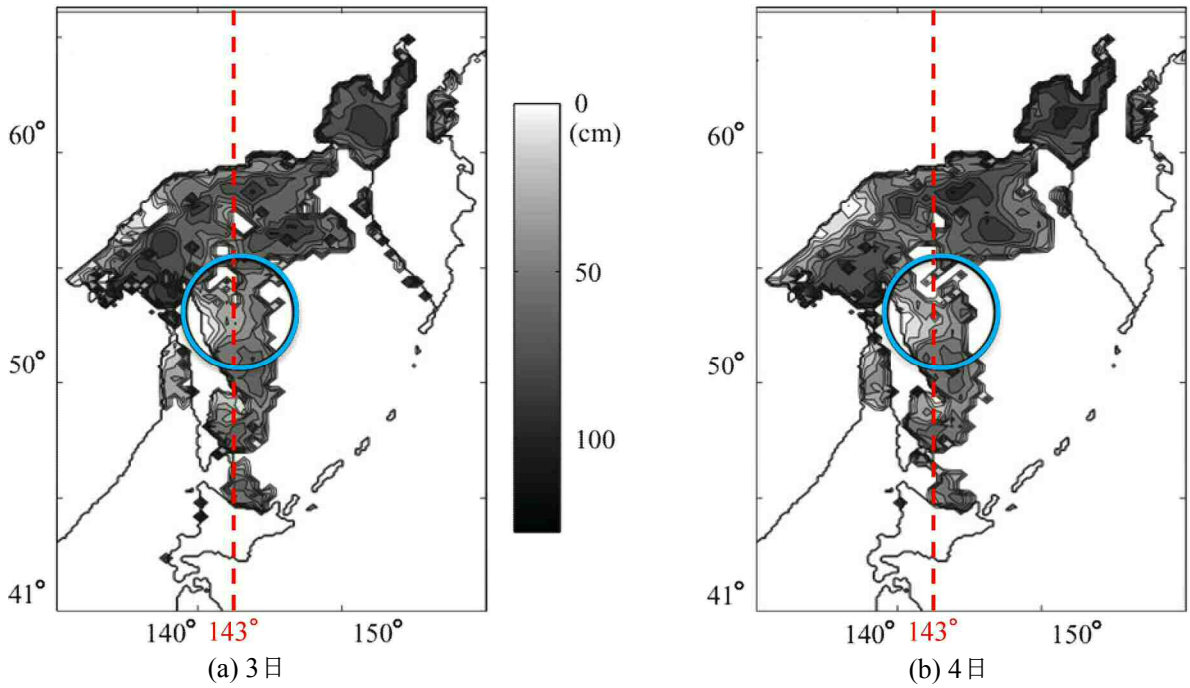


図 2-9　2002 年 2 月における流氷厚さの空間分布図.

流氷厚さデータを利用して水平空間移動ベクトルを推定する場合，どの程度の空間スケールを代表値として用いるかという問題が発生する．そこで本章において，例としてあげた流氷厚さの空間分布データを利用し，流氷厚さの代表空間スケールを推定することとする．代表スケールの推定にはスペクトル解析を利用することとし，対象とする流氷厚さデータは,最も流氷が長距離にわたり存在している東経143度における南北方向データを利用することとした（**図2-10**）．その結果，約310 kmが卓越する代表スケールとして得られた．

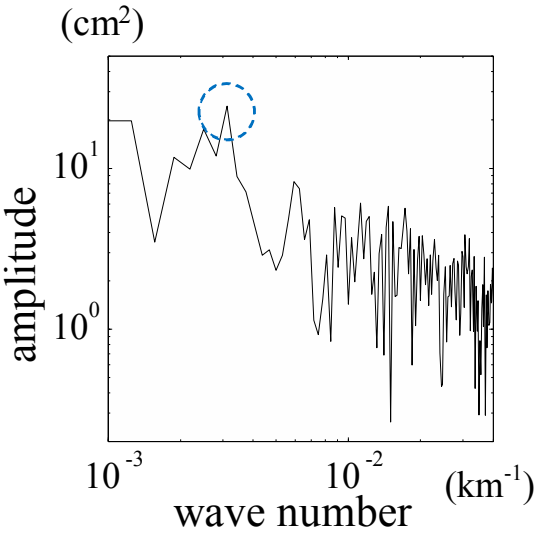


図 2-10　東経 143 度の南北方向流氷厚さデータのスペクトル解析結果．

（３）流氷移動ベクトルの推定

1）第1段階：Particle Image Velocimetry (PIV)

流氷の移動ベクトルを推定する際，幾つかの仮定が成り立つものとして解析することとなる．1つ目は，流氷厚さの発達・衰退が解析データ間隔の1日間で大きく変化しないこと．2つ目は，流氷同士の重なりあいによる流氷厚さの急激な増大，またはその逆の急激な減少が発生しないことである．1つ目は，1年をかけて2m程度まで発達する流氷が，厳冬期に1日間で急激に発達したり溶けたりする可能性はないと考えられることから，成り立つと仮定してもよいと考えられる．2つ目は，沿岸域付近ではよく発生する現象であり，その影響が懸念されるが，開けた海洋では発生しにくい現象であると考えられることから，同様に成り立つと仮定してもよいと考えられる．

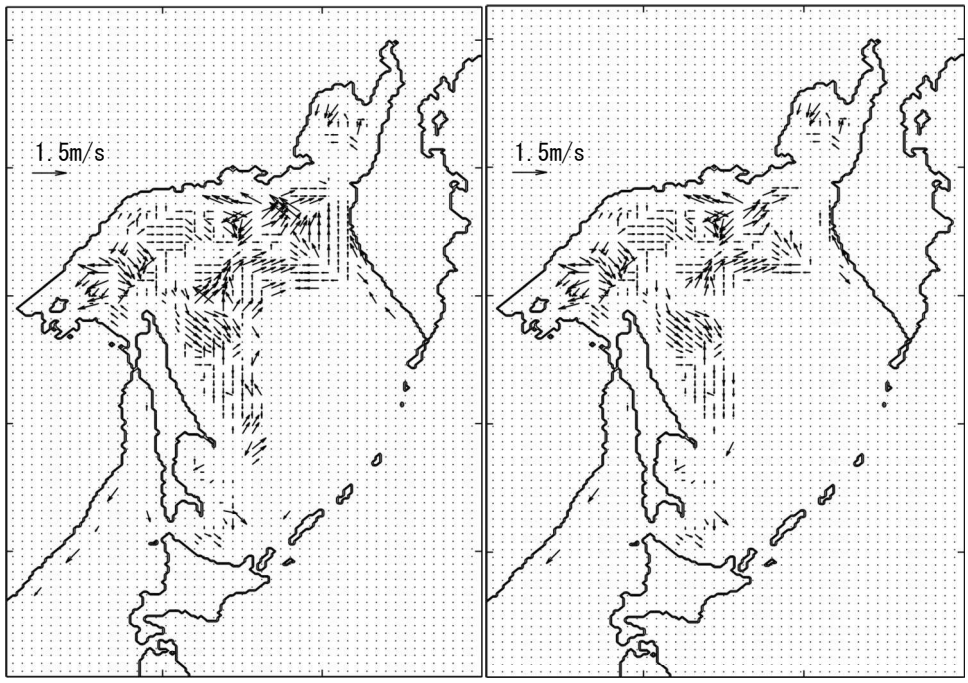
以上の2つの仮定が成り立つ場合，流氷厚さの空間分布が，流れ場に投入された粒子濃度に対応するとして，Particle Image Velocimetry（PIV）(PIVハンドブック,2002)を適用することが可能となる．PIVを利用する場合,データの空間解像度と解析したい現象の2つの空間スケールを考慮して適当なウィンドウサイズを決定する必要がある.第2章における検討の結果，流氷厚さの代表空間スケールは約310 kmであると得られた．ウィンドウサイズが，この310 km以上の大きさとなってしまうと，PIVにより得られる移動ベクトルは310 km以上のスケールのみを抽出した結果となってしまうことから，本論文ではウィンドウサイズを約60km（メッシュ数5），140km（メッシュ数11），190km（メッシュ数15）の3種類を適用することとした．PIVの詳細は参考文献をご覧いただくこととし，ここでは式(2.6)で示される推定誤差についてのみ示す．

$$Error = \frac{\sum |R_i - R_k|}{\sum R_i} \qquad (2.6)$$

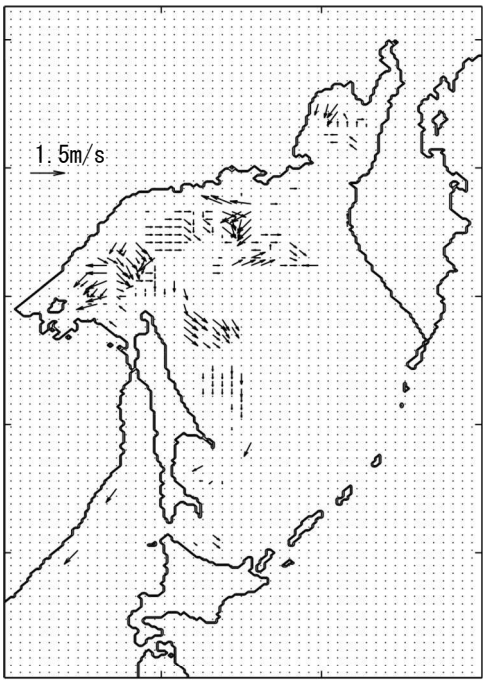
ここで，$Error$：2002年2月3日と2002年2月4日の流氷厚データの

相対誤差，R_i：2002年2月3日の流氷厚データ，R_k：2002年2月4日の流氷厚データである．

PIVによる移動ベクトルの推定では，データの有効性を判断するために，相対誤差を決定しなくてはならない．そこで，相対誤差を10%，1%，0.5%の3種類を設定し比較検討を行った（**図2-11**）．その結果，相対誤差10%は有効な移動ベクトル数が最大であるが，誤差ベクトルの発生率が高く，逆に相対誤差0.5%は誤差ベクトルが少ないが有効な移動ベクトル数が少なくなってしまった．よって，相対誤差1%を利用して解析を進めることとした．



(a) 相対誤差10%　　(b) 相対誤差1%



(c) 相対誤差0.5%

図 2-11　相対誤差をそれぞれ変化させた PIV 解析の比較.

2)第 2 段階：空間補間

PIV を利用しただけでは，流氷厚さが存在しない箇所における流氷移動ベクトルを推定できない．そこで第 2 段階として距離に比して指数関数的に減少する重みを利用して，PIV により得られなかった流氷移動ベクトルを推定することとした．第 1 段階と同様に空間補間のための代表距離 L を与えなくてはならない．PIV の最大空間スケールがメッシュ数約 15 であることを考慮し,それ相当以上の現象を削除してしまわないように，1 メッシュ，3 メッシュ，5 メッシュ，10 メッシュの 4 種類を与えた．

$$V_m = \frac{\sum V_j \exp\left(-\left|X_0 - X_j\right| / L\right)}{\sum \exp\left(-\left|X_0 - X_j\right| / L\right)} \qquad (2.7)$$

ここで，V_m：補間された移動ベクトル，V_j：補間に利用される移動ベクトル，X_0：対象とする移動ベクトルの位置ベクトル，X_j：補間に利用される位置ベクトル，L：代表距離である．

推定結果をみると，特に代表距離 L が小さい場合には図中の丸印付近などに急激に変化する流氷移動ベクトルが与えられており，現実的ではないと考えられる結果が含まれていることが分かる（**図 2-13** 赤丸）．

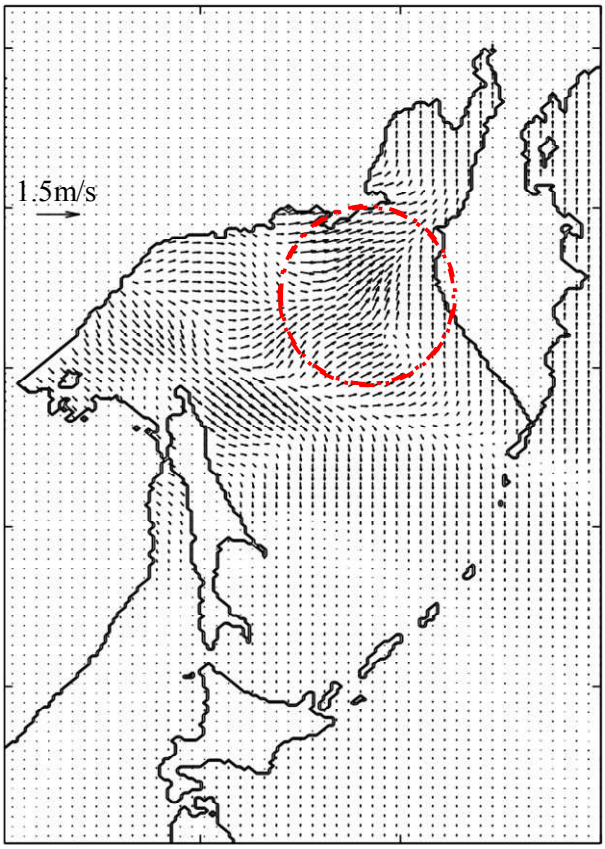


図 2-12　PIV から空間補間までの解析を実施した流氷移動ベクトル．windowsize：15 mesh，L ：3 mesh.

3)第 3 段階：流れ関数

第 2 段階までの計算において，流氷存在域における PIV による流氷移動ベクトルの推定，および流氷が存在しない領域を含めた流氷移動ベクトルの推定を行った．第 1 段階は室内実験を中心として流速ベクトルを推定するために用いられている手法であり，第 3 章第 1 節で示した仮定が成り立っている場合には信頼すべき結果である．しかし，第 2 段階の推定結果は，物理的な根拠がなく，現象を代表しているであろう代表距離 L を利用して空間補間が実施されている．それゆえ，物理的な根拠が薄い流氷移動ベクトルが推定されている可能性があり，何らかの補正を実施する必要があると考えられる．

海流による流氷の輸送に比較して，海面上に存在する流氷には風応力が支配的にはたらくと考えられる.海流が大きく影響している場合には，鉛直流速の存在による水表面上での収束・発散現象がある程度小さな空間スケールを持って発生することが予測される．一方で，風が起因である場合には高・低気圧の発生間隔で規定される空間スケールを持って収束・発散が発生していると考えられる．そのため，本論文で対象としているような流氷移動ベクトルの推定には，地形の影響を受けて流向が急激に変化する沿岸部を除き，その他の領域では収束・発散の寄与が小さく無視出来ると考えられる．そこで第 3 段階の流氷移動ベクトルの補正として，流氷移動ベクトルは水平面内で保存を満たしていること，1 日では流氷の密度が急激に変化しないと考えられるため，流氷は非圧縮性流体であるということ，上述の収束・発散が無視できるであろうという以上の仮定を利用し，流れ関数を利用することとした．

$$U_s = -\frac{\partial \psi}{\partial y} \qquad (2.8)$$

$$V_s = \frac{\partial \psi}{\partial x} \qquad (2.9)$$

ここで，U_S：x 方向の移動ベクトル，V_S：y 方向の移動ベクトル，ψ：

流れ関数である．

流れ関数を得るためには，第 2 段階までに得られた渦度を利用することとし，以下の式を満たすまで繰り返し計算により流れ関数を計算することとなる．

$$\omega = \frac{\partial V_2}{\partial x} - \frac{\partial U_2}{\partial y} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \quad (2.10)$$

ここで，ω：渦度，V_2：第2段階におけるy方向の移動ベクトル，U_2：第2段階におけるx方向の移動ベクトル，ψ：流れ関数である．

本手法の利点は，第 1 段階までに得られた渦度は，代表距離 L の空間スケール以下であれば第 2 段階まででも保存されていることを利用して流氷移動ベクトルを補正できる点である．注意すべき点は，代表距離 L が渦度の再現性に影響を与えている点であり，どの程度の代表距離 L を取るべきかは，第 4 節の再現性の検討において推定することとする．なお，代表的な推定結果を見ると，第 2 段階まででは不自然に発生していた図中の丸印付近での流氷移動ベクトルの急激な方向の変化がなくなり，渦として再現されていることが確認された（**図 2-14** 赤丸）．

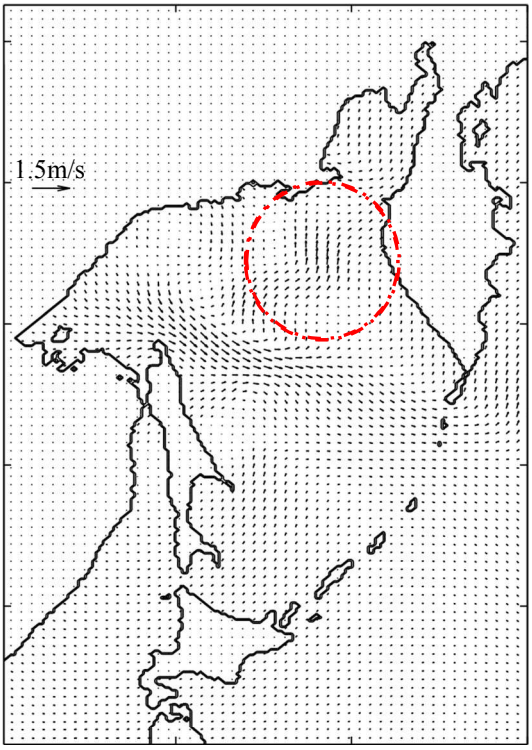


図 2-14　PIV から流れ関数の利用までの解析を実施した流氷移動ベクトル．windowsize：15 mesh，L ：3 mesh.

（４）再現性の検討

第3節により推測された12種類の流氷移動ベクトルを対象に保存型の移流計算(藤井ら,1994)を行い，精度検証を行った．流氷移動ベクトルにより再現された流氷厚データと実際の流氷厚データとの相対誤差の結果を**図 2-15** に示す．

$$Error1 = \frac{\sum \left| R_k - R_{kp} \right|}{\sum R_k} \qquad (2.11)$$

ここで，$Error1$：2002 年 2 月 4 日の実際の流氷厚データと推測された流氷移動ベクトルより再現された2002年2月4日の流氷厚データとの相対誤差．R_k：2002 年 2 月 4 日の実際の流氷厚データ．R_{kp}：推測された流氷移動ベクトルより再現された 2002 年 2 月 4 日の流氷厚データである．2002 年のデータ（**図 2-15(a)**）で最小の誤差を示したのはウィンドウサイズ 15 メッシュ，代表距離 3 メッシュの条件で相対誤差 44.29%であることがわかった.この誤差を有する原因としては主に 3 つあると考える．1 つ目に，第 1 段階，第 3 段階で立てた仮定が成り立っていなかった可能性もあるが，第 2 段階における空間補間が要因のひとつと思われる．この解析方法は他の解析方法とは異なり，物理的根拠がなく，誤差を生じやすい結果となってしまった．2 つ目に，流氷厚の空間分布データのメッシュ範囲が 12.5km 四方と大きく,詳細な流氷厚さを推定できないため誤差値に影響を及ぼしているのではないかと思われる．3 つ目に，新しく生成される流氷を考慮していない点であり，これが大きな要因だと思われる．流氷が接岸している北側に陸が位置している場合に北風が与えられると，移流された流氷と陸域の間に流氷の存在しない領域が与えられてしまう．例として，Rkp データにおいて，ロシア沿岸域で流氷が無い箇所が確認された．その結果，相対誤差が余計に含まれたと考えられる．

他の年でも同様の結果が得られるかを調べるために，流氷の量が特に

多かった 2001 年，2003 年のデータを第 3 節と同じ方法で解析し，精度検証を行った（**図 2-15**(b),(c)）. 2002 年を含む 3 年間の結果の共通点として，ウィンドウサイズは 11～15 メッシュ，代表距離は 3～5 メッシュの条件の中で最小の誤差を示したデータが良い結果を出していることがわかった.

次に,2001 年～2003 年の再現計算結果で最小の誤差を示したデータを対象とし，第 2 段階の空間補間の行程までに得られた流氷移動ベクトル（以下 pi2 データ）と第 3 段階の流れ関数を用いた行程までに得られた流氷移動ベクトル（以下 pi3 データ）の 2 種類のデータ比較を行い，流れ関数を利用する行程の必要性の有無を確認した（**図 2-16**）. 2001 年のデータはウィンドウサイズ 15 メッシュ,代表距離 5 メッシュの条件のデータ， 2002 年はウィンドウサイズ 15 メッシュ，代表距離 3 メッシュの条件のデータ，2003 年はウィンドウサイズ 11 メッシュ，代表距離 5 メッシュの条件のデータをそれぞれ使用している. いずれの年も pi2 データより pi3 データの方が優れていることがわかる. 以上より，流れ関数を利用する行程の有用性が示された.

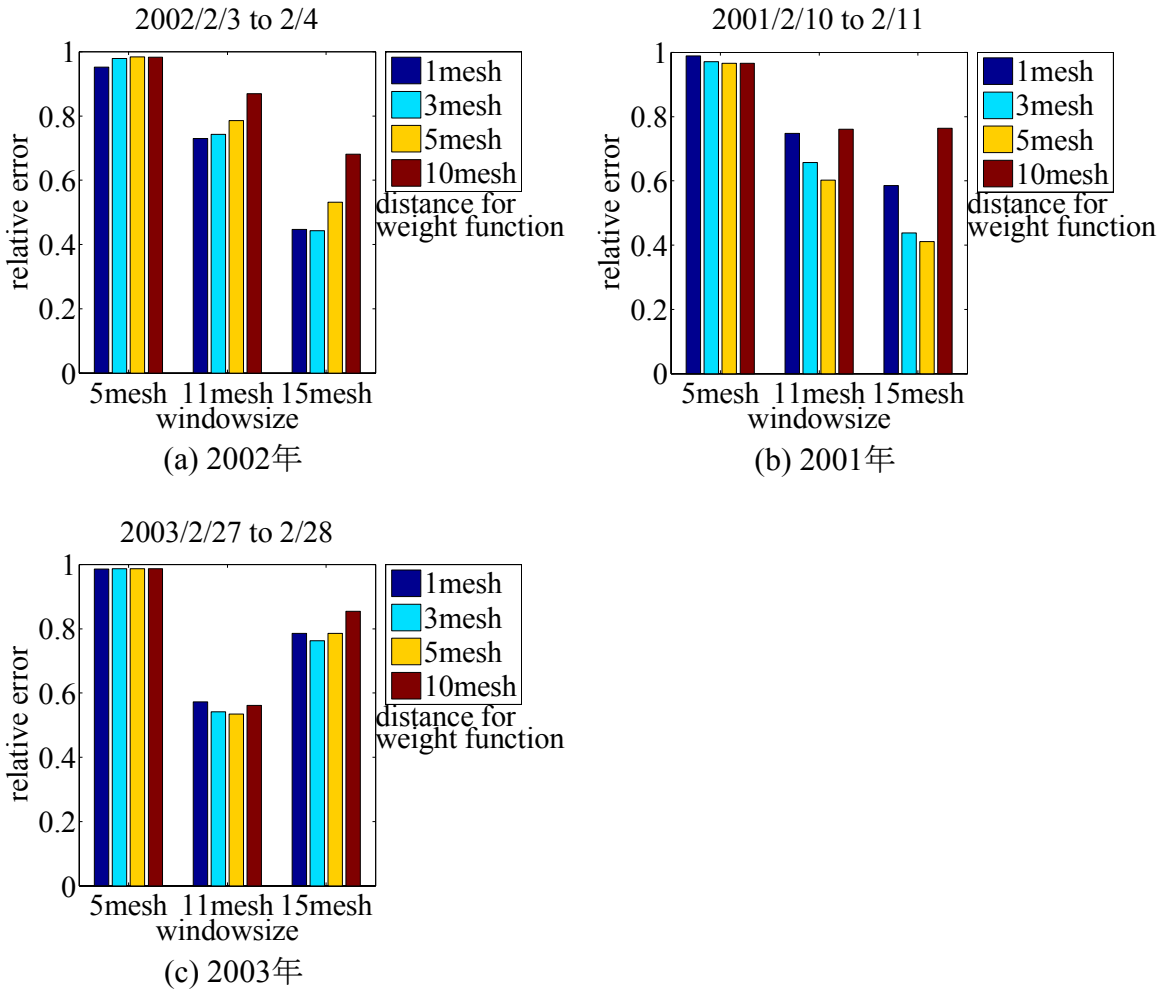


図 2-15　推測された流氷移動ベクトルを対象に保存型の移流計算を利用した精度検証結果.

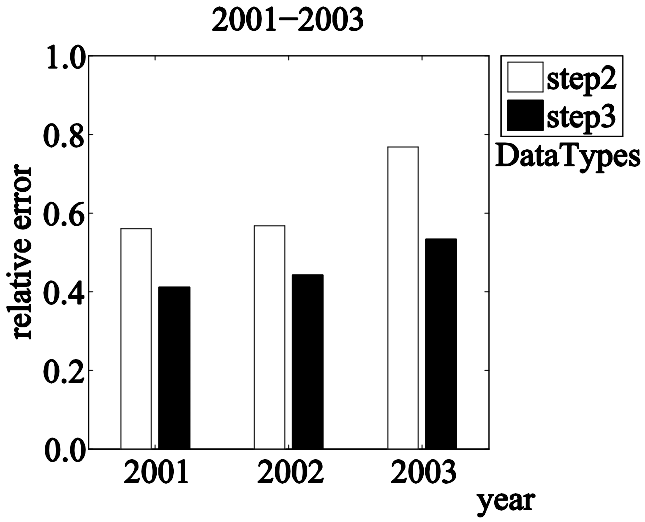


図 2-16　2001 年から 2003 年における各年の最小誤差を示した条件下での pi2 データと pi3 データの精度検証結果.

２．６　まとめ

本研究では,オホーツク海における流氷量と有義波高･風速の関係を調べることにより，オホーツク海沿岸域での有義波高と流氷量との因果関係について検討を行った．また，将来的な流氷の移動について，PIV を用いた流氷移動ベクトルの推定を行った．それにより下記の結果が得られた．

(1) 同じ風速でも流氷量により有義波高が異なることが分かった．これにより流氷により有義波高が減少することが証明された．

(2) 流氷による有義波高の減少は，オホーツク海沿岸域に近づくほど大きくなることがわかった．また流氷厚 0.6m 以上の流氷がオホーツク沿岸域での有義波高に影響を及ぼすことがわかり，0.5m 以下の流氷はほとんど影響を与えないことが分かった．

(3) 近年 10 年間でも，流氷堆積の変動により最大 1.5 倍の有義波高の増大が推定された．これは今後の気候変動による極端現象の増加により，流氷量が少ない年が多発することで，波高が増大する可能性を示すものであると考えられる．

(4) 流氷移動ベクトルを PIV や空間重み関数，流れ関数を利用して推定することができた．

(5) ウィンドウサイズは 11～15 メッシュ，代表距離 L は 3～5 メッシュの条件において比較的小さい誤差で流氷移動ベクトルを再現することができた．

【第 2 章参考文献】

1) 可視化情報学会編：PIV ハンドブック，pp.63-101，森北出版，2002.

2) 舘山一孝，榎本浩之：衛星リモートセンシングによるオホーツク海氷厚変動の監視,土木学会論文集B3（海洋開発）Vol. 67 ,No. 2 P .721-726,2011.

3) 藤井孝藏:流体力学の数値計算法,pp.193-207,東京大学出版会,1994.

4) 水野雄三，矢野賢二，平沢充成，高橋哲美，長内戦治：「海氷による波浪の減衰に関する一考察」，海洋開発論文集第7巻，pp.7-11，1991.

5) Atsushi Nakamoto, Keisuke Nakayama, Tetsuya Shintani, Yasuyuki Maruya, Katsuaki Komai, Tetsuya Ishida, Yoshihiro Makiguchi : Adaptive management in Kushiro Wetland in the context of salt wedge intrusion due to sea level rise, *Hydrological Research Letters* Vol. 7 No. 1 p. 1-5,2013.

6) B. N. Goswami, V. Venugopal, D. Sengupta, M. S. Madhusoodanan, Prince K. Xavier : Increasing Trend of Extreme Rain Events Over India in a Warming Environment ,*Science* , Vol. 314 no. 5804 pp. 1442-1445,2006.

7) Cavalieri, D. J. : A microwave technique for mapping thin sea ice, Journal of Geophysical Research, 99(C6), pp12561-pp12572, 1994.

8) D. J. Cavalieri, P. Gloersen, C. L. Parkinson, J. C. Comiso, H. J. Zwally, : Observed Hemispheric Asymmetry in Global Sea Ice Changes, *Science* Vol.278 pp. 1104-1106, 1997.

9) Georg Kaser, Douglas R. Hardy, Thomas Mölg, Raymond S. Bradley and Tharsis M. Hyera : Modern glacier retreat on Kilimanjaro as evidence of climate change: observations and facts, *International Journal of Climatology*, Volume 24, Issue 3, p.329–339, 2004.

10) Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC). 2013. Climate Change:The Physical Science Basis. Working Group I Contribution to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change [Thomas F. Stocker, Dahe Qin, Gian-Kasper Plattner, Melinda

M.B. Tignor, Simon K. Allen, Judith Boschung, Alexander Nauels, Yu Xia, Vincent Bex, Pauline M.Midgley(eds)]. *Cambridge University Press*, Cambridge,United Kingdom and New York, NY, USA; 966.

11) Mark C. Serreze, Marika M. Holland, Julienne Stroeve : Perspectives on the Arctic's Shrinking Sea-Ice Cover, *Science* , Vol. 315 no. 5818 pp. 1533-1536, 2007

12) Ola M. Johannessen, Elena V. Shalina, Martin W. Miles : Satellite Evidence for an Arctic Sea Ice Cover in Transformation, *Science 3 December 1999*, Vol. 286 no. 5446 pp. 1937-1939,1999.

13) R. A. Krisfield, A. Proshutinsky, K. Tateyama, W. J. Williams, E. C. Carmack, F. A. McLaughlin,and M.-L. Timmermans : Deterioration of perennial sea ice in the Beaufort Gyre from2003 to 2012 and its impact on the oceanic freshwater cycle, *Journal of Geophysical Research Oceans Volume 119*, Issue 2, pages 1271–1305, 2014.

14) Shibata H, Izumiyama K, Tateyama K, Enomoto H, Takahashi S : Sea-ice coverage variability on the Northern Sea Routes 1980–2011, *Annals of Glaciology 54*,P.139-148,2013.

15) Tateyama Kazutaka, Enomoto, Hiroyuki : Observation of sea-ice thickness fluctuation in the seasonal ice-covered area during 1992–99 winters, *Annals of Glaciology, Volume 33*, pp. 449-456, 2001.

16) Tateyama, K., Enomoto, H., Toyota, T., and Uto, S. : Sea ice thickness estimated from passive microwave radiometers, Polor meteorology and glaciology, 16, 2002.

17) Whitaker AC, Yoshimura A : Climate Change Impacts on the Seasonal Distribution of Runoff in a Snowy Headwater Basin Niigata, *Hydrological Research Letters 6*: P.7-12, DOI,2012.

18) Yukiko Hirabayashi, Yong Zan1, Satoshi Watanabe, Sujan Koirala1 and Shinjiro Kanae : Projection of glacier mass changes under a high-emission climate scenario using the global glacier model HYOGA2, *Hydrological Research Letters* 7(1), P.6–11 ,2013.

第３章　河道における流れを考慮した波の変形計算と解析

３．１　波高の増大が沿岸域に与える影響

波と流れの干渉に関して過去に多くの研究が存在しており，特徴的な現象としては波高の増大や wave blocking 現象等があげられる．沿岸流に着目する場合，radiation stress を導入して wave set up や wave set down を考慮することで波の効果を考慮する解析や，Boussinesq 方程式等により分散関係を考慮した解析が行われてきている．流れが波に及ぼす影響について検討した研究は多く存在するが，実際の波の場に対して検討した調査・研究は少ない．例としては，甲斐田ら（2014）により離岸流の流れが波により抑制される等を定量的に評価した研究があげられるが，河床勾配を持つ河道内における波と流れの相互干渉に関しての研究例はより少なくなる．波と流れを考慮できる鉛直積分型の方程式としては，上述の Boussinesq 方程式をあげることができるが，底面におけるせん断力を推定するために必要な水平流速の鉛直分布を再現出来るモデルとして，強非線形強分散波方程式（FSI model）（Kakinuma, 2001; Nakayama and Kakinuma, 2010）が提案されている．FSI model の大きな特徴として，波と流れが共存しても運動方程式と連続式を完全に満たすことが出来る点があげられることから，本研究では，FSI model を利用して河道における波と流れの相互干渉に関する検討を行うこととした．

３．２　モデル方程式

本研究では，多層モデルとして開発された強非線形強分散波動方程式モデル（Fully-nonlinear and Strongly-dispersive Internal wave model ：FSI model）(Kakinuma,2001；Nakayama et al.,2010；中山 2015)を利用し，表面波を対象とした解析を実施し，河道における波と流れの相互干渉に関する検討を行う

FSI modelは中山ら（Nakayama et al.,2010)によって示されている通り，多層の内部波を対象とした方程式である．本研究では，その方程式を表面波に利用するため，上層を空気，下層を水とする２層システムを適用し，上層の空気の層の上端を鉛直座標ゼロとして取り扱った．対象とする表面波は上下層の間に存在することから，より高次の展開を利用すると，速度ポテンシャルを鉛直座標のべき乗の関数として再現した場合，桁落ちによる数値的な誤差が発生する可能性がある．そこで本論文では，密度界面である表面波が中立な状態において存在する位置を，鉛直座標のゼロと定義する方程式系を利用した．

i層目の界面における変位を $z = \eta_{i,j}$，その他の値を**図 3-1** のとおり定義すると，i層目における汎関数は式(3.1)で与えられる．

$$F_i\left[\phi_i, \eta_{i,j}\right] = \int_{t_0}^{t_1}\int_A\int_{\eta_{i,0}}^{\eta_{i,1}}\left\{\frac{\partial\phi_i}{\partial t} + \frac{1}{2}\left(\nabla\phi_i\right)^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial\phi_i}{\partial z}\right)^2 + gz + \frac{p_{i-j} + P_i}{\rho_i}\right\}dzdAdt \tag{3.1}$$

ここで，ϕ_i：i層における速度ポテンシャル，g：重力加速度，ρ_i：i層の密度，p_i：i層下面の圧力，P_i：i層上面の座標系に応じた静水圧成分である．

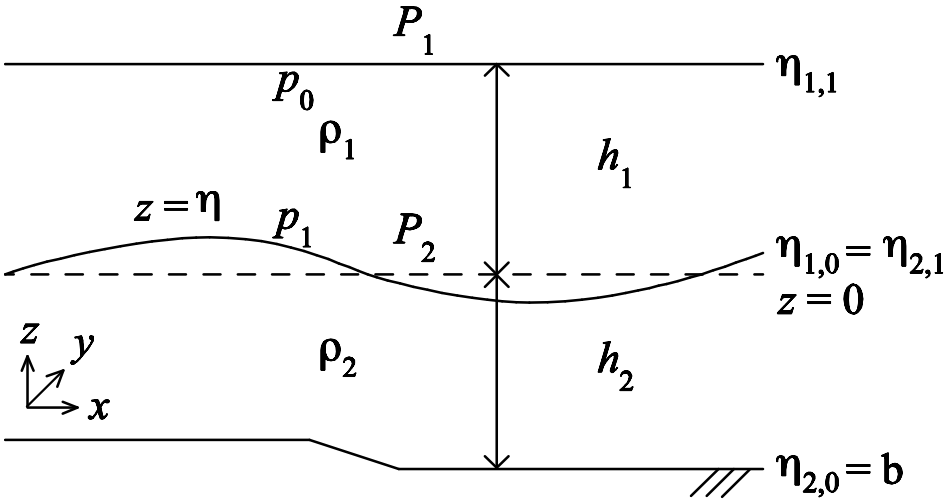


図3-1　FSI modelの概念図.

速度ポテンシャルを式(3.2)のとおり鉛直座標系で展開して再現できるものと仮定すると，式(3.3)および式(3.4)で示されるEuler-Lagrange方程式が得られる.

$$\phi_i(x,z,t)=\sum_{\alpha=0}^{N-1} Z_{i,\alpha}\{z,h_i(x)\} f_{i,\alpha}(x,t) \tag{3.2}$$

$$\begin{aligned} &Z_{i,\alpha}^{\eta_{i,1}}\frac{\partial \eta_{i,1}}{\partial t}-Z_{i,\alpha}^{\eta_{i,0}}\frac{\partial \eta_{i,0}}{\partial t}+\nabla\left(\int_{\eta_{i,0}}^{\eta_{i,1}} Z_{i,\alpha}Z_{i,\beta}\,dz\nabla f_{i,\beta}\right) \\ &\quad -\int_{\eta_{i,0}}^{\eta_{i,1}}\frac{\partial Z_{i,\alpha}}{\partial z}\frac{\partial Z_{i,\beta}}{\partial z}dz f_{i,\beta}=0 \end{aligned} \tag{3.3}$$

$$\begin{aligned} &Z_{i,\beta}^{\eta_{i,j}}\frac{\partial f_{i,\beta}}{\partial t}+\frac{1}{2}Z_{i,\beta}^{\eta_{i,j}}Z_{i,\gamma}^{\eta_{i,j}}\nabla f_{i,\beta}\nabla f_{i,\gamma}+\frac{1}{2}\frac{\partial Z_{i,\beta}^{\eta_{i,j}}}{\partial z}\frac{\partial Z_{i,\gamma}^{\eta_{i,j}}}{\partial z}f_{i,\beta}f_{i,\gamma} \\ &\quad +g\eta_{i,j}+\frac{p_{i-j}+P_i}{\rho_i}=0 \end{aligned} \tag{3.4}$$

ここで，$Z_{i,\alpha}$：i層目におけるαの鉛直分布関数，$f_{i,\alpha}$：i層目におけるαに対する重み，αおよびβ：総和規約である.

式(3.2)における$Z_{i,\alpha}$を式(3.5)のとおり鉛直座標のべき乗の関数として定義することにより，FSI modelの方程式が式(3.6)から式(3.9)で与えられる．

$$Z_{i,\alpha} = z^{\alpha} \tag{3.5}$$

$$\eta^{a}\frac{\partial\eta}{\partial t}+\frac{1}{\alpha+\beta+1}\nabla\left(\eta^{\alpha+\beta+1}\nabla f_{1,\beta}\right) -\frac{\alpha\beta}{\alpha+\beta-1}\eta^{\alpha+\beta-1}f_{1,\beta}=0 \tag{3.6}$$

$$\eta^{\beta}\frac{\partial f_{1,\beta}}{\partial t}+\frac{1}{2}\eta^{\beta+\gamma}\nabla f_{1,\beta}\nabla f_{1,\gamma}+\frac{\beta\gamma}{2}\eta^{\beta+\gamma-2}f_{1,\beta}f_{1,\gamma} +g\eta+\frac{p_1}{\rho_1}=0 \tag{3.7}$$

$$\eta^{a}\frac{\partial\eta}{\partial t}+\frac{1}{\alpha+\beta+1}\nabla\left\{\left(\eta^{\alpha+\beta+1}-b^{\alpha+\beta+1}\right)\nabla f_{2,\beta}\right\} -\frac{\alpha\beta}{\alpha+\beta-1}\left(\eta^{\alpha+\beta-1}-b^{\alpha+\beta-1}\right)f_{2,\beta}=0 \tag{3.8}$$

$$\eta^{\beta}\frac{\partial f_{2,\beta}}{\partial t}+\frac{1}{2}\eta^{\beta+\gamma}\nabla f_{2,\beta}\nabla f_{2,\gamma}+\frac{\beta\gamma}{2}\eta^{\beta+\gamma-2}f_{2,\beta}f_{2,\gamma} +g\eta+\frac{p_1}{\rho_2}=0 \tag{3.9}$$

ここで，b：2層目における底面位置である．

式(3.5)から式(3.9)は，式(3.9)において静水圧成分を無視できるようになった点が過去の方程式(Nakayama et al.,2010)と異なるだけであり，過去の研究(Nakayama et al.,2010)による多層における数値計算スキームの適用は容易であるため，本論文では計算スキームに関しての記載は省略する．なお，自由表面を再現するために，上層は空気，下層は水の密度を与えて計算を実施した．

３．３　解析条件と解析結果

FSI model により波と流れの相互干渉については，第 4 章で示す「4.2 ソリトン波の初期条件」における海底勾配の変化によるソリトン波の変形を再現できることを確認するため，海底勾配がゼロにおける波と流れとの干渉計算を行った．水深 2 m，非線形な波への流れの影響も評価するため周期と振幅はそれぞれ 20 s と 12 s および 0.1 m と 0.005 m とし，流速は 1 m s^{-1} を与えた（**図 3-2(a)(b)と図 3-3(a)(b)**）．第 4 章でも示す通り,海底勾配のみの変化では第 4 章と同様の結果を得られたが,波向きと逆方向に流れを与えた場合，波長が短くなり振幅が増大していた．これは，非線形なソリトン分裂が発生する場合においても同様な結果を得ることが出来た（**図 3-3(a)(b)**）．本研究で対象としている河道における波と流れの影響評価を行うため水深 2 m，河道勾配 1/2000，摩擦抵抗係数 0.01，波が存在しない場合は流速約 1 m s^{-1}，フルード数 0.22 の条件を与えた．**図 3-2(c)および図-3-3(c)**で示されている波形では，海底勾配ゼロのケースと比較しやすくするため，河道勾配の効果が取り除かれている.興味深いことに,河道勾配を考慮して流れを与えることにより，流れが存在しない場合に比較して振幅が小さくなり，波長が長くなることが分かった．その影響は非線形性の強いソリトン波でも同様に発生していた．河道勾配を考慮することにより，波のエネルギーが位置ポテンシャルに変換されたために振幅の減少,波長の増大が発生し,その結果，波速が増大したものと考えられる．続いて，河川流が流れ込んでいる港湾における波と流れの干渉に関する検討を行うため，北海道東部に位置し，波浪により河口部において大振幅の波が発生しているオコツナイ川周辺の不規則波を考慮した再現計算を実施した．入射波高 2 m，周期 8.7 s，波向北東，潮位 TP+1.5 m，Smax 75，成分波数 512，全メッシュ領域 390×490，メッシュ間隔 2 m，計算時間ステップ 0.01 s，並列計算用 CPU12 個とした．単純な地形での計算結果と同様に，河道勾配を考慮して流れ（流速約 1 m s^{-1}）を発生させた場合（**図 3-5**），河道内において波高が減衰しており，流れを考慮しない場合（**図 3-4**）の方が，河道下

流端付近における最高水位の範囲が大きくなっている（**図 3-4** 赤丸）．一方，河川流が急激に広がり水面勾配がほぼフラットになっている領域では，流れの影響により最高水位の範囲が大きくなっていた（**図 3-5** 青丸）．

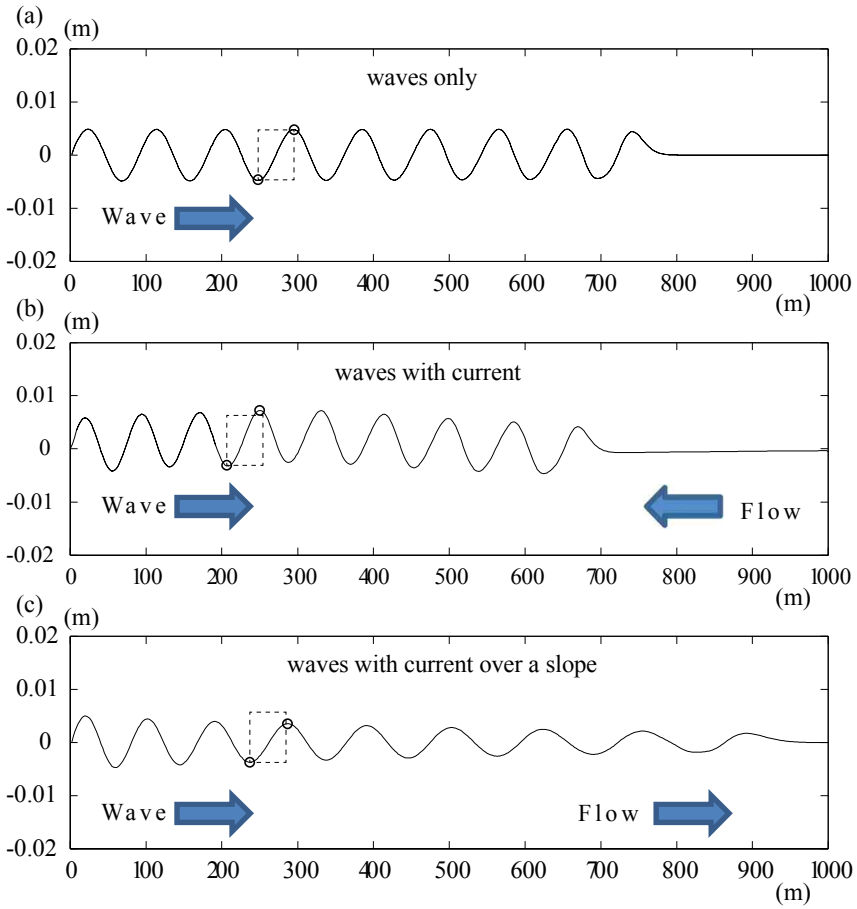


図 3-2　水深 2 m，周期 20 s，振幅 0.005 m を左境界から与え 170 秒経過した後の波形分布．初期中立水面位置が 0 m で示されている．実線：水表面位置．破線：条件(a)における左境界から 4 波目の最低および最大水面位置．○：左境界から 4 波目の最低および最大水面位置．

(a) 底面勾配ゼロで流れなし．(b) 底面勾配ゼロで右から左への流れを考慮．(c) 底面勾配 1/2000 で右から左への流れを考慮．

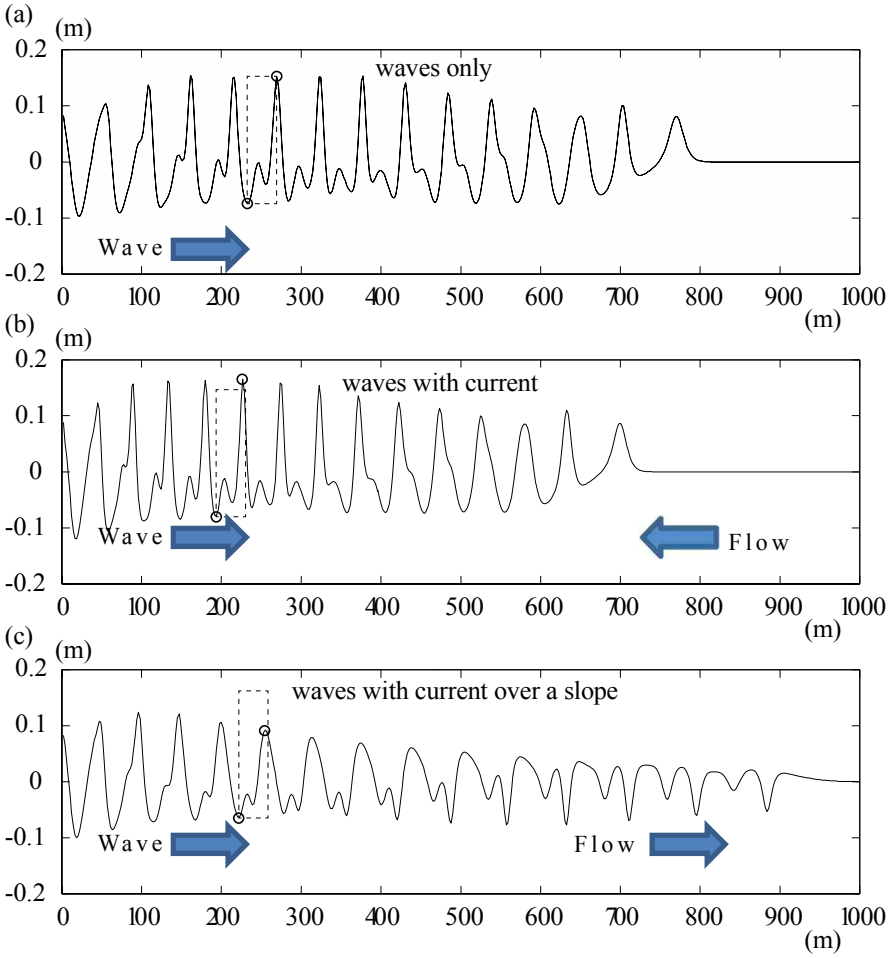
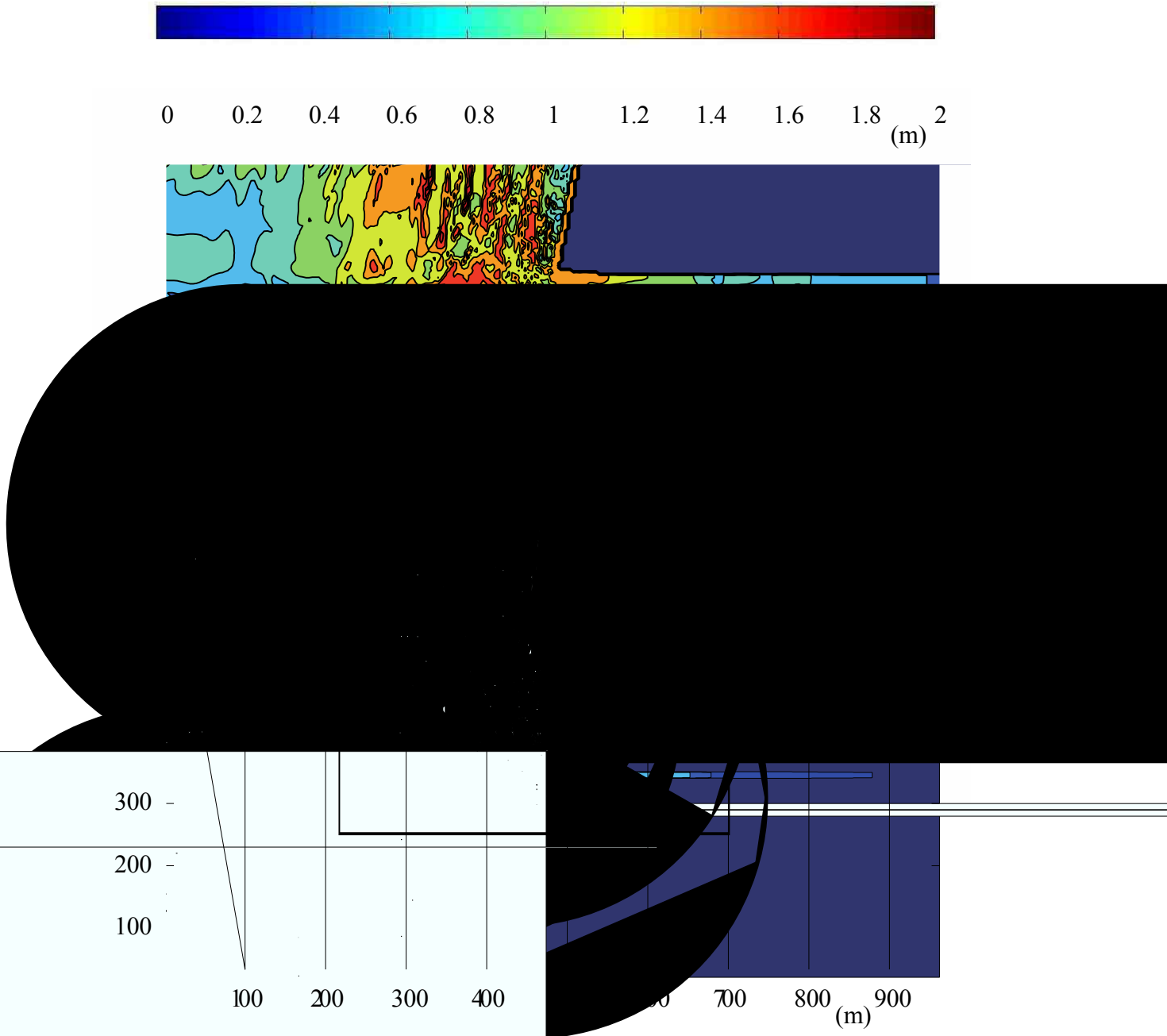


図 3-3　水深 2 m，周期 12 s，振幅 0.1 m を左境界から与え 170 秒経過した後の波形分布．初期中立水面位置が 0 m で示されている．実線：水表面位置．破線：条件(a)における左境界から 4 波目の最低および最大水面位置．○：左境界から 4 波目の最低および最大水面位置．(a) 底面勾配ゼロで流れなし．(b) 底面勾配ゼロで右から左への流れを考慮．(c) 底面勾配 1/2000 で右から左への流れを考慮．



最高水位の計算結果．左側境界から
られている．

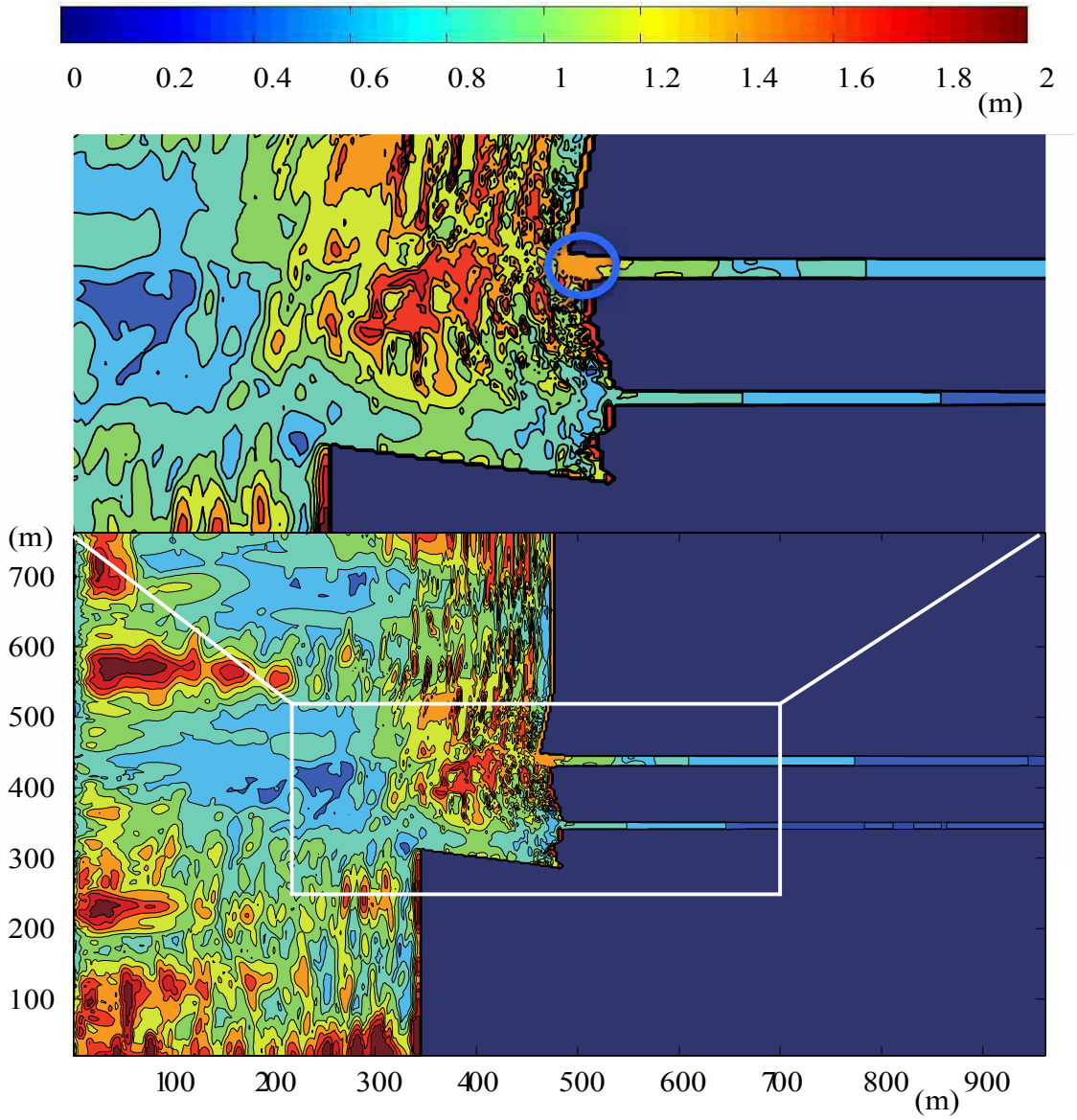


図-3.5　河道における流れを考慮した最高水位の計算結果.左側境界から不規則波が与えられている.

３．４　まとめ

FSI model を用いて波と流れの相互干渉に関する検討を行った結果，海底勾配がゼロである場合と比べ，海底勾配を考慮することで，振幅と波長に影響を及ぼすことが分かった．今後は，出水期と非出水期において現地観測を行い，解析モデルの適合確認を行うと共に，再現性を高めていく必要がある。

【第 3 章参考論文】

1) 佐藤之信, 吉江祐人, 中山恵介, 柿沼太郎, 駒井克昭: 河川津波の進行・発達と河道内における変形に関する解析, 土木学会論文集 B2（海岸工学）, Vol.69, No.2, pp. I_161- I_165, 2013.

2) 中山恵介: 強非線形強分散波動方程式によるソリトン共鳴解析, 土木学会論文集 B2（海岸工学）, Vol.71, No.2, pp. I_161- I_165, 2015.

3) Kakinuma, T.: A set of fully nonlinear equations for surface and internal gravity waves, Proc. of the 5th Int. Conf. on Computer Modelling of Seas and Coastal Regions, WIT Press, pp.225-234, 2001.

4) Nakayama, K. and Kakinuma, T.: Internal waves in a two-layer system using fully nonlinear internal-wave equations, Int. J. Num. Method. Fluids, Vol.62, pp.574-590, 2010.

第４章　河川津波の進行・発達と河道内における変形について

４．１　河川津波の特徴と研究の目的

流氷の減少はオホーツク海沖で発生する津波にも影響を与えることが予想される．流氷の減少が周期の長い津波にどの程度影響を及ぼすかは今後の課題とし，河川を遡上した津波が河川形状によりどのように変化するかを解明することで，今後の河川津波に対する災害の基礎資料とする．

巨大地震により発生した津波が沿岸域に到達し河川を遡上する現象が一般的に河川津波と呼ばれ，河道幅の減少，河道の変形などにより反射波が形成され，その振幅が大きく変化することが確認されている．北海道においても，過去に太平洋に面する十勝川及び新釧路川で地震を原因とする河川津波の遡上が確認されている．

河川を遡上する津波は，ソリトン波の形状を呈するため、解析には孤立波として取り扱う必要がある．また，面波の観測においては，大振幅の波の発生が確認されており,その中でも特に大きな波高のものはFreak wave（異常波）と分類されるなど，未だに多くの未解決問題が存在するが, reak wave 発生原因の一つとして強非線形な孤立波の共鳴が考えられている（Funakoshi，1980；辻・及川，2006，Tsuji・Oikawa，2007）.

例えば，辻・及川（2006），Tsuji・Oikawa（2007）や Funakoshi（1980）は，2 次元空間における孤立波の共鳴により振幅が 4 倍程度に増大することを示した．解析には，辻・及川（2006）や Tsuji・Oikawa（2007）は KP 方程式を利用し，Funakoshi（1980）は Boussinesq 方程式系を利用している．しかし, KP 方程式では進行方向に直交する成分の再現性が低いという問題が指摘されており，共鳴現象によるソリトン波の増幅を議論するためには，弱非線形の方程式ではなく，強非線形な方程式を利用すべきであると考えられる．

数少ないが, 室内実験を利用した検討も行われており， Li ら（2011）は増幅率の最大値が約 3 倍程度にとどまることを報告している．Tanaka（1993）による報告でも増幅率の最大値は 3 倍程度となっており，Miles（1977)により示されている 4 倍よりも小さな値となっている.その他，

KP 理論に基づいた Miles（1977）の解が，過去の数値計算や実験と一致しないことについて，Kodama（2010）は理論解と直接比較できるように補正する必要性を示している．

それらの問題を解決するために，過去のソリトン波の共鳴現象に関する研究において，KP 方程式よりも高次の項まで考慮できる，第 3 章でも用いた，強非線形強分散内部波モデル（FSI model）（柿沼，2001；Nakayama snd Kakinuma，2010；中山ら，2010；中山ら，2011）を利用することが提案されている．それらの検討では，高精度な解析を行うために Mirie・Pennel（1989）による 9 次精度の解を利用して初期条件を与えている．例えば，中山ら（2011）では，内部波に関する検討であるが，振幅が約 3 倍にもおよぶソリトンの再現計算に成功している．しかし，以上の研究では，河床勾配や河川の平面形状に着目された検討がなされていない．そこで本研究では，強非線形強分散方程式を利用し，津波が浅海域から河川域に進行・発達する過程および河道内における変形に関する検討を行うことを目的とする．

４．２　河口におけるソリトン波の初期条件

河川津波におけるソリトン波の波高変化の要因としては，河口部までの海底勾配と河口部より上流の河床勾配及び河川の蛇行や川幅変化などの平面的な変状が考えられる．本研究では，まず沖で発生した津波が沿岸域において発達する過程を再現した．初期条件として東日本大震災で発生した津波等を参考とし、初期振幅を 0.5m とし，**図 4-1** に示すような計算領域を与えた．計算領域はメッシュ間隔を 0.5m とし，計算領域の側方を完全反射境界とした．計算時間間隔は Δt=0.00025s とした．また，底面の勾配は十勝川における浅海域及び河川域の勾配を参考にして 0m～400m までを浅海域，残り 550m までを平坦海底とした．解析モデルには，変分原理に基づく強非線形強分散波方程式を利用した．沖で発生した津波は浅水変形しつつ,ソリトン波へと変形することが確認された．また，初期振幅を大きくしたケースについても検討を行った結果、ソリトン分裂が発生したことを確認した．

続いて，浅水変形により発生するソリトン波が，河床勾配の変化によりどのような変形を行うかを検討するため，勾配に 1:200，1:300 および 1:400 を与え，ソリトン分裂が発生しないように，水深 2m における初期のソリトン波の波高を 0.5m としてその発達過程を検討した(**図 4-2**)．初期のソリトン波形状には，過去の研究において示されている 9 次オーダの内部波の方程式（Mirie・Pennell，1989）を利用した 3 次オーダ解を与えた．その結果，実際の海底形状を考慮した解析において，浅水変形によるソリトン分裂が発生しない場合，**図 4-3** に示されるとおり同じ水深では海底勾配が異なっても同じ波高と形状を維持しており，その場の水深に応じたソリトン形状を示すことが分かった．つまり，海底勾配を無視して水深一定の場合におけるソリトン解を利用して，河川津波の波高を決定できる可能性が示された．

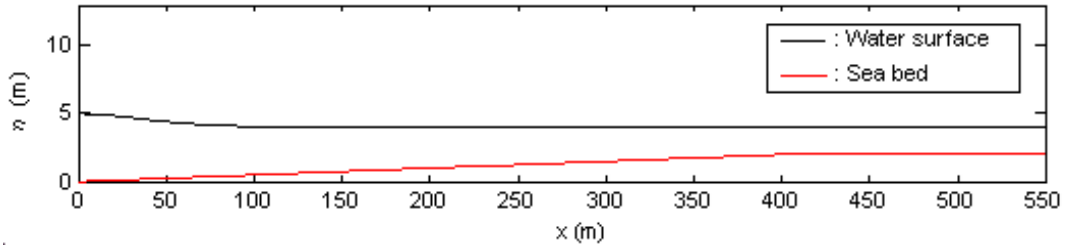


図 4-1　計算対象領域及び計算界面状態

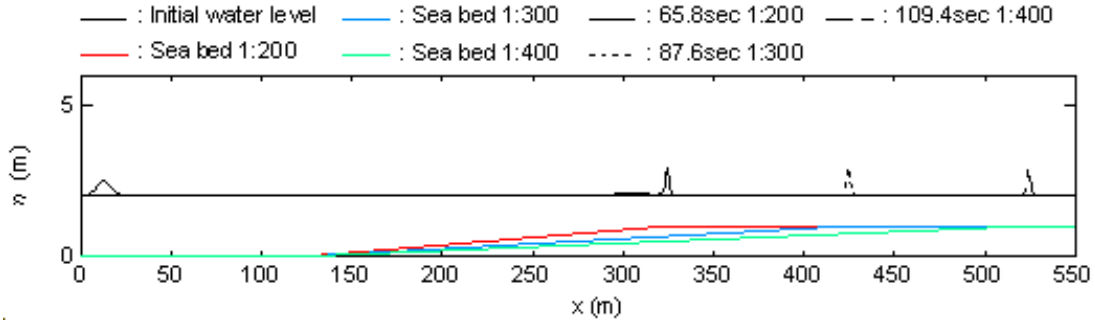


図 4-3　計算対象領域，初期界面状態及び代表波形

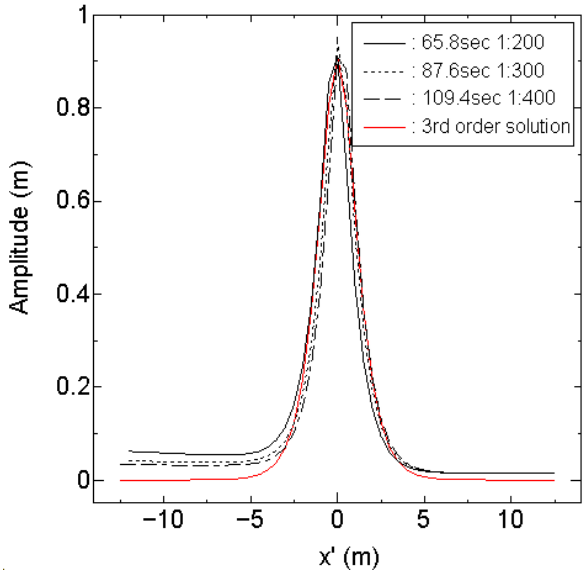


図 4-3　海底勾配が異なる条件における水深 1m 地点の波形及び 3 次オーダ解との比較

４．３　河道内におけるソリトン波の発達

水深 2m で波高 0.5m の同条件を利用し，河道内に進行するソリトン波に対して河道が変形（河道幅が縮小）した場合の変形に関する解析を行った．その際，水位面を-4m とし，その上面 0m までを空気層，下層-6m までを海水層とした．KP 理論により得られる臨界角度は以下の式で示され，本ケースでは φ=40.9 度であった．

$$\tan\varphi = \sqrt{3\frac{a_0}{h}} \qquad (4.1)$$

ここで，h は水深，a_0 は振幅，φは臨界角度である．

条件として，進行するソリトン波に対して 15 度，20 度，37 度，38 度，40 度，45 度で斜めに河岸が存在する場合を想定して検討を行った．検討当初は臨界角度以下であれば stem が発生し、臨界角度以上であれば stem が発生しない．つまり，入射角 45 度のみ stem が発生しないと予想された．なお，入射角 20 度以上で 36 度までの計算条件が存在しない理由は，計算は実行できたが砕波等の現象により共鳴現象周辺に高周波のノイズが発生していたため，信頼性に問題があると考えて結果を示さないことにしたためである．

まず，stem が発生する典型的な例である 20 度における初期条件及び計算開始 10 秒後，20 秒後，40 秒後，59 秒後および定常状態に達した状態における水位コンタ図を示す(**図 4-4**，**図 4-5b**)．初期状態では完全に 1 次元的なソリトン形状を持っていることが確認できる（**図 4-4a**）．その後，斜めの河岸により stem が発生し始め，その長さが時間発展する様子が分かる（**図 4-4a**，**4b**）．

増幅振幅率が最大となる 59 秒後においては，ソリトン波が 300m 程度進行し，河岸での波高が約 2.3 倍にまで発達し，その増幅した波高は長さ約 40m に達する stem と呼ばれる部分に集中することが確認された．

次に，検討したすべての角度について振幅増幅率が最大となった時間における水位コンタ図を示す(**図 4-5**)．これによると，stem の発達は 20

度の時が最大となり，37 度以降は確認できず，当初の予想(stem が発生しないのは 45 度のときのみ)とは違う結果が得られた．また，最大振幅への到達時間は，入射角が 15 度と 20 度を境に 91sec から 59sec と大幅に短くなり，その後増幅率が最も大きくなっている 37 度で最長となり，その後 37 度から 38 度で 87sec から 57sec と大幅に短くなる結果が得られた．このことから，臨界角度は 37 度よりも小さいことが推測される．

また，Yeh ら(2010)や Kodama（2010）は，KP 理論では進行方向には KdV 方程式が利用されているが，直交する方向には弱非線形な項としてその効果が考慮されているのみであることから，臨界角度を調整した算定式(4.2)を提案されており，特に，今回のように振幅水深比が大きく，臨界角度が大きい場合にはその補正量は大きくなることが示されている．

$$\varphi_C = \tan^{-1}\left[\sqrt{3\frac{a_0}{h}}\cos(\alpha)\right] \qquad (4.2)$$

ここで，ϕ_C：修正された臨界角度（これ以降，この値を修正臨界角度と呼ぶ)、α ：入射角である．

式(4.2)を用いて算定した臨界角度は 35.0 度となり，前述した臨界角度が 37 度よりも小さい可能性に一致していることからも,修正された臨界角度式の有効性が示された．

表 4-1 入射角の最大振幅率

入射角	15度	20度	37度	38度	40度	45度
最大振幅率	1.88	2.32	3.40	2.84	2.51	2.25
到達時間	91sec	59sec	87sec	57sec	43sec	41sec

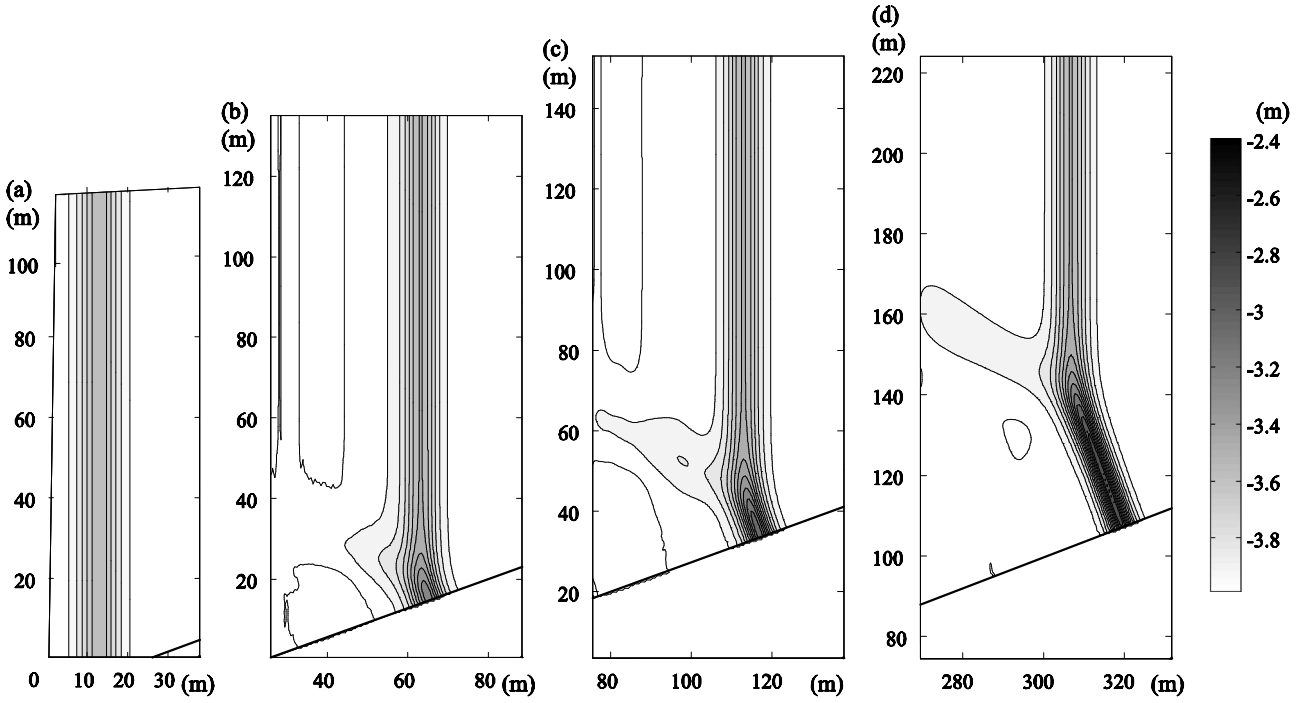


図 4-4　ソリトン波が 20 度で入射した時の浸入時間ごとの変形形状

(a)0sec,　(b)10sec,　(c)20sec,　(d)59sec,

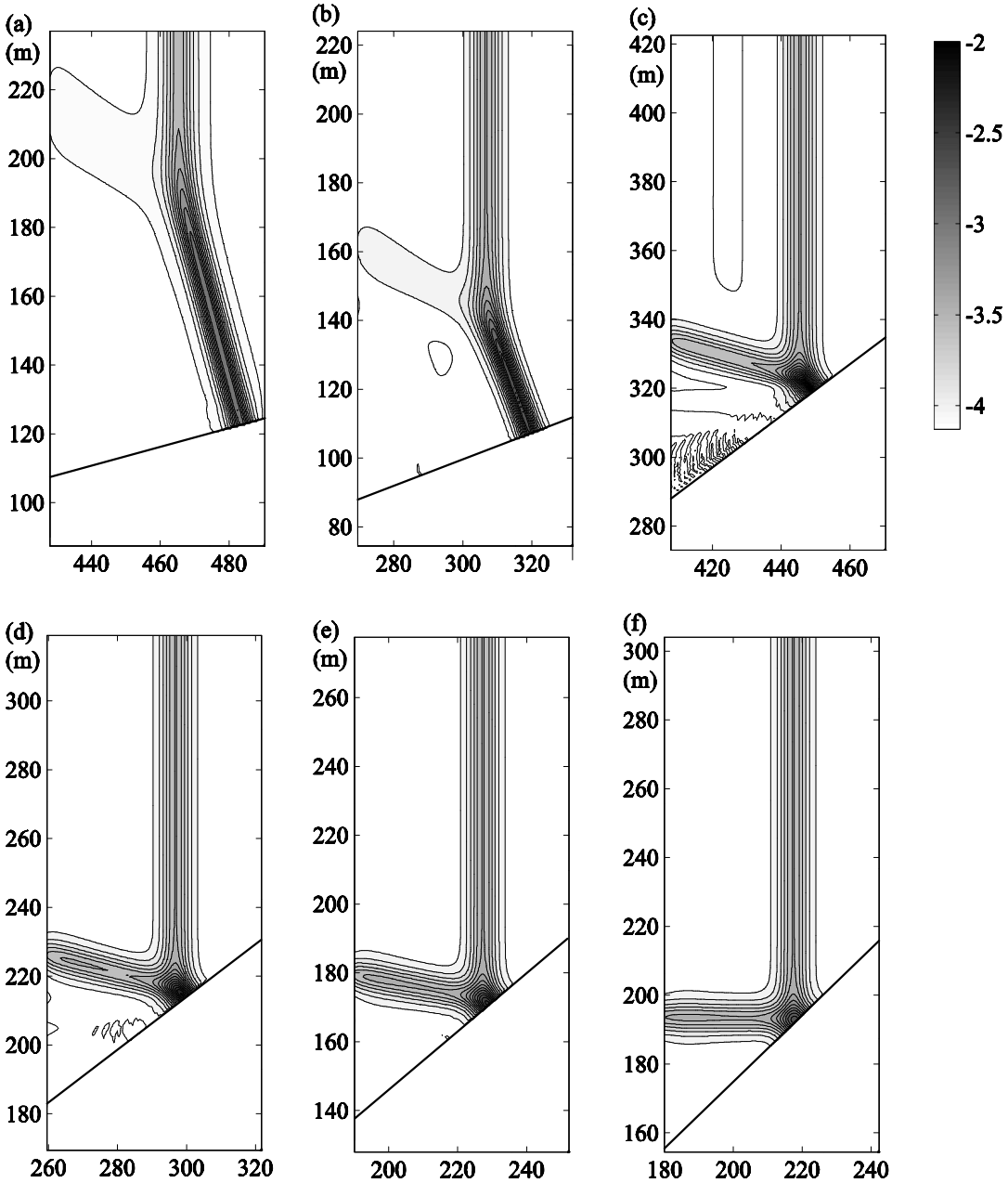


図 4-5　振幅増幅率が最大となった時間における水位コンタ図．(a)15 度，(b)20 度，(c)37 度，(d)38 度，(e)40 度，(f)45 度

４．４　Milesの理論解との比較

Miles による理論解によると，最大の振幅増幅率が得られる臨界角度は約 40.9 度であった．入射角 15 度のケースではソリトン波が 480m 程度進行した 91 秒後において，河岸での波高が約 1.9 倍にまで発達し，その増幅した波高は長さ約 50m に達する stem と呼ばれる部分に集中することが確認された(図 4-5(a))．その一方、増幅率が最大となった入射角 37 度のケースでは，ソリトン波が 450m 程度進行した 87 秒後において河岸で波高が 3.4 倍にまで発達しており stem の発達は確認できていない(図 4-5(c))．

図 4-6 に Miles の理論解との比較結果を示す．これによると，前述のとおり臨界角度については，理論解が 41 度程度であるのに対し，計算結果が 37 度付近，最大振幅増加率は理論解が 4 倍程度に対し，計算結果が 3.4 倍程度と理論解とは誤差が生じているが，臨界角度については，前述の通り Yeh ら(2010)や Kodama（2010）による修正臨界角度式を用いることで理論解に近い数値を得られる可能性が示された．

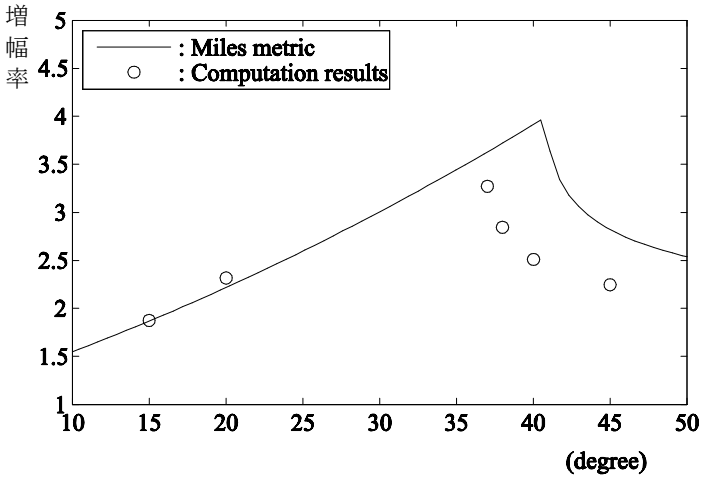


図 4-6　Miles の理論解との比較図

４．５　修正臨界角度式の適用性検証

Milesの理論解による臨界角度とYehら(2010)やKodama（2010）による修正臨界角度については，中山(2015)により振幅水深比(α_0/h)が 0.05と0.10のケースについて同様の検討が行われている．他の条件は4.3で利用されたものと同じである．中山(2015)による臨界角度の検討結果を表4-2に示す．表4-2によると，振幅水深比(α_0/h)が0.05と0.10の両ケースで，計算による臨界角度は，Milesの理論解による臨界角度より修正臨界角度に近いことが示されている．特にα_0/h=0.10のケースによる結果の方が修正臨界角度に近い数値となっている，これは，本研究で示した振幅水深比が大きいほど補正量は大きくなると言う結果に一致していると言える．

表 4-2　中山(2015)による臨界角度の検証

α_0/h	0.05	0.10
Milesの理論解による臨界角度(度)	21.2	28.7
修正臨界角度(度)	20.1	26.2
計算による臨界角度(度)	19	26

４．６　まとめ

a) 過去の計測事例を参考に初期振幅を与え，沿岸域における津波の変形を検討した結果，ソリトン波として進行する可能性を確認できた．

b) ソリトン波の波高は，海底の勾配が大きくないことも影響し，全ての勾配においてそれぞれの水深で与えられる理論解の形状と一致することが示された．

c) Miles の理論解との誤差が確認できた．これは臨界角度が大きいほど，Miles 解の修正が大きくなるという傾向と一致していることが示された．

d) 臨界角度については，Yeh ら(2010)や Kodama（2010）による修正臨界角度式を用いることで理論解に近い数値を得られる可能性が示された．

e) 河口部における河道法線の変化に制限を設けることで，河川津波の増幅を抑制できる可能性が示された．

【第 4 章参考文献】

1) 柿沼太郎：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. 146-150，2001.

2) 辻英一・及川正行：Extended Kadomtsev-Petviashvili 方程式の孤立波解の斜め相互作用，応用力学研究集会報告，No.17ME-S2，No.37，2006.

3) 中山恵介，柿沼太郎，及川正行，辻英一，丸谷靖幸：内部ソリトン波の 3 次オーダー解による再現性の検討，海岸工学論文集，第 57 巻，pp.1-5，2010.

4) 中山恵介，柿沼太郎，及川正行，辻英一，丸谷靖幸：ソリトン共鳴により発生する大振幅ソリトンの解，海岸工学論文集，第 58 巻，pp.6-10，2011.

5) 中山恵介：強非線形強分散波動方程式によるソリトン共鳴解析，土木学会論文集 B2（海岸工学），Vol.71，No.2，pp. I_161- I_165，2015.

6) Funakoshi, M.：Reflection of obliquely incident solitary waves, Journal of the Physical Society of Japan, Vol.49, No.6, pp. 2371-2379, 1980.

7) Kodama Y.：KP solitons in shallow water, Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical, Vol.43, 434004-434057. doi:10.1088/1751-8113/43/43/434004,2010.

8) Li W., Yeh H. and KODAMA Y.：On the Mach reflection of a solitary wave: revisited, Journal of Fluid Mechanics, Vol.672, pp 326-357, 2010.

9) Miles J.W.：Resonantly interacting solitary waves. Journal of Fluid Mechanics, Vol.79, pp.171-179, 1977.

10) Mirie, R.M. and S.A. Pennell.：Internal solitary waves in a two-fluid system, Physics of Fluids, A1(6), pp.986-991, 1989.

11) Tanaka M.：Mach reflection of a large-amplitude solitary wave, Journal of Fluid Mechanics, Vol.248, pp.637-661, 1993. DOI:http://dx.doi.org/10.1017/S0022112093000941

12) Tsuji H. and Oikawa M.: Oblique interaction of solitons in an extended Kadomtsev-Petviashvili equation, Journal of Physical Society of Japan, Vol. 76, pp.84401-84408, 2007.

13) Nakayama K. and T. Kakinuma.: 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, 2010.

第５章　結論

本研究で得られた結論を述べる.

第 2 章　オホーツク海における流氷と波高・風速の関係

第 2 章では，流氷量と波高，及び波高の起因となる風速に着目した解析を行った．その結果，同じ風速でも流氷量により有義波高が異なることが分かった．これにより流氷により有義波高が減少することが証明された．その際，流氷による有義波高の減少は，オホーツク海沿岸域に近づくほど大きくなることがわかった．また流氷厚 0.6m 以上のものがオホーツク沿岸域での有義波高に影響を及ぼすことがわかり,0.5m 以下のものはほとんど影響を与えないことが分かった.

将来波高の推定としては，近年 10 年間のデータでは，流氷堆積の変動により最大 1.5 倍の有義波高の増大が推定された．これは今後の気候変動による極端現象の増加により,流氷量が少ない年が多発することで,波高が増大する可能性を示すものであると考えられる.

また，流氷移動ベクトルを PIV や空間重み関数，流れ関数を利用して推定することができた.その際,ウィンドウサイズは 11～15 メッシュ，代表距離 L は 3～5 メッシュの条件において比較的小さい誤差で流氷移動ベクトルを再現することができた.

第 3 章　河道における流れを考慮した波の変形計算と解析

第 3 章では，FSI model を用いて波と流れの相互干渉に関する検討を行った結果，海底勾配がゼロである場合，第 4 章と同じ結果を得ることが出来た．一方，河道勾配を考慮することにより第 4 章と異なる結果を得られることが分かった.

第 4 章　河川津波の進行・発達と河道内における変形について

第 4 章では，過去の研究事例を参考に初期振幅を与え，沿岸域における津波の変形を検討した結果，ソリトン波として進行する可能性を確認できた．ソリトン波の波高は，海底の勾配が大きくないことも影響し，全ての勾配においてそれぞれの水深で与えられる理論解の形状と一致す

ることが示された．

また，Miles の理論解との誤差が確認できた．これは臨界角度が大きいほど，Miles 解の修正が大きくなるという傾向と一致していることが示された．臨界角度については，Yeh ら(2010)や Kodama（2010）による修正臨界角度式を用いることで理論解に近い数値を得られる可能性が示された．