

Université du Québec
INRS-ETE

**Modélisation du pont de glace et des processus océaniques à
méso-échelle dans la polynie des Eaux du Nord**

par
Dany Dumont

Thèse de doctorat présentée
pour l'obtention
du grade de Philosophiæ Doctor (Ph.D.)
en sciences de l'eau et de l'environnement

Jury d'évaluation

Examineur externe :	Dr. Paul Myers, professeur associé University of Alberta
Examineur externe :	Dr. Charles Hannah, chercheur senior Bedford Institute of Oceanography
Examineur interne :	Dr. Bruno Tremblay, professeur invité INRS-ETE, Université du Québec McGill University
Directeur de thèse :	Dr. Yves Gratton, professeur titulaire INRS-ETE, Université du Québec
Co-directeur de thèse :	Dr. Todd E. Arbetter, professeur invité INRS-ETE, Université du Québec National Ice Center, USA

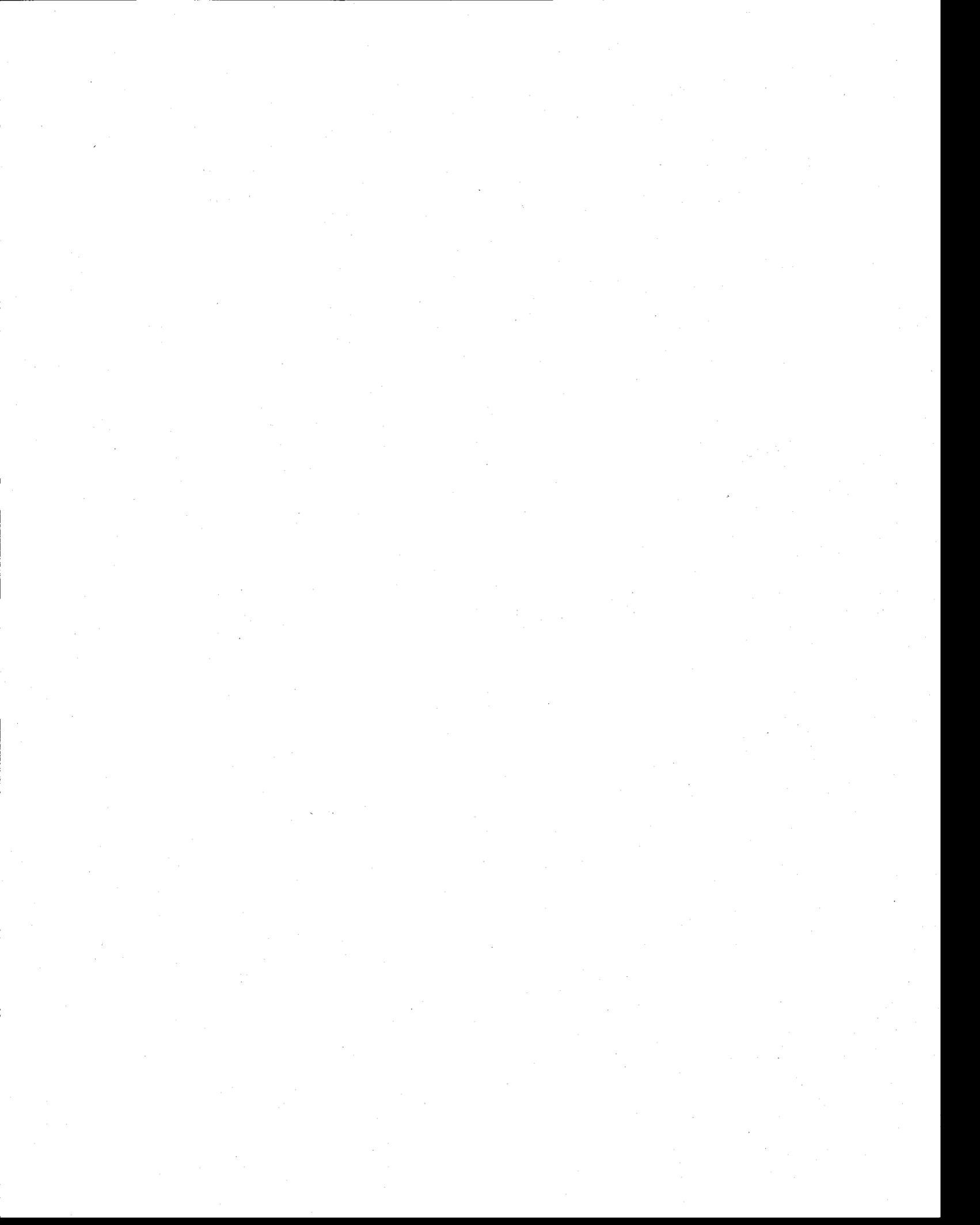


Table des matières

TABLE DES MATIÈRES	I
RÉSUMÉ	III
REMERCIEMENTS	VI
AVANT-PROPOS	VIII
FOREWORD	IX
Liste des figures	X
Liste des tableaux	XVII
I Synthèse	1
1. Introduction générale	2
1.1 Objectifs de recherche et méthode	4
1.2 Contexte du projet	5
1.3 Caractéristiques physiques du domaine	7
1.4 Revue de littérature	9
1.5 Structure de la thèse	13
2. Description du modèle régional	15
2.1 Modèle océanique	17
2.1.1 Approximations et système de coordonnées	17
2.1.2 Équations primitives	18
2.1.3 Séparation des modes	20
2.1.4 Grille numérique	22
2.1.5 Friction horizontale	26
2.1.6 Diffusivité et mélange vertical	28
2.1.7 Physique neutre	32
2.1.8 Conditions aux frontières	34
2.2 Modèle de glace	37
2.2.1 Thermodynamique	38
2.2.2 Rhéologie	40
2.2.3 Approche EVP	44
2.2.4 Redistribution de l'épaisseur	45
3. Résultats	47
3.1 Dynamique et formation du pont de glace	48
3.1.1 Objectifs, hypothèses et méthodologie	48
3.1.2 Discussion des résultats	50
3.1.3 Remarques sur la résolution et l'invariance d'échelle	55
3.1.4 Conclusion	58
3.2 Circulation et processus baroclines en période de polynie	61
3.2.1 Objectifs, hypothèses et méthodologie	61
3.2.2 Circulation forcée	63
3.2.3 <i>Upwelling</i> côtier et aux abords du pont de glace	66

3.2.4 Conclusion	70
3.3 Réponse tidale	71
3.3.1 Objectifs, hypothèse et méthodologie	73
3.3.2 Méthode implicite	75
3.3.3 Méthode explicite	76
3.3.4 Résultats	78
3.3.5 Discussion et conclusion	86
4. Conclusion	89
5. Bibliographie	95
II Articles	109
6. Modeling the dynamics of the North Water ice bridge	111
6.1 Introduction	112
6.2 Model	115
6.3 Idealized simulations	120
6.4 The North Water	128
6.5 Summary and conclusions	131
7. Wind driven circulation and landfast ice-edge processes during polynya events in northern Baffin Bay	135
7.1 Introduction	137
7.2 Method	141
7.3 Results	146
7.4 Discussion and conclusion	158
8. Tidal response	163
8.1 Objectives, hypothesis and methodology	165
8.2 Implicit method	167
8.3 Explicit method	168
8.4 Results	170
8.5 Discussion and conclusion	175
III Annexes	177

Résumé

Un modèle numérique de circulation océanique couplé à un modèle dynamique-thermodynamique de glace de mer est développé et utilisé pour étudier certains processus physiques de méso-échelle importants pour la formation et le maintien de la polynie des Eaux du Nord et de son écosystème. En première partie, on s'intéresse aux aspects dynamiques de la formation et du maintien du pont de glace dans des conditions idéalisées et réalistes. Une étude de sensibilité de la stabilité du pont de glace en fonction des principaux paramètres dynamiques révèle le caractère fondamental de la cohésion dans la formation du pont de glace à l'entrée du détroit de Nares. Pour une contrainte de vent donnée, il existe une valeur de cohésion critique au-delà de laquelle un pont de glace stable ne peut se former. Le profil et la position de l'arche sont adéquatement simulés et la solution est invariante en fonction de l'orientation de la grille sphérique et de la rugosité des frontières. La position et la forme du pont de glace sont également simulées conformément aux observations dans des conditions réalistes. Par contre, en l'absence de données d'épaisseurs fiables et suffisantes et considérant la grande importance de l'historique des forçages dynamiques et thermodynamiques sur les conditions de glace, il est difficile d'identifier une valeur ou un intervalle optimal pour e , le paramètre qui contrôle la cohésion. Les résultats suggèrent toutefois qu'un échantillonnage judicieusement choisi de l'épaisseur, par exemple le long d'un transect perpendiculaire au chenal, permettrait de comparer directement le modèle aux observations et ainsi, potentiellement, de raffiner la paramétrisation du modèle.

En deuxième partie, on s'intéresse à la réponse océanique de la polynie au vent et à la présence d'un pont de glace, c'est-à-dire à une discontinuité spatiale du couvert de glace. La circulation générale dans le domaine est mise en branle en premier lieu par les conditions aux frontières ouvertes. Un transport net de 0.54 Sv vers le sud, de l'Arctique vers la Baie de Baffin, est forcé par la différence du niveau d'eau moyen entre les frontières nord et sud du modèle. Cette valeur est contenue dans l'intervalle des estimations que l'on retrouve dans la littérature. Le courant du Groenland ouest (CGO), qui transporte l'eau de la Baie de Baffin vers le nord en longeant la côte, est forcé quant à lui par un gradient transversal de niveau d'eau. Une analyse de l'effet du vent sur la

circulation générale révèle que le CGO et le courant de Baffin vers le sud sont anti-corrélés dans la région du détroit de Smith, à la hauteur des îles Carey, et que les épisodes de vent du nord amplifient le CGO vers le nord. On rapporte également quelques épisodes où le CGO pénètre jusque dans le bassin Kane, confirmant ainsi quelques observations historiques d'eau de la Baie de Baffin à cet endroit. La présence du pont de glace n'affecte que très peu le patron général de circulation horizontale. Cependant, il a une influence remarquable sur la circulation verticale, le champ de densité et la circulation barocline induite. En effet, conformément à la théorie, un vent soufflant parallèlement à la limite de la banquise statique produit une divergence du transport d'Ekman et génère une élévation ou un abaissement de la pycnocline, de la même manière que l'analogie côtier. Selon la forme du pont de glace, l'étendue de la zone de remontée peut être doublée. Avec le pont de glace simulé, très similaire au pont de glace observé en 1998, le courant jet associé aux perturbations du champ de densité adopte une configuration tourbillonnaire cyclonique centrée sur le pont de glace qui persiste aussi longtemps que le vent maintient son cap et son amplitude. Les conditions océanographiques de la polynie qui prévalent durant ce temps de l'année (polynie ouverte, remontée d'eau riches en nutriments, mélange par le vent, circulation) favorisent toutes la floraison du phytoplancton, ce qui explique, en partie du moins, la grande productivité de la polynie des Eaux du Nord.

En troisième partie, l'influence des marées sur la structure de la colonne d'eau est étudiée. La stratégie employée consiste à comparer les résultats obtenus dans la deuxième partie, en l'absence de marée, et de simuler ensuite l'influence de la marée selon deux approches différentes. La première consiste à ajouter au profil de diffusivité une contribution venant de la friction de la marée barotrope avec le fond à partir d'un champ d'amplitude du courant de marée issue d'un modèle inverse à haute résolution. La paramétrisation de Munk-Anderson utilisée ici ne considère pas la friction sous la glace. La deuxième approche consiste à forcer explicitement la marée barotrope en spécifiant un signal harmonique à la frontière du modèle. Les résultats montrent et confirment que la marée joue un rôle secondaire dans la formation et le maintien de la polynie ainsi que dans le renouvellement des nutriments en surface. Cependant, les courants de marées et les flux de chaleur associés au mélange accru peuvent compromettre la stabilité du pont

de glace et encourager sa rupture par ablation de la glace et en ajoutant une composante supplémentaire au champ des contraintes. Finalement, certaines zones sont identifiées comme étant propices à la génération d'ondes internes.

Remerciements

Ces dernières cinq années ont été beaucoup plus pour moi que l'élaboration d'une thèse. Je mettais les pieds dans un nouveau monde, celui des sciences de l'environnement. J'allais rapidement y découvrir un monde où les barrières disciplinaires sont plus floues et plus perméables qu'en sciences des télécommunications et, de manière insoupçonnée, j'allais me retrouver sur un navire océanographique en plein cœur d'un océan hostile et en pleine métamorphose. Au départ, le doctorat devait être une initiation, une nouvelle clé qui devait ouvrir de nouvelles portes, beaucoup plus en harmonie avec mes valeurs et aspirations. Au terme de ces années, ces portes sont grandes ouvertes et c'est le monde qui est derrière. Pour cela, je donc suis grandement redevable à mon directeur de recherche, Yves Gratton, grâce à qui j'ai pu être initié à l'océanographie et m'intégrer au réseau humain des sciences arctiques au Québec, au Canada et au niveau international. Je remercie également Todd Arbetter, co-superviseur des travaux, qui, en une semaine très intense, m'a initié à la modélisation au printemps de 2005, après quoi j'ai pu voler de mes propres ailes, non sans accrochage. Mon parcours a été jalonné et enrichi de plusieurs collaborations formelles avec Bruno Tremblay, Jean-Éric Tremblay, Johannie Martin, Claude Bélanger, Alexandre Forest, et informelles avec Jean-François Lemieux, David Huard, Antoine Roy-Gobeil, Charles Brouard, Stéphane Thannassekos, Frédéric Cyr, Frédéric Dupont, Marie-Emmanuelle Rail, Caroline Sévigny, Véronique Lago, Loïc Degroote et Romain Lanos, tous et toutes des collègues et amis admirables. Je salue mes amis (du 2434) Dominique, Stéphane, Guillaume, Yves, et ceux que j'ai connus sur le tard, Anthony, Raoul et Kristin. Je tiens à remercier toute l'équipe du quartier général d'ArcticNet, en particulier Martin Fortier, ainsi que mes nombreux collègues étudiants de l'association étudiante avec lesquels j'ai pu être dûment initié à la coordination de la recherche, à la communication et à l'intégration des sciences arctiques, à la diversité culturelle propre à cette vaste communauté et à ses partenaires. Les travaux ont été financés par le CRSNG par le biais d'une bourse de doctorat d'une durée de trois ans et d'une subvention de recherche au Pr. Gratton, par le FQRNT par le biais de subventions d'équipe, par Québec-Océan et par le Réseau de centres d'excellence ArcticNet.

Cette thèse est entièrement dédiée à Émilie, qui a fait naître la Beauté en cours de route : Laurence.

Avant-propos

Cette thèse présente les principaux résultats des recherches effectuées au cours de mes études doctorales. Ceux-ci sont présentés à la fois en anglais sous forme d'articles, dans la deuxième partie de la thèse, et discutés en français dans la synthèse en première partie. La méthode utilisée pour atteindre les objectifs de la thèse est le développement d'un modèle numérique régional à haute résolution. La description de ce modèle, qu'on retrouve au chapitre 2, ne peut qu'être incomplète vu sa grande complexité. Comme les articles s'adressent à une audience initiée et s'appuie sur une littérature abondante, ceux-ci ne présentent pas le détail de la méthodologie. C'est pour mieux guider le lecteur que la thèse a été allongée par une description plus détaillée du modèle. L'accent a donc été mis sur les modules les plus pertinents à la compréhension des résultats.

La troisième section du chapitre 3 présente les résultats d'une étude exploratoire sur le rôle des marées dans la polynie. Aucun article n'est associé à cette section qui a d'abord été rédigée en français et ensuite traduite en anglais pour fin d'évaluation. Cette portion du travail, que nous jugeons significative, mérite d'être enrichie avant de pouvoir être publiée dans un journal scientifique.

Ma contribution en tant que premier auteur dans la rédaction des articles et les réponses aux arbitres est sans contredit la plus significative. La contribution des co-auteurs se résume à la révision des manuscrits et des réponses aux arbitres ainsi qu'à une participation active aux discussions.

Foreword

This document presents the main results obtained during my thesis work. They are presented in English in the form of published journal articles or submitted manuscripts in the second part, and in French in the form of a synthesis in the first part. The method used to address the research questions is the development of a high-resolution 3D numerical ice-ocean regional model which is described in Chapter 2 only incompletely due to its great complexity. The articles address an audience of specialists and are based on an exhaustive literature. Therefore, they do not describe the model in details. Consequently, the synthesis was enriched by additional details concerning the main modules and components of the model which are useful for the comprehension of the results and for legacy.

The third section of the third Chapter presents the results of an exploratory study on the role of tides on the polynya. There is neither an article nor a submitted manuscript associated with that section. It was written first in French and then translated to English for the evaluation process. Although this work is significant, we feel additional efforts are required in order to publish it in a well-respected scientific journal.

My contribution as first author in the writing of the manuscripts and the responses to the editor is by far the most significant. The contribution of co-authors was limited to manuscript and response reviewing as well as to an active participation to the discussions.

Liste des figures

Figure 1.1 L'Océan Arctique et ses régions ancillaires dont l'Archipel Arctique Canadien. Trois grandes polynies ont fait l'objet de campagnes d'échantillonnage multidisciplinaire : la polynie des Eaux du Nord-Est (NEW), la polynie des Eaux du Nord (NOW) et la polynie du Cap Bathurst situé à l'intérieur du domaine d'étude du programme *Canadian Arctic Shelf Exchange Study* (CASES). La ligne noire délimite la région d'étude et le domaine du modèle développé. 6

Figure 1.2 Bathymétrie et circulation générale du nord de la Baie de Baffin. Les courants de Baffin et du Groenland ouest (CGO) s'écoulent respectivement vers le sud et vers le nord. Les flèches pleines représentent la circulation de surface et les lignes pointillées la circulation en profondeur lorsque différente. Modifiée d'après Melling et al. (2001). 9



Figure 2.1 Emplacement des variables de traceurs (T) et de vitesse (U, V, W) dans une grille de type B selon l'horizontale et la verticale. Noter que les points T et W sont décentrés selon la verticale afin que la moyenne verticale d'un traceur T soit calculée à la position des points W . 23

Figure 2.2 Rayon de Rossby interne calculé à partir de l'équation (2.17) pour 489 profils CTD récoltés dans la région de la polynie de 1997 à 1999 dans le cadre du programme *International North Water Polynya Study*. 24

Figure 2.3 Résultat après une journée d'une simulation d'une colonne d'eau stratifiée à deux couches (interface à 100 m) forcée avec un vent du nord de 0.12 N m^{-2} . a) vitesse verticale ($0.1 \text{ mm s}^{-1} = 8.64 \text{ m jour}^{-1}$) et b) profondeur de la couche de mélange. 25

Figure 2.4 Temps d'amortissement d'une onde monochromatique en présence de friction laplacienne (trait plein) et biharmonique (trait pointillé) calculé avec $A = 1 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ et $B = A(\Delta^2/8)$. La plus petite valeur de λ possible est 2Δ . 27

Figure 2.5 Diffusivités due à a) la digitation saline (*salt fingering*) et b) à la convection diffusive en fonction du ratio de double-diffusion R_ρ et c) diffusivité due aux instabilités de cisaillement en fonction du nombre de Richardson local Ri_g . Les diffusivités sont normalisées respectivement par $\nu_f = 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, $\nu = 1.5 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ la diffusivité moléculaire et $\nu^0 = 50 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Modifiée d'après Large et al. (1994). 32

Figure 2.6 Régions caractérisées par différents régimes de turbulence et de stratification. Cette catégorisation sert de base aux paramétrisations de la physique neutre (adapté de Griffies 2007). 33

Figure 2.7 Configuration des points de grille près des frontières du domaine. Les cercles sont des points de traceurs et d'élévation de la surface alors que les croix sont des points de vitesse. L'indice B réfère au point situé sur la frontière (en vert ou jaune), l'indice B+1 au premier point extérieur (en blanc) et B-1 au premier point intérieur (en noir). 36

Figure 2.8 Réflexions parasites du mode externe à la frontière sud pour une mauvaise paramétrisation des conditions aux frontières, dans ce cas-ci, en l'absence d'une condition de radiation adéquate (MOM 4.0). 37

Figure 2.9 Structure thermodynamique du modèle de glace de mer. La glace est séparée en deux couches d'épaisseurs égales $\frac{1}{2}h_i$, l'une de chaleur spécifique fixe et l'autre qui dépend de la température et de la salinité de la glace. 39



Figure 3.1 a) Image MODIS (*Moderate Resolution Spectroradiometer*) de la polynie au 25 mai 2001 (<http://visibleearth.nasa.gov>). On y distingue a : le bassin Kane, b : le détroit de Smith, c : le Groenland et d : l'île d'Ellesmere. b) Limite du pont de glace en 1998 (Photo: Martin Fortier). 47

Figure 3.2 Période de formation du pont de glace et d'ouverture de la polynie. Les données sont tirées des cartes régionales hebdomadaires du Service Canadien des Glaces (<http://ice-glaces.ec.gc.ca/>). Pour l'année 1998, les images AVHRR de Vincent et al. (2008a; 2008b) ont été utilisées pour compléter les cartes de glaces. La portion grise est une mesure de l'incertitude en raison d'un manque de données. Les années 1990, 1993, 1995, 2007 et 2009 sont des années où le pont de glace ne s'est jamais formé ou n'a pas existé pendant plus d'une semaine. 49

Figure 3.3 a) Limite plastique de Mohr-Coulomb cohésive. L'ordonnée à l'origine représente la cohésion du matériau et ϕ représente l'angle de friction interne. b) Limite plastique elliptique représentée dans l'espace des contraintes invariantes. Le paramètre c_{\max} est défini comme la cohésion maximale du matériau. 53

Figure 3.4 a) Image satellite de la glace dans le détroit de Nares au 18 février 2008 (NOAA, courtoisie du Service Canadien des Glaces). b) Orientation de la contrainte principale maximale. 54

Figure 3.5 Carte des glaces au début du mois de juin de 2004 à 2008 (Service Canadien des Glaces, <http://ice-glaces.ec.gc.ca/>). Dans tous les cas, qu'il y ait polynie ou non, la glace se présente sous des propriétés différentes (proportion de la glace épaisse, grosseur des floes) selon qu'on se trouve au centre ou près des côtes dans le bassin Kane. Par exemple, la partie centrale contient une plus grande proportion de vieille glace et apparaît plus fragmentée. 55

Figure 3.6 a) Image MODIS (*Moderate Resolution Spectroradiometer*) du détroit de Béring (<http://visibleearth.nasa.gov>). b) Image de l'ESA (*European Space Agency*) de la banquise à l'entrée du chenal Robeson, dans la mer Lincoln. Sur ces deux images, on y voit des floes dont la taille diminue à mesure qu'ils pénètrent dans une région à fort confinement, préservant l'invariance d'échelle dans ces régions particulières. 57

Figure 3.7 Haut : épaisseur de la glace au 1^{er} avril 1998 pour $e = 1.7$ et différentes valeurs de h_0 : a) 1.0 m, b) 1.5 m, c) 2.0 m. Bas : épaisseur sur un transect du bassin Kane (ligne rouge pointillée) pour différentes valeurs de e et différentes valeurs de h_0 : d) 1.0 m, e) 1.5 m, f) 2.0 m. Les vents journaliers sont tirés d'une réanalyse GEM (figure tirée de Dumont et al. 2009b). 57

Figure 3.8 Vitesse et direction du vent du modèle GEM en 1998 dans le détroit de Smith (74.0°W, 78.2°N). La zone grise représente la période typique d'existence de la polynie (voir figure 3.2) et les lignes pointillées la période concernée par les simulations. 62

Figure 3.9 Profils d'élévation de surface η prescrits à chacune des frontières ouvertes du modèle, soit au nord dans le Chenal Kennedy et au sud dans la Baie de Baffin. À l'extrémité est de la frontière sud on retrouve la Baie de Melville où le Courant du Groenland Ouest fait son entrée dans le domaine. 64

Figure 3.10 Schéma de la circulation moyenne printanière dans la polynie des Eaux du Nord telle que simulée par le modèle. 65

Figure 3.11 Solution du premier mode barocline aux abords de la banquise côtière (trait plein) comparée à la solution aux abords de la côte (trait pointillé). a) déplacement de l'interface entre les deux couches de densités constantes, proportionnelle à la vitesse verticale w et b) vitesse parallèle à la côte ou à la limite de la banquise (courant jet). 68

Figure 3.12 Vitesse verticale (m jour^{-1}) le long d'un transect zonal qui montre l'amplitude du upwelling a) côtier à 78.58°N et b) à 78.78°N sous la limite de la glace côtière pour le même événement de vent (21 mai 1998). L'espacement entre les points est d'environ 3.26 km. L'amplitude due à l'upwelling côtier est le double de celle sous la glace mais s'étend sur la moitié de la distance, conformément à la théorie de Clarke (1978). 68

Figure 3.13 Position du tourbillon par rapport à celle du pont de glace (trait plein) au 21 mai 1998. La flèche noire représente la direction moyenne du vent pendant l'événement de vent (voir figure 3.8). 69

Figure 3.14 Gauche : amplitude (couleurs, en m) et phase (contours blancs) pour les 4 composantes harmoniques les plus énergétiques du domaine considéré (M_2 , S_2 , K_1 et O_1) issues du *Arctic Ocean Tidal Inversion Model* (AOTIM-5). Droite : amplitude du courant de marée pour les 8 composantes simulées par AOTIM. Tiré de http://www.esr.org/AOTIM/arctic_detail.html. 72

Figure 3.15 Gauche : carte des stations réelles (carrés noirs) et virtuelles (carrés blancs) pour lesquelles l'amplitude de la marée a été comparée. Droite : comparaison des amplitudes simulées et observées pour les composantes M_2 et K_1 . Les points noirs représentent les stations côtières alors que le point blanc représente la station au large, au nord de la Baie de Baffin. Les données de stations et leurs noms sont tirés du rapport de Greisman et al. (1986). 77

Figure 3.16 Haut : Amplitude des courants de marées simulés par les modèles NOW (a) et AOTIM (b) pour les quatre composantes M_2 , K_1 , N_2 , et S_2 . Bas : Paramètre $\lambda = \log(H U^{-3})$ où l'isoline $\lambda = 4$ est tracé en noir, pour les cas explicite (c) et implicite (d). Les boîtes noires du panneau b représentent des régions où les quantités sont moyennées : 1 : Bassin Kane; 2 : Détroit de Nares; 3 : Chenal central; 4 : Talus du Groenland; 5 : Plateau du Groenland. 79

Figure 3.17 Anomalies de salinité en surface (haut) et au fond (bas) entre les simulations incluant la marée (a et d : explicite, b et e : implicite) et la simulation contrôle moyennées sur les 30 derniers jours. Les panneaux c et f représentent la différence entre les simulations explicite et implicite. 82

Figure 3.18 Profils moyens de salinité des 30 derniers jours dans cinq régions différentes délimitées par les boîtes noires de la figure 3.16. Les valeurs de λ_{imp} et λ_{exp} indiquées sont une moyenne à l'intérieur de chaque boîte pour les deux simulations. 82

Figure 3.19 Concentration de glace (haut) pour les simulations avec (a : explicite et b : implicite) et sans marée (c). Anomalie d'épaisseur équivalente (centre) et anomalie de flux de chaleur océanique ayant servi à l'ablation de la glace (bas) entre les simulations incluant la marée (a et d : explicite, b et e : implicite) et la simulation contrôle à la fin des simulations. Les panneaux f et i représentent la différence entre les simulations avec marée explicite et implicite. 84

Figure 3.20 a) Vitesse verticale RMS, indicatrice de l'amplitude du déplacement vertical de la colonne dû à la divergence des courants de marée, et b) vitesse verticale moyenne pour la simulation avec marée explicite, indicateur des déplacements verticaux liés à la circulation moyenne.

85



Figure 6.1 MODIS image of the North Water Polynya fully opened by May 25, 2001. The ice bridge prevents ice from drifting in the polynya. a) Kane Basin; b) Smith Sound; c) Greenland and d) Ellesmere Island, Canada. (<http://visibleearth.nasa.gov/>)

111

Figure 6.2 The elliptical yield curve represented in the principal stress space where σ_1 and σ_2 are the maximum and minimum normal stress components, respectively, and in the invariant stress space where σ_I is the average normal stress and σ_{II} the maximum shear stress.

116

Figure 6.3 Cohesion is a property by which parcels of the same body are held together in opposition to forces tending to separate them. In the context of an elliptical rheology, the uniaxial compressive strength σ_{uc} is a good indication of the material cohesion. The dependence of σ_{uc} in terms of e is shown in figure 6.4.

116

Figure 6.4 Normalized uniaxial compressive strength σ_{uc} (see Fig. 3 for a schematic representation), an indication of cohesion, as a function of the yield curve major to minor axis ratio e (Eq. 14). The range values of e used in this paper are identified by the dotted rectangle.

117

Figure 6.5 Wind direction frequency for the months of January to May given by the GEM 1998 re-analysis. The circle indicates a 25% frequency. The area over which the wind vector speed has been averaged is shown in figure 6. Mean wind speed is 8.57 m s^{-1} .

118

Figure 6.6 NOW geographical area (left) and the idealized domain used in the simulations (right). The dashed area represents the region where the wind field has been sampled and averaged (see fig. 5).

119

Figure 6.7 Sensitivity of ice arching in terms of major to minor axis ratio e and initial thickness h_0 (or $P_0 = h_0 P^*$, right vertical axis) using an idealized domain of the North Water polynya. The initial ice pack is forced by a constant and uniform southward wind stress of 0.20 N m^{-2} . Three main behaviours are observed: stable ice arches (filled circles), unstable ice arches or plastic flow (square), and undeformed ice pack (triangle).

120

Figure 6.8 Southward ice mass transport upstream of the ice edge (left) and downstream (right) for different values of e and $h_0 = 1 \text{ m}$. Solid lines represent stable ice arch simulations while dashed lines represent unstable cases. The stability is assessed mainly by the upstream transport. Export, characterized by upstream transport, is negligible for $e < 1.6$.

121

Figure 6.9 Ice concentration field after 30-day simulations of a 1m-thick initial ice pack using different values of e . The last panel ($e = 1.6$) represents the ice bridge during break-up at day 28.

122

Figure 6.10 (left) Principal (σ_1 , σ_2) and invariant (σ_I , σ_{II}) stress profiles in the center of the channel, (right) major principal stress (σ_1) orientation for two values of e : (top) $e = 1.2$ and (bottom) $e = 1.5$.

124

Figure 6.11 Ice concentration field after 30 days for an initial 1m-thick ice pack submitted to a 0.20 N m^{-2} wind stress parallel to the channel. Arching stability is lost when $e = 1.6$, as in the case for the non-rotated grid. 126

Figure 6.12 Evolution of the ice edge position for different values of e and thicknesses when submitted to the 1998 GEM re-analysis daily-averaged wind stress (top). The position is plotted only when the ice edge is resolved, i.e. when the ice concentration varies from below 0.2 to above 0.8 within one grid point. 127

Figure 6.13 Sea ice thickness at day 60 for the GEM daily forcing, three values of e (1.4, 1.7 and 2.0) and three values of h_0 (1.0, 1.5 and 2.0 m). 129



Figure 7.1 Geographical and mooring locations (left) and bathymetry of the study area (right). Insets show the location of the North Water (left) and the typical location of the ice bridge (right, MODIS image of the polynya on 25 May 2001, <http://visibleearth.nasa.gov/>). 137

Figure 7.2 GEM atmospheric forcing fields in northern Smith Sound. (a) Downward longwave radiative flux; (b) surface air temperature; (c) downward shortwave radiative flux; and (d) wind stress. Both daily and monthly-averaged fields are shown for scalar fields (a-c) but only the monthly averages are used in model runs. 144

Figure 7.3 Idealized temperature and salinity profiles used for model initialization (black line) and CTD profiles north of 78.5°N in April 1998 (gray lines). Temperature and salinity values at 500 m extend down to the ocean bottom. 145

Figure 7.4 Volume transport in the first 100 m (a) and below 100 m (b). One vector over two is skipped in both directions for clarity. Nares Strait and Carey Islands sections used for transport analysis are shown with their respective eastern (ENS and ECI) and western (WNS and WCI) portions. 148

Figure 7.5 Average current speed and direction of run 5 (from 11 April to 30 June) at station N1 (a and b), station N2 (c and d), station S2 (e and f) and station S1 (g and h). Mooring locations are shown in Fig. 1. Lines represent three model points near the station and filled points represent mooring data. Data points near the surface come from upward looking ADCPs while deeper points were obtained from current meters. 149

Figure 7.6 a) Total southward transport across the domain for model runs 3 (dotted line), 4 (solid gray line) and 5 (solid black line). See Table 7.1 for a description of the runs. b) Total southward transport across Nares Strait (NS) and Carey Island (CI) sections, separated into their eastern (ENS and ECI) and western (WNS and WCI) parts as depicted on Fig. 7.4. 149

Figure 7.7 Integrated transport of the upper 100 m for three distinct wind events (6 May, 21 May and 10 June) and for three different simulations (4, 5, and 1). Every second vector is skipped in both directions for clarity. 151

Figure 7.8 Vertical velocity (m d^{-1}) averaged for the top 7 cells (100 m) for two distinct wind events and three different simulations. As a proxy for landfast ice-edge location, the 0.5 ice concentration contour is shown. The stars indicate to which side of this contour ice concentration is below 0.5 (i.e. indicating open water). 152

Figure 7.9 a) Salinity at the Nares Strait section obtained from March-April 1998 CTD profiles merged with the Levitus climatology for the same period. b) and c) represent the modeled salinity for the same section after 53 days (21 May) for run 5 and 1, respectively. 155

Figure 7.10 a) Sea surface height, b) depth of the pycnocline, and c) northward velocity across a zonal section passing through the centre of the eddy crossing the eddy (shown in Fig. 7.8c). The eddy center is at the landfast ice-edge. Results are from the run 1. 157



Figure 8.1 Left: Tidal amplitude (colors, in meters) and phase (white contours) for the four most energetic tidal components (M_2 , K_1 , N_2 , and S_2) from the Arctic Ocean Tidal Inversion Model (AOTIM). Right: Tidal current amplitude for the eight components of AOTIM. Taken from http://www.esr.org/AOTIM/arctic_detail.html. 165

Figure 8.2 Left: map showing real (filled squares) and virtual stations (open squares) for which tidal amplitudes have been compared. Right: comparison between simulated and observed amplitudes for M_2 and K_1 tidal components. Filled circles represent coastal stations while the open circle represents the offshore station in the middle of northern Baffin Bay. Station data and names are taken from Greisman et al. (1986). 168

Figure 8.3 Top: Tidal current amplitude simulated by the NOW model (a) and AOTIM (b) for the four components M_2 , K_1 , N_2 , and S_2 . Bottom: The parameter $\lambda = \log(H U^{-3})$ with the contour $\lambda = 4$ for the explicit (c) and implicit (d) cases. The black boxes of panel b represent regions where quantities are averaged. 1: Kane Basin; 2: Nares Strait; 3: Central channel; 4: Greenland shelf-break; 5: Greenland shelf. 170

Figure 8.4 Sea surface (top) and bottom (bottom) salinity anomaly between runs with tides (a and d: explicit run, b and e: implicit run) and the control run. Variables are averaged over the last 30 days of the simulations. Panels c and f represent the difference explicit and implicit runs. 172

Figure 8.5 Salinity profiles averaged over the last 30 days in five different regions (black boxes of figure 8.3). Values of λ_{imp} and λ_{exp} are averaged inside each box for both runs. 173

Figure 8.6 Ice concentration (top) for explicit (a), implicit (b) and control runs (c). Equivalent thickness anomaly (middle) and bottom ice heat flux anomaly (bottom) between runs with tides (a and d: explicit, b and e: implicit) and the control run at the end of the simulated period. Panels f and i represent the difference between explicit and implicit runs. 174

Figure 8.7 a) RMS vertical velocity indicative of the oscillating vertical displacement due to tidal current divergence and b) mean vertical velocity indicative of persistent upwelling due to the mean circulation. 175



Figure A.1 Nombre minimal de sous-itérations respectant la condition de stabilité numérique du modèle EVP. 177

Figure A.2 Ensemble des états des contraintes après 24 heures de simulation dans l'espace des contraintes invariantes normalisées pour différentes valeurs de N et $e = 1.4$. La configuration utilisée est celle du modèle idéalisée de Dumont et al. (2009a). 179

Figure A.3 Ensemble des états des contraintes après 24 heures de simulation en fonction de la concentration de glace pour différentes valeurs de N et $e = 1.4$. 180



Figure B.1 Légende utilisée pour les figures B2 à B7. 181

Figure B.2 Organigramme des opérations de prétraitement des données d'entrée et de sortie de MOM. Les boîtes pointillées réfèrent aux diagrammes des figures subséquentes où les opérations y sont détaillées. 182

Figure B.3 Transformation des données du modèle GEM en format GRIB original vers le format NetCDF. Les opérations incluent l'harmonisation des unités, le calcul de la contrainte due au vent et les moyennages journalier et mensuel. 183

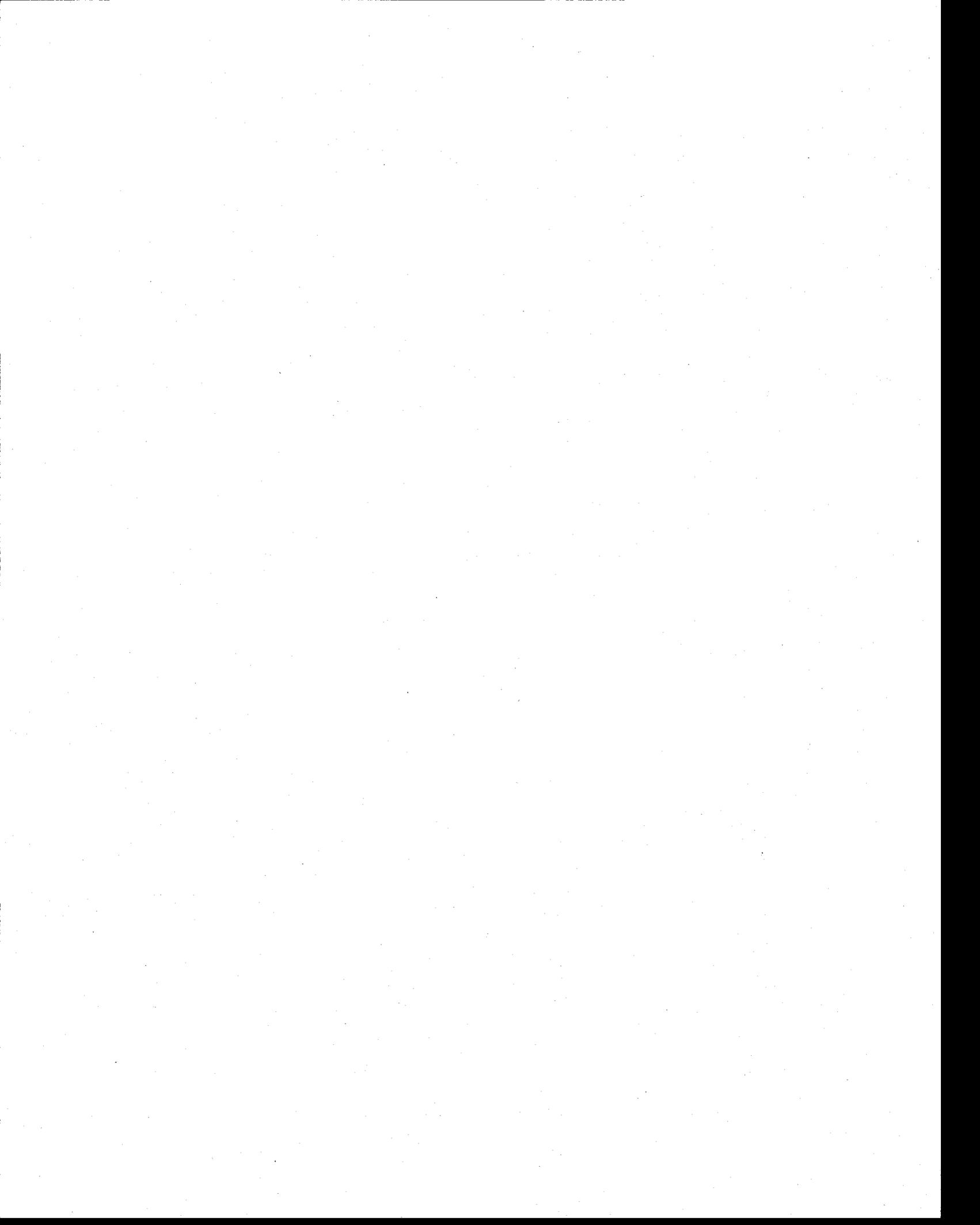
Figure B.4 Création de la grille du modèle couplé à partir des données topographiques sources (ex. ETOPO2, disponible sur <http://www.ngdc.noaa.gov/mgg/global/relief/ETOPO2/>). Au moment de l'impression de cette thèse, une version NetCDF de la topographie IBCAO d'une résolution d'une minute d'arc est disponible et peut remplacer le fichier `etopo2.now.nc`. 184

Figure B.5 Création du champ d'amplitude des courants de marées à partir du modèle AOTIM (*Arctic Ocean Tidal Inverse Model*) de Padman et Erofeeva (2004). AOTIM est disponible sur http://www.esr.org/polar_tide_models/Model_AOTIM5.html. 185

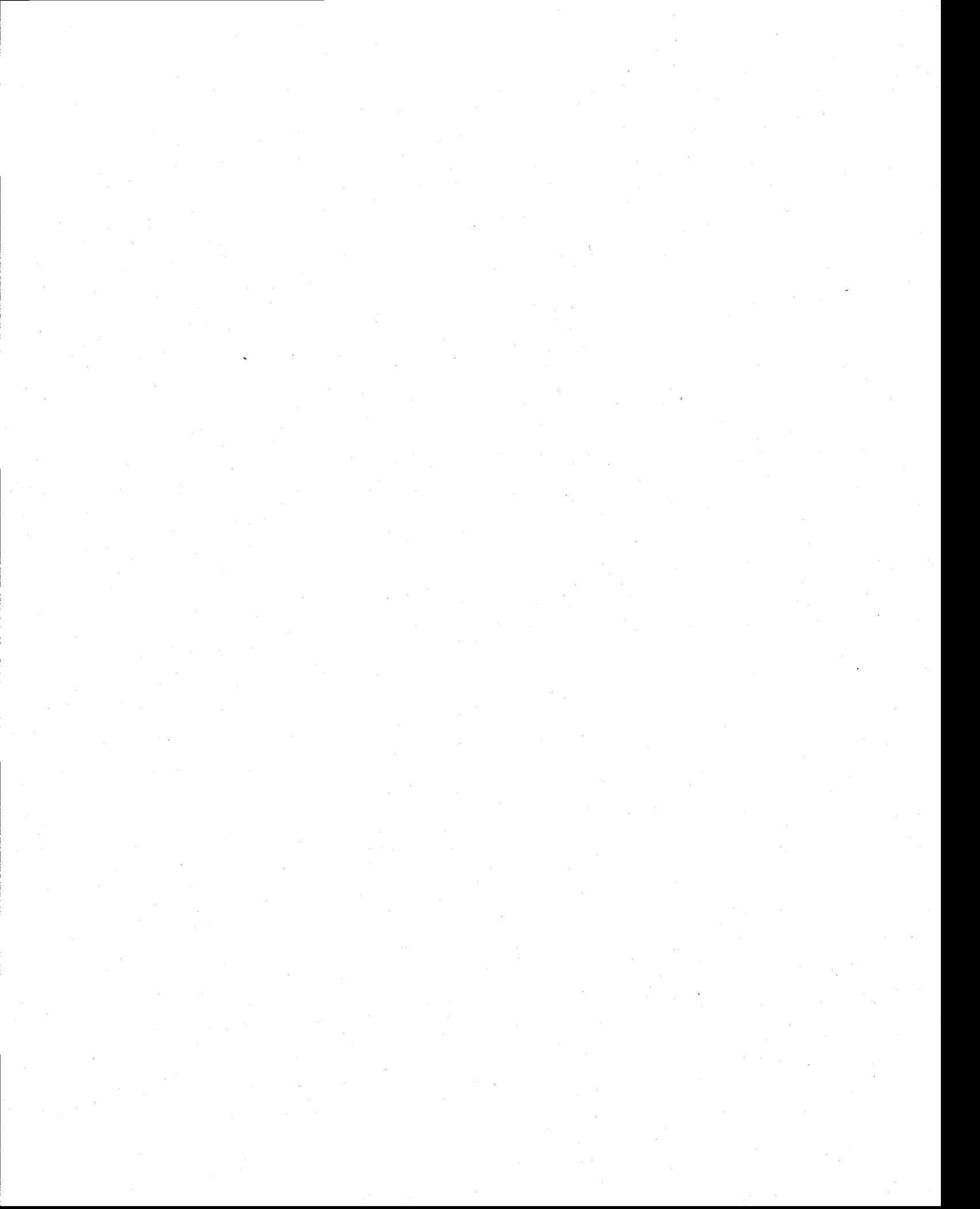


Liste des tableaux

Tableau 2.1	Paramètres de la grille.	25
Tableau 2.2	Paramètres du module de conditions aux frontières ouvertes (<i>ocean_obc</i>).	37
Tableau 2.3	Paramètres thermodynamiques du modèle de glace (<i>ice_model</i>).	40
Tableau 2.4	Paramètres du modèle dynamique de glace.	45
	✱	
Tableau 3.1	Caractéristiques principales des simulations.	75
	✱	
Table 6.1	Parameter values used in the simulations.	117
	✱	
Table 7.1	Values of the parameters used in the model runs.	142
Table 7.2	Model runs main settings.	146
Table 7.3	Survey of reported ice-edge upwelling events near mobile and fast ice-edges and comparison with our modeled results.	154
	✱	
Table 8.1	Main settings for the model runs.	166
	✱	
Tableau A.1	Proportion du temps de calcul consacré aux principales composantes du modèle pour une simulation de 5 jours sur 2 processeurs.	180
	✱	



*À Émilie
et Laurence*



I Synthèse

1. Introduction générale

Écrire contraint de s'interroger
Eric-Emmanuel Schmidt

En 1616, l'explorateur anglais William Baffin navigue pour la première fois dans les eaux de la mer séparant l'archipel arctique canadien et le Groenland à la recherche d'un passage nordique vers l'Orient par l'ouest. Dans sa progression vers le nord, il se heurte à des chenaux congestionnés par la glace et conclue que la mer de Baffin, ainsi nommée en son nom, est sans issue navigable. Ce constat mettra un frein à l'exploration de cette région pour les deux siècles suivants. Il est toutefois devenu le premier européen à témoigner de l'existence des Eaux du Nord, une région anormalement libre de glace au nord de la mer de Baffin. Le rapport océanographique de Robin Muench (1971) sur la région du nord de la Baie de Baffin présente un passionnant historique des aventures exploratoires et scientifiques menées dans cette région depuis l'arrivée des premiers baleiniers en 1817 jusqu'aux missions du NGCC *Westwind* en 1969 dont les données sont sujet du rapport. L'intérêt porté à cette région unique a été marqué, pour les occidentaux, par l'aventure et la quête vers le mythique passage vers l'Asie par le Nord-Ouest, mais également, pour les peuples nomades Inuit et les Vikings, par les fruits de l'extraordinaire foisonnement de la vie marine qui y règne depuis des millénaires. Les études archéologiques de Schledermann (1980a, 1980b) démontrent la présence de peuplements aux abords des polynies récurrentes depuis au moins deux millénaires. Celles-ci représentent un facteur écologique déterminant pour la disponibilité du gibier et par conséquent, pour l'établissement de campements ou d'habitations. On sait aujourd'hui que la présence d'oiseaux et de grands et petits mammifères terrestres et marins dans les Eaux du Nord repose sur l'existence d'une production primaire (algues marines) importante, l'une des plus importantes du monde polaire (Stirling 1980, Deming et al. 2002). Le caractère unique et l'apparente fragilité de cet écosystème en regard des changements climatiques accélérés qui ont cours dans l'Arctique par rapport aux autres régions du globe (ACIA, 2004) ont mobilisé la communauté scientifique qui tente encore

aujourd'hui de mieux comprendre les processus physiques et biogéochimiques qui ont cours dans la polynie et comment ils vont évoluer dans un contexte de changement.

On distingue généralement deux catégories de polynies selon la source de chaleur responsable de l'anomalie de concentration et d'épaisseur de glace qui définit une polynie. La première regroupe les polynies générées par un apport de chaleur océanique qui fait fondre la glace localement ou empêche sa formation. Ces polynies sont dites de *chaleur sensible*, car la chaleur est contenue dans l'océan et est proportionnelle à l'écart entre cette température et la température de congélation. La seconde catégorie est dite de *chaleur latente*. Dans ces polynies, la surface de l'océan est au point de congélation et la chaleur que l'océan perd au profit de l'atmosphère est la chaleur latente de fusion que la glace cède à l'océan lorsque qu'elle se forme. Pour exister, ce type de polynie nécessite la présence d'une force qui transporte la glace loin de son lieu de formation afin de maintenir la polynie ouverte. Ces deux catégories réfèrent à un ensemble de processus qui peuvent se superposer dans une même polynie de telle sorte que la plupart des polynies sont d'origine mixte.

La polynie des Eaux du Nord est dominée par des processus de chaleur latente, mais la myriade de processus en cours et mis en évidence au cours des différentes expéditions complexifient grandement la réponse complexe et posent d'autres questions, notamment celles qui ont trait à sa formation et à son maintien, à son impact sur les flux de surface, sur la structure de la colonne d'eau, sur la production primaire, sur le cycle du carbone et autres cycles biogéochimiques, etc. Le projet de recherche étayé dans cette thèse représente un pas de plus vers la compréhension des processus physiques en cours dans cette région. Il s'appuie sur un impressionnant bagage d'expériences et de connaissances et représente en ce sens un gigantesque travail d'intégration. Dans cette introduction, nous vous présentons donc brièvement les objectifs de recherche, le contexte historique duquel le projet est issu, les caractéristiques géographiques et océanographiques générales de la polynie, ainsi qu'une revue des principaux travaux de modélisation réalisés antérieurement.

1.1 Objectifs de recherche et méthode

L'objectif général de la thèse est d'approfondir notre compréhension des processus physiques qui ont cours dans cette région et plus particulièrement ceux qui mènent à la formation de la polynie et qui en influence les caractéristiques océanographiques. Nous nous proposons dans un premier temps d'investiguer les facteurs responsables de la formation et du maintien du pont de glace, que nous identifions comme un élément essentiel à l'existence de la polynie, et, si possible, d'en simuler adéquatement les principales caractéristiques à l'aide d'un modèle dynamique-thermodynamique. Sans cette structure, l'écoulement de glace demeure ininterrompu et la polynie cesse d'exister au sens strict, comme c'est le cas certaines années.

En deuxième partie, nous faisons l'hypothèse que le pont de glace a nécessairement des répercussions profondes sur la structure de la colonne d'eau, sur les conditions de glace dans la région et sur l'écosystème sous-jacent. Le deuxième objectif de la thèse est d'étudier la réponse océanique aux forçages atmosphérique et externe en période de polynie, c'est-à-dire lorsque le pont de glace est formé de manière stable. Plus spécifiquement, nous tenterons de simuler adéquatement la circulation océanique en nous basant sur les plus récentes estimations et, ensuite, d'étudier l'effet du vent sur la circulation et la structure de la colonne d'eau. Enfin, le troisième objectif est de cartographier et qualifier l'effet des marées sur le mélange et la structure de la colonne d'eau. Ce dernier volet représente une première excursion dans l'étude des marées dans la polynie des Eaux du Nord et une des rares dans l'Arctique en général.

Le développement d'un modèle régional 3D couplé glace-océan capable d'adresser chacune des questions de recherche mentionnées ci-haut représente à la fois un objectif ainsi que la méthode générale adoptée dans ce travail. Le niveau auquel sont parvenus les codes actuels est suffisant pour porter l'étude de la polynie là où nous le désirons et même suffisant pour espérer qu'un jour puissent s'y greffer des composantes capables d'étudier des problèmes plus complexes et pluridisciplinaires.

1.2 Contexte du projet

C'est en janvier 1989 que remonte la racine du présent projet alors qu'un groupe international de chercheurs rédige une proposition scientifique dans le but d'étudier les polynies arctiques d'une manière coordonnée. Celle-ci émerge d'un contexte où l'on prend conscience de l'importance de l'Arctique dans le système climatique planétaire et du manque flagrant de connaissances portant sur son rôle notamment dans la circulation thermohaline planétaire. La compréhension des polynies est perçue comme un élément déterminant pour la modélisation du système arctique. Deux ans plus tard, l'*Arctic Ocean Science Board* (AOSB) lance le *International Arctic Polynya Programme* (IAPP) qui vise à standardiser la recherche effectuée dans les polynies afin de mieux comprendre les phénomènes observés et ainsi mieux intégrer les connaissances (IAPP, 1991). Les trois objectifs principaux de ce programme sont de 1) comprendre comment les polynies sont maintenues, 2) comprendre le rôle de la polynie dans le cycle du carbone et 3) comprendre les mécanismes physiques et biologiques contrôlant l'écosystème de la polynie.

De 1991 à 2004, trois polynies feront l'objet de campagnes d'échantillonnage multidisciplinaires. Les premiers efforts coordonnés ont été déployés dans la polynie des Eaux du Nord-Est (NEW), située sur la côte nord-est du Groenland (figure 1.1), par le biais de camps de glace et de campagnes océanographiques à bord du *Polar Sea* (États-Unis) et du *Polarstern* (Allemagne) de 1991 à 1993. Parallèlement, une brève croisière scientifique de 48 heures dans la polynie des Eaux du Nord (NOW) à bord du MV *Arctic* au printemps 1991 a permis d'observer une production biologique primaire intense caractérisée par un fort gradient est-ouest et corrélée à l'ouverture hâtive de la polynie (Lewis et al. 1996, Deming et al. 2002). Les succès du programme NEW et de la croisière exploratoire dans NOW donnent naissance au programme international NOW, de 1997 à 1999, à bord des NGCC *Pierre Radisson* et *Louis St-Laurent*. L'hypothèse centrale du programme était qu'il existe un apport significatif de chaleur sensible provenant d'eau Atlantique riche en nutriments qui contribue à la fois à l'ouverture de la polynie et à la floraison du phytoplancton.

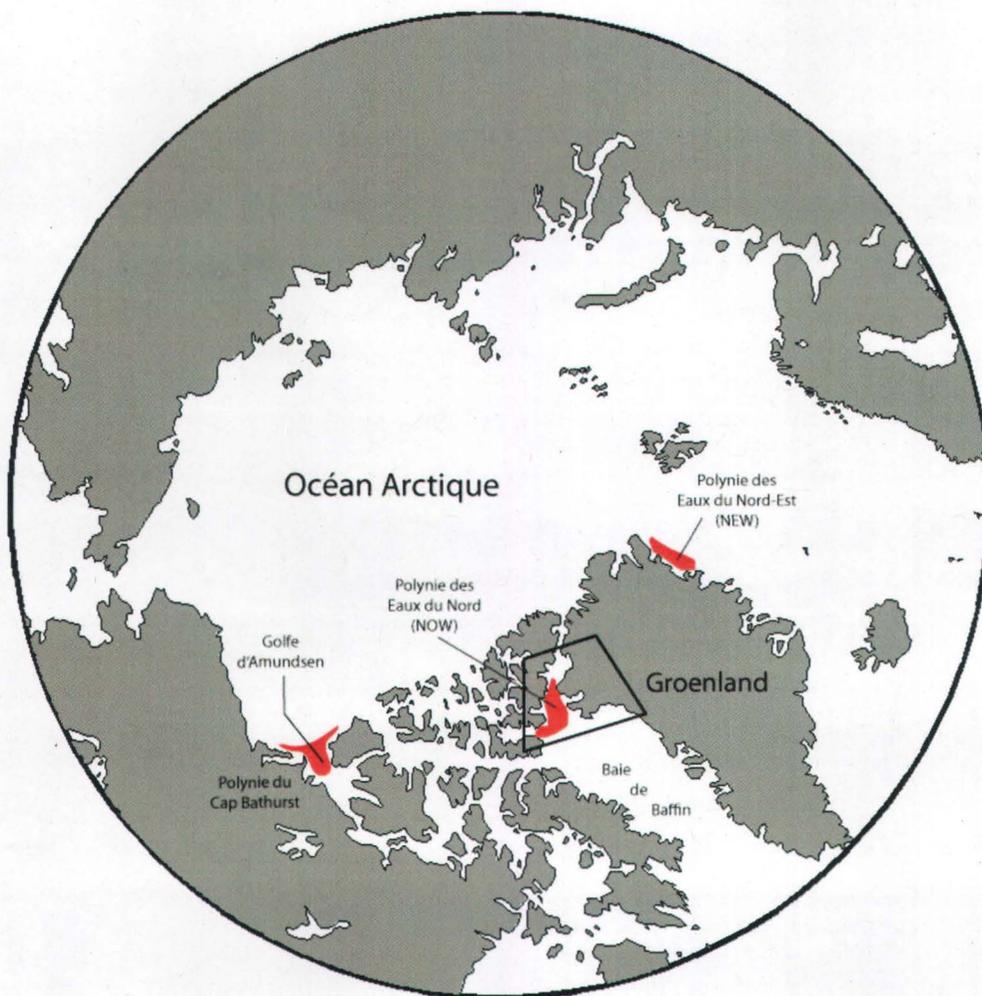


Figure 1.1 L'Océan Arctique et ses régions ancillaires dont l'Archipel Arctique Canadien. Trois grandes polynies ont fait l'objet de campagnes d'échantillonnage multidisciplinaire : la polynie des Eaux du Nord-Est (NEW), la polynie des Eaux du Nord (NOW) et la polynie du Cap Bathurst situé à l'intérieur du domaine d'étude du programme *Canadian Arctic Shelf Exchange Study* (CASES). La ligne noire délimite la région d'étude et le domaine du modèle développé.

Sur la base de l'expérience acquise au cours de ces deux premières missions, une troisième polynie, la polynie du Cap Bathurst dans le Golfe d'Amundsen, fait l'objet du programme *Canadian Arctic Shelf Exchange Study* (CASES) qui s'étend de 2002 et 2004. Le manque de données pendant la saison hivernale et l'importance du conditionnement de la colonne d'eau pour la floraison de l'écosystème motivent la mobilisation d'un brise-

glace de recherche, le NGCC *Amundsen*, pour hiverner dans la Baie de Franklin pendant l'hiver 2003-2004.

Constatant l'importance des polynies dans le système climatique, leur grande sensibilité aux changements climatiques et le succès des programmes de recherche multidisciplinaires menés jusqu'alors, les objectifs de l'IAPP sont révisés et orientés vers une approche parallèle et mieux intégrée des polynies arctiques. On encourage dorénavant l'étude en parallèle à long terme de plusieurs polynies. Naît alors le programme *Polynyas in the Arctic's Changing Environment* (PACE, IAPP 2004) qui chapeaute depuis 2003 la recherche menée dans le cadre du Réseau de Centres d'Excellence du Canada ArcticNet dans les polynies NOW et du cap Bathurst par le brise-glace de recherche NGCC *Amundsen*. La polynie NOW est devenu un observatoire où des stations stratégiques sont visitées à chaque année et où des mouillages sont déployés. Les variables observées vont des propriétés de l'eau de mer (température, salinité, pression, nitrate, oxygène dissout, fluorescence, turbidité, turbulence), aux variables atmosphériques, jusqu'au flux de dioxyde de carbone à travers la glace et aux flux de carbone organique et inorganique dans la colonne d'eau.

Le travail de recherche proposé dans ce document consiste à développer un modèle des processus physiques les plus importants pour notre compréhension de l'écosystème marin de la polynie des Eaux du Nord. Le couplage de modèles biologique ou biogéochimique, dans un contexte régional, est perçu comme un outil essentiel à la simulation de scénarios de changements climatiques, à l'évaluation des impacts environnementaux et humains, et au développement de stratégies d'adaptation face à ces changements. Cela constitue l'un des principaux objectifs du Réseau ArcticNet.

1.3 Caractéristiques physiques du domaine

La Baie de Baffin est un bassin d'une profondeur maximale de 2400 m. La portion nord de la Baie de Baffin forme une espèce d'entonnoir, le détroit de Smith, qui aboutit dans le bassin Kane en passant par un chenal étroit de 46 km de largeur, le détroit de Nares. Le chenal Kennedy, d'une largeur d'environ 37 km, relie le bassin Kane à l'Océan Arctique alors que les détroits de Jones et de Lancaster relie la polynie à l'archipel canadien. Les côtes de l'île d'Ellesmere et du Groenland sont parsemées de fjords dont le plus profond

(près de 1000 m) situé au sud des îles Northumberland et Herbert. Au nord de ces îles, on retrouve un plateau continental relativement peu profond (70 à 100 m) et assez étendu en comparaison des plateaux continentaux du côté canadien. Au centre de l'entonnoir, un chenal d'environ 500 m de profondeur relie le bassin profond de la Baie de Baffin au détroit de Nares où un seuil de 200 m sépare le détroit de Smith du bassin Kane. Les Îles Carey se dressent à peu près au centre du chenal.

La circulation générale est schématisée à la figure 1.2 et est caractérisée par deux principaux courants. Le premier est un courant provenant de l'Arctique et s'écoulant vers le sud en longeant l'île d'Ellesmere. Une portion de ce courant pénètre dans le détroit de Jones et l'autre poursuit sa route vers la Baie de Baffin. Le second courant d'importance est le courant du Groenland ouest (CGO) qui, comme son nom l'indique, longe la côte du Groenland en passant par la Baie de Melville. À cet endroit, une portion du CGO vire vers le sud pour rejoindre le courant de Baffin et l'autre portion continue vers le nord. Le destin de cette branche est plutôt mal connu, mais plusieurs observations suggèrent qu'il puisse transporter de l'eau jusque dans le bassin Kane (Sadler 1976, Ingram et al. 2002). Le deuxième article de la thèse (Dumont et al. 2010) présente une brève revue des études qui estiment les transports de ces deux courants principaux. Pour une revue plus détaillée de la circulation dans la Baie de Baffin, le lecteur peut se référer à Muench (1971), Melling et al. (2001), Tang et al. (2004), Rail (2005) et Ingram et al. (2002).

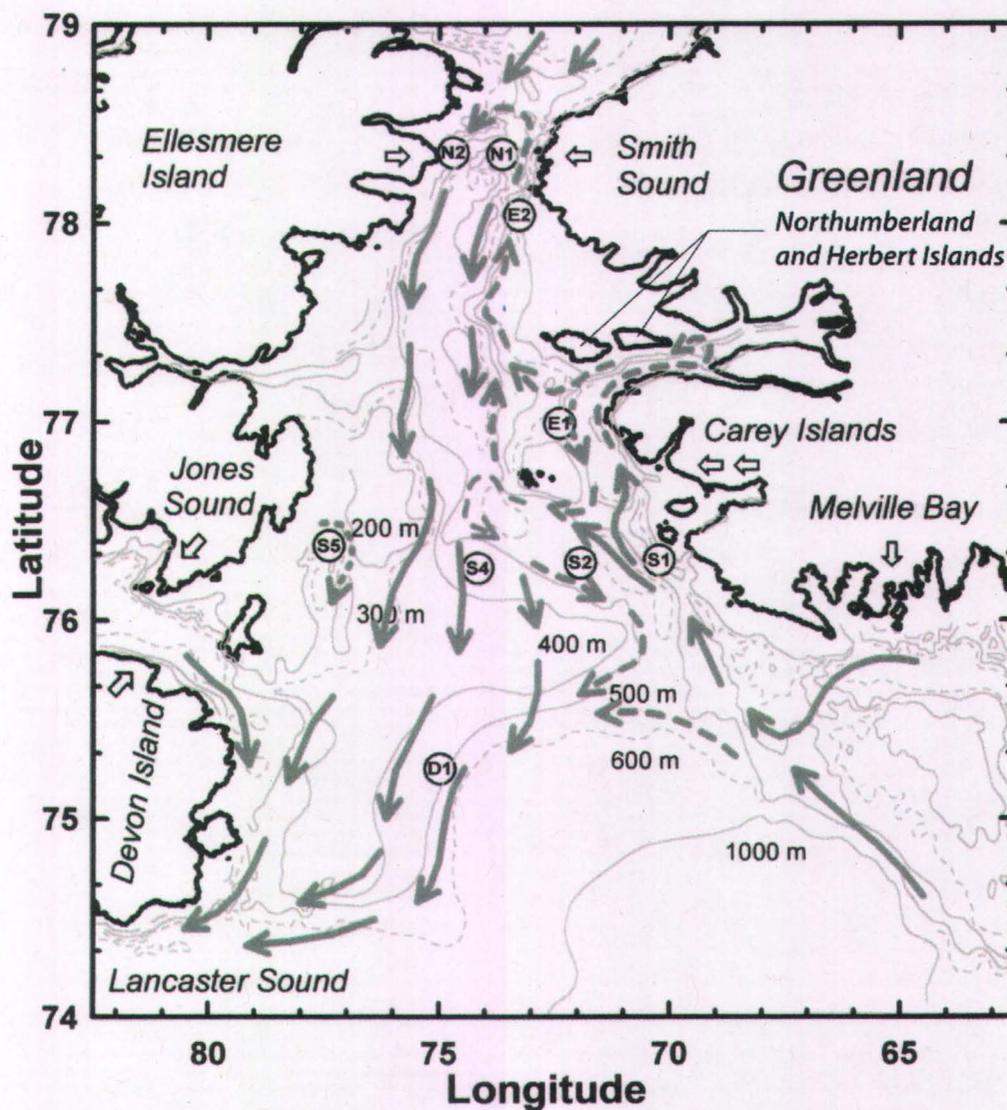


Figure 1.2 Bathymétrie et circulation générale du nord de la Baie de Baffin. Les courants de Baffin et du Groenland ouest (CGO) s'écoulent respectivement vers le sud et vers le nord. Les flèches pleines représentent la circulation de surface et les lignes pointillées la circulation en profondeur lorsque différente. Modifiée d'après Melling et al. (2001).

1.4 Revue de littérature

Les travaux de modélisation des polynies ont débuté avec une étude analytique pionnière de Pease (1987) qui a repris l'idée de base de Lebedev (1968) selon laquelle la surface maximale des polynies côtières générées par le vent est déterminée par l'équilibre entre le

taux de formation de frasil¹ et l'advection de la glace consolidée vers le large. Cette conception fondamentale de la formation des polynies de chaleur latente est à l'origine de ce qu'on appelle les modèles de flux (*flux models*), c'est-à-dire où l'on fait l'hypothèse que la taille de la polynie est le résultat de l'équilibre entre le flux de chaleur de l'océan vers l'atmosphère et le flux de chaleur vers la surface de l'océan. En principe, ce dernier peut soit venir de la chaleur latente de fusion déposée dans l'océan lors de la formation du frasil (polynie de chaleur latente) ou bien venir de la colonne d'eau par mélange, convection ou *upwelling* (polynie de chaleur sensible). Le modèle de Pease (1987) des polynies de chaleur latente est représenté par l'équation suivante

$$\frac{dX}{dt} = U - \frac{F}{H} X \quad (1.1)$$

où X est la distance entre la limite de glace consolidée et la frontière fixe de la polynie, U est la vitesse de dérive de la glace, F le taux de formation de frasil et H l'épaisseur de consolidation du frasil. Lorsque l'on résout l'équation (1.1) pour le cas stationnaire ($dX/dt = 0$), on trouve que la taille maximale de la polynie pour un vent constant vers le large est donnée par

$$L_{LP} = \frac{UH}{F} \quad (1.2)$$

qu'on appelle la distance de Lebedev-Pease. La taille de la polynie ne dépend donc que de la température de l'air et du vent, qui détermine la vitesse de dérive et le taux de formation de la glace.

Un grand nombre d'études subséquentes se sont intéressées à l'application du modèle de Pease (1987) dans d'autres régions de l'Arctique et de l'Antarctique, et plusieurs notamment dans la polynie NOW (revue de Morales Maqueda et al. 2004). Cependant, plusieurs indices portent à croire que la simulation et l'explication des caractéristiques physiques de la polynie requiert un modèle plus complexe que celui de Pease (1987). Par exemple, sa grande productivité biologique, sa grande étendue et à sa géographie particulière suggèrent qu'un apport océanique de chaleur sensible puisse avoir un rôle important à jouer dans sa formation et son maintien. Le mécanisme unanimement

¹ Le frasil est défini par le service canadien des glaces comme de fines aiguilles ou plaquettes de glace en suspension dans l'eau. Ce type de glace se forme généralement dans une eau surfondue trop agitée pour permettre sa coagulation en couche glacée (Villeneuve, 1974).

proposé pour expliquer cet apport de chaleur océanique est lié au régime de vents relativement intenses venant du nord qui soufflent parallèlement à la côte ouest du Groenland dans la région du détroit de Smith et qui induit un transport d'Ekman de l'est vers l'ouest dans la couche de surface et une remontée d'eau plus chaude provenant de la couche inférieure. Bien que ça n'ait jamais été mesuré *in situ*, cette source de chaleur proviendrait, selon les mêmes hypothèses, des dernières ramifications nordiques du courant du Groenland Ouest.

Pour étudier cette question Mysak et Huang (1992) joignent au modèle de Pease un modèle à gravité réduite où le flux de chaleur en surface est proportionnel à la pente de la pycnocline. Ils suggèrent que l'apport de chaleur en surface contribue à augmenter la taille de la polynie le long de la côte du Groenland, un effet qui se répercute sur une distance de l'ordre du rayon interne de Rossby estimé par

$$a = \frac{\sqrt{g' h_0}}{f} \quad (1.3)$$

où $g' = g(\rho_1 - \rho_2)/\rho_2$ est un terme de gravité réduite et h_0 est la profondeur initiale de la pycnocline. Pour $h_0 = 200$ m et $g' = 1.52 \times 10^{-2}$ m s⁻², $a = 12.3$ km. Le temps caractéristique associé à la réponse de l'océan au régime de vent est déterminé par la friction des courants de surface souvent représentée par un paramètre de friction de Rayleigh ($r = 10^{-6}$ s⁻¹) ce qui donne un temps de réponse d'environ une semaine. L'ouverture de la polynie est caractérisée par deux temps caractéristiques, l'un lié aux effets de chaleur latente et l'autre, plus long, lié à la remontée de chaleur sensible provenant de la couche inférieure.

Darby et al. (1994) développent un modèle similaire à celui de Mysak et Huang (1992) en utilisant un chenal divergent plutôt que linéaire et en prescrivant des directions de dérive différentes pour le frasil et la glace consolidée pour tenir compte des effets de friction. Le flux de chaleur sensible est modélisé quant à lui par une vitesse d'entraînement inversement proportionnelle à l'épaisseur de la couche active, ce qui permet, contrairement aux travaux précédents, d'évaluer les contributions relatives des processus de chaleur latente et sensible dans le maintien de la polynie. Ils estiment dans un premier temps que les processus de chaleur latente dominant la formation et le maintien de la polynie par rapport aux processus de chaleur sensible. Ils trouvent

cependant que la chaleur sensible peut affecter de manière significative la forme de la polynie tard au printemps, particulièrement du côté est, à mesure que le bilan radiatif augmente et que le vent diminue. La prise en compte d'angles de dérive différents pour la glace consolidée et le frasil apporte une modification significative à la forme stationnaire de la polynie en étendant la zone ouverte à l'est de la polynie, le long de la côte du Groenland.

Le comportement somme toute assez complexe de la glace apparaît comme un déterminant important de la dynamique de la polynie. (Ou 1988, Darby et al. 1994, Willmott et al. 1997, Biggs et al. 2000, Biggs et al. 2004). La prise en compte de vitesses de dérive réalistes, d'une épaisseur de consolidation variable et de la différenciation entre le comportement du frasil et de la glace consolidée affectent significativement les solutions transitoire et stationnaire des modèles de flux. Les variations causées par différentes paramétrisations du mouvement de la glace surpassent même les variations induites par un flux de chaleur sensible (Biggs et Willmott 2001). Bjornsson et al. (2001) comparent les résultats donnés par un modèle de flux avec ceux obtenus avec un modèle dynamique-thermodynamique (Tremblay et Mysak 1997). Ils montrent que ce dernier type de modèle peut être utilisé pour reproduire correctement le comportement d'une polynie, notamment la forme de la polynie et la limite entre la zone d'eau libre et la glace consolidée. Ils suggèrent enfin qu'un couplage avec un modèle de circulation océanique est nécessaire pour élucider la contribution de la chaleur sensible. Bien que cette catégorie de modèle ait fourni beaucoup de réponses à des questions fondamentales concernant la dynamique des polynies, la paramétrisation des flux de chaleur en surface doit être remplacée par des modèles dynamique-thermodynamique couplés océan-glace.

Deux études de modélisation numérique couplée océan-glace se sont intéressées à la polynie des Eaux du Nord. La première, celle de Heinrichs (1996), avait pour but de répondre à la question de la formation et du maintien de la polynie et de tester l'hypothèse de Bourke et Paquette (1991) selon laquelle les eaux profondes de la Baie de Baffin proviendraient des plateaux peu profonds du côté du Groenland où la formation de glace intense pendant les épisodes de polynie augmenterait suffisamment la densité de l'eau pour qu'elle coule à ces profondeurs. Le modèle simule des zones d'*upwelling* à l'est du détroit de Smith et des zones de coulée localisée au centre et à l'ouest. La durée des

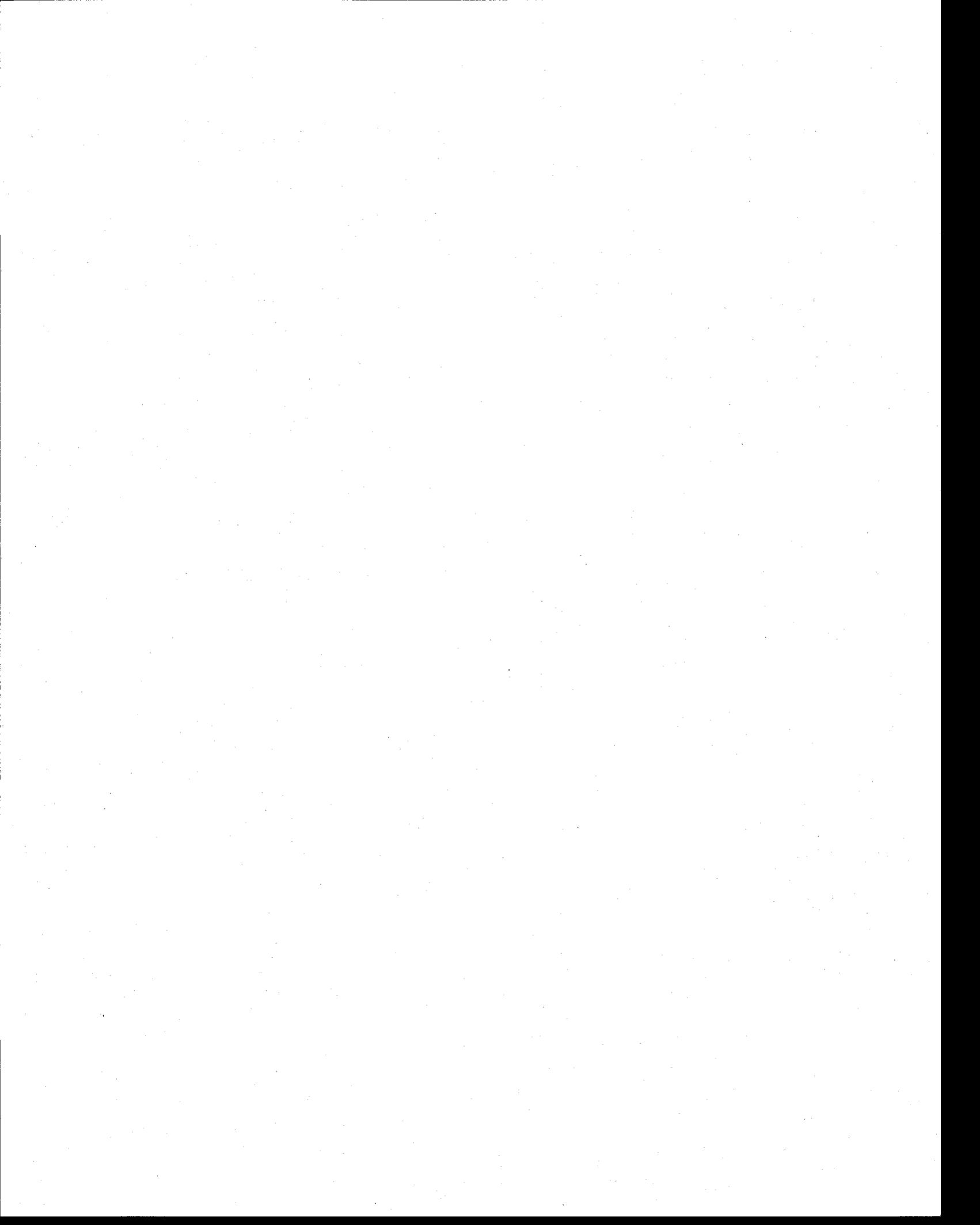
simulations (4 et 10 jours) ainsi que la résolution horizontale sont par contre insuffisantes pour véritablement conclure quoi que ce soit concernant la formation d'eau profonde. Cependant, Heinrichs (1996) reproduit bien la forme et l'étendue de la polynie et montre qu'en diminuant l'épaisseur de la couche de surface (de 100 m à 50 m), c'est-à-dire en augmentant la disponibilité des eaux profondes plus chaudes, la taille de la polynie augmente de plus de 40%.

Yao et Tang (2003) présentent les résultats d'un modèle de circulation générale de la Baie de Baffin. Ils utilisent un modèle dynamique-thermodynamique (Hibler 1979) pour simuler le comportement général de glace dans la polynie. Contrairement à Heinrichs (1996), qui force la présence du pont de glace, Yao et Tang (2003) laissent le modèle s'ajuster aux différents forçages dans tout le domaine et arrive à simuler correctement la position et la forme de l'arche de glace. Le moment de la formation et la durée du pont de glace ne correspondent toutefois pas aux observations : l'embâcle se forme dès le mois de décembre et la débâcle survient au printemps seulement. Le fait de forcer le système avec un champ de vent stationnaire est identifié par les auteurs comme le principal facteur expliquant cet écart.

1.5 Structure de la thèse

La structure de la thèse tente de répondre le plus directement possible aux objectifs énoncés précédemment en commençant par la description sommaire du modèle tel qu'utilisé dans sa version finale. Le chapitre 2 est entièrement consacré à la description des principaux aspects physiques et numériques des modules utilisés dans les simulations. Le chapitre 3 répond de manière séquentielle aux trois objectifs de recherche. Nous y présentons les hypothèses et la méthodologie dans chaque sous-chapitre et les résultats sont discutés et mis en contexte. Les deux premières sections (3.1 et 3.2) se réfèrent aux manuscrits de la partie II sans en répéter le contenu. Une conclusion générale clos la première partie de la thèse, rédigée en français. Dans la partie II, on retrouve les articles en anglais ainsi que la traduction de la section 3.3 qui n'a pas, à ce jour, été soumise pour publication. Enfin, la partie III regroupe les annexes.





2. Description du modèle régional

L'hydrodynamique des fluides est un problème de physique classique bien connu dont la formulation est représentée par les variantes des équations de Navier-Stokes. La complexité de ce champ d'étude vient de la grande variété de solutions possibles et de leur nature chaotique et turbulente. Peu nombreux sont les problèmes dont on peut obtenir une solution analytique, ce qui fait qu'il est très souvent nécessaire de recourir à l'intégration numérique des équations du mouvement pour atteindre une solution approchée. Les stratégies employées pour résoudre numériquement les équations du mouvement sont nombreuses et en constant développement. Dans le cas de la dynamique des fluides géophysiques, la grandeur des domaines est telle que la résolution employée pour discrétiser la solution est limitée par la puissance de calcul disponible. L'augmentation de cette puissance de calcul, qui découle à la fois du développement d'ordinateurs plus performants et de méthodes de calcul plus efficaces, permet de traiter la solution avec des résolutions spatiale et temporelle toujours plus grandes. Ceci a pour effet de transformer la nature de la solution en étendant le spectre des échelles spatiales et temporelles à l'intérieur duquel les phénomènes peuvent s'exprimer. Par exemple, la turbulence, définie par la composante énergétique, aléatoire, irrégulière et tourbillonnaire de l'écoulement, transfère de l'énergie cinétique des grandes aux petites échelles spatiales via les interactions non-linéaires entre les composantes de la vitesse. Un modèle numérique n'est donc pas une reproduction exacte de la réalité, mais une représentation de celle-ci qui fait usage d'un certain nombre d'approximations et d'hypothèses quant à la nature du problème traité et quant aux processus non résolus. Le rôle du modélisateur est entre autre de faire des choix quant aux approximations utilisées et aux hypothèses formulées, de circonscrire les limites d'application du modèle et de faire des interprétations viables. Comme nous le verrons plus loin, le choix de la résolution horizontale de la grille détermine le type d'écoulement qui pourra être simulé explicitement et celui qui ne le sera pas. Par conséquent, une attention particulière doit être portée à la paramétrisation des phénomènes non résolus qui dépendent souvent du type d'écoulement simulé.

La grande diversité des problèmes océanographiques et des stratégies développées pour les résoudre a mené au développement indépendant de plusieurs codes permettant de solutionner les équations primitives. Le modèle que nous avons choisi pour notre étude est le *Modular Ocean Model* (MOM) développé au *Geophysical Fluid Dynamics Laboratory* (GFDL) à Princeton, aux États-Unis, et issu des travaux pionniers de Mike Cox (1984) et Kirk Bryan (1969, 1991). Les principales motivations de ce choix étaient l'existence d'une documentation exhaustive et d'un modèle de glace déjà couplé, le maintien à long terme du code, une large communauté d'utilisateurs et enfin, la grande expérience du Dr. Todd Arbetter, co-superviseur des travaux, qui a appliqué la version MOM 3.0 à la Baie de Baffin (Arbetter 2003). La sortie de la version MOM 4.0, au mois de mai 2005, sertie d'une documentation complémentaire aux versions antérieures, alors même que les travaux de modélisation dans le cadre de la thèse n'avaient pas encore débutés, a confirmé le choix du modèle notamment dû à la disponibilité de routines performantes de gestion des conditions aux frontières ouvertes nécessaires à la mise en œuvre d'un modèle régional. Les simulations de Dumont et al. (2009a) ont été réalisées avec MOM 4.0 (mom4p0d_patch20050717) alors que les simulations de Dumont et al. (2010) ont été obtenues avec MOM 4.1 (mom4p1_pubrel_28dec2007).

La section 2.1 décrit sommairement les équations primitives² du modèle océanique, les principales paramétrisations et représentations utilisées ainsi que la construction de la grille utilisée. Seuls les modules pertinents aux simulations seront décrits. Ceci inclut la paramétrisation de la friction et de la diffusion horizontale et verticale, les conditions aux frontières ouvertes et la physique neutre. La même approche est adoptée dans la présentation du modèle de glace à la section 2.2. Un organigramme des données qui décrit les différentes étapes du prétraitement associées aux différents types de données fournis au modèle est disponible à l'annexe B.

² Le terme *équations primitives* a été introduit afin de distinguer les équations faisant intervenir la vitesse comme variable pronostique de celles utilisant la vorticité et la divergence (Griffies 2004a).

2.1 Modèle océanique

2.1.1 Approximations et système de coordonnées

Bien que la Terre soit en réalité une ellipsoïde irrégulière parsemée d'aspérités, il est tout-à-fait viable dans un modèle climatique de la considérer comme une sphère où les coordonnées sphériques (λ, ϕ, r : longitude, latitude, distance radiale) s'appliquent naturellement. Les océans forment une très mince couche de fluide à sa surface où la profondeur moyenne des océans ne constitue que 0.06% du rayon moyen de la Terre. Concrètement, ceci permet d'assumer que les distances permettant notamment de calculer les dérivées partielles, les aires et les volumes ne sont fonction que des coordonnées horizontales. La dépendance radiale de ces quantités est alors réduite à un facteur constant $R = 6.371 \times 10^6$ m correspondant au rayon d'une sphère de volume équivalent à celui de la Terre. Le système de coordonnées (λ, ϕ, r) peut donc être approximé par (λ, ϕ, z) où

$$\begin{aligned}x &= R \cos \lambda \cos \phi \\y &= R \cos \lambda \sin \phi \\z &= z\end{aligned}\tag{2.1}$$

Cette approximation, introduite par Veronis (1973), est communément appelée l'approximation traditionnelle (ou [ang] *shallow ocean approximation*). Elle inclut également de négliger les composantes horizontales des termes de Coriolis et des termes visqueux impliquant la vitesse verticale w .

L'anisotropie des échelles horizontales par rapport aux échelles verticales des océans se répercute également dans l'amplitude des mouvements correspondant. En effet, l'ordre de grandeur des vitesses horizontales est de 1 m s^{-1} alors qu'il est de 10^{-3} m s^{-1} selon la verticale. Les termes proportionnels à la vitesse verticale ou à son taux de variation spatial et temporel sont donc très faibles, surtout s'ils sont comparés avec le terme de gravité que seul le gradient de pression vertical peut contrebalancer. Cet équilibre définit l'approximation hydrostatique où les deux seules forces agissant selon la verticale sont la gravité et le gradient de pression.

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g\tag{2.2}$$

Une troisième approximation appliquée de manière commune aux océans est introduite par Boussinesq (1903) pour simplifier le calcul des équations du mouvement. En notant que la densité ne connaît que des variations de 2% sur toute la colonne d'eau, il approxime la densité $\rho(\theta, S, z)$ à une constante $\rho = \rho_0 = 1035 \text{ kg m}^{-3}$ (Gill 1982) sauf lorsqu'elle multiplie la gravité, c'est-à-dire dans l'équation hydrostatique. Un fluide Boussinesq est un fluide incompressible qui conserve le volume et non la masse. Étant donnée la faible compressibilité de l'eau de mer, cette approximation n'a que très peu d'influence sur la solution, surtout si l'on étudie des bassins océaniques peu profonds. Les modèles climatiques récents tiennent compte de la compressibilité de l'eau de mer afin d'évaluer, par exemple, la hausse du niveau de la mer due à la dilatation de la colonne d'eau. Marshall et al. (1997) discutent de manière plus approfondie des implications de ces différentes approximations et identifie les limites d'application des équations correspondantes.

2.1.2 Équations primitives

Le mouvement d'une parcelle de fluide est régi par le principe de conservation de la masse, associé à la cinétique des fluides, et par la conservation de la quantité de mouvement, associée à la dynamique des fluides. La conservation de la masse assure la continuité du milieu et de l'écoulement et est aussi appelé équation de continuité. Dans la forme vectorielle,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (2.3)$$

Cette équation relie la densité ρ au champ de vitesse vectorielle \mathbf{v} . Ce dernier est calculé à partir de l'équation de conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{v}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -\rho g \hat{\mathbf{z}} - (f + \mathcal{M}) \hat{\mathbf{z}} \times \rho \mathbf{v} - \nabla p + \rho \mathbf{F}^{(v)} \quad (2.4)$$

où $\mathbf{F}^{(v)}$ représente le transport de quantité de mouvement reliés aux phénomènes visqueux, g est l'accélération gravitationnelle, p la pression et $\mathcal{M} = v \partial_x \ln dy - u \partial_y \ln dx$ la métrique d'advection non-nulle dans un repère non-euclidien. En appliquant les approximations traditionnelle et hydrostatique à l'équation (2), on obtient

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{u}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{u}) &= -\rho g \hat{\mathbf{z}} - (f + \mathcal{M}) \hat{\mathbf{z}} \times \rho \mathbf{u} - \nabla p + \rho \mathbf{F}^{(u)} \\ \frac{\partial p}{\partial z} &= -\rho g \end{aligned} \quad (2.5)$$

où

$$\mathbf{v} = (\mathbf{u}, w). \quad (2.6)$$

Pour fermer le système d'équations du mouvement, une équation de conservation doit être spécifiée pour chacun des traceurs influençant la densité de l'eau de mer, c'est-à-dire la température et la salinité,

$$\frac{\partial(\rho\theta)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\theta \mathbf{v}) = -\nabla \cdot \rho F_\theta + \rho S_\theta \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial(\rho S)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho S \mathbf{v}) = -\nabla \cdot \rho F_S + \rho S_S \quad (2.8)$$

ainsi qu'une équation d'état déterminant la densité de l'eau de mer en fonction de ces traceurs actifs,

$$\rho = \rho(\theta, S, z) \quad (2.9)$$

où θ est la température potentielle, S la salinité, F_θ et F_S les diffusivités de chaleur et de sel et S_θ et S_S des termes de sources. L'équation d'état utilisée par MOM 4.0 est celle de McDougall et al. (2003) alors que celle utilisée par MOM 4.1 est celle de Jackett et al. (2006) qui comporte des mises à jour basées sur des données plus récentes. Ces équations sont des équations empiriques de grande exactitude comparées aux équations linéaires souvent employées pour simplifier les calculs. Les traceurs passifs, c'est-à-dire des quantités scalaires qui n'influencent pas le champ de densité (nutriment, oxygène, âge d'une parcelle de fluide, algues marines, etc.), et les traceurs dynamiques (vorticité relative, énergie potentielle gravitationnelle, etc.) sont calculés par des équations similaires.

Les équations (2.3), (2.5), (2.7), (2.8) et (2.9) forment les équations primitives pour un fluide compressible non-Boussinesq. La version Boussinesq des équations primitives, quant à elle, s'écrit comme

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = \nabla \cdot \mathbf{u} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \mathbf{u}) = -(f + M) \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{u} - \frac{1}{\rho_0} \nabla p + \mathbf{F}^{(u)}$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \nabla \cdot (\theta \mathbf{v}) = -\nabla \cdot \mathbf{F}_\theta + \mathbf{S}_\theta$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \nabla \cdot (S \mathbf{v}) = -\nabla \cdot \mathbf{F}_S + \mathbf{S}_S$$

$$\rho = \rho(\theta, S, z)$$

(2.10)

2.1.3 Séparation des modes

Dans un océan stratifié, on distingue habituellement deux échelles de temps caractéristiques associées à la propagation de deux types d'ondes de gravité. Les ondes barotropes (ou externes) sont celles qui sont causées par des variations spatiales de la hauteur d'eau η . La vitesse de propagation de ces ondes est égale à $(gH)^{1/2}$ où H est la profondeur de l'océan. Pour un bassin d'une profondeur de 1000 m, la vitesse de phase est de l'ordre de 100 m s^{-1} . L'autre type d'onde, les ondes dites baroclines (ou internes), est rencontré lorsque les surfaces isopycniques ne sont pas parallèles aux surfaces de pression constante. La vitesse de propagation de ces ondes est de l'ordre de $(g'h)^{1/2}$ où g' est un terme de gravité réduite qui peut être estimé par $g(\rho_2 - \rho_1)/\rho_1$ dans le cas d'un océan stratifié à deux couches de densités ρ_1 et ρ_2 et où h est l'épaisseur de la première couche. Dans les océans, la vitesse de phase des ondes internes est de l'ordre de $0.1\text{-}1 \text{ m s}^{-1}$. Ceci montre l'existence de temps caractéristiques, l'un associé à la dynamique rapide des phénomènes barotropes, indépendant de la verticale, et l'autre associé à la dynamique lente des phénomènes baroclines, qui dépendent de la verticale.

Dans les modèles climatiques, il est donc commode de séparer les deux modes et de pouvoir intégrer les phénomènes lents avec un pas de temps plus long. Le mode barotrope est par nature bidimensionnel, et est obtenu en intégrant l'équation de continuité (2.3) selon la verticale sur toute la hauteur de la colonne d'eau $D = H + \eta$ où H

est la profondeur et η est la hauteur de la surface libre de l'océan par rapport au niveau d'un océan statique ($z = 0$). Le résultat de cette intégrale,

$$\bar{\rho} \frac{\partial \eta}{\partial t} = -\rho_0 \nabla \cdot \tilde{\mathbf{U}} + \rho_w q_w - D \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} \quad (2.11)$$

fait intervenir la hauteur de la surface libre η , la vitesse intégrée sur la colonne d'eau $\tilde{\mathbf{U}}$, définie par

$$\rho_0 \tilde{\mathbf{U}} = \int_{-H}^{\eta} \rho \mathbf{u} dz \quad (2.12)$$

et la densité moyenne

$$\bar{\rho}_z = D^{-1} \int_{-H}^{\eta} \rho dz. \quad (2.13)$$

Le terme $\rho_w q_w$ représente le flux net d'eau douce à la surface déterminé par les précipitations, l'évaporation, la formation et la fonte de la glace ainsi que les décharges d'eau douce. À cela s'ajoute les conditions aux frontières au fond et en surface,

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \right) \eta = \rho_w q_w + \rho w \quad z = \eta \quad (2.14)$$

$$\mathbf{u} \cdot \nabla H + w = 0 \quad z = -H \quad (2.15)$$

Les équations (2.11), (2.14) et (2.15) déterminent le comportement de la hauteur d'eau η qui peut varier pour trois raisons principales : 1) la convergence ou la divergence du transport intégré sur la verticale, 2) l'entrée ou la sortie de masse à la surface et 3) la dilatation ou la contraction de la colonne d'eau due à des variations de densité. Dans le cas d'un fluide Boussinesq, seuls les deux premiers aspects peuvent contribuer à la variation de la hauteur d'eau.

L'itération des équations dans le temps est réalisée grâce à un schéma en quinconce à deux niveaux temporels qui ne requiert pas de filtre comme dans le cas de la méthode *leap-frog*. Ce schéma préserve l'exactitude au second ordre et conserve la masse et les traceurs. Dans ce schéma, l'élévation de la surface est évaluée non seulement aux multiples entiers du pas de temps interne $\eta(\tau)$, mais également aux demi-intervalles $\eta(\tau + \Delta\tau/2)$ où $\Delta\tau$ est le pas de temps interne (lent). Il a été développé pour régler certains problèmes reliés aux conditions aux frontières.

L'intégration numérique du mode barotrope est réalisée à l'aide d'un schéma prédicteur-correcteur qui suit la séquence suivante pour l'évaluation de \tilde{U} et η :

$$\begin{aligned}\frac{\eta^*(\tau, t_{n+1}) - \eta(\tau, t_n)}{\Delta t} &= -\gamma \nabla \cdot \tilde{U}(\tau, t_n) + \Sigma \\ \frac{\tilde{U}(\tau, t_{n+1}) - \tilde{U}(\tau, t_n)}{\Delta t} &= -c^2 \nabla \eta^*(\tau, t_{n+1}) \\ \frac{\eta(\tau, t_{n+1}) - \eta(\tau, t_n)}{\Delta t} &= -\nabla \cdot \tilde{U}(\tau, t_{n+1})\end{aligned}\quad (2.16)$$

où Δt est le pas de temps externe (rapide) et η^* est la valeur prédite de l'élévation de la surface, qui est ensuite corrigée par la mise à jour \tilde{U}^{n+1} . Le paramètre $\gamma > 0$ contrôle la dissipation aux petites échelles et s'avère très utile pour amortir le mode de grille. Une valeur de $\gamma = 0.2$ donne de bons résultats dans plusieurs contextes (Griffies 2007).

2.1.4 Grille numérique

Les variables du modèle sont calculées sur une grille sphérique dont l'espacement est régulier à l'horizontale, mais varie selon la verticale. Les variables et leurs dérivées sont calculées sur une grille en quinconce de type Arakawa-B où les traceurs (température, salinité, densité, élévation de la surface, etc.) sont définis au centre des cellules T d'indice (i, j) et les vitesses sont définies au centre des cellules U, située au coin nord-est des cellules T et dont la position indicielle est $(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2})$ selon le schéma de la figure 2.1. Le type de grille détermine la forme exacte des opérateurs discrets (ex.: dérivées partielles, intégrales, moyennes) qui agiront sur les variables. Par exemple, l'advection d'un traceur à la face nord d'une cellule T doit être calculée en interpolant la vitesse au centre de la face. Le choix d'une grille de type B a été motivé, au départ, par le fait qu'elle représente bien la circulation géostrophique à basse résolution, idéale pour les simulations globales, notamment parce que les composantes orthogonales de la vitesse sont calculées au même point, permettant de bien évaluer le terme de Coriolis. Avec l'augmentation de la résolution des modèles depuis trois décennies, la grille de type C est de plus en plus favorisée pour ses meilleures performances à haute résolution. Cependant, Griffies et al. (2004) stipulent que les avantages de la grille B sont préservés à haute résolution où il restera toujours un certain nombre de modes baroclines non résolus.

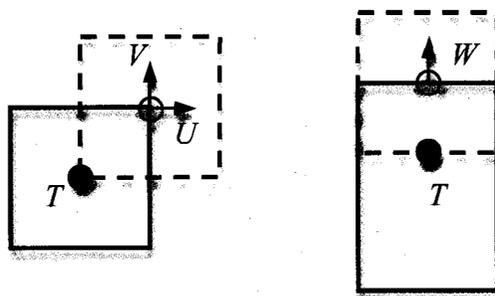


Figure 2.1 Emplacement des variables de traceurs (T) et de vitesse (U , V , W) dans une grille de type B selon l'horizontale et la verticale. Noter que les points T et W sont décentrés selon la verticale afin que la moyenne verticale d'un traceur T soit calculée à la position des points W .

Le choix de la résolution horizontale a été fait en considérant un certain nombre de facteurs jugés cruciaux pour mener à bien les objectifs de la thèse. Premièrement, la volonté de s'intéresser à la réponse océanique barocline aux différents forçages impose de résoudre au premier ordre les processus comme le *upwelling* (et *downwelling*), les fronts et les tourbillons issus des instabilités baroclines. Tous ces phénomènes s'expriment généralement sur une échelle particulière où le gradient de pression interne est du même ordre de grandeur que la force de Coriolis et représenté par le rayon de Rossby interne

$$a = \frac{Nh}{f} \quad (2.17)$$

où N est la fréquence de Brunt-Väisälä définie par $N^2 \equiv (g\rho_z/\rho)$, h est la profondeur où le mouvement s'effectue et f est le paramètre de Coriolis. En principe, la colonne d'eau peut supporter plusieurs modes baroclines caractérisés par des profondeurs et des flottabilités différentes, mais généralement, dans un océan où la stratification est dominée par un profil à deux couches, le premier mode domine également. Le rayon de Rossby interne est inversement proportionnel à la fréquence de Coriolis, ce qui signifie qu'il est plus petit dans les hautes latitudes. Dans le cas qui nous intéresse ici, le rayon de Rossby interne est situé entre 7 et 12 km selon les auteurs (Mysak et Huang 1992, Ingram et al. 2002). Afin d'obtenir une estimation plus précise du rayon de Rossby interne, on a utilisé 542 profils CTD récoltés dans la région de la polynie pendant les missions de 1997 à 1999 à bord du NGCC *Pierre Radisson*. En utilisant l'équation (2.17), on calcule a pour chacun des profils en rejetant les valeurs au-dessus de 20 km. On utilise pour cela N_{\max} qui est la fréquence de Brunt-Väisälä maximale et $h = h_1 h_2 / (h_1 + h_2)$, la profondeur caractéristique

du mouvement où h_1 et h_2 sont les épaisseurs des couches au-dessus et en-dessous du maximum. La figure 2.2 montre l'histogramme des 489 données restantes dont la moyenne est de 6.4 km et le maximum de la distribution entre 2 et 3 km.

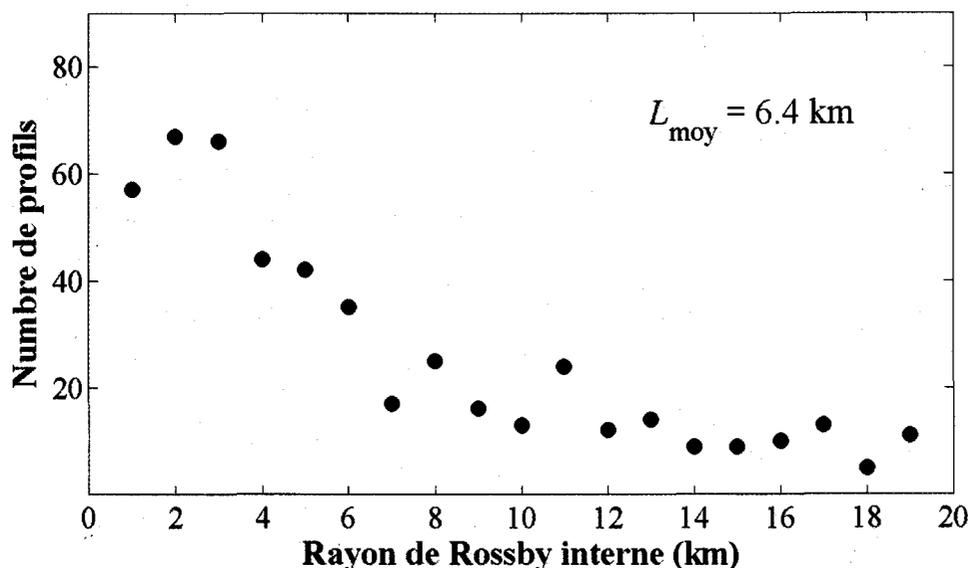


Figure 2.2 Rayon de Rossby interne calculé à partir de l'équation (2.17) pour 489 profils CTD récoltés dans la région de la polynie de 1997 à 1999 dans le cadre du programme *International North Water Polynya Study*.

Le choix de la résolution horizontale est contraint d'autre part par la capacité de calcul disponible. Jusqu'au printemps 2008, un système AMD 64 de 2 processeurs de 2.6 GHz était disponible à temps plein pour les travaux. Pour limiter la durée d'une simulation d'un an (temps du modèle) à une semaine (temps réel), la résolution a été fixée à $0.15^\circ\text{lon} \times 0.04^\circ\text{lat}$, ce qui représente une grille à peu près isotrope avec une taille moyenne de 3.36 km.

Afin de vérifier si le modèle arrive à simuler les phénomènes d'ajustement, une simulation d'*upwelling* côtier a été réalisée. Elle consiste simplement à forcer une colonne d'eau stratifiée (2 couches avec l'interface à 100 m de profondeur) avec un vent du nord. Après une journée, on constate qu'une zone d'*upwelling* s'est formée tout le long de la côte ouest du Groenland et qu'une zone de *downwelling* s'est formée le long des côtes canadiennes (figure 2.3). La signature d'activité tourbillonnaire à méso-échelle est également visible dans la distribution spatiale de la profondeur de la couche de mélange. Avec une telle résolution, on s'assure donc que les phénomènes d'ajustements sont

suffisamment résolus par la grille pour qu'on puisse en observer la distribution spatiale et les principales caractéristiques tout en étant capable de faire les simulations dans un temps raisonnable.

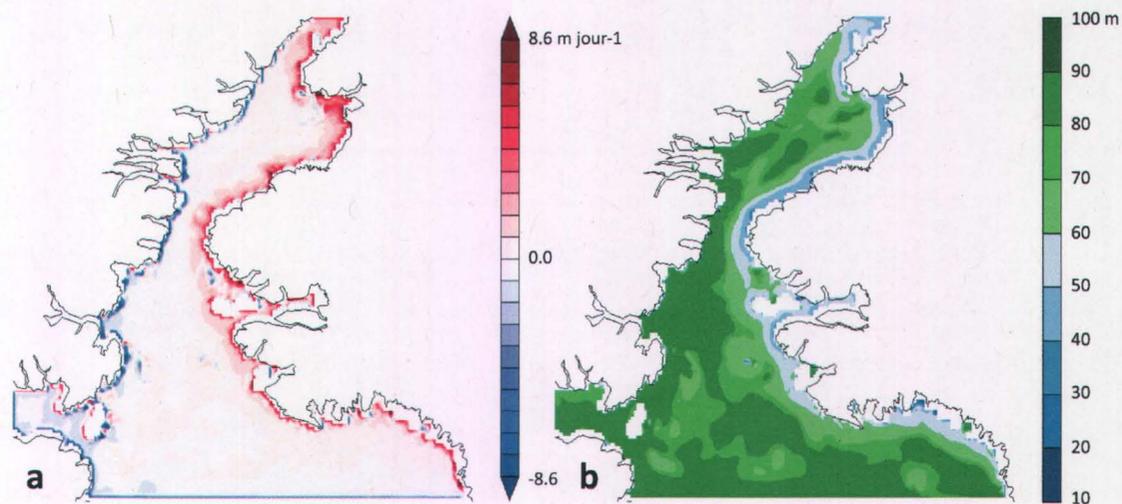


Figure 2.3 Résultat après une journée d'une simulation d'une colonne d'eau stratifiée à deux couches (interface à 100 m) forcée avec un vent du nord de 0.12 N m^{-2} . a) vitesse verticale ($0.1 \text{ mm s}^{-1} = 8.64 \text{ m jour}^{-1}$) et b) profondeur de la couche de mélange.

Tableau 2.1 Paramètres de la grille.

Paramètre	Symbole / namelist	Valeur
Dimension de la grille (x,y,z)	-	(200, 150, 22)
Épaisseur des niveaux (m)	dzt (z)	10, 10.17, 11.46, 13.71, 16.29, 18.54, 19.83, 20.27, 22.45, 26.7, 32.84, 40.61, 49.67, 59.6, 70, 80.4, 99.39, 692.26, 107.16, 113.3, 117.55, 119.73
Profondeur maximale	-	1150 m
Nombre de cellules T	-	121085
Nombre de cellules U	-	111194
Nombre de niveau minimum	kmt_min	3
Pas de temps du coupleur	dt_cpld	1800 s
Pas de temps interne	dt_ocean	900 s
Pas de temps externe	barotropic_split = 90	10 s
Résolution latitudinale	$\Delta\phi$	0.04°
Résolution longitudinale	$\Delta\lambda$	0.15°

2.1.5 Friction horizontale

L'océan est turbulent, ce qui veut dire que les structures cohérentes de l'écoulement se manifestent à toutes les échelles de l'espace allant de la taille du bassin (10^6 m) jusqu'à l'échelle de la viscosité moléculaire (10^{-3} m), bien en-deçà de la taille typique d'une grille numérique (10^3 – 10^4 m). L'un des objectifs de la modélisation océanique est de bien reproduire la complexité inhérente à l'écoulement, notamment les tourbillons méso-échelles générés par des instabilités baroclines. Toutefois, il est pratiquement impossible d'intégrer les équations du mouvement horizontal sans y inclure une forme de friction qui a tendance à lisser la variance spatiale et par conséquent, amortir les structures complexes de l'écoulement. La friction s'avère par contre nécessaire afin préserver la stabilité numérique de la solution en inhibant la croissance de courants parasites.

L'objectif de cette thèse étant de résoudre et simuler les processus se déroulant à l'échelle du rayon de Rossby, c'est-à-dire l'échelle à laquelle les gradients de pression internes sont contrebalancés par la rotation, il est souhaitable que la circulation associée à ces phénomènes ne soit pas amortie par une trop grande friction. Il n'existe aucune paramétrisation de la friction qui soit basée sur des arguments physiques et la pratique courante veut que la valeur de la viscosité soit fixée afin de satisfaire en premier lieu la stabilité numérique du modèle. En tenant compte de cette contrainte fondamentale, mais en la distinguant du rôle physique que joue la friction dans les modèles océaniques, Griffies et Hallberg (2000) suggèrent une paramétrisation à la fois sélective selon l'échelle des structures ou ondes à dissiper et qui s'adapte au champ de déformation de l'écoulement.

La sélectivité d'échelle est issu de l'emploi d'un opérateur biharmonique $\nabla^4 \equiv [\partial^4/\partial x^4 + 2(\partial^2/\partial x^2 \partial y^2) + \partial^4/\partial y^4]$, qui, par rapport à l'opérateur laplacien $\nabla^2 \equiv [\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2]$, a la propriété principale d'amortir les ondes de manière plus sélective selon la longueur d'onde. Considérons les équations différentielles suivantes

$$\begin{aligned}\psi_t &= A\psi_{xx} \\ \psi_t &= -B\psi_{xxxx}\end{aligned}\tag{2.18}$$

où la notation en indice indique une dérivée partielle. Les coefficients A et B , tous deux positifs, sont respectivement les viscosités laplacienne et biharmonique. Une onde

monochromatique est amortie dans le temps avec un temps caractéristique qui dépend de sa longueur d'onde λ de la manière suivante pour les deux schémas de frictions :

$$\tau_L = \frac{\Delta^2}{A \sin^2(\Delta/\lambda)} \quad (2.19)$$

$$\tau_B = \frac{\Delta^4}{B \sin^4(\Delta/\lambda)}$$

où Δ est la distance entre deux points de grille. La dépendance des temps caractéristiques τ_L et τ_B , représentés à la figure 2.4 en fonction de la longueur d'onde pour $A = 1 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, montre que 1) l'amortissement est plus important aux petites échelles et que 2) la friction biharmonique amortit beaucoup moins rapidement les plus grandes échelles que la friction laplacienne. Une friction biharmonique permet donc au modèle de conserver plus d'énergie cinétique aux plus petites échelles, tout en dissipant la variance à l'échelle de la grille.

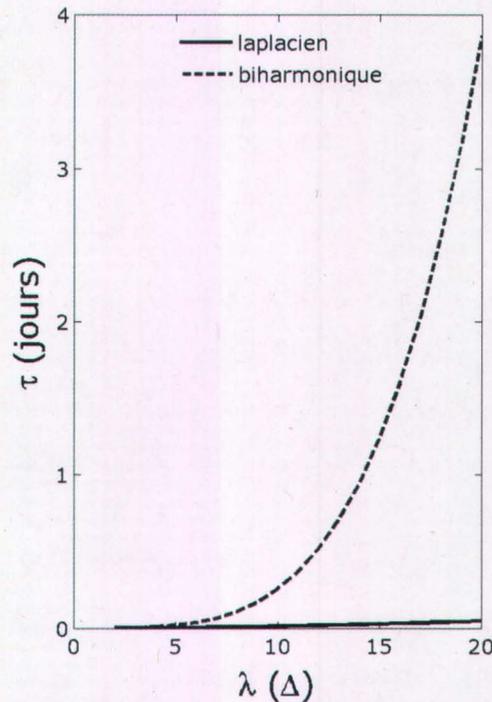


Figure 2.4 Temps d'amortissement d'une onde monochromatique en présence de friction laplacienne (trait plein) et biharmonique (trait pointillé) calculé avec $A = 1 \times 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ et $B = A(\Delta^2/8)$. La plus petite valeur de λ possible est 2Δ .

Afin de ne pas complètement dissiper l'énergie pour des écoulements où le cisaillement est faible, Griffies et Hallberg (2000) s'inspirent des idées de Smagorinsky (1963, 1993) qui paramétrise la viscosité en fonction du taux de déformation de la manière suivante

$$A = (C\Delta/\pi)^2 |D|. \quad (2.20)$$

où

$$|D| = \sqrt{D_T^2 + D_S^2} \quad (2.21)$$

et $D_T = u_x - v_y$ et $D_S = u_y + v_x$ sont respectivement la tension et le cisaillement horizontaux. C est un paramètre ajustable souvent appelé le coefficient de Smagorinsky. En appliquant certaines contraintes de stabilité numérique, on obtient une relation de proportionnalité entre A et B , $B = A(\Delta^2/8)$, et C devient alors le seul paramètre libre du schéma de friction biharmonique qui s'ajuste en principe à la résolution de la grille.

2.1.6 Diffusivité et mélange vertical

La physique du mouvement et des échanges verticaux, dans le modèle, peut être séparée en deux contributions distinctes. La première vient de l'advection verticale représentée par la vitesse verticale moyenne qui résulte de la divergence de l'advection horizontale, calculée par l'équation de continuité (2.3). La seconde contribution résulte d'un vaste ensemble de processus générant des transports turbulents de quantités de mouvement et de propriétés scalaires. La majorité de ces processus ne sont pas résolus et doivent être paramétrisés en fonction des observables du modèle. Or, il n'existe pas de théorie analytique unique reliant les flux turbulents aux variables de l'écoulement, mais plutôt un éventail de théories empiriques.

On distingue plusieurs familles de modèles de turbulence, notamment les modèles algébriques, les modèles énergétiques, les modèles à deux équations et les modèles à profil de diffusivité. Le modèle utilisé ici fait partie de la dernière famille où le profil de diffusivité verticale K_x est calculé à partir du premier moment des variables pronostiques du modèle (\mathbf{u} , w , T , S , ρ , etc.) et de leur dérivées, donc un modèle de premier ordre³. La

³ L'ordre de la fermeture des modèles de turbulence est défini par l'ordre du moment pronostique le plus élevé.

paramétrisation utilisée par MOM est celle de Large et al. (1994) d'un modèle de couche limite adapté de celui de Troen and Mahrt (1986) pour l'atmosphère.

Le modèle KPP (*K-profile parametrisation*) de Large et al. (1994) repose sur la théorie de la similarité de Monin-Obukhov, largement testée dans l'atmosphère, qui stipule que les paramètres dominant l'amplitude des flux turbulents dans la couche limite sont le forçage en surface (τ_0, B_0) et la distance d avec la surface. À partir de ces deux paramètres, on définit des paramètres d'échelle comme la vitesse (horizontale) de friction

$$u^{*2} = \left(\overline{wu_0} + \overline{wv_0} \right)^2 = \frac{|\tau_0|}{\rho_0}, \quad (2.22)$$

la vitesse verticale turbulente en présence de convection dans une colonne d'eau instable

$$w^* = \left(-B_0 h \right)^{1/3}, \quad (2.23)$$

l'échelle des fluctuations turbulentes d'une propriété quelconque,

$$S^* = - \frac{\overline{ws_0}}{u^*} \quad (2.24)$$

et l'échelle de Monin-Obukhov

$$L = \frac{u^{*3}}{\kappa B_0} = \left(\frac{|\tau_0|}{\rho_0} \right)^{3/2} \frac{1}{\kappa B_0} \quad (2.25)$$

où ρ_0 est la densité à la surface, τ_0 la contrainte du vent en surface, B_0 le flux de flottabilité en surface et κ la constante de von Karman ($\kappa = 0.4$).

L'évolution temporelle d'une propriété moyenne X affectée par la turbulence est donnée par la dérivée verticale du transport turbulent

$$\partial_t X = -\partial_z \overline{wx}. \quad (2.26)$$

Le symbole ∂_x indique la dérivée partielle selon la variable x . Le profil vertical du transport turbulent $\overline{wx}(d)$ d'une propriété x est déterminé par deux types de contribution. La première est un transport qui s'effectue dans la direction opposée au gradient local de la propriété proportionnel à la diffusivité K_x .⁴ Une seconde contribution, non-locale celle-ci, est reliée au développement de structures cohérentes d'écoulement. Par exemple, les plumes convectives où les instabilités de cisaillement sont des structures cohérentes qui

⁴ Noter que K_x peut référer à la diffusivité d'une propriété scalaire K_s (ex. température, salinité) ou vectorielle K_m (quantité de mouvement).

gènèrent des mouvements turbulents au-delà de la région d'où le phénomène origine. En tenant compte de ces deux contributions, locale et non-locale, le flux turbulent en fonction de la profondeur est donné par

$$\overline{wx}(d) = -K_x (\partial_z X - \gamma_x) \quad (2.27)$$

où γ_x est le flux non-local de la variable X . La non-localité, propriété fondamentale de la turbulence, s'exprime donc à la fois par le fait que les flux turbulents dépendent du forçage en surface et de la distance d , et par l'action des structures cohérentes paramétrisées par γ_x .

Le profil de diffusivité est exprimé en fonction d'une coordonnée verticale adimensionnelle $\sigma = d/h$ comme le produit d'une échelle de vitesse turbulente verticale w_x , de la profondeur de la couche limite et d'une fonction de forme G qui assure la différentiabilité de K_x sur toute la colonne d'eau, y compris à la jonction entre la couche limite et l'intérieur de l'océan

$$K_x = hw_x(\sigma)G(\sigma). \quad (2.28)$$

La forme générale de $G(\sigma)$ est donnée par le polynôme cubique

$$G(\sigma) = a_0 + a_1\sigma + a_2\sigma^2 + a_3\sigma^3. \quad (2.29)$$

La dépendance de K_x en fonction de h à toutes les profondeurs de la couche limite ($0 < \sigma < 1$) reflète la capacité d'une couche limite plus profonde à accueillir des tourbillons plus efficaces pour diffuser la propriété X .

La théorie de la similarité de Monin-Obukhov s'applique quant à elle sur une proportion ε de la couche limite h . Dans l'atmosphère, une valeur constante de $\varepsilon = 0.1$ a été adoptée et permet d'obtenir un bon accord entre le modèle et les observations (Tennekes 1973). La même valeur est adoptée dans l'océan. Ceci permet de contraindre le profil des flux turbulents dans la couche de surface.

$$\begin{aligned} w_x(\sigma) &= \frac{\kappa u^*}{\phi(\varepsilon h/L)} & \varepsilon < \sigma < 1 & \quad \xi < 0 \\ w_x(\sigma) &= \frac{\kappa u^*}{\phi(\sigma h/L)} & \text{autrement} & \end{aligned} \quad (2.30)$$

La profondeur h de la couche limite est déterminée par les forçages en surface et par les profils de vitesse $\mathbf{V}(d)$ et de flottabilité $B(d)$, paramètres rassemblés dans la définition d'un nombre de Richardson de volume (*bulk*).

$$\text{Ri}_b = \frac{d(B_r - B(d))}{|\mathbf{V}_r - \mathbf{V}(d)|^2 + V_t^2(d)} \quad (2.31)$$

La profondeur de la couche limite est atteinte lorsque Ri_b atteint pour la première fois la valeur critique de 0.7. Notons que plus le nombre de Richardson est petit, plus la colonne d'eau est instable dynamiquement, soit à cause d'une faible stratification ou à cause d'un fort cisaillement vertical.

Sous la couche limite, dans l'intérieur de l'océan, la diffusivité est déterminée par trois processus distincts : 1) l'instabilité de cisaillement caractérisée par le nombre de Richardson, 2) le déferlement d'ondes internes de gravité et 3) la double-diffusion. La diffusivité totale est la somme de ces trois contributions, respectivement,

$$\nu_x(d) = \nu_x^r(d) + \nu_x^w(d) + \nu_x^d(d). \quad (2.32)$$

La valeur de $\nu_x(d)$ et de son gradient vertical servent à forcer le profil de K_x via la fonction de forme $G(\sigma)$. Notamment dû à un manque de connaissance concernant le déferlement des ondes internes de gravité, on assigne des constantes à $\nu_x^w(d)$ telles que

$$\begin{aligned} \nu_m^w &= 1.0 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \\ \nu_s^w &= 0.1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \end{aligned} \quad (2.33)$$

La dépendance des autres diffusivités est schématisée à la figure 2.5, où $\nu_x^r(d)$ dépend du nombre de Richardson local Ri_g et $\nu_x^d(d)$ du ratio de double-diffusion R_p .

La paramétrisation KPP est somme toute assez complète s'appuie sur des considérations physiques générales et est l'une des plus utilisées dans les simulations océaniques. Plusieurs études ont été réalisées afin de comparer les performances de l'une ou l'autre de ces paramétrisations et ce, dans plusieurs contextes (Price et al. 1986, Large et al. 1994, Kantha and Clayson 1994, Large and Gent 1999, Burchard and Bolding 2001, Wijesekera et al. 2003, Durski et al. 2004). Par exemple, en comparant la paramétrisation KPP avec celle de Mellor et Yamada (1982), une fermeture de la turbulence verticale d'ordre 2.5 et également très utilisée dans la communauté, Durski et al. (2004) notent certaines différences dans un contexte de circulation côtière. Cependant, malgré ces

différences, les deux méthodes arrivent à bien représenter le mélange vertical dans une grande diversité de régimes océanographiques.

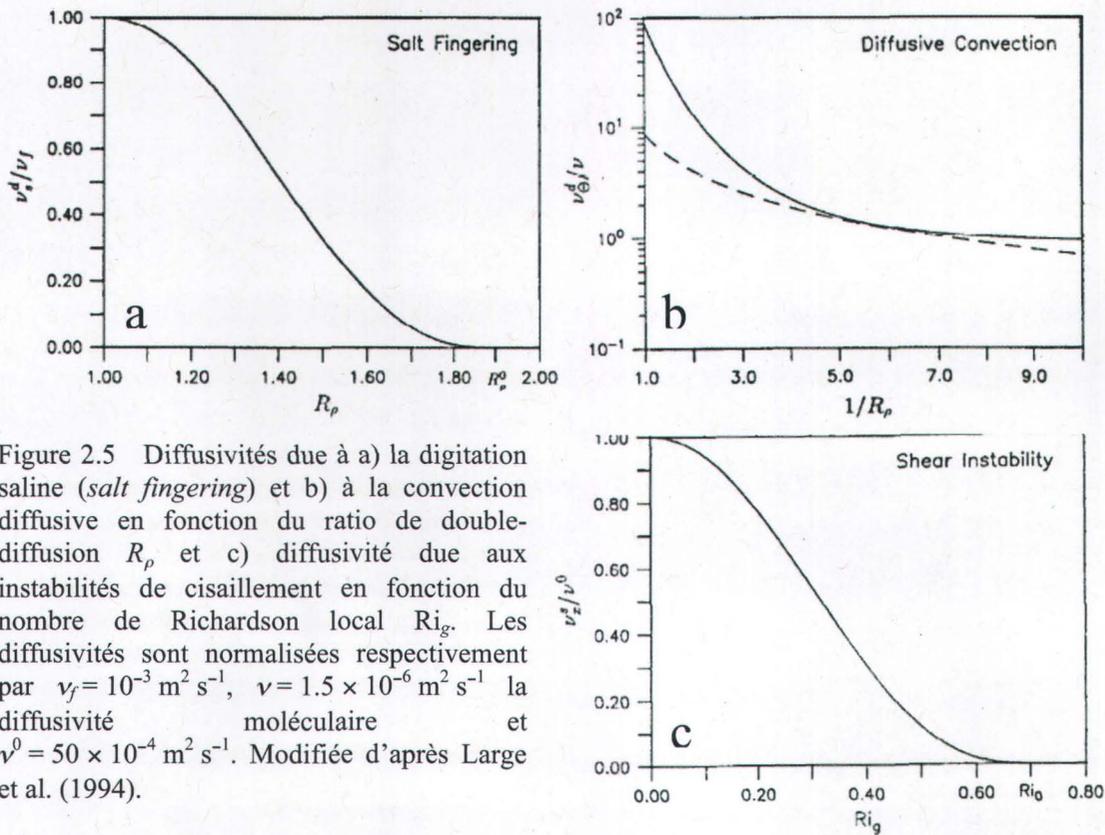


Figure 2.5 Diffusivités due à a) la digitation saline (*salt fingering*) et b) à la convection diffusive en fonction du ratio de double-diffusion R_ρ et c) diffusivité due aux instabilités de cisaillement en fonction du nombre de Richardson local Ri_g . Les diffusivités sont normalisées respectivement par $\nu_f = 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, $\nu = 1.5 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ la diffusivité moléculaire et $\nu^0 = 50 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Modifiée d'après Large et al. (1994).

2.1.7 Physique neutre

Loin des frontières, le comportement de l'océan ressemble beaucoup à celui d'un fluide idéal où le mélange et le transport des traceurs s'effectuent principalement le long des lignes d'isodensité (Griffies 2004). Près des frontières, la turbulence, la convection, le cisaillement et les tourbillons augmentent les échanges diapycnaux, c'est-à-dire perpendiculaire aux lignes d'isodensité. Pour caractériser le type de mélange diapycnal, l'océan peut être sectionné en cinq grandes régions se distinguant les unes des autres par leur stratification et le type d'activité turbulente qui s'y déroule (Ferrari et al. 2008). Ces régions sont représentées à la figure 2.6. Près de la surface, on retrouve une région de turbulence isotrope, c'est-à-dire qui effectue du mélange dans les trois directions avec la même importance. Généralement, les lignes d'iso-densité y sont verticales et le mélange

diapycnal s'effectue selon l'horizontale, dans la direction opposée au gradient des traceurs. Sous cette couche de mélange, on retrouve une région de transition fortement stratifiée où les lignes d'isodensité sont rapprochées et inclinées par différents processus comme les tourbillons de méso-échelle, la ventilation, le pompage d'Ekman, les fronts, la convection, etc. L'intérieur de l'océan est l'endroit où le mélange diapycnal est minimal et où le transport des traceurs s'effectue parallèlement aux surfaces neutres. Près du fond, on distingue également une région turbulente et une région de transition où la physique est similaire à celle en surface.

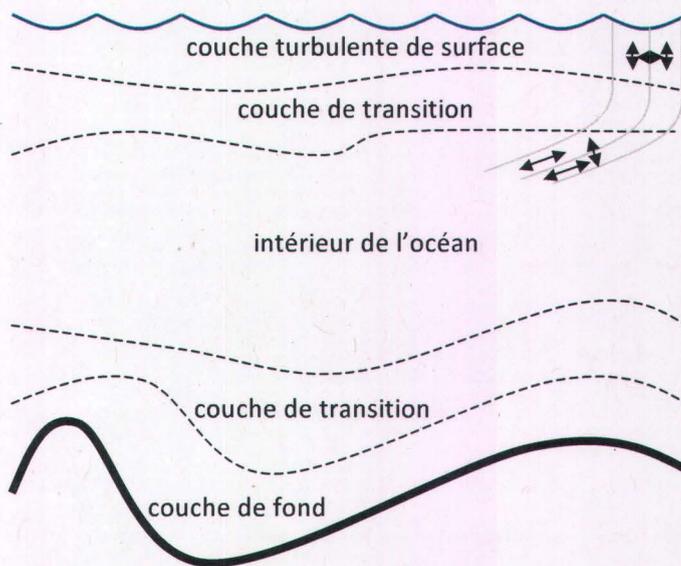


Figure 2.6 Régions caractérisées par différents régimes de turbulence et de stratification. Cette catégorisation sert de base aux paramétrisations de la physique neutre (adapté de Griffies 2007).

Dans un modèle à coordonnées verticales géopotentielles (niveaux z) comme MOM, la paramétrisation du transport dans les directions orthogonales aux surfaces neutres n'est pas naturelle. Le transport des traceurs, naturellement orienté selon l'horizontale et la verticale, doit être calculé en fonction des gradients des traceurs. Le traitement de la physique neutre dans le modèle ne résout pas entièrement la structure verticale décrite ci-haut et caractérisée par les cinq régions. En effet, les régions de transition ne sont pas explicitement paramétrisées, notamment parce qu'elles ne sont généralement pas résolues par les modèles et que les processus actifs dans cette région sont mal connus. On recourt plutôt à un ajustement monotone entre les flux obliques (*skew fluxes*) calculés par la paramétrisation de Gent et McWilliams (1990) (GM) dans l'intérieur de l'océan (Griffies 1998) et les flux verticaux dans la couche de surface

calculés par le schéma KPP. Le mélange de GM dans la direction isoneutre est un flux adiabatique réversible en ce sens qu'il déforme seulement les parcelles d'eau sans modifier la masse de ces parcelles. La composante diapycnale, elle, représente un mélange diabatique irréversible, de la même manière que la diffusivité verticale (ex. KPP).

MOM offre un grand nombre d'options quant à la forme et à la paramétrisation de la diffusivité de GM et toutes n'ont pas été testées, ce module étant l'un des plus complexes du code. Cependant, des simulations nous ont permis de vérifier la faible sensibilité des processus simulés aux courtes échelles de temps et pour une hydrographie idéalisée. Par contre, le choix des paramètres de diffusivité neutre peut devenir important à l'échelle climatique (Gnanadesikan et al 2006).

2.1.8 Conditions aux frontières

Les frontières d'une grille numérique peuvent être soit fermées, cycliques ou ouvertes. Le premier cas consiste à proscrire les échanges perpendiculaires à la frontière alors que le second cas consiste à égaliser les quantités des première et dernière cellules. Le troisième cas, beaucoup plus complexe à traiter, permet les échanges de masse, de chaleur et de quantité de mouvement à travers la frontière. Ces échanges sont calculés via les équations de conservation, mais sont inconnus à une frontière ouverte. Il est donc nécessaire de formuler des hypothèses quant à la façon dont va être traitée l'information se propageant à travers la frontière. Comme la surface libre et les champs de vitesses ont un comportement ondulatoire, les relations qui ferment le système d'équations primitives aux frontières ouvertes prennent la forme de conditions de radiation. Sommerfeld (1949) propose pour la première fois ce type de conditions pour filtrer les ondes électromagnétiques incidentes de la solution d'un dipôle oscillant. La condition de radiation prend la forme

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = -c \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad x = x_B \quad (2.34)$$

où c est la vitesse de propagation de l'onde incidente. Ainsi, toute perturbation de η de vitesse de phase $-c$, c'est-à-dire qui se propage vers les x négatifs, continue de se propager au-delà de la frontière à $x = x_B$. Ce comportement est exactement celui qui est

désiré si l'on veut que les ondes générées à l'intérieur d'un domaine sortent librement au lieu d'être réfléchies vers l'intérieur. Cependant, la vitesse de phase des ondes océaniques varie énormément et la vitesse c doit donc pouvoir varier. Une telle condition de radiation a été proposée par Orlanski (1976) et consiste à calculer, à chaque pas de temps, la vitesse de phase de la perturbation se propageant perpendiculairement à la frontière vers l'extérieur du domaine en utilisant la relation

$$c = -\frac{\partial \eta}{\partial x} / \frac{\partial \eta}{\partial t}. \quad (2.35)$$

L'élévation de la surface à la frontière au temps $t + 1$ est calculée de la manière suivante

$$\eta(t+1, x_B) = \frac{(1-\mu)\eta(t-1, x_B) + 2\mu\eta(t, x_{B-1})}{1+\mu} \quad (2.36)$$

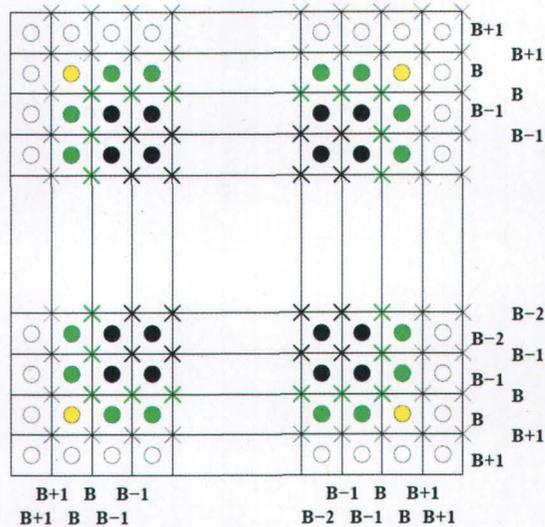
où

$$\mu = \begin{cases} 1 & C \geq 1 \\ C & 0 < C < 1 \\ 0 & C \leq 0 \end{cases} \quad (2.37)$$

$$C = \frac{\eta(t-1, x_{B-1}) - \eta(t+1, x_{B-1})}{\eta(t+1, x_{B-1}) + \eta(t-1, x_{B-1}) - 2\eta(t, x_{B-2})}. \quad (2.38)$$

La notation des indices à proximité de la frontière est illustrée à la figure 2.7. Il existe d'autres variantes de conditions de radiation, toutes inspirées de celle d'Orlanski, et qui sont également disponibles dans MOM (Camerlengo et O'Brien 1980, Miller et Thorpe 1981, Raymond et Kuo 1984, Marchesiello et al. 2001). Toutefois, le choix de l'une ou l'autre de ces conditions repose plus sur la méthode d'essai et erreur que sur des critères déterminés. La performance de chacune dépend de la géométrie du domaine, de la dynamique de la solution intérieure, du forçage et de la résolution. L'ajustement des conditions aux frontières requiert donc de la patience et une évaluation minutieuse des résultats. La figure 2.8 montre une des conséquences possibles d'un mauvais ajustement des conditions aux frontières, c'est-à-dire la réflexion d'ondes externes de gravité à la frontière sud du domaine qui mène éventuellement à une instabilité.

Figure 2.7 Configuration des points de grille près des frontières du domaine. Les cercles sont des points de traceurs et d'élévation de la surface alors que les croix sont des points de vitesse. L'indice B réfère au point situé sur la frontière (en vert ou jaune), l'indice B+1 au premier point extérieur (en blanc) et B-1 au premier point intérieur (en noir).



La condition de radiation détermine le sort des ondes qui sortent du domaine, en éliminant la réflexion. Si des ondes doivent entrer, c'est à l'utilisateur d'en décider. Celui-ci peut donc décider de laisser les propriétés aux frontières s'ajuster passivement à la dynamique intérieure, ou bien de forcer la solution aux frontières. Les valeurs prescrites peuvent par exemple être issues des résultats d'une autre simulation ou de conditions idéalisées ou arbitraires. Dans ce cas dit actif, des ondes incidentes peuvent alors se propager vers l'intérieur et en affecter la solution. En plus de la condition de radiation, la valeur de $\eta(t+1, x_B)$ est altérée par un schéma de relaxation

$$\eta(t+1, x_B) = [\eta_0 - \eta(t, x_B)] \frac{\Delta t}{\tau_r} \quad (2.39)$$

où τ_r est le temps de relaxation et η_0 est la valeur prescrite. Le temps de relaxation dépend généralement de la direction de propagation de l'onde à la frontière et est égal à τ_r^{in} pour des ondes se propageant vers l'intérieur et τ_r^{out} pour des ondes se propageant vers l'extérieur. La même chose s'applique pour les traceurs (température et salinité) avec des temps de relaxation distincts pour chacun. Le tableau 2.1 donne la liste des principaux paramètres du module `ocean_obc` dont les valeurs varient en fonction du type de forçage (passif, actif, marée, transport géostrophique, etc.) que l'on veut imposer à chacune des frontières ouvertes du modèle.



Figure 2.8 Réflexions parasites du mode externe à la frontière sud pour une mauvaise paramétrisation des conditions aux frontières, dans ce cas-ci, en l'absence d'une condition de radiation adéquate (MOM 4.0).

Tableau 2.2 Paramètres du module de conditions aux frontières ouvertes (*ocean_obc*).

Paramètre	Symbole / namelist	Valeur
Nombre de frontières ouvertes	nobc	3
CF vitesse normale	obc_nor	NOGRAD
CF vitesse tangentielle	obc_tan	NOGRAD
CF niveau d'eau (\hat{h})	obc_eta	ORLANS
CF traceurs (tr)	obc_tra	FILEIN ORLANS
CF mélange	obc_mix	NOGRAD
Vitesse de phase minimale	ctrop_min	0
Vitesse de phase maximale	ctrop_max	1.5
Vitesse de phase incidente	ctrop_inc	0.0
Nombre de points relaxés (\hat{h})	rel_eta_pnts	1
Coefficient de relaxation entrant	rel_coef_eta_in	1×10^{-4}
Coefficient de relaxation sortant	rel_coef_eta_out	1×10^{-4}
Nombre de points relaxés (tr)	rel_clin_pnts	1
Coefficient de relaxation entrant (tr)	rel_coef_tracer_tracer_in	5×10^{-5}
Coefficient de relaxation sortant (tr)	rel_coef_tracer_tracer_out	5×10^{-6}

2.2 Modèle de glace

La glace de mer se présente, vue de l'espace, comme un manteau uniforme couvrant les océans polaires et dont l'étendue varie en fonction des saisons, des vents et des courants. Lorsqu'on y regarde de plus près, on constate que ce manteau est en fait composé de blocs (appelés floes) de taille (1 m à 10 km) et d'épaisseur (10 cm à plus de 10 m) variables en contact les uns avec les autres. Étant donné les difficultés énormes reliées à

la mesure des propriétés dynamiques et thermodynamiques de la glace à grande échelle, les modèles sont les seuls outils valables avec lesquels on peut étudier le comportement de la glace à grande échelle et son rôle sur le climat. Considérer simultanément les aspects dynamiques et thermodynamiques relève de la plus grande importance. Par exemple, l'ouverture de chenaux d'eau libre là où il y a divergence affecte les échanges thermiques entre l'océan et l'atmosphère et influence la quantité de glace formée. En retour, une variation de son épaisseur via des processus thermodynamiques affecte sa résistance aux contraintes externes et, par conséquent, sa capacité à être déformée ou fracturée. Le modèle utilisé et décrit dans cette section est le *Sea Ice Simulator* (SIS), un modèle dynamique-thermodynamique qui s'inspire du modèle thermodynamique à trois couches (2 couches de glace et une couche de neige) de Winton (2000), une amélioration de celui de Semtner (1976), et du modèle dynamique élastique-visqueux-plastique (EVP) du Hunke et Dukowicz (1997). La thermodynamique verticale sera brièvement présentée dans un premier temps (section 2.2.1). Dans un deuxième temps (section 2.2.2), nous discuterons de certains aspects physiques et numériques du modèle dynamique dont les équations sont aussi présentées dans la partie II de cette thèse (Dumont et al. 2009a).

2.2.1 Thermodynamique

La glace de mer, contrairement à la glace de lac ou de rivière, contient une certaine quantité de sel emprisonnée lors de la coagulation à la surface de la colonne d'eau qui se présente généralement sous la forme de poche de saumure (eau liquide très salée dont le point de congélation est bien inférieur à celui de l'eau douce). Lorsque la température de la glace varie, le contenu en saumure varie également faisant intervenir un changement de phase. Ainsi, pour bien rendre compte des flux de chaleur, il est utile de définir l'enthalpie de la glace de mer par unité de masse (Bitz and Lipscomb 1999)

$$E(T, S) \equiv C(T + \mu S) - L(1 + \mu S/T). \quad (2.40)$$

et d'en déterminer l'évolution via une équation de conservation

$$m \frac{dE}{dt} = m \left(C + \frac{L\mu S}{T^2} \right) \frac{dT}{dt} = F. \quad (2.41)$$

où C est la capacité calorifique, L la chaleur latente de fusion, S la salinité, T la température, F la source de chaleur et μ une constante égale à $-T_f/S$ où T_f est la

température de congélation de l'eau de mer. La stratégie proposée par Semtner (1976) pour solutionner (2.41) est de représenter la banquise par deux couches de glace d'épaisseurs égales sur lesquelles repose une couche de neige de capacité calorifique nulle. Le fait que la capacité calorifique de la glace dépende de la température et de la salinité pose à l'origine une difficulté quant à l'intégration numérique qu'il est important de garder efficace. Semtner (1976) pose donc originalement que les deux couches de glace ont des valeurs de C constantes et tient compte du contenu en saumure de manière séparée. L'évolution de la température est donc découplée des variations du contenu en saumure. Cette situation a été récemment corrigée par Winton (2000) qui, s'appuyant sur les résultats de Bitz and Lipscomb (1999), propose un modèle à trois couches similaire à celui de Semtner, mais où la capacité calorifique est variable dans la première couche de glace (figure 2.9).

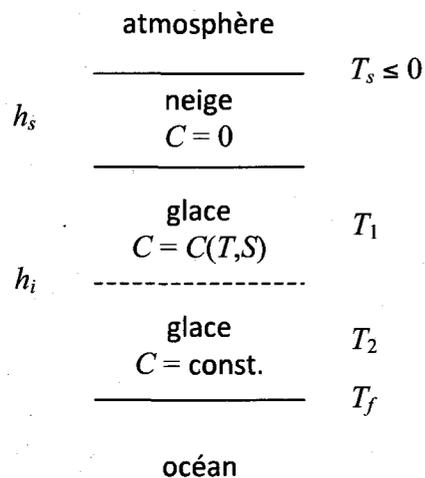


Figure 2.9 Structure thermodynamique du modèle de glace de mer. La glace est séparée en deux couches d'épaisseurs égales $\frac{1}{2}h_i$, l'une de chaleur spécifique fixe et l'autre qui dépend de la température et de la salinité de la glace.

Les paramètres utilisés dans cette thèse sont tirés de la littérature, notamment de Winton (2000). Le tableau 2.3 liste les différents paramètres du modèle thermodynamique succinctement décrits ci-haut et les autres paramètres pertinents.

Tableau 2.3 Paramètres thermodynamiques du modèle de glace (ice model).

Paramètre	Symbole / namelist	valeur
Paramètres ajustables (&ice_model_nml)		
Constante pour le flux de chaleur océanique	kmelt	240 W m ⁻² K ⁻¹
Salinité de la glace de mer	ice_bulk_salin	0.005
Rugosité de la glace pour la chaleur	heat_rough_ice	1 × 10 ⁻⁴
Albedo de la neige	alb_sno	0.85
Albedo de la glace	alb_ice	0.5826
Épaisseur optique de la glace	opt_dep_ice	0.67
Proportion de lumière incidente non réfléchi	pen_ice	0.3
Paramètres fixes		
Constante	$\mu = -T_f(S)/S$	0.054
Densité de la neige	ρ_s	330 kg m ⁻³
Conductivité de la neige	K_s	0.31 W mK ⁻¹
Conductivité de la glace	K_i	2.03 W mK ⁻¹
Densité de la glace	ρ_i	905 kg m ⁻³
Capacité calorifique de la glace d'eau douce	C_i	2100 J kg ⁻¹ K ⁻¹
Capacité calorifique de la glace de mer	C_w	4200 J kg ⁻¹ K ⁻¹
Salinité de la glace de mer	S_i	1.0

2.2.2 Rhéologie

La nature fragmentée du couvert de glace (voir par exemple la figure 3.8) fait que la glace se comporte comme un matériau granulaire à plusieurs égards. Lorsque les floes sont confinés par les frontières physiques d'un bassin ou d'un chenal, ils interagissent les uns avec les autres en résistant aux forces qui tendent à les comprimer ou à les faire glisser les uns par rapport aux autres. Lorsque les forces appliquées dépassent un certain seuil, les floes se déplacent les uns par rapport aux autres. L'effet net à grande échelle est une déformation du couvert de glace qui apparaît de plus en plus comme un milieu continu à mesure que l'observateur s'en éloigne. Les principaux types de déformation qui influencent les propriétés de la banquise sont la divergence (ouverture de chenaux), la convergence (formation de crêtes de compression) et le cisaillement. De manière générale, les déformations peuvent être une combinaison de ces principaux types⁵. L'écoulement discontinu induit par la présence d'un seuil de contrainte critique au-delà

⁵ Les mouvements de rotation des floes sur leur axe ne sont pas considérés, car ce type de mouvement marginal n'influence pas significativement les propriétés mécaniques et thermodynamiques de la banquise.

duquel la glace se déforme et en-deçà duquel elle reste indéformée est la définition même d'un écoulement plastique.

La modélisation de la banquise comme un matériau plastique a été introduite suite à la campagne *Artic Ice Dynamics Joint Experiment* (AIDJEX) dont le but principal était de développer un modèle complet du comportement de la glace de mer pour mieux tenir compte de son rôle crucial dans les simulations climatiques. Les travaux de recherche réalisés pendant et subséquemment à l'Année Géophysique Internationale de 1957-1958 ont permis de régler l'essentiel des questions ayant trait à la thermodynamique de la glace de mer (Untersteiner et al. 2007). Il était alors reconnu que tenir compte de la dynamique était vital pour prédire, à l'aide d'un modèle numérique, l'état du couvert de glace. Hibler (1979) propose le premier modèle dynamique visqueux-plastique qui, couplé à un modèle thermodynamique, rend compte des principales caractéristiques du couvert de glace de l'Océan Arctique. L'équation du mouvement, dictée par la deuxième loi de Newton, inclut quatre termes de forçage externe : les contraintes de surface dues aux vents et aux courants, le gradient de la hauteur d'eau et la force de Coriolis. Dans le bassin arctique, l'accélération est négligeable et ces quatre forces doivent donc s'équilibrer avec un terme additionnel de contrainte interne.

$$\rho_g \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\rho_g f \mathbf{k} \times \mathbf{u} + \boldsymbol{\tau}_a + \boldsymbol{\tau}_w - \rho_g g \nabla H \cdot \boldsymbol{\sigma} \nabla \cdot \quad (2.42)$$

Dans l'équation (2.42), H est l'élévation de la surface de l'océan, ρ_g est la densité de la glace, g est l'accélération gravitationnelle, $\boldsymbol{\tau}_a$ et $\boldsymbol{\tau}_w$ sont respectivement les contraintes imposées par le vent et les courants et f est le paramètre de Coriolis. Pour solutionner cette équation, le dernier terme de droite requiert une relation entre le taux de déformation $\dot{\boldsymbol{\epsilon}} \equiv (\partial_j u_i + \partial_i u_j)/2$ et les contraintes $\boldsymbol{\tau}_{ij}$. Bien que l'équation (2.42) fasse consensus dans les différents modèles, le terme de rhéologie⁶ peut différer largement d'un modèle à l'autre. La rhéologie la plus utilisée dans les modèles climatiques récents est celle qui considère la glace comme un fluide visqueux-plastique, c'est-à-dire qui s'écoule très lentement (vitesses de l'ordre de 10^{-4} m s^{-1}) lorsque les contraintes sont en-deçà de la limite plastique (état rigide), et s'écoule comme un fluide non-linéaire avec une viscosité

⁶ Par définition, la rhéologie est l'étude de l'écoulement et de la déformation de la matière.

qui dépend du taux de déformation lorsque les contraintes atteignent la limite plastique (état plastique).

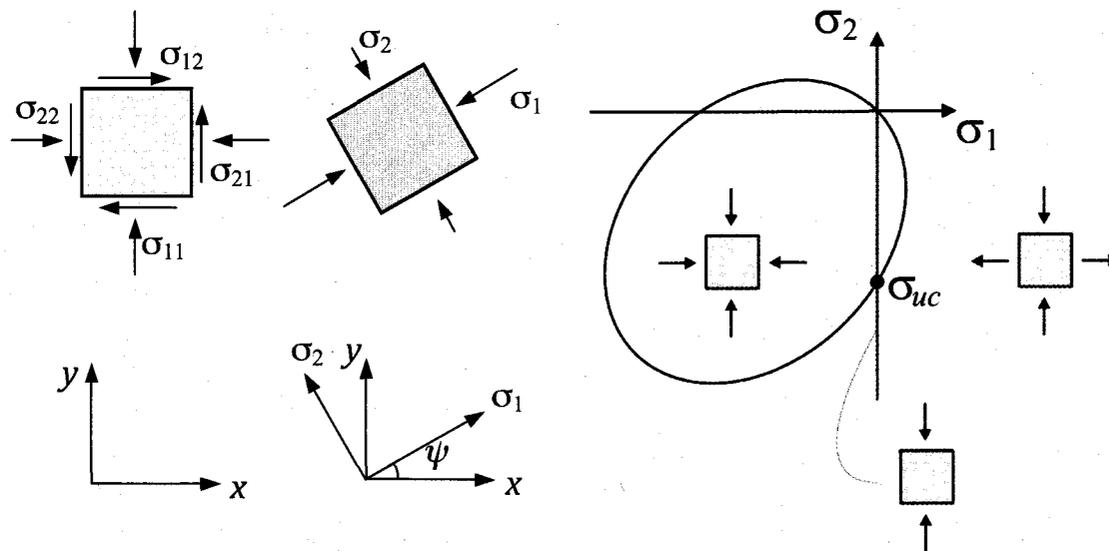


Figure 2.10 Limite plastique dans l'espace des contraintes principales σ_1 et σ_2 où sont schématisées les différentes configurations possibles des contraintes: compression biaxiale, compression uniaxiale et tension-compression. La résistance à la compression uniaxiale, σ_{uc} , est un indicateur de la cohésion du matériau.

La limite plastique est représentée par une surface dans l'espace des contraintes principales (σ_1 , σ_2), qui sont définies en termes des composantes cartésiennes du tenseur des contraintes σ_{ij} .

$$\begin{aligned}\sigma_1 &= \frac{1}{2}(\sigma_{11} + \sigma_{22}) + \frac{1}{2}\sqrt{(\sigma_{11} - \sigma_{22})^2 + 4\sigma_{12}^2} \\ \sigma_2 &= \frac{1}{2}(\sigma_{11} + \sigma_{22}) - \frac{1}{2}\sqrt{(\sigma_{11} - \sigma_{22})^2 + 4\sigma_{12}^2}\end{aligned}\quad (2.43)$$

Les contraintes principales représentent les contraintes normales (compression ou tension) maximale et minimale obtenues en faisant une rotation des contraintes cartésiennes de telle sorte que le cisaillement (termes diagonaux) est nul (figure 2.10). En d'autres termes, σ_i sont les valeurs propres de la matrice σ_{ij} . Il est à noter que le tenseur est symétrique (pas de rotation), donc $\sigma_{12} = \sigma_{21}$ et que, par définition, $\sigma_1 \geq \sigma_2$. L'angle entre la composante principale maximale σ_1 et l'axe des x est donné par

$$\tan 2\psi = \frac{2\sigma_{12}}{\sigma_{11} - \sigma_{22}}. \quad (2.44)$$

Les contraintes principales peuvent également être représentées comme la somme et la différence entre deux contraintes invariantes, σ_I et σ_{II} , qui représentent respectivement la compression moyenne et le cisaillement maximal appliquées en un point particulier et qui sont données par

$$\begin{aligned}\sigma_I &= \frac{1}{2}(\sigma_{11} + \sigma_{22}) \\ \sigma_{II} &= \frac{1}{2}\sqrt{(\sigma_{11} - \sigma_{22})^2 + 4\sigma_{12}^2}\end{aligned}\quad (2.45)$$

La forme de la limite plastique utilisée dans le modèle est celle qui a été originalement proposée par Hibler (1979) et représentée par une ellipse centrée sur le point $(P/2, P/2)$ dans l'espace des contraintes principales de rapport grand axe sur petit axe $e = 2$ (figure 2.10). Lorsque l'état des contraintes atteint la limite plastique, la glace s'écoule librement avec une viscosité non-linéaire. Le type de déformation dépend de la position du point sur l'ellipse. La déformation s'effectue dans la direction perpendiculaire à l'ellipse, orientée vers l'extérieur. Ceci est imposé par la règle d'écoulement normal (*normal flow rule*) qui force la déformation à s'effectuer dans la direction de la contrainte. Lorsque l'état des contraintes atteint l'ellipse à l'origine, la déformation correspond à une divergence pure ($\sigma_1 = \sigma_2$, $\sigma_1 > 0$ et $\sigma_2 > 0$). À l'opposé, lorsque l'état des contraintes atteint l'ellipse au point $\sigma_1 = \sigma_2 = -P$, la déformation est purement compressive. Se forme alors une crête de compression qui a pour effet d'augmenter l'épaisseur et ainsi d'augmenter P la résistance de la glace et la taille de l'ellipse. La relation de constitution associée est donnée par

$$\sigma_{ij} = 2\eta\dot{\epsilon}_{ij} + (\zeta - \eta)\dot{\epsilon}_{kk}\delta_{ij} - \frac{P}{2}\delta_{ij}\quad (2.46)$$

où ζ et η sont respectivement les viscosités de volume et de cisaillement définie par

$$\zeta = \frac{P}{2\Delta} \quad \eta = \frac{P}{2\Delta e^2}\quad (2.47)$$

$$\Delta = \left[(\dot{\epsilon}_{11}^2 + \dot{\epsilon}_{22}^2)(1 + e^{-2}) + 4e^{-2}\dot{\epsilon}_{12}^2 + 2\dot{\epsilon}_{11}\dot{\epsilon}_{22}(1 - e^{-2}) \right]^{1/2}\quad (2.48)$$

P est la résistance de la glace égale à $P = P^* \sum_k c_k h_k \exp[C(1 - \sum_k c_k)]$ où c_k et h_k sont les concentration et l'épaisseur de la k ème catégorie d'épaisseur de glace, et P^* et C sont des paramètres ajustables.

2.2.3 Approche EVP

Les schémas d'intégration numérique des équations du mouvement non linéaires peuvent être regroupés en deux grandes catégories. La première solutionne une version linéarisée des équations du mouvement de manière implicite alors que la deuxième catégorie intègre explicitement les équations dans le temps. La stratégie employée est l'approche élastique-visqueuse plastique (EVP) de Hunke et Dukowicz (1997) et tombe dans la deuxième catégorie. Elle consiste à inverser l'équation (2.46) et à y ajouter un terme d'élasticité inversement proportionnel à un module d'Young (constante de rappel élastique). La relation de constitution devient alors

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{E} \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial t} + \frac{1}{2\eta} \sigma_{ij} + \frac{\eta - \zeta}{4\eta\zeta} \sigma_{kk} \delta_{ij} + \frac{P}{4\zeta} \delta_{ij}. \quad (2.49)$$

Le premier terme de droite a pour effet d'introduire dans le système des ondes élastiques qui, au bout d'un certain temps, sont amorties, ne laissant non-nul que les termes visqueux-plastique. Pour chaque pas de temps du modèle Δt_a , les équations du mouvement sont sous-itérées un nombre N de fois, donc avec un pas de temps $\Delta t_e = \Delta t_a/N$. Il n'existe aucune justification physique au terme élastique qui n'est introduit que pour faciliter la convergence de la solution via une intégration explicite des équations du mouvement. La constante E utilisée ici est celle de Hunke et Dukowicz (1997)

$$E = \frac{\rho ch}{2\Delta t_e^2} \min(\Delta x^2, \Delta y^2) \quad (2.50)$$

où Δt_e est le sous pas de temps élastique. Lorsque $\Delta t_e \rightarrow 0$, $E \rightarrow \infty$ et la solution tend vers la solution visqueuse-plastique (VP).

Tableau 2.4 Paramètres du modèle dynamique de glace.

Paramètre	Symbole / namelist		valeur
Paramètres ajustables (&ice_model_nml)			
Rapport grand axe sur petit axe	e	ec	variable
Paramètre de résistance interne	P^*	p0	27500 Pa
Paramètre de résistance interne	C	c0	20.0
Coefficient de traînée glace-océan	C_{DW}	cdw	3.24×10^{-3}
Rotation d'Ekman	θ	wd_turn	25°
Nombre de pas de temps élastique	N	nsteps_dyn	variable
Nombre de pas de temps advectifs		nsteps_adv	4
Nombre de catégories d'épaisseur		num_part	12
Épaisseur maximale limite		max_ice_limit	5.0 m
Paramètres fixes			
Viscosité maximale	ζ_{\max}		$2.5 \times 10^8 P m^2 s^{-1}$
Viscosité minimale	ζ_{\min}		$4 \times 10^8 m^2 s^{-1}$

2.2.4 Redistribution de l'épaisseur

Bien que la banquise apparaisse comme un manteau uniforme, son épaisseur peut varier d'un extrême à un autre sur quelques mètres de distance seulement, passant de l'eau libre à une crête de compression d'une dizaine de mètres d'épaisseur. L'épaisseur, qui est la variable la plus importante du point de vue dynamique, a une distribution spatiale irrégulière qu'il est commode de représenter par une distribution statistique dont la forme évolue de manière déterministe (Untersteiner et al. 2007). Dans le modèle, l'épaisseur équivalente h est donc calculée à partir d'une fonction de distribution $g(h)$ représentée dans le modèle par la distribution c_k qui donne la concentration de glace ayant une épaisseur associée à la k ème catégorie,

$$h = \sum_k h_k c_k. \quad (2.51)$$

La première catégorie $k = 1$ représente la proportion d'eau libre et la seconde la glace la plus mince d'épaisseur minimale h_{\min} différente de zéro. Cette valeur est particulièrement importante dans les polynies où la formation de nouvelle glace est intense. Elle représente l'épaisseur de consolidation du frasil. Une valeur de 10 cm est généralement employée, même si elle peut dépendre de plusieurs facteurs comme la stratification ou les conditions de vent et de vagues. La dernière catégorie a une épaisseur illimitée.

Un schéma de redistribution est employé à la suite de l'itération des processus thermodynamiques et de transport de la glace afin de conserver la masse et la concentration totale. Si la concentration totale de glace $c = \sum c_k$ est supérieure à l'unité, la concentration en excès est d'abord enlevée à la première catégorie et les propriétés ajoutées de manière conservatives à la catégorie suivante, et ainsi de suite, jusqu'à ce que toutes les concentrations soient positives ou nulles. Ensuite, on effectue le transfert des excès de glace de la plus mince à la plus épaisse. Ceci tient compte par exemple de la formation de crête de compression. Enfin, en procédant de la plus épaisse à la plus mince, on fusionne la glace d'une catégorie dont l'épaisseur aurait baissé en-deçà de son minimum avec la catégorie inférieure. Ceci tient compte du processus d'ablation.

3. Résultats

En raison des limitations imposées par le choix d'une haute résolution, nous nous sommes intéressés dans cette thèse à une période particulière du cycle saisonnier, caractérisée par l'ouverture de la polynie du détroit de Smith et la floraison printanière de l'écosystème marin. La polynie NOW s'ouvre suite à la formation d'un pont de glace entre le Groenland et l'Île d'Ellesmere, à l'extrémité sud du bassin Kane (figure 3.1). Typiquement, le pont de glace se forme en mars-avril et rupture quelque part aux mois de juin-juillet lorsque la polynie cesse d'exister *stricto sensu* (figure 3.2). La période de janvier à juillet a donc été choisie comme période d'étude où y seront investigués ces processus. L'année 1998 a été choisie comme année d'étude afin de pouvoir comparer les résultats avec les données du programme NOW. De plus, nous disposons des sorties du modèle météorologique opérationnel canadien GEM pour l'année 1998 pour la région de la Baie de Baffin, données qui ont été validées par April (2006) avec celles des stations météorologiques et du NGCC *Pierre Radisson*.

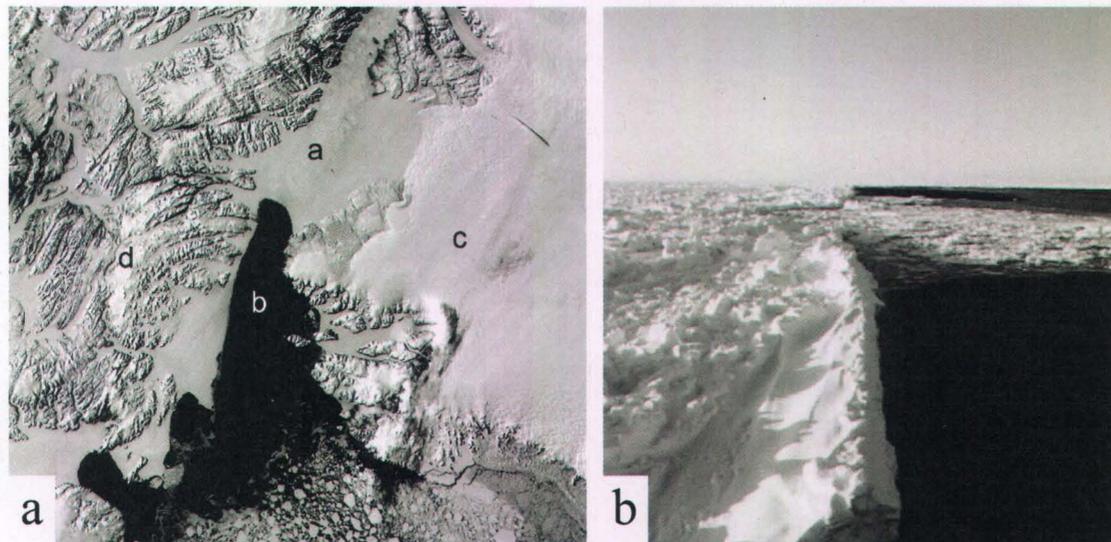


Figure 3.1 a) Image MODIS (*Moderate Resolution Spectroradiometer*) de la polynie au 25 mai 2001 (<http://visibleearth.nasa.gov>). On y distingue a : le bassin Kane, b : le détroit de Smith, c : le Groenland et d : l'Île d'Ellesmere. b) Limite du pont de glace en 1998 (Photo: Martin Fortier).

La section 3.1 présente les résultats de l'étude sur les causes profondes de la formation de l'embâcle, de ses principales caractéristiques et de sa variabilité en fonction du forçage et des propriétés hydromécaniques de la glace. On y discute des résultats de

Dumont et al. (2009a) disponible dans la partie II de cette thèse. Dans la section 3.2, nous nous intéressons à la réponse océanique de la polynie soumise au vent et aux courants, notamment à l'effet de la présence d'un pont de glace sur la circulation barocline et les mouvements verticaux. Cette section réfère au manuscrit de la section II.2 référée dans le reste du texte comme Dumont et al. (2010). Enfin, dans la section 3.3, nous explorons l'effet des marées sur la structure verticale et ce, en employant deux approches : l'une explicite, où les courants de marées sont forcés en spécifiant la marée barotrope aux frontières, et l'autre implicite, où l'on paramétrise la diffusivité en fonction de l'amplitude des courants de marée.

3.1 Dynamique et formation du pont de glace

3.1.1 Objectifs, hypothèses et méthodologie

Si l'existence du pont de glace et son rôle de barrière physique à l'écoulement de la glace sont évidents, on ne peut en dire autant concernant les mécanismes menant à sa formation. Comment la banquise, à cet endroit, résiste-t-elle aux courants et au vent et ne s'écoule pas dans un chenal de 46 km de largeur? Pourquoi la limite de la banquise forme-t-elle une arche et ce, à peu près toujours au même endroit, année après année? Nous pensons que la réponse trouve racine dans les propriétés hydromécaniques de la banquise. La glace est un matériau granulaire caractérisé par une rhéologie plastique qui permet un régime d'écoulement discontinu en présence d'un forçage continu. L'autre facteur important est la géométrie de la côte qui modifie le champ de contrainte imposé à la banquise et la rend capable de résister aux contraintes externes. Pour étudier cette question, un modèle numérique constitue le parfait outil, car il nous permet de discriminer les aspects thermodynamiques des aspects dynamiques, de varier les paramètres hydromécaniques et la géométrie du domaine et de contrôler les forces appliquées, tout en permettant de solutionner le système complet des équations du mouvement non linéaires.

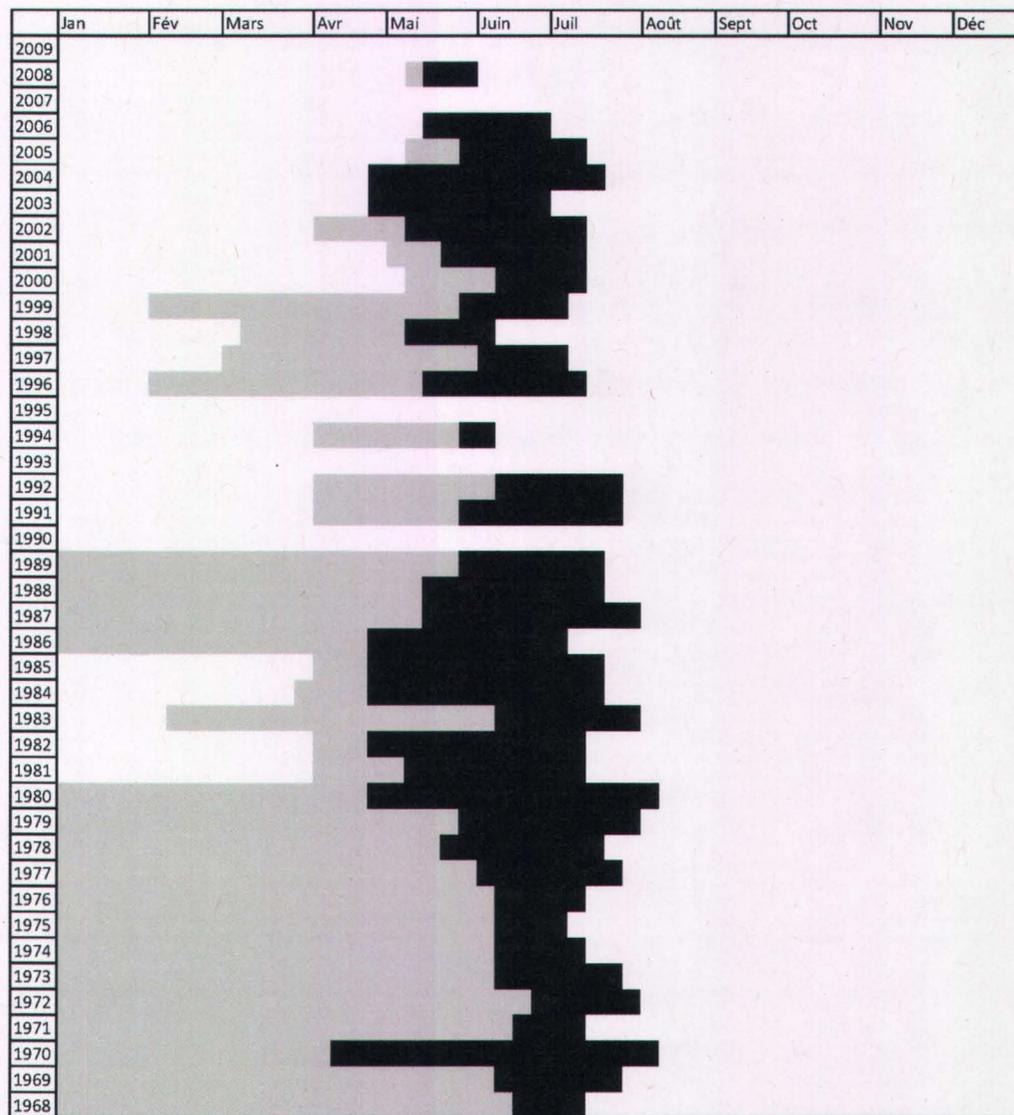


Figure 3.2 Période de formation du pont de glace et d'ouverture de la polynie. Les données sont tirées des cartes régionales hebdomadaires du Service Canadien des Glaces (<http://ice-glaces.ec.gc.ca/>). Pour l'année 1998, les images AVHRR de Vincent et al. (2008a; 2008b) ont été utilisées pour compléter les cartes de glaces. La portion grise est une mesure de l'incertitude en raison d'un manque de données. Les années 1990, 1993, 1995, 2007 et 2009 sont des années où le pont de glace ne s'est jamais formé ou n'a pas existé pendant plus d'une semaine.

L'étude est séparée en deux volets dont le premier consiste à identifier les conditions pour lesquelles un pont de glace se forme ou ne se forme pas et est stable dans le temps ou ne l'est pas. Pour cela, un domaine idéalisé symétrique dont la forme représente les principales caractéristiques de la région est construit. Ce domaine est représenté à la figure 6 de Dumont et al. (2009a). Pour préserver la simplicité et la

symétrie du problème sans perte de généralité, les forces de Coriolis et du gradient de hauteur d'eau sont négligées. Les paramètres libres dont on veut déterminer l'effet sur la formation du pont de glace sont l'épaisseur initiale de la banquise h_0 et le rapport grand axe sur petit axe e de l'ellipse qui constitue la limite plastique de la rhéologie visqueuse-plastique (voir section 2.2.2).

Le deuxième volet de l'étude consiste à étudier le comportement de la glace dans un contexte réaliste avec la même résolution. Les objectifs de cette seconde partie de l'étude sont de caractériser l'évolution temporelle du pont de glace en fonction d'un champ de vent variable et représentatif des conditions particulières de la fin de l'hiver, de comparer la position du pont de glace avec les observations et, possiblement, de suggérer des améliorations à la paramétrisation du modèle dynamique en identifiant une valeur ou un intervalle de e qui soit plus adéquat. Un champ topographique réaliste est utilisé pour reproduire la bathymétrie et la géographie de la région.

3.1.2 Discussion des résultats

Parmi toutes les études de modélisation idéalisées, semi-idéalisées ou réalistes de la polynie des Eaux du Nord, une seule, celle de Yao et Tang (2003), a utilisé un modèle de glace dynamique-thermodynamique sans forcer l'existence du pont de glace en fixant une frontière physique. Les auteurs ont noté la formation du pont de glace à l'endroit attendu, du début de l'hiver à la fin du printemps, sans toutefois en analyser les causes et les sensibilités. Ils attribuent ce résultat à l'utilisation d'un forçage mensuel plutôt que journalier, ce qui empêche la glace de répondre aux événements atmosphériques clés, comme les tempêtes et les cyclones. En ce sens, notre étude est la première à simuler adéquatement les principales caractéristiques dynamiques du pont de glace du nord de la Baie de Baffin, à la genèse de la polynie des Eaux du Nord.

On montre également, tout comme le fait Ip (1993), qu'une rhéologie elliptique simule adéquatement les principales caractéristiques du pont de glace, c'est-à-dire sa concavité, sa position et le fait que la limite entre la glace compacte et l'eau libre soit représentée par une nette discontinuité de la concentration. En ce qui concerne le déplacement par pulses de la limite de la banquise, Ip (1993) l'attribue à la résistance en tension uniaxe de l'ellipse qui n'est pas présente dans une rhéologie de type lentille

sinusoïdale (*sine lens*). D'autre part, l'ellipse ne permettant pas de résister à la tension pure, nos résultats montrent qu'une cohésion uniaxe est nécessaire et suffisante à la simulation d'un embâcle (figure 7 de Dumont et al 2009a). L'étude de sensibilité en fonction de la cohésion suggère que toute rhéologie dont la limite plastique serait exclusivement située dans le troisième quadrant de l'espace des contraintes principales ne pourrait former de pont de glace tel que celui de la polynie. Des conclusions similaires ont été obtenues par Ip (1993).

Une troisième contribution de cette étude est d'avoir approfondi l'analyse et l'interprétation de la dynamique de la glace dans les conditions particulières à la polynie des Eaux du Nord. En effet, les conditions idéalisées de la première partie de l'étude rappellent celles que l'on retrouve dans un sablier où la gravité est remplacée par le vent qui impose une contrainte vers le sud. Si on la pousse plus loin, l'analogie du sablier peut aider à illustrer les conclusions de la première partie de l'étude. La nature hydromécanique du sable et de la glace affichent des ressemblances étonnantes. Par exemple, lorsque l'on augmente le taux d'humidité du sable, celui-ci peut cesser de s'écouler. C'est d'ailleurs la méthode qu'emploie Walker (1966) pour augmenter la cohésion de la poudre à charbon. Dans le cas du sable sec, les grains n'interagissent entre eux que par friction et n'offrent aucune résistance aux forces qui tendent à les séparer les uns des autres. Si le sable est humidifié, son écoulement peut alors être altéré par la cohésion jusqu'à être complètement interrompu. La frontière entre le sable et l'air définit une surface de contrainte nulle et prend la forme d'une arche qui s'appuie sur les rebords de l'entonnoir. Ce phénomène est largement observé dans les silos à grains ou dans les trémies servant à dispenser des poudres. L'arche est également présente dans les matériaux non-cohésifs où elle définit la frontière entre un régime d'écoulement confiné, où l'effet des murs est ressenti par le matériau, et un régime d'écoulement libre (Savage et Sayed 1981). La formation d'embâcle est possible dans les matériaux non-cohésifs. Cela survient lorsque les particules sont stratégiquement empilées les unes sur les autres de façon à répartir les forces de contact vers les murs, un phénomène appelé verrouillage (*interlocking*) et discuté par Mehta et al. (2009). Cependant, le verrouillage ne peut être simulé par un continuum et nécessite de prendre en compte les particules une à une, ce qui est simplement impensable dans un contexte de modélisation climatique à large

échelle. L'introduction de la cohésion dans un modèle continu est donc la seule approche viable dans le contexte actuel.

Sodhi (1977) est le premier à s'intéresser aux arches de glace et s'inspire des travaux de Morrison and Richmond (1976) sur l'étude des sols granulaires pour dériver une équation du profil de l'arche et des lignes de fractures à partir d'une rhéologie cohésive de type Mohr-Coulomb. La cohésion y figure comme propriété fondamentale. Il estime d'ailleurs la valeur de cohésion c (ne pas confondre avec la concentration) égale à 1993 N m^{-1} , où c est définie comme l'ordonnée à l'origine de la limite plastique linéaire dans l'espace des contraintes invariantes (figure 3.3a). Afin de comparer la valeur de cohésion obtenue par Sodhi (1977) avec nos résultats, on doit définir des quantités comparables. Deux approches sont possibles. La première consiste à définir pour l'ellipse un paramètre de cohésion c_{\max} qui représente l'ordonnée à l'origine maximale atteinte par le cercle de Mohr⁷ de rayon σ_{II} et centré à $(\sigma_I, 0)$. Cette condition est atteinte lorsque

$$\sigma_I = \frac{P}{2e} \sqrt{\frac{1}{1+e^2}} \quad \sigma_{II} = \frac{P}{2} \left(1 - \sqrt{\frac{e^2}{1+e^2}} \right). \quad (3.1)$$

c_{\max} est alors obtenu par

$$c_{\max} = \sqrt{\sigma_{II}^2 - \sigma_I^2}. \quad (3.2)$$

Pour $e = 1.8$, $c_{\max} = 3281 \text{ N m}^{-1}$. Comme la valeur de c varie en fonction des contraintes entre 0 et c_{\max} , il est justifié d'employer $\frac{1}{2}c_{\max} = 1640 \text{ N m}^{-1}$, comparable avec le résultat de Sodhi (1977).

La deuxième approche consiste à calculer la compression uniaxiale maximale σ_{uc} pour la rhéologie Mohr-Coulomb et de la comparer avec celle de la rhéologie elliptique (Dumont et al. 2009a). Ces deux valeurs sont obtenues respectivement par

$$\sigma_{uc}^{mc} = \frac{c\sqrt{2}}{1 - \tan \phi} = 7093 \text{ Pa} \quad (3.3)$$

$$\sigma_{uc}^e = \frac{P\sqrt{2}}{1+e^2} = 9172 \text{ Pa}$$

⁷ Le cercle de Mohr représente l'ensemble des couples compression-cisaillement (σ, τ) pour tous les angles ψ . Un cercle de Mohr est déterminé soit par ses composantes principales (σ_1, σ_2) qui définissent un état de cisaillement nul, soit par ses contraintes invariantes (σ_I, σ_{II}) .

où l'on a utilisé $c = 1993 \text{ N m}^{-1}$ et $\phi = 31^\circ$ pour le cas Mohr-Coulomb et $P = 27500 \text{ N m}^{-1}$ et $e = 1.8$ pour le cas elliptique. Ces deux estimations montrent que les quantités estimées via deux méthodes distinctes sont du même ordre de grandeur. Cependant, le fait que la cohésion granulaire soit indépendante de l'épaisseur, ce qui n'est pas le cas pour la cohésion elliptique, limite la portée des comparaisons possibles entre les deux rhéologies. Les valeurs calculées renforcent néanmoins l'idée que la formation du pont de glace va de pair avec la cohésion, quelque soit la forme exacte de la rhéologie, et que cette propriété est la plus déterminante.

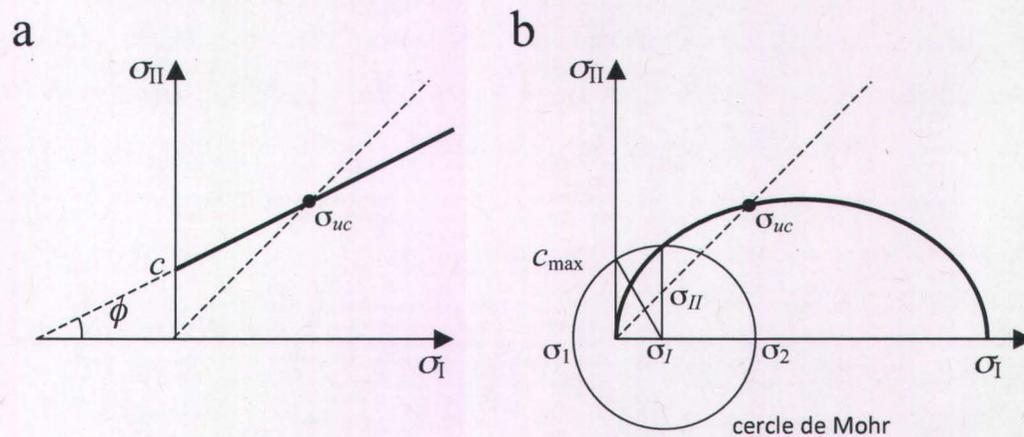


Figure 3.3 a) Limite plastique de Mohr-Coulomb cohésive. L'ordonnée à l'origine représente la cohésion du matériau et ϕ représente l'angle de friction interne. b) Limite plastique elliptique représentée dans l'espace des contraintes invariantes. Le paramètre c_{max} est défini comme la cohésion maximale du matériau.

En somme, la physique de l'écoulement des matériaux granulaires fournit une base conceptuelle extrêmement intéressante pour interpréter la dynamique du pont de glace dans les Eaux du Nord. Notons que la glace se distingue du sable par le fait qu'elle est compressible, que sa rhéologie dépend de son épaisseur, que son épaisseur est affectée par des processus thermodynamiques, et qu'elle est fragmentable (les grains de sable ne le sont pas). Toutes ces différences rendent le problème indéniablement plus complexe. Toutefois, il est possible de tirer profit de cette théorie afin d'expliquer certains éléments observables dans la réalité. En comparant les images satellites avec l'état des contraintes internes (figure 3.4), on remarque que des zones dynamiquement différentes possèdent des signatures distinctes dans le type de glace observé (concentration, taille des floes, épaisseur de la glace). Par exemple, la partie centrale du bassin Kane est beaucoup plus

fragmentée, signe d'un historique d'écoulement plus fluide, alors que les zones côtières sont plus compactes, signature d'un état plus rigide. Ceci correspond à deux régimes dynamiques distincts qu'on peut caractériser en diagnostiquant l'orientation de la contrainte principale maximale (σ_1). Celle-ci est plutôt perpendiculaire à la direction du forçage au centre du chenal et plutôt parallèle près des côtes. Le fait que la contrainte soit perpendiculaire révèle que la compression exercée par le vent est transférée vers les bords du domaine, ce qui permet au matériau de résister à l'écoulement (Walters 1973). C'est un peu comme si, pour vous empêcher de glisser, vous poussiez avec vos bras sur les bords intérieurs d'un cadre de porte sous lequel il n'y aurait pas de plancher. Lorsque la contrainte dépasse le seuil, le matériau cède par cisaillement. Près des côtes, la contrainte maximale est parallèle au forçage externe et a tendance à se compacter ou à former des crêtes de compression. Les cartes du Service Canadien des Glaces nous montrent la même correspondance entre les propriétés physiques et dynamiques pour d'autres années où le pont de glace se forme (figure 3.5). La cohésion peut donc être interprétée comme une capacité accrue du matériau à résister aux contraintes de cisaillement.

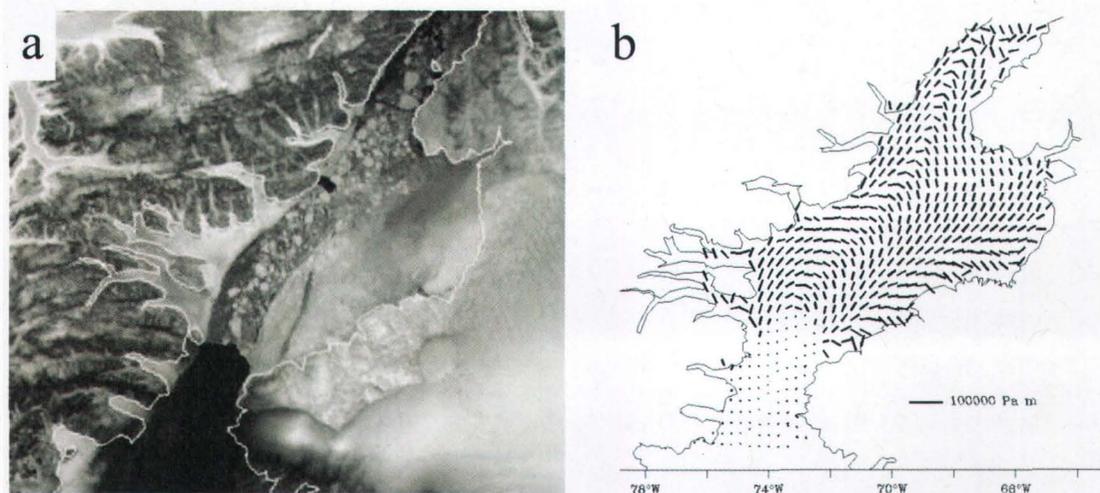


Figure 3.4 a) Image satellite de la glace dans le détroit de Nares au 18 février 2008 (NOAA, courtoisie du Service Canadien des Glaces). b) Orientation de la contrainte principale maximale.

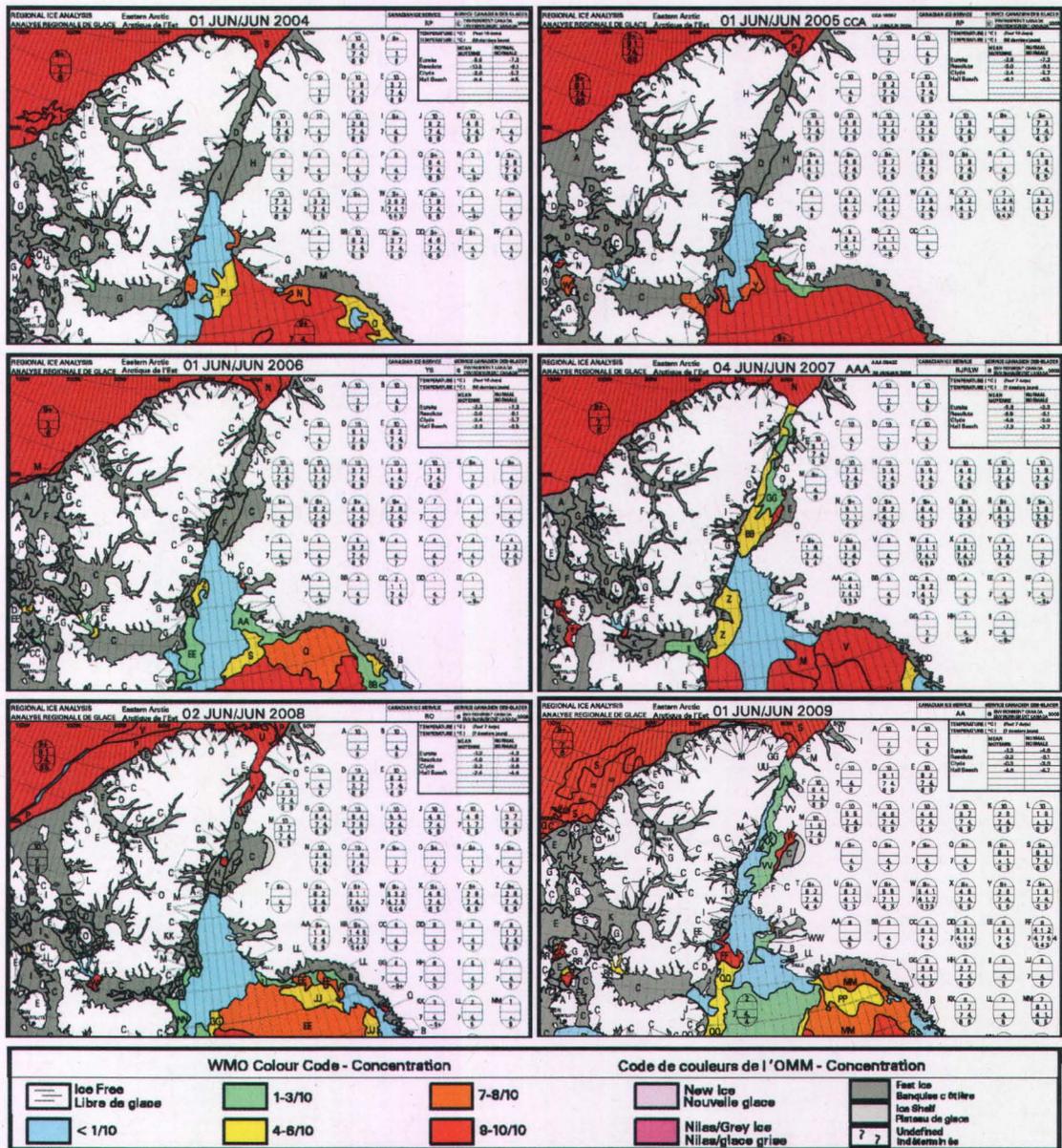


Figure 3.5 Carte des glaces au début du mois de juin de 2004 à 2008 (Service Canadien des Glaces, <http://ice-glaces.ec.gc.ca>). Dans tous les cas, qu'il y ait polynie ou non, la glace se présente sous des propriétés différentes (proportion de la glace épaisse, grosseur des floes) selon qu'on se trouve au centre ou près des côtes dans le bassin Kane. Par exemple, la partie centrale contient une plus grande proportion de vieille glace et apparaît plus fragmentée.

3.1.3 Remarques sur la résolution et l'invariance d'échelle

Le fait d'avoir utilisé une résolution typiquement plus élevée que celles traditionnellement utilisées dans les modèles climatiques fournit également d'importantes

indications sur la nature de la banquise et la validité des modèles. Il est vrai que les modèles VP et EVP ont été initialement développés pour des échelles spatiales de l'ordre de 50 à 100 km en supposant une certaine invariance d'échelle qui s'appuie sur la relation entre la taille des floes et l'échelle des déformations. On suppose généralement que les floes interagissent les uns avec les autres et que les forces de contact à petites échelles déterminent le comportement du continuum à plus grande échelle. Si l'échelle de la grille (plus petite échelle du modèle où l'hypothèse du continuum est valide) est comparable ou plus petite que la taille des floes, l'hypothèse du continuum sur laquelle est basée la relation de constitution s'écroule. Or, en jetant un coup d'œil aux images satellites de la banquise à proximité de régions confinées, on remarque que la taille moyenne des floes diminue à mesure que le confinement géographique augmente (figure 3.6). En pénétrant dans le chenal, forcée par les courants et les vents dominants, la banquise se fracture sous l'effet du champ des contraintes internes fortement influencé par la proximité des côtes. Le résultat net est que les immenses floes du bassin Arctique sont fragmentés par les déformations et entrent dans le chenal avec une taille moyenne significativement plus petite que la largeur du chenal. Si, d'une part, la taille des floes est proportionnelle au degré de confinement et que, d'autre part, un modèle continu simule adéquatement l'écoulement de la glace, l'emploi d'une résolution plus élevée est justifié. La prochaine génération des modèles devra recourir à une résolution de l'ordre de 1-2 km afin de résoudre la géographie complexe de l'Archipel Canadien, de tenir compte des processus côtiers et de simuler explicitement les tourbillons responsables notamment des échanges entre les milieux côtiers et profonds (Maslowski et al. 2008). Dans l'ensemble, nos résultats tendent à montrer que les modèles continus, dans leur formulation actuelle, non seulement rendent bien compte d'un vaste ensemble de phénomènes dynamiques, mais ont également de bonnes chances de bien performer à une résolution supérieure.

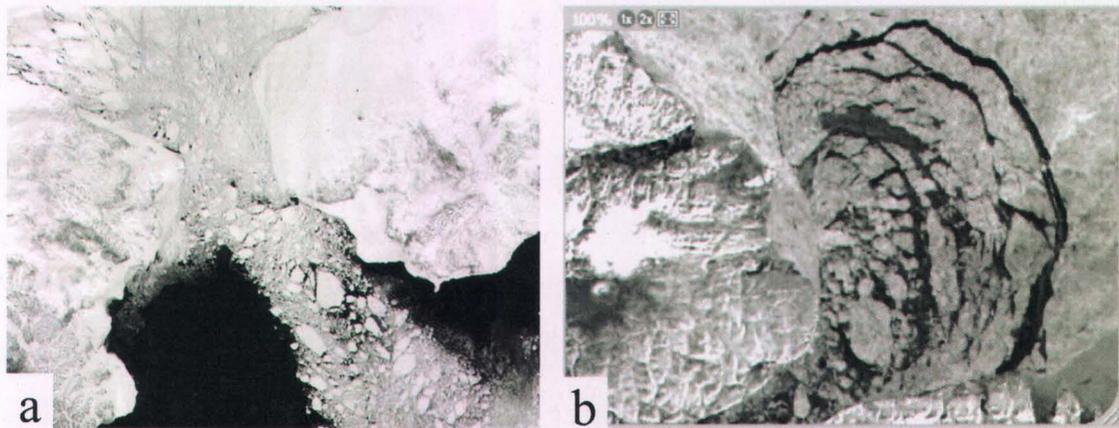


Figure 3.6 a) Image MODIS (*Moderate Resolution Spectroradiometer*) du détroit de Béring (<http://visibleearth.nasa.gov>). b) Image de l'ESA (*European Space Agency*) de la banquise à l'entrée du chenal Robeson, dans la mer Lincoln. Sur ces deux images, on y voit des floes dont la taille diminue à mesure qu'ils pénètrent dans une région à fort confinement, préservant l'invariance d'échelle dans ces régions particulières.

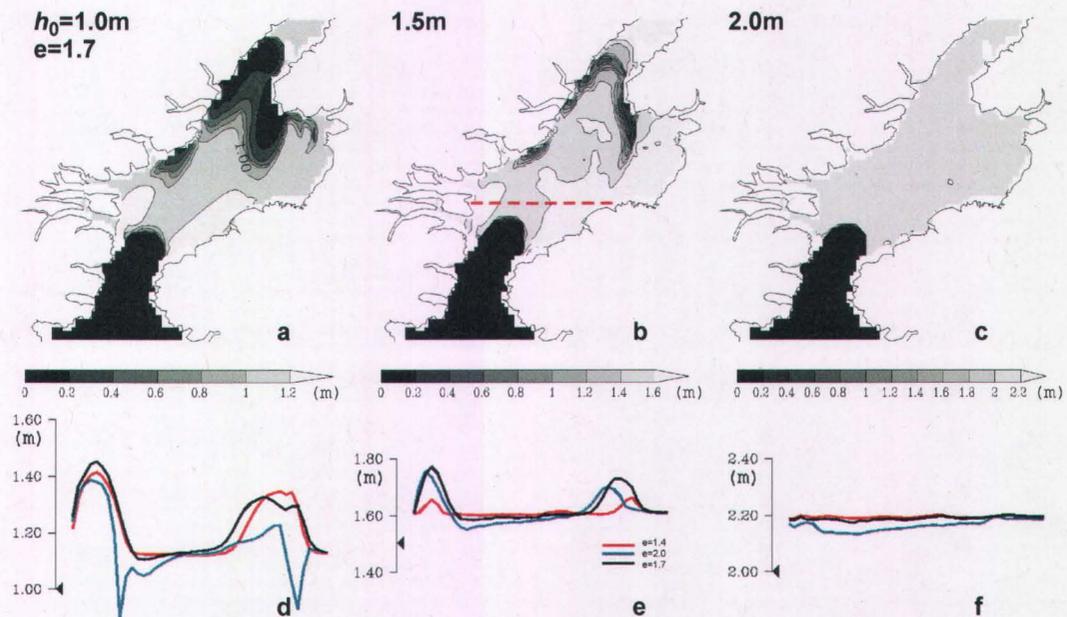


Figure 3.7 Haut : épaisseur de la glace au 1^{er} avril 1998 pour $e = 1.7$ et différentes valeurs de h_0 : a) 1.0 m, b) 1.5 m, c) 2.0 m. Bas : épaisseur sur un transect du bassin Kane (ligne rouge pointillée) pour différentes valeurs de e et différentes valeurs de h_0 : d) 1.0 m, e) 1.5 m, f) 2.0 m. Les vents journaliers sont tirés d'une réanalyse GEM (figure tirée de Dumont et al. 2009b).

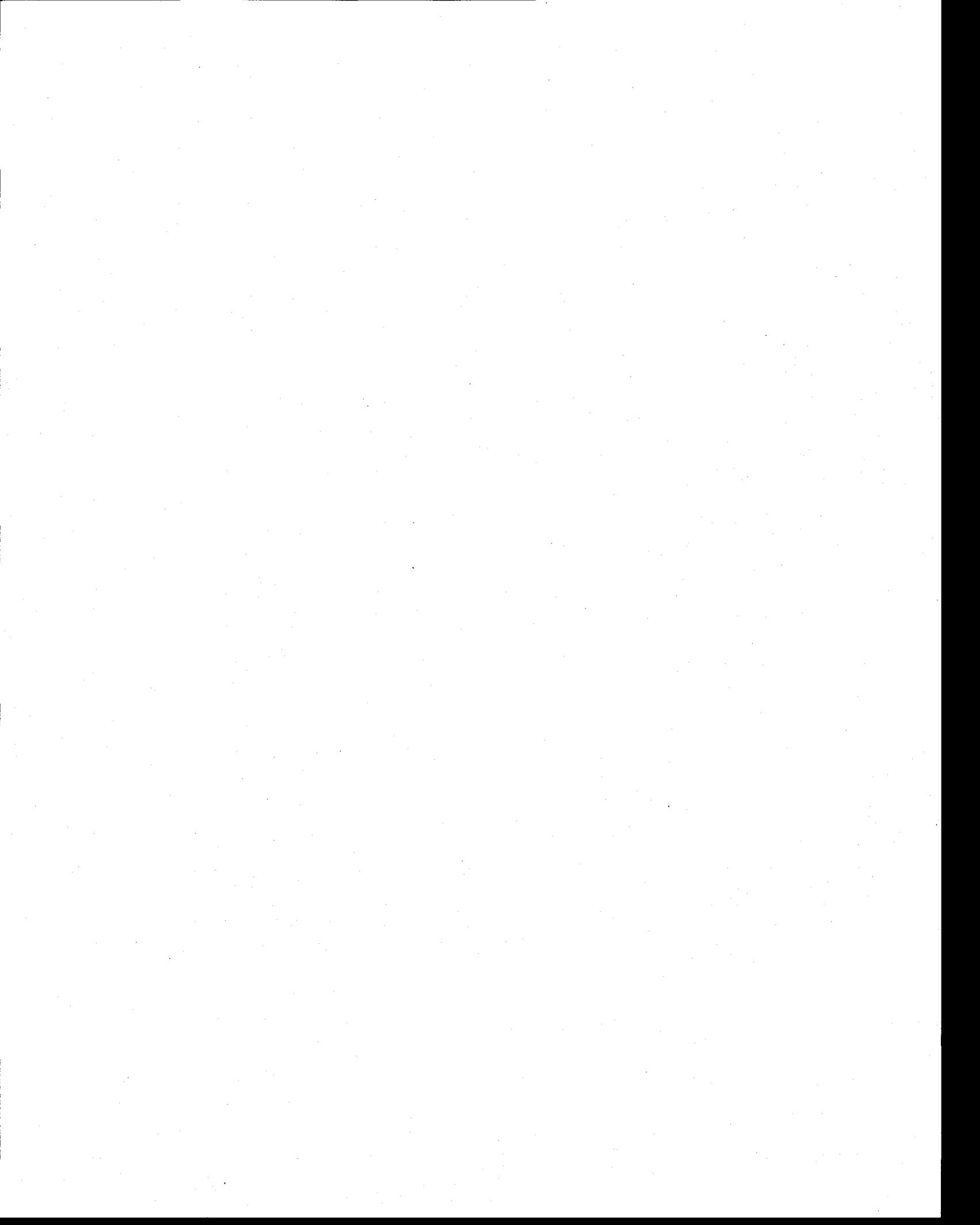
3.1.4 Conclusion

Le travail présenté dans cette section constitue un effort supplémentaire vers la validation d'un modèle dynamique de glace et de l'hypothèse selon laquelle la cohésion est un facteur déterminant dans la formation d'embâcle océanique. La relation de constitution de la glace de mer demeure encore empreinte d'incertitude et il est extrêmement difficile (pour ne pas dire impossible) de concevoir et mener à terme une expérience capable de déterminer cette relation avec suffisamment d'exactitude, une réalité déjà bien reconnue par Rothrock (1975a). Par contre, en s'intéressant à la modélisation de processus à petite échelle et en s'appuyant sur des observations solides, on peut en arriver à une meilleure compréhension de la physique de la glace à large échelle.

La formation d'embâcles dans des régions confinées géographiquement représente un mécanisme par lequel nous pouvons qualifier la viabilité d'une relation de constitution. C'est à tout le moins ce que nous avons tenté de faire ici, en établissant, par le biais de simulations idéalisées, que la formation d'un pont de glace stable n'est possible que pour un intervalle limité de valeurs de e . On peut également procéder inversement et cibler un type d'observation qui serait nécessaire afin de valider une rhéologie particulière ou d'en ajuster les paramètres. La figure 13 de Dumont et al. (2009a) montre qu'employé dans un contexte réaliste, différentes rhéologies peuvent produire des résultats tout aussi viables les uns que les autres en regard des informations limitées que nous possédons. Par contre, en regardant de plus près le profil d'épaisseur le long d'un transect passant juste au nord du pont de glace, on remarque certaines différences en fonction de la cohésion (figure 3.7). Par exemple, la largeur de la portion centrale où la glace est plus mince de même que le gradient est-ouest observé seulement pour une rhéologie peu cohésive sont des indications qui pourraient permettre de sélectionner plus finement un intervalle acceptable pour e . Des données obtenues par induction électromagnétique hélicoptère (Prinsenberget al. 1996) ou par les sonars sous-marins pourraient ainsi contribuer, de manière indirecte, à mieux calibrer la dynamique de la glace dans les modèles. Ces différentes méthodes peuvent être appliquées dans d'autres régions du monde polaire où des embâcles ou des polynies se produisent. La polynie du cap Bathurst, dans le Golfe d'Amundsen, la polynie de la mer Lincoln, à l'entrée du chenal de Robeson (figure 3.6b), et de nombreux autres endroits généralement situés dans

des zones géographiquement confinées (Hibler 2006) sont de bons candidats pour ce genre d'étude.





3.2 Circulation et processus baroclines en période de polynie

3.2.1 Objectifs, hypothèses et méthodologie

La physique des océans à proximité des frontières physiques, c'est-à-dire près des côtes, de la limite de la banquise et des plateaux de glace, est extrêmement riche (Csanady 1982). La presque totalité de la vie biologique marine s'y développe, témoignant notamment de la grande disponibilité en éléments nutritifs nécessaires à la croissance des algues qui sont à la base de la chaîne alimentaire. Une productivité biologique importante a également été observée à proximité de la limite entre la banquise et l'océan autant dans l'Arctique (Alexander et Niebauer 1981) que dans l'Océan Austral (Smith et Nelson 1985). La polynie NOW, de par ses caractéristiques géographiques, est une zone où l'influence des diverses frontières sur les processus physiques est majeure. L'occurrence de tempêtes et de vents forts venant principalement du nord pendant les mois d'hiver et pendant l'ouverture de la polynie (figure 3.8) suggère une forte réponse océanique verticale qui stimule les échanges entre les couches de surface et intermédiaire et altère le champ de densité et la circulation barocline.

Or, l'*upwelling* côtier ou aux abords de la limite de glace n'a été observé directement que très rarement. L'observation la plus récente remonte au printemps 2008 alors que le NGCC *Amundsen* mouillait les eaux du Golfe d'Amundsen dans le cadre du projet CFL (*Circumpolar Flaw Lead*) de l'Année Polaire Internationale (Mundy et al. sous presse). La suite de données océanographiques et météorologiques relate de forts vents soufflant parallèlement à la limite de la glace côtière, une élévation de la pycnocline de plus de 30 m en 24 heures, une augmentation de la concentration de nitrate en surface et une floraison de phytoplancton sous la glace et dans la colonne d'eau quelques jours après. Considérant les multiples contingences liées à l'acquisition de ces données exceptionnelles, la pertinence d'utiliser un modèle numérique devient évidente en permettant d'évaluer les répercussions sur les conditions biogéochimiques dans le temps et dans l'espace, ce que les données seules ne nous permettent pas de réaliser.

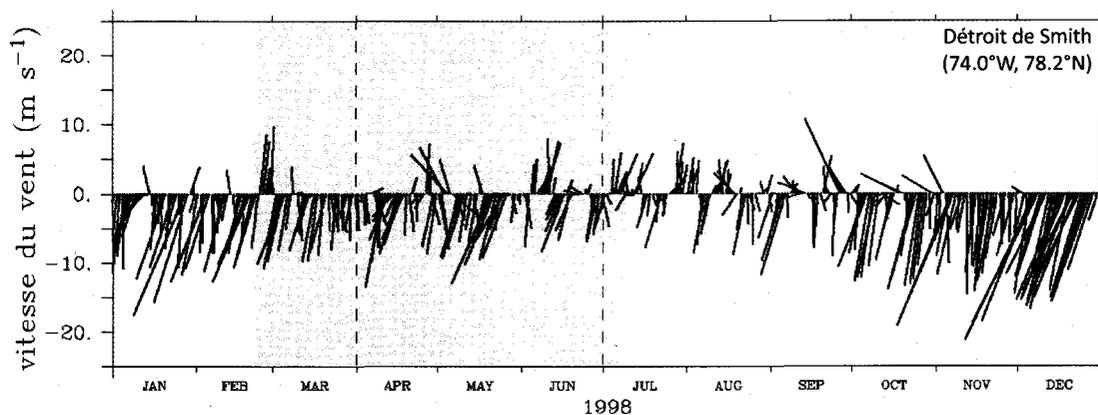


Figure 3.8 Vitesse et direction du vent du modèle GEM en 1998 dans le détroit de Smith (74.0°W, 78.2°N). La zone grise représente la période typique d'existence de la polynie (voir figure 3.2) et les lignes pointillées la période concernée par les simulations.

L'objectif de cette section est d'étudier la réponse barocline de l'océan en présence d'un pont de glace et en utilisant des conditions de forçage externe représentant bien celles de la polynie au printemps. L'hypothèse centrale est, premièrement, que la présence du pont de glace influence l'étendue et la forme de la zone d'*upwelling* et altère la circulation barocline locale et, deuxièmement, que ces processus océaniques induits sont favorables à la floraison de l'écosystème.

Pour atteindre cet objectif, nous tentons, dans un premier temps, de reproduire, à l'aide du modèle, les principales caractéristiques de la circulation générale dans la polynie et d'étudier la sensibilité et la variabilité de celle-ci en fonction des différents forçages : les conditions aux frontières ouvertes, la friction due au couvert de glace et le vent. Dans un deuxième temps, nous nous intéressons à la fréquence, la localisation, l'étendue et l'intensité des événements d'*upwelling* dans la région. Ces deux thèmes sont étudiés en portant une attention particulière à l'influence du pont de glace et de la polynie. Des conditions initiales simples et idéalisées ont été délibérément choisies afin de bien caractériser le comportement du modèle en fonction des différents forçages, et de mieux circonscrire l'influence des forçages. Elles sont décrites à la figure 3 de Dumont et al. (2010). Le savoir acquis à la section 3.1 nous permet de simuler un pont de glace réaliste qui ressemble à celui de 1998. La période simulée est celle pendant laquelle la polynie est complètement ouverte (1^{er} avril au 30 juin 1998), ce qui correspond également à la période de floraison du phytoplancton.

3.2.2 Circulation forcée

Les courants océaniques peuvent être mis en branle de différentes façons. Premièrement, ils peuvent être forcés par un gradient d'élévation de la surface qui anime un mouvement barotrope, indépendant de la verticale. Deuxièmement, ils peuvent être forcés par la friction en surface, que ce soit dû au vent ou à la glace mobile ou immobile. Troisièmement, ils peuvent être induits par des variations horizontales de la densité, produisant des gradients de pression internes qui animent un mouvement barocline. Les mouvements générés par l'un ou l'autre de ces forçages primaires se complexifient rapidement par l'action des autres forces en jeu (friction turbulente, rotation, gravité, etc.) et par les contraintes cinétiques (conservation de la masse) de telle sorte qu'une circulation initialement générée par le vent peut induire, par exemple, une perturbation locale du champ de densité qui, à son tour, générera des mouvements baroclines. Les trois types de forçage mentionnés sont donc fortement couplés les uns aux autres et ont tous un rôle important à jouer dans la circulation générale.

Afin de simplifier le problème de la modélisation de la circulation, nous faisons l'hypothèse que la circulation dans la polynie est principalement forcée par les gradients d'élévation de la surface et la friction en surface (vent et glace). Cela nous permet à la fois de prescrire des conditions initiales simples et uniformes pour le champ de densité et de déterminer l'effet des forçages en surface sur le champ de densité et la circulation barocline induite. La circulation générale dans le modèle est induite en prescrivant des profils d'élévation de la surface à chacune des frontières ouvertes. La différence entre les élévations moyennes aux frontières est fixée de telle sorte qu'un transport net de 0.54 Sv ($10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$) vers le sud soit induit (figure 3.9). Près de la frontière nord, le profil d'hauteur d'eau s'ajuste au courant vers le sud par géostrophie sur les premiers points de grille. La forme du profil à spécifier n'a donc pas d'importance *a priori*. Au sud, le domaine y étant beaucoup plus large, un plus grand nombre de modes horizontaux est possible. Afin de contraindre le modèle à simuler le courant du Groenland Ouest (CGO), il s'avère donc nécessaire cette fois-ci de contraindre la forme du profil. Le profil choisi est une parabole positive dont le minimum est situé à peu près au centre du bassin profond de la Baie de Baffin (figure 3.12). La pente de la parabole aux abords de la côte

du Groenland est ajustée pour obtenir un transport de l'ordre de 0.4 Sv pour le CGO dans la Baie de Melville.

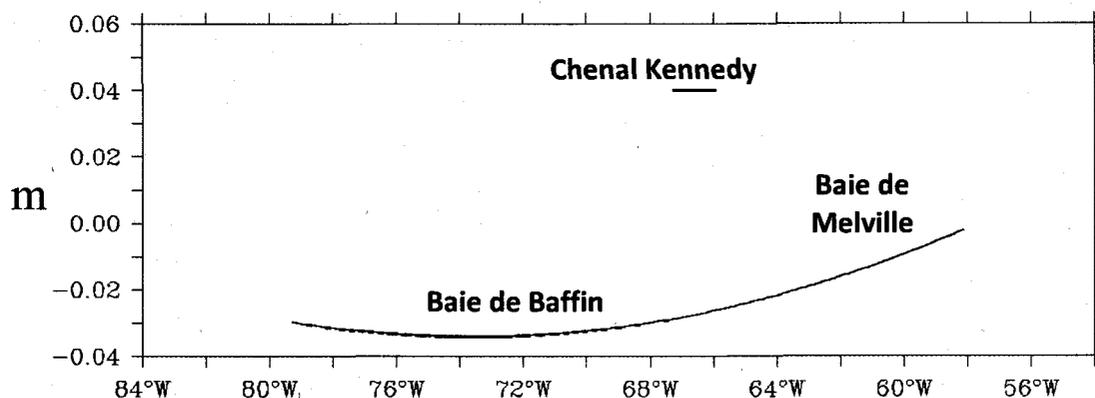


Figure 3.9 Profils d'élévation de surface η prescrits à chacune des frontières ouvertes du modèle, soit au nord dans le Chenal Kennedy et au sud dans la Baie de Baffin. À l'extrémité est de la frontière sud on retrouve la Baie de Melville où le Courant du Groenland Ouest fait son entrée dans le domaine.

La bonne correspondance entre les valeurs moyennes des courants simulés et observés (figure 6 de Dumont et al. 2010) appuie bien notre hypothèse. Également, le patron de circulation moyen se compare très bien avec la représentation courante et schématisée à la figure 1.2 de cette thèse, issue des travaux de Melling et al. (2001). Toutefois, du fait que cette représentation repose sur des observations limitées dans l'espace et dans le temps, certaines flèches sont inférées à partir de la distribution des propriétés de l'eau ou extrapolées à partir de données de courant. Elle inclut également la signature de phénomènes se déroulant à différentes échelles de temps et d'espace. Le modèle, quant à lui, possède l'avantage de fournir des données sur tout le domaine et permet de séparer les composantes moyenne et épisodique de la circulation. Par contre, la solution du modèle est elle aussi imprégnée d'incertitude liée au moyennage des champs de forçages, à la simplification du champ de densité, à l'absence de marées, et de manière générale, à la paramétrisation imparfaite des processus physiques. Elle fournit cependant une connaissance complémentaire très utile. La figure 3.10 schématise le patron de circulation moyen tel que simulé par le modèle (voir figure 4 de Dumont et al. 2010).

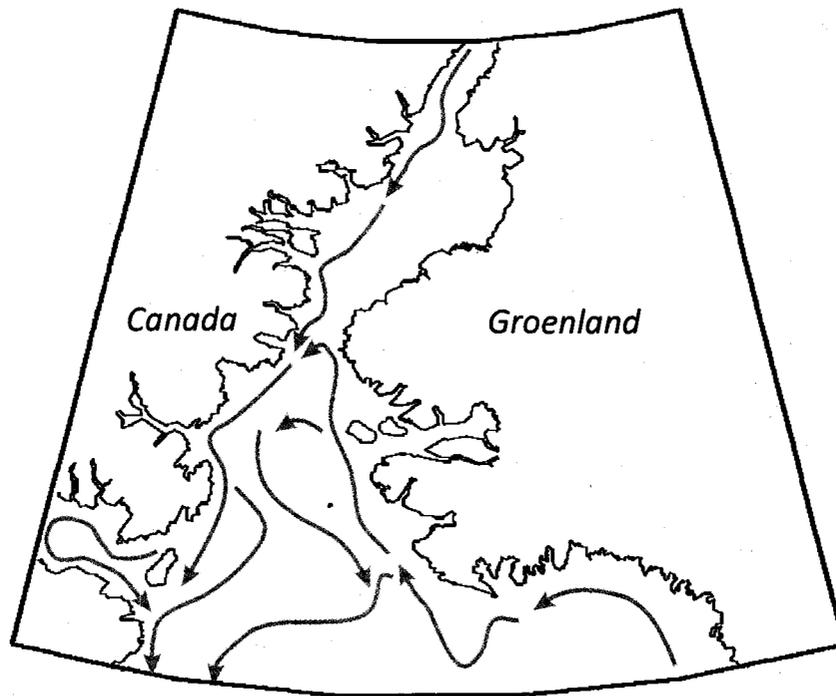


Figure 3.10 Schéma de la circulation moyenne printanière dans la polynie des Eaux du Nord telle que simulée par le modèle.

À la lumière des résultats obtenus et présentés dans Dumont et al. (2010), il semble que le forçage du CGO soit principalement relié à celui du courant de Baffin qui lui-même est forcé par un gradient nord-sud de l'élévation de la surface. Le confinement du courant de Baffin du côté ouest de la polynie en raison de la rotation a pour effet de forcer un courant de compensation qui remonte le long de la côte du Groenland. Cette circulation rappelle celle que l'on retrouve dans un estuaire à la différence que le retournement (ou recirculation) a lieu selon l'horizontale plutôt que selon la verticale. Cette analogie a déjà été employée par Melling (2000) et Ingram et al. (2002) pour décrire les phénomènes de transport et de mélange dans le nord de la Baie de Baffin.

La simulation de la trajectoire complète du CGO jusqu'au Cap Isabella (figure 1 de Dumont et al. 2010) est certainement l'un des résultats les plus intéressants fournis par le modèle. Sa trajectoire moyenne ainsi que ses excursions jusque dans le bassin Kane lors d'épisodes de vent du sud fournissent une belle explication aux observations d'eau d'origine atlantique dans cette région (Sadler 1976, Ingram et al. 2002). Les modèles

réalistes précédents (Heinrichs 1996, Yao et Tang 2003) ne réussissent pas à reproduire cette particularité de la circulation.

En ce qui concerne l'effet de la circulation forcée sur le champ de densité et la circulation barocline induite, l'une des conclusions du second article de la thèse est notamment de montrer que la structure du courant de Baffin est le principal facteur expliquant l'inclinaison persistante dans la direction est-ouest des surfaces isopycniques dans le détroit de Nares, observée dans les données (figure 9 de Dumont et al. 2010). La récurrence des événements d'*upwelling* à l'est et de *downwelling* à l'ouest représentent des contributions de deuxième ordre, car leur étendue est limitée par le rayon de Rossby interne et représente moins de 20% de la largeur du chenal au point le plus étroit (Dumont et al. 2010). La seconde modalité du couplage entre la circulation forcée par le vent et celle forcée par le champ de densité est la génération d'un courant jet associé aux zones d'*upwelling/downwelling* et dont la principale manifestation est la génération d'un tourbillon au voisinage du pont de glace.

3.2.3 *Upwelling* côtier et aux abords du pont de glace

L'*upwelling* est un phénomène qui découle de deux processus principaux, l'un dynamique (conservation de la quantité de mouvement) et l'autre cinétique (conservation de la masse). La friction imposée par un vent constant et uniforme à la surface d'un océan infini induit un transport d'Ekman orienté à 90° à droite (gauche) par rapport à la direction du vent dans l'hémisphère nord (sud) et qui est efficace sur une épaisseur finie $h_E \approx (K_z/f)^{1/2}$. Lorsque qu'il y a divergence (convergence) du transport d'Ekman, un mouvement vertical vers le haut (bas) est induit afin de conserver le volume. La divergence ou la convergence du transport d'Ekman peut être induite de plusieurs façons. Celle qui nous intéresse ici est la divergence induite aux abords d'une frontière physique qui peut être soit la côte, soit la limite de la glace côtière.

Clarke (1978) propose une solution analytique qui est largement confirmée par les observations (Buckley et al. 1979, Alexander and Niebauer (1981), Johannessen et al. 1983, Tang and Ikeda 1989, Mundy et al. 2009) et les résultats de modèles numériques non-linéaires (Niebauer 1982, Hakkinen 1986). Pour cela, il considère un océan hydrostatique, stratifié, à fond plat et représenté par un système de coordonnées

cartésiennes où l'axe des y est parallèle à la limite de la glace fixe ou à la côte, l'axe des x pointe vers l'océan et l'axe des z pointe vers le haut, avec l'origine à la surface. En solutionnant le déplacement de l'interface h d'un océan à deux couches, il obtient deux solutions, l'une à proximité de la limite de la banquise côtière fixe et d'épaisseur nulle et l'autre à proximité d'une plate-forme de glace d'une épaisseur beaucoup plus grande que celle de la couche de mélange. Cette dernière solution est la même que celle du *upwelling* côtier dans un océan semi-infini. Les deux solutions s'expriment comme le produit d'un terme de forçage dépendant du temps et de la stratification et d'une fonction exponentielle décroissante dans la direction perpendiculaire à la frontière :

$$h = -\frac{1}{2} \left[\int_0^t \frac{af\tau}{g'h_m\rho_0} d\tilde{t} \right] \exp(-|x|/a) \quad -\infty < x < \infty \quad (3.4)$$

dans le cas d'une limite de glace et

$$h = - \left[\int_0^t \frac{af\tau}{g'h_m\rho_0} d\tilde{t} \right] \exp(-x/a) \quad x \geq 0 \quad (3.5)$$

dans le cas d'un *upwelling* côtier où a est le rayon de Rossby, τ la contrainte du vent en surface, g' la gravité réduite, h_m la profondeur de la couche de mélange, f le paramètre de Coriolis et ρ_0 la densité moyenne de la colonne d'eau. Les deux solutions sont schématisées à la figure 3.11. On remarque que l'amplitude de la solution aux abords de la limite de la banquise est deux fois moindre, mais qu'elle s'étend sur une distance deux fois plus grande. Cette propriété de la solution est également observée dans la solution numérique du modèle. La figure 3.12 montre l'amplitude du *upwelling* (vitesse verticale) extraite sur deux sections interceptant des épisodes côtier et à la limite de la banquise, respectivement. La correspondance entre la théorie et la solution du modèle révèle que le rayon de Rossby interne est de l'ordre d'un ou deux points de grille, i.e. environ 4-7 km, conformément aux estimations basées sur les profils CTD (section 2.1.4, figure 2.2). L'*upwelling* à la limite du pont de glace est donc aussi efficace que l'*upwelling* côtier pour pomper des nutriments ou autres traceurs dans la couche mélangée, car la quantité d'eau remontée est équivalente.

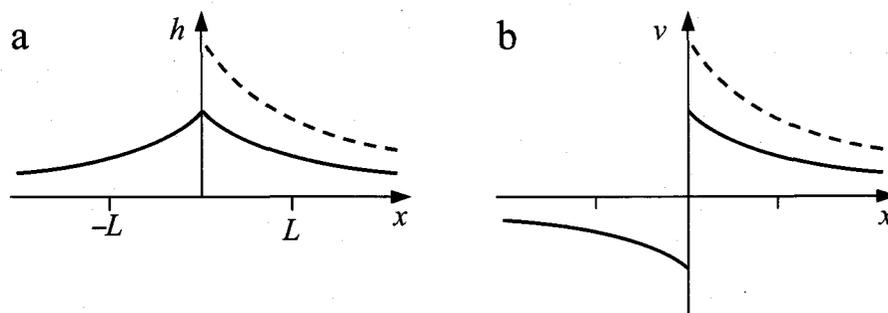


Figure 3.11 Solution du premier mode barocline aux abords de la banquise côtière (trait plein) comparée à la solution aux abords de la côte (trait pointillé). a) déplacement de l'interface entre les deux couches de densités constantes, proportionnelle à la vitesse verticale w et b) vitesse parallèle à la côte ou à la limite de la banquise (courant jet).

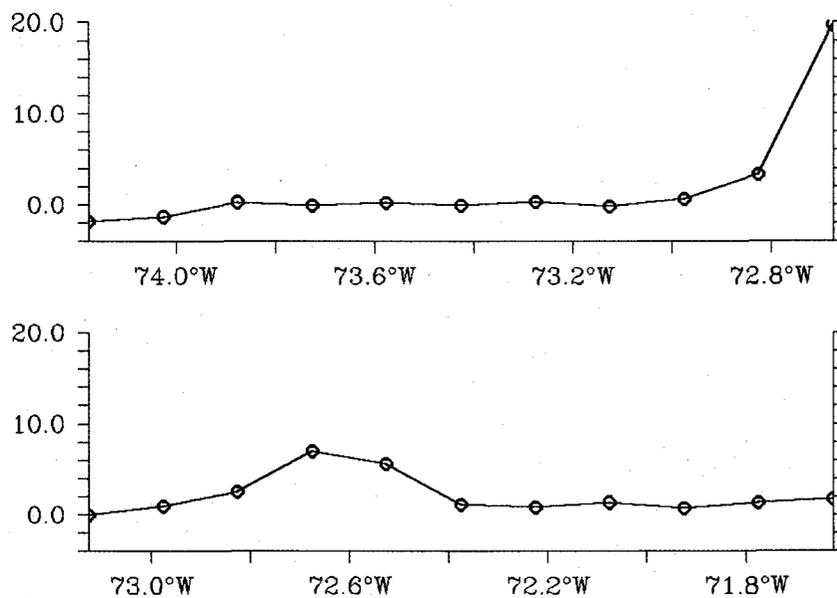


Figure 3.12 Vitesse verticale (m jour^{-1}) le long d'un transect zonal qui montre l'amplitude du upwelling a) côtier à 78.58°N et b) à 78.78°N sous la limite de la glace côtière pour le même événement de vent (21 mai 1998). L'espacement entre les points est d'environ 3.26 km. L'amplitude due à l'upwelling côtier est le double de celle sous la glace mais s'étend sur la moitié de la distance, conformément à la théorie de Clarke (1978).

Le déplacement de l'interface produit une perturbation dans le champ de densité qui génère à son tour un courant géostrophique parallèle à la frontière aussi appelé courant jet (figure 3.11b). Dans le cas de l'*upwelling* côtier, le courant jet suit généralement la côte à sa droite. Par contre, dans le cas de l'*upwelling* aux abords de la banquise, le courant jet adopte une configuration à fort cisaillement — en raison de

l'inversion qui se produit à $x = 0$ — et est susceptible de générer un tourbillon si la longueur de la section de la banquise responsable du *upwelling* est comparable à l'échelle transversale de l'ordre de quelques fois de rayon de Rossby interne. La figure 3.13 montre en effet un tourbillon créé sous la limite de la banquise, dans la section qui est parallèle à la direction du vent. Les tourbillons cycloniques, associés au *upwelling*, ont généralement un impact significatif sur la production primaire dans les océans notamment en agissant comme pompe à nutriment. Les tourbillons sont en général plus persistants que les courants jets côtiers dû notamment à une moins grande dissipation loin des côtes. Les résultats du modèle appuient cette idée par le fait que la durée de vie du tourbillon est légèrement plus longue que celle de l'*upwelling* côtier. La principale raison, selon nous, est qu'une structure d'écoulement cohérente comme celle d'un tourbillon qui se manifeste loin des côtes est moins sujet à la dissipation par la friction avec les côtes et les hauts fonds. De manière plus technique, ceci montre également que le schéma de friction horizontale employé ici encourage la persistance de ces structures de méso-échelle, sans trop les dissiper. Les tourbillons se formant à cheval entre une zone d'eau libre et un couvert de glace côtière ont également le potentiel d'échanger nutriments et biomasse entre les écosystèmes pélagiques et sympagiques⁸ au printemps, alors que les algues de glace sont bien développées.

Figure 3.13 Position du tourbillon par rapport à celle du pont de glace (trait plein) au 21 mai 1998. La flèche noire représente la direction moyenne du vent pendant l'événement de vent (voir figure 3.8).



L'impact des épisodes d'*upwelling* somme toute assez fréquents et intenses du côté est de la polynie sur la productivité de la polynie est significatif. Dans le second article, un calcul simple, basé sur une vitesse verticale moyenne et une concentration typique de nitrate sous la zone euphotique, nous permet d'estimer que la productivité

⁸ *Pélagique* qualifie un écosystème se développant dans la colonne d'eau alors que *sympagique* qualifie celui qui est associé à la glace.

reliée à ces épisodes peut atteindre jusqu'à 72% de la productivité totale (estimé à $1.11 \text{ g C m}^{-2} \text{ j}^{-1}$) et ce, sur une superficie de plus de 1000 km^2 et pendant plus du tiers de la période avril-juin. L'hypothèse qui supporte cette estimation est que la totalité de la zone d'*upwelling* est alimentée par des eaux de la Baie de Baffin riches en nutriments. Or, le patron de circulation nous montre que la région serait bel et bien alimentée par ces eaux (figure 3.10) et dans une plus forte mesure lors des épisodes de vent du nord qui produisent l'*upwelling* et qui poussent les eaux atlantiques sur le plateau continental du Groenland, à l'endroit même où la majeure partie de l'*upwelling* et du mélange s'opère.

3.2.4 Conclusion

En conclusion, nous pouvons affirmer que le pont de glace transforme significativement l'océanographie locale via des processus physiques d'ajustement forcés par le vent et que ces processus tendent à encourager la floraison printanière de l'écosystème et à maintenir sa productivité à un niveau élevé par rapport aux autres régions arctiques qui, à cette époque de l'année, sont pour la plupart encore couvertes de glace. En comparant les résultats du modèle avec diverses observations, on conclut également que la paramétrisation des processus est adéquate pour bien rendre compte des phénomènes à méso-échelle tels que l'*upwelling* et la formation de tourbillons, échelle caractérisée par le rayon de Rossby interne, même si celui-ci n'est en principe résolu que par un ou deux points de grille.



3.3 Réponse tidale

La marée est un phénomène causé par l'attraction gravitationnelle différentielle imposée par la Lune et le Soleil sur les océans qui produit une élévation périodique du niveau de la mer. L'élévation du niveau d'eau varie à la fois dans l'espace et dans le temps en fonction du forçage astronomique et des conditions aux frontières (géographie et bathymétrie) et se propage comme une onde de gravité à une vitesse qui dépend de la profondeur. Les courants générés par les gradients de niveau d'eau imposés par la marée varient également de manière périodique en direction et en amplitude et se superposent aux courants générés par d'autres forçages.

Les études de la marée et de ses effets dans l'Arctique sont relativement peu nombreuses par rapport à d'autres régions du monde et ce, pour plusieurs raisons. D'abord, les marées y sont moins importantes qu'aux basses et moyennes latitudes. D'autre part, il n'existe que très peu de données disponibles à l'échelle du bassin Arctique. Holloway et Wang (2007) soutiennent que les marées font partie d'un ensemble de processus dont les effets sur le climat Arctique n'ont pas été suffisamment étudiés pour être bien décrits, compris et quantifiés. Certaines études nous montrent cependant comment les marées peuvent transformer l'état de l'océan à plusieurs échelles de temps et d'espace. Par exemple, Hibler et al. (2004) montrent que les mouvements à haute fréquence engendrés par la marée représentent un forçage significatif sur le couvert de glace, même près du Pôle Nord, là où la marée barotrope est négligeable, mais où le couplage avec la marée interne peut générer des courants d'amplitude significative. La formation de chenaux par divergence de ces courants augmente les pertes de chaleur océanique au profit de l'atmosphère et augmente la salinité de surface (Padman et Kottmeier 2000, Eisen et Kottmeier 2000). La marée peut également contribuer à augmenter le mélange en surface par friction avec le couvert de glace (Saucier et al. 2004). Polyakov et al. (1995) montrent quant à eux, en simulant la composante M_2 de la marée à l'aide d'un modèle 3D aux équations primitives, que le mélange dû aux marées peut expliquer des caractéristiques importantes de la distribution du sel dans l'Arctique. De ces études et de quelques autres mentionnées par Holloway et Wang (2007), il apparaît clairement que l'étude de l'effet des marées sur le climat régional arctique

nécessite le développement de modèles 3D capables de représenter correctement plusieurs processus importants pour l'océanographie régionale.

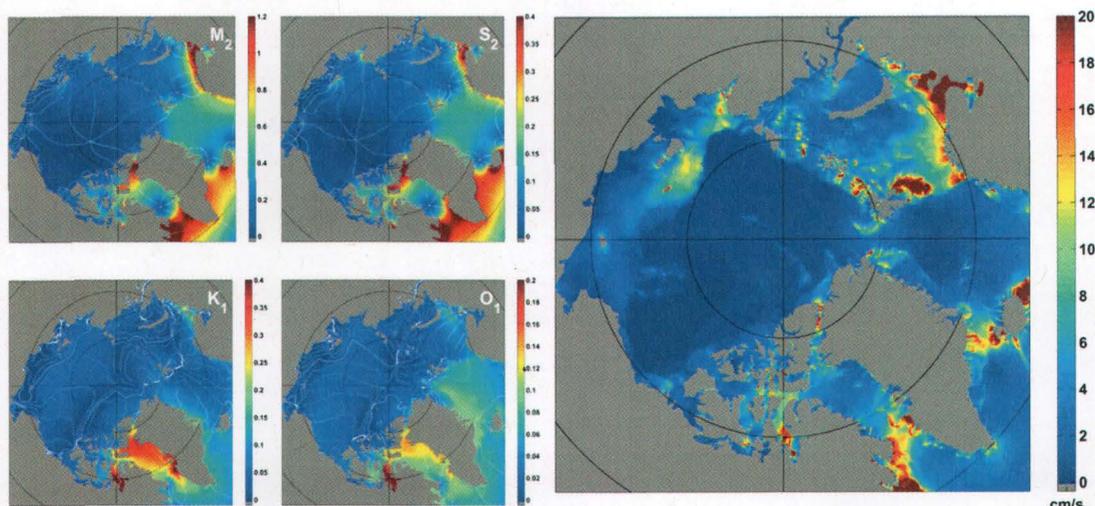


Figure 3.14 Gauche : amplitude (couleurs, en m) et phase (contours blancs) pour les 4 composantes harmoniques les plus énergétiques du domaine considéré (M_2 , S_2 , K_1 et O_1) issues du *Arctic Ocean Tidal Inversion Model* (AOTIM-5). Droite : amplitude du courant de marée pour les 8 composantes simulées par AOTIM. Tiré de http://www.esr.org/AOTIM/arctic_detail.html.

Padman et Erofeeva (2004) ont développé un modèle inverse à haute résolution (*Arctic Ocean Tidal Inverse model* - AOTIM, 5 km de résolution) qui incorpore et assimile les données des stations côtières et benthiques, de même que les données d'altimétrie TOPEX/Poseidon et ERS. Celui-ci offre une solution 2D de la marée utilisable notamment comme condition aux frontières d'un modèle 3D. AOTIM apporte une nette amélioration par rapport aux modèles et analyses précédents (ex. TPXO6.2; Egbert et Erofeeva 2002; Kowalik et Proshutinsky 1994), particulièrement dans les passages étroits de l'Arctique canadien (Holloway et Wang 2007). Les régions du détroit de Nares et du nord de la Baie de Baffin sont particulièrement bien simulées si l'on se fie à l'erreur RMS entre le modèle et les observations, inférieure à celle obtenue dans d'autres régions de l'Arctique et par d'autres modèles (Padman et Erofeeva 2004). La figure 3.14 montre l'amplitude et les courants associés à la composante M_2 du modèle AOTIM. On note que dans le nord de la Baie de Baffin et le détroit de Nares, l'amplitude de la marée est supérieure à celle des régions environnantes. Considérant la présence de plusieurs masses d'eau différentes, d'un fort cycle saisonnier, d'un couvert de glace

variable, de décharges d'eau douce provenant de glaciers et d'une polynie de grande étendue, il est légitime de croire que l'impact de la marée soit non négligeable et qu'il mérite d'être exploré. Il est reconnu que la formation et le maintien de la polynie des Eaux du Nord ne dépendent pas des marées au premier ordre (Melling et al. 2001). Toutefois, les marées peuvent potentiellement jouer un rôle dans le conditionnement de la colonne d'eau, l'évolution du couvert de glace, la stabilité du pont de glace et le renouvellement des nutriments en surface (Tremblay et al. 2002). Nous nous proposons, dans cette section, de faire un premier pas dans la simulation de la marée et dans la caractérisation de ses effets dans la polynie des Eaux du Nord.

3.3.1 Objectifs, hypothèse et méthodologie

L'énergie cinétique apportée par la marée est dissipée de plusieurs façons dans l'océan, la principale étant par friction avec le fond ou le couvert de glace. Une partie significative de l'énergie tidale peut aussi être couplée dans les modes internes et dissipée par mélange diapycnal lors du déferlement des ondes internes (Simmons et al. 2004). Dans ces deux cas, l'énergie cinétique est convertie en énergie potentielle gravitationnelle en mélangeant la colonne d'eau près de ces frontières et dissipée en chaleur par cascade des mouvements turbulents jusqu'à l'échelle de la viscosité moléculaire (échelle de Kolmogorov).

La friction de la marée avec le fond dans les régions côtières peu profondes a le potentiel de transformer significativement le profil de densité de la colonne d'eau, par exemple en mélangeant les plumes d'eau douce issues des rivières et des glaciers ou en érodant la pycnocline. Lee et al. (2006) ont étudié cet effet en utilisant MOM4.0 incluant une paramétrisation de la turbulence induite par la friction de la marée barotrope avec le fond (Munk et Anderson 1948). Leurs résultats montrent que la marée affecte la salinité de surface en réduisant l'écart avec les observations et augmente la ventilation des eaux de la mer du Labrador. Cette stratégie s'avère très commode pour les simulations où la résolution temporelle ne permet pas de résoudre les phénomènes tidaux à haute fréquence et où la résolution spatiale n'est pas suffisante pour représenter adéquatement la bathymétrie côtière.

Lorsque possible, la simulation explicite de la marée peut mettre en évidence d'autres effets reliés à la dynamique des courants qui sont absents dans la paramétrisation

de Munk-Anderson. Premièrement, la présence d'un couvert de glace peut générer de la friction causant du mélange en surface et des contraintes supplémentaires sous la glace, qui peut alors se déformer si la contrainte totale surpasse la limite plastique. Ce dernier effet est particulièrement important pour la polynie dans le cas où un pont de glace est formé. Deuxièmement, la convergence des courants horizontaux génère des mouvements verticaux qui, dans un milieu stratifié, peuvent exciter des ondes internes. Troisièmement, les courants de marées augmentent la diffusivité horizontale et, par conséquent, affectent la distribution horizontale des traceurs (température, salinité). Willmott (2008, comm. pers.) montre notamment comment la marée peut maintenir les fronts à l'embouchure des rivières et ainsi changer drastiquement l'évolution du couvert de glace dans une région donnée.

Comme nous proposons ici l'une des premières études de la marée dans la polynie à l'aide d'un modèle de circulation 3D, nous choisissons d'employer les deux méthodes mentionnées ci-haut afin d'en comparer les effets. Trois simulations sont effectuées : une employant la méthode implicite de Lee et al. (2006), l'autre simulant explicitement l'élévation de la surface et les courants de la marée et une troisième simulation contrôle, sans marée (tableau 3.1). Le champ de densité initial utilisé est une colonne d'eau uniforme et stratifiée à trois couches, identique à celle de la section 2 (figure 7.3). L'impact de la marée est caractérisé en comparant la distribution géographique de certains indicateurs : 1) les anomalies de salinité en surface et au fond, qui renseignent sur les changements de stratification imposés par la simulation ou la paramétrisation de la marée; 2) la concentration de glace, l'épaisseur et les flux de chaleurs océaniques sous le couvert de glace, pour caractériser l'importance des apports de chaleur en surface; 3) les moments de la vitesse verticale (moyenne et RMS); et 4) le paramètre de mélange tidal HU^3 défini par Simpson et Hunter (1974). Ce dernier indicateur est typiquement utilisé pour caractériser la stratification d'une colonne d'eau subissant l'effet du mélange tidal par friction avec le fond. Plus la colonne est profonde, moins elle sera susceptible d'être mélangée, premièrement car les vitesses y sont généralement moindres et deuxièmement parce que la portion de la colonne d'eau où la friction agit efficacement est moindre. Lorsque l'intervalle des valeurs possibles couvre plusieurs ordres de grandeur, on utilise le paramètre $\lambda = \log(HU^3)$ défini par Hannah et al. (2009).

Tableau 3.1 Caractéristiques principales des simulations.

Simulation	Vent	CI de glace	Transport moyen	Marées
5	GEM journalier	Pont de glace	0.54 Sv	aucune
6	GEM journalier	Pont de glace	0.54 Sv	explicite (M ₂ , K ₁ , N ₂ , S ₂)
7	GEM journalier	Pont de glace	0.54 Sv	implicite (M ₂ , K ₁ , N ₂ , S ₂)

3.3.2 Méthode implicite

La paramétrisation de Munk et Anderson (1948) consiste à calculer une diffusivité K_z en fonction du nombre de Richardson Ri qui quantifie la stabilité de la colonne d'eau en fonction des gradients verticaux de densité et de vitesse horizontale :

$$K_z = K_0 (1 + \sigma Ri)^{-p} + K_b \quad (3.6)$$

avec

$$Ri = \frac{N^2}{(\partial U / \partial z)^2} \quad (3.7)$$

où σ et p sont des coefficients égal à 3.0 et 0.25, respectivement, $K_0 = 5.0 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ est la diffusivité maximale due aux instabilités de cisaillement et $K_b = 0.1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ est la diffusivité minimale. Les valeurs des coefficients sont celles employées par Lee et al. (2006) pour la mer du Labrador. N est la fréquence de Brunt-Väisälä et U est l'amplitude du courant de marée. Si l'on assume une variation logarithmique de U près du fond, le cisaillement dépend alors de l'amplitude moyenne des courants de marées U_i , de la distance avec le fond z et d'un coefficient de traînée C_D de la manière suivante :

$$\left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 = \frac{C_D}{2} \left(\frac{U_i}{\kappa(H-z)} \right)^2 \quad (3.8)$$

H est la profondeur de la colonne, z la distance avec le fond, κ la constante de von Karman, $C_D = 2.4 \times 10^{-3}$ et U_i est l'amplitude des courants de marées, un champ statique 2D fourni par le modèle AOTIM à une résolution de 5 km pour les quatre composantes les plus importantes dans le nord de la Baie de Baffin, M₂, K₁, N₂, et S₂ (Godin 1966; Greisman et al. 1986).

La paramétrisation de Munk-Anderson rend seulement compte des effets locaux de la marée, c'est-à-dire que le mélange a lieu localement. La génération, la propagation et la

dissipation d'ondes de marée internes est un phénomène important pour le mélange et le bilan énergétique dans les océans (ex. Kunze 2006). Dans ce cas, la dissipation de l'énergie cinétique contenue initialement dans la marée barotrope s'effectue de manière non locale suite au déferlement d'ondes internes loin du lieu de génération. Pour être adéquatement simulées, de telles ondes nécessitent généralement une haute résolution spatio-temporelle, la prise en compte de la pression non hydrostatique et une paramétrisation adéquate du mélange dû aux instabilités de cisaillement. Dans le présent modèle, le mélange par dissipation d'ondes internes est représenté par une constante (voir section 2.1.6).

3.3.3 Méthode explicite

La propagation de la marée semi-diurne, la plus importante dans la région, s'effectue autour d'un point amphidromique situé à peu près au centre de la Baie de Baffin (figure 3.14). L'onde semi-diurne se propage du sud vers le nord dans le détroit de Nares jusque dans le bassin Arctique. Afin de simplifier l'ajustement des conditions aux frontières du modèle et en s'appuyant sur cette caractéristique, on choisit ici de prescrire le signal de marée à la frontière sud uniquement pendant qu'au nord, on spécifie une condition de radiation passive où la vitesse de phase des ondes sortantes est égale à celle des ondes de gravité externes. Ceci a pour effet de minimiser la réflexion des ondes barotropes et la contamination du signal. L'erreur associée à cette stratégie est supposée négligeable, car la marée se propageant du nord vers le sud est beaucoup plus faible (figure 3.14).

Pour valider la simulation de la marée barotrope, les composantes M_2 et K_1 sont simulées une à une et leurs amplitudes sont comparées avec des données de stations (Greisman et al. 1986). La position des stations réelles et virtuelles ainsi que la comparaison entre les amplitudes simulées et observées sont présentées à la figure 3.15. Il existe une bonne correspondance entre les valeurs simulées et observées. Les écarts sont principalement expliqués par l'erreur associée à la topographie du modèle. Certaines stations situées dans des fjords ou des baies non résolus par la grille du modèle ont été écartées de la comparaison. Le modèle reproduit très bien les observations au large des côtes (station du nord de la Baie de Baffin).

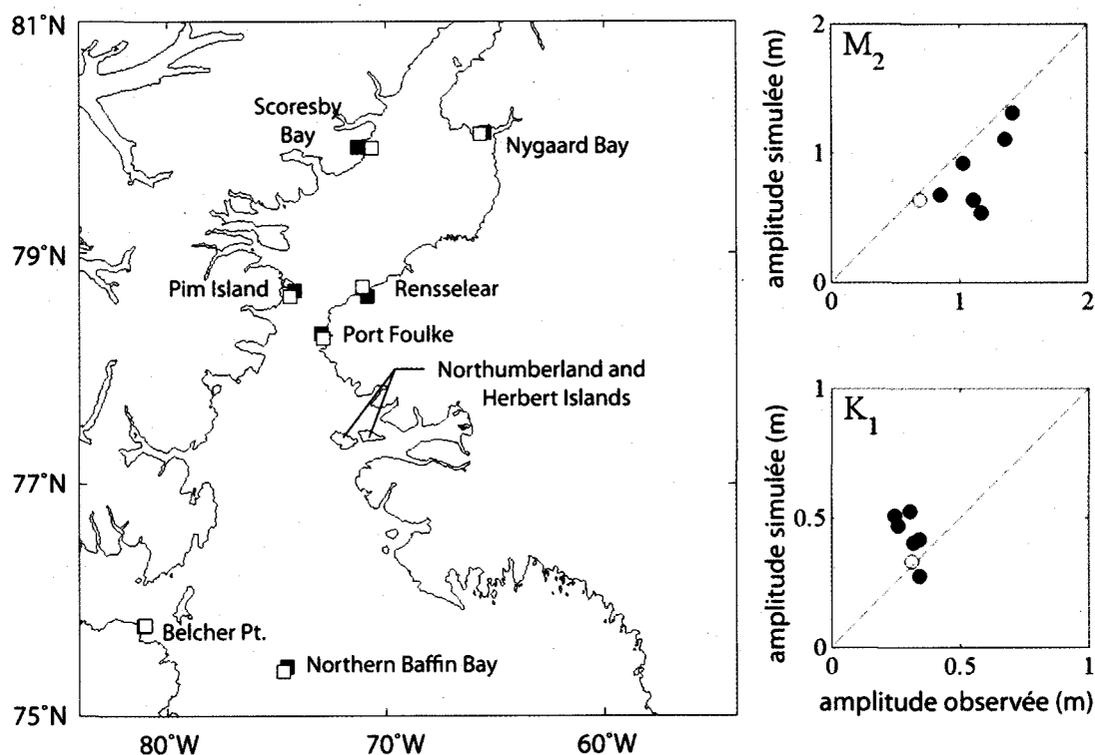


Figure 3.15 Gauche : carte des stations réelles (carrés noirs) et virtuelles (carrés blancs) pour lesquelles l'amplitude de la marée a été comparée. Droite : comparaison des amplitudes simulées et observées pour les composantes M_2 et K_1 . Les points noirs représentent les stations côtières alors que le point blanc représente la station au large, au nord de la Baie de Baffin. Les données de stations et leurs noms sont tirés du rapport de Greisman et al. (1986).

Le fait que l'amplitude de la marée soit bien simulée ne garantit généralement pas que les courants le soient également. Ceux-ci sont fortement dépendants de la topographie et de la physique du modèle et constituent le paramètre le plus important pour la paramétrisation du mélange associé aux marées. Pour déterminer la performance du modèle à simuler les courants, on compare l'amplitude U des courants de marées simulés avec les sorties du modèle de référence AOTIM. La figure 3.16 révèle que, malgré certaines différences notables, 1) les amplitudes sont du même ordre, et 2) les *points chauds* sont situés aux mêmes endroits stratégiques. Les îles Carey, les hauts fonds au large de l'île d'Ellesmere ($\sim 76^\circ\text{N}$) et le nord du bassin Kane sont des endroits où les deux modèles prédisent des courants élevés ($> 30 \text{ cm s}^{-1}$). Les deux modèles s'accordent également dans certaines zones tranquilles comme la Baie de Melville, l'est du bassin Kane, le détroit de Jones, le fjord au sud et le plateau au nord des îles Northumberland et Herbert. Parmi les différences les plus importantes, notons que les courants simulés sont

significativement plus intenses au point d'étranglement du détroit de Nares, près de l'endroit où se forme le pont de glace ainsi que près des frontières ouvertes.

Lorsque la marée est simulée explicitement, la paramétrisation de Munk-Anderson n'est plus nécessaire pour représenter le mélange tidal. Le cisaillement vertical de la marée barotrope dérive alors de la condition de vitesse nulle au fond et de la diffusivité calculée en fonction du nombre de Richardson local (module KPP). La friction horizontale est également accrue en augmentant les déformations et le cisaillement horizontal près des frontières du modèle. D'autre part, la simulation explicite de la marée génère des mouvements verticaux périodiques là où il y a divergence ou convergence de la vitesse horizontale ce qui peut en principe, générer des ondes de marée internes si toutefois la physique du modèle le permet. Ce dernier aspect ne sera pas étudié en détail dans cette étude, pour des raisons mentionnées précédemment. Certains indicateurs pourront cependant nous renseigner quant aux endroits susceptibles de générer de la marée interne.

3.3.4 Résultats

Pour caractériser de manière générale la réponse tidale, on calcule dans un premier temps le paramètre de mélange tidal λ pour les deux simulations (figure 3.16). Les valeurs dans les deux cas varient entre 3 (mélange fort) et 6 (mélange faible). La distribution spatiale du paramètre de mélange tidal reproduit la distribution de l'amplitude des courants en raison de la dépendance cubique selon U et linéaire selon H . À quoi donc correspondent ces valeurs et quelles sont les principales conséquences de la marée sur la colonne d'eau? Pour répondre à ces questions, nous allons analyser certaines variables indicatrices du mélange et vérifier la représentativité de λ .

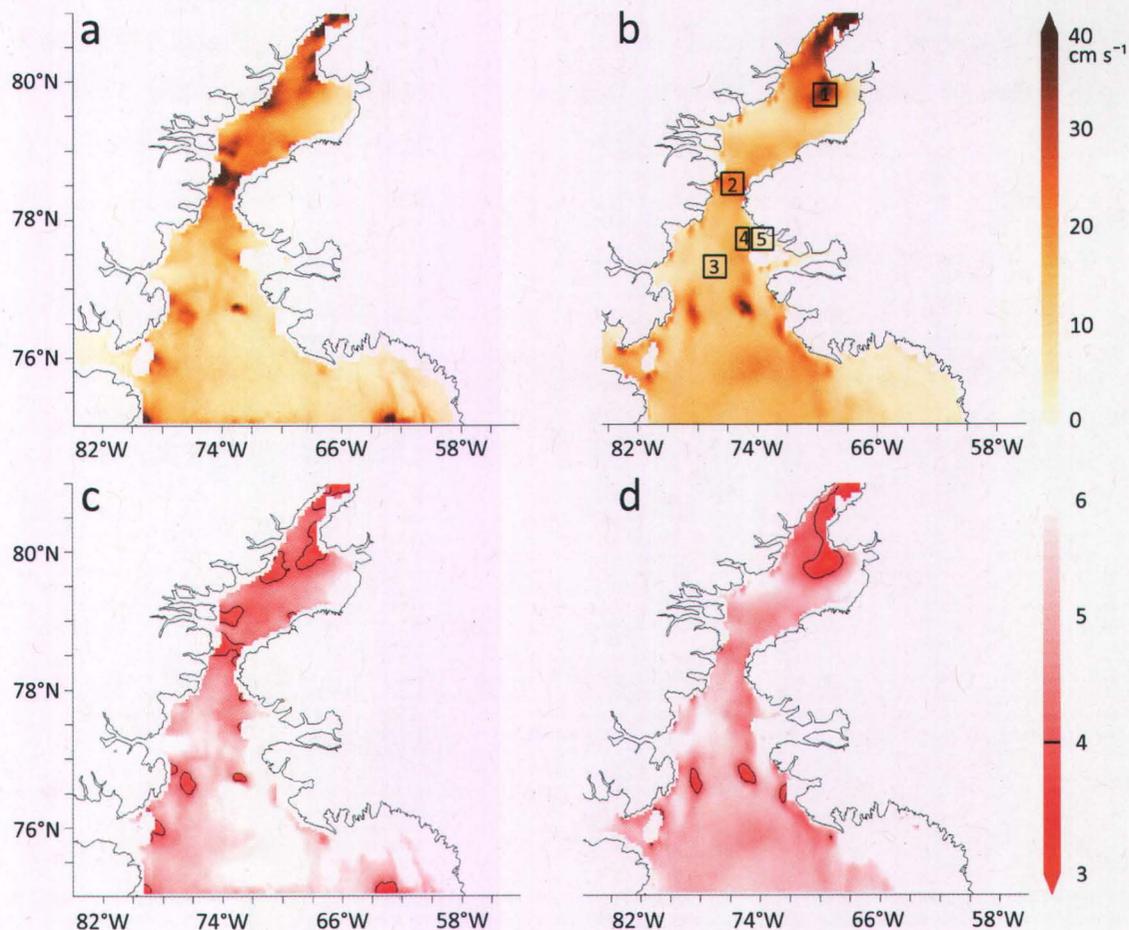


Figure 3.16 Haut : Amplitude des courants de marées simulés par les modèles NOW (a) et AOTIM (b) pour les quatre composantes M_2 , K_1 , N_2 , et S_2 . Bas : Paramètre $\lambda = \log(HU^{-3})$ où l'isoligne $\lambda = 4$ est tracé en noir, pour les cas explicite (c) et implicite (d). Les boîtes noires du panneau b représentent des régions où les quantités sont moyennées : 1 : Bassin Kane; 2 : Détroit de Nares; 3 : Chenal central; 4 : Talus du Groenland; 5 : Plateau du Groenland.

Pour caractériser les échanges ayant cours dans la couche supérieure de l'océan, c'est-à-dire de part et d'autre de la pycnocline, on compare dans un premier temps la salinité de surface des trois simulations (figure 3.17). On remarque d'entrée de jeu que la marée est responsable d'une augmentation globale de la salinité en surface caractérisée par quelques non-uniformités. Deux processus principaux peuvent être identifiés comme responsables de cette anomalie positive. Le premier est l'érosion de la pycnocline et l'entraînement d'eau plus saline de la couche inférieure dans la couche de mélange. En se basant sur les résultats de la simulation implicite qui n'inclut que la friction avec le fond,

on remarque que celle-ci peut affecter le mélange en surface de manière significative même lorsque la profondeur est de quelques centaines de mètres (ex. figure 3.17, $\sim 76^\circ\text{N}$). Ce résultat concorde avec ceux de Lee et al. (2006) qui observent une augmentation de la salinité en surface sur tout le domaine, incluant les régions relativement profondes. Le second processus est associé à la fonte printanière qui caractérise la période simulée. La diminution de la salinité en surface due à la fonte de la glace est atténuée par un mélange accru. On remarque enfin que les différences entre les simulations explicite et implicite sont relativement faibles (figure 3.17c) excepté dans le chenal Kennedy. La proximité avec la frontière nord du modèle rend l'analyse susceptible d'être biaisée par une imperfection des conditions aux frontières, même si la simulation implicite suggère un fort mélange tidal dans cette région.

L'effet du mélange sur la colonne d'eau est illustré à la figure 3.18 qui montre cinq profils de salinités moyennés dans différentes régions identifiées par les boîtes noires de la figure 3.16b. Dans tous les cas, les profils issus des simulations incluant la marée représentent une colonne d'eau moins stratifiée que dans le cas sans marée. Le point d'inflexion où les trois profils se croisent est localisé en moyenne à une profondeur de 150 m. L'anomalie de salinité au fond (figure 3.17d-f) montre une variabilité spatiale qui suit la bathymétrie et dont le signe dépend de la profondeur de la colonne d'eau relativement à la profondeur de ce point d'inflexion. Lorsque $H > 150$ m, le mélange produit une anomalie négative au fond alors que pour $H < 150$ m, l'anomalie est positive. Pour $H > 400$ m, la colonne d'eau simulée étant initialement homogène, l'anomalie est négligeable. Les effets de la friction avec le fond à ces profondeurs ne sont peut-être pas négligeables en réalité, mais ils sont peu susceptibles d'affecter les propriétés de la couche de mélange directement.

Aux profils de la figure 3.18 sont associés les valeurs moyennes de λ calculées à partir des amplitudes de courants des deux modèles, MOM4 et AOTIM. Les profils apparaissent en ordre croissant de λ_{imp} , c'est-à-dire, en principe, du moins stratifié au plus stratifié. Les valeurs λ_{exp} donnent une classification similaire exceptée pour le détroit de Nares où la simulation explicite y prédit un plus fort mélange que dans le bassin Kane. On constate tout de même que ces deux régions (1 et 2) sont les endroits où le mélange tidal semble être le plus efficace. Dans le premier cas, la région est peu profonde et les

courants de marées sont relativement intenses, menant à une valeur de λ parmi les plus élevées du domaine ($\lambda < 4$). Le détroit de Nares, bien que plus profond, est lui aussi le lieu de forts courants, surtout dans le cas explicite (40 cm s^{-1}). Par contre, le plateau du Groenland est une zone peu profonde (70–100 m), mais pourtant caractérisé par une valeur de $\lambda = 5.6$, fait expliqué par des courants faibles ($< 5 \text{ cm s}^{-1}$ dans les 2 cas). Le faible mélange indiqué par la valeur de λ est également observé dans les profils moyens avec et sans marée où l'on peut voir une forte stratification près de la surface d'une colonne d'eau de 120 m couverte de glace côtière. Bien que l'absence de données dans cette région nous empêche de conclure quant à la relative tranquillité de cette baie, les deux modèles fournissent une description cohérente. Ceci suggère que cette région du plateau n'est pas susceptible d'être le lieu de formation d'eau dense, d'autant plus qu'elle est la plupart du temps recouverte de glace côtière, ce qui limite la production de nouvelle glace. Le talus du plateau et la portion de la côte du Groenland au sud des îles Northumberland et Herbert sont quant à elles des zones plus actives et situées le long de la trajectoire du courant du Groenland Ouest.

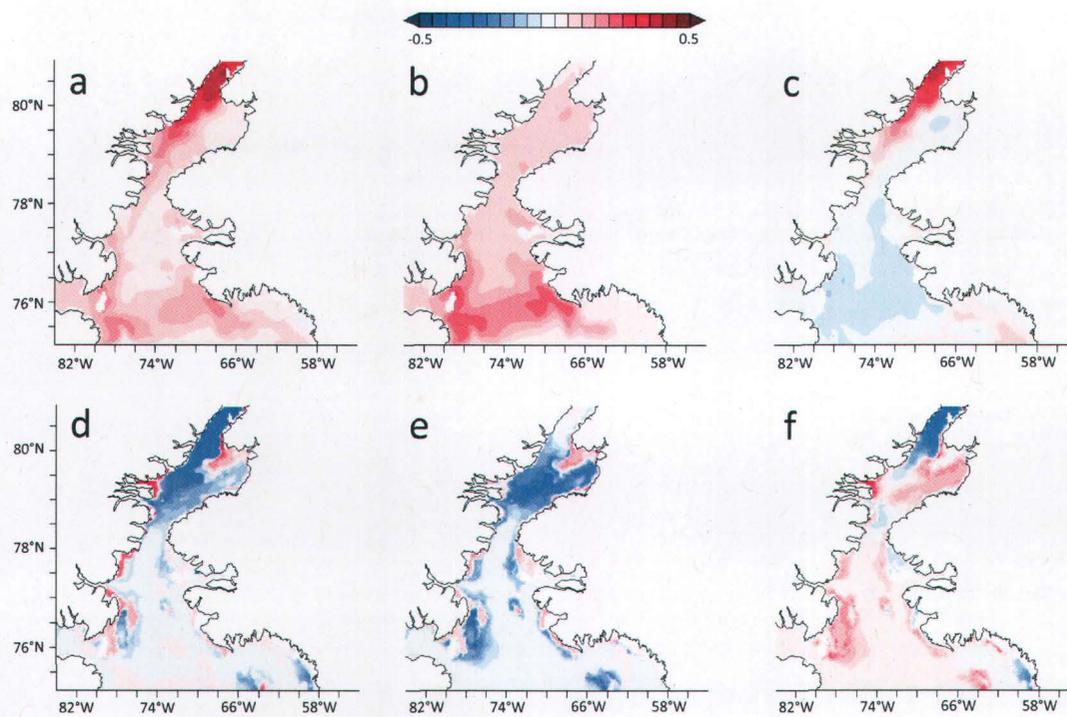


Figure 3.17 Anomalies de salinité en surface (haut) et au fond (bas) entre les simulations incluant la marée (a et d : explicite, b et e : implicite) et la simulation contrôle moyennées sur les 30 derniers jours. Les panneaux c et f représentent la différence entre les simulations explicite et implicite.

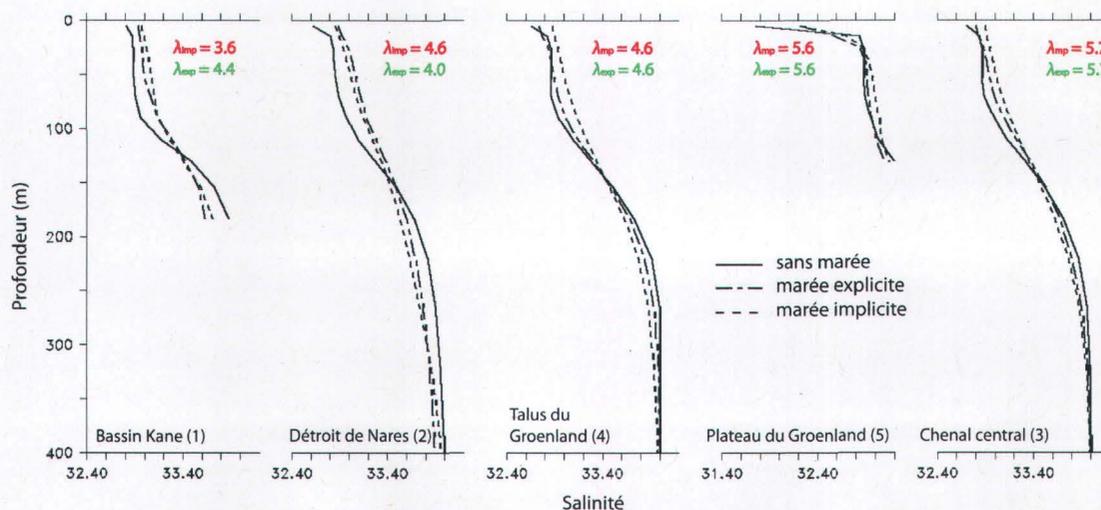


Figure 3.18 Profils moyens de salinité des 30 derniers jours dans cinq régions différentes délimitées par les boîtes noires de la figure 3.16. Les valeurs de λ_{imp} et λ_{exp} indiquées sont une moyenne à l'intérieur de chaque boîte pour les deux simulations.

La taille de la polynie et l'épaisseur de la glace peuvent constituer de bons indicateurs de l'effet de la marée, notamment en affectant le flux de chaleur en surface et en modifiant les contraintes appliquées. D'abord, l'évolution de la taille de la polynie en fonction du temps semble être moins dépendante du flux de chaleur océanique que du flux atmosphérique, en accord avec la théorie des polynies de chaleur latente. En effet, l'évolution et l'état final du couvert de glace est pratiquement identique pour les trois simulations (figure 3.21). En contre-partie, on observe un affaiblissement et un début de rupture du pont de glace à la fin de la simulation explicite, autour de la fin juin. Le point de départ de cet affaiblissement semble être relié à un apport de chaleur océanique à l'emplacement précis du pont de glace qui contribue à faire fondre la glace localement (figure 3.19g). Des courants plus intenses imposent une contrainte supplémentaire qui encourage la rupture. Lors de la rupture, la concentration de glace dans le nord du domaine diminue et induit une anomalie d'épaisseur dans cette région (figure 3.19d-f). Le signal d'épaisseur observé dans le cas explicite a donc une signature dynamique alors que le signal du cas implicite a une signature thermodynamique, le pont de glace restant indéformé. Dans cette dernière simulation, la glace s'amincit de quelques dizaines de centimètres au-dessus du plateau peu profond du bassin Kane. Ceci atteste une fois de plus du mélange tidal important, en accord avec les valeurs de λ à cet endroit, et un évident potentiel à fragiliser le couvert de glace. Dumont et al. (2010) montrent que des excursions du courant du Groenland Ouest sont possibles jusqu'à cette latitude. Dans le cas d'un réchauffement des eaux atlantiques transportées par le CGO, cette chaleur pourrait possiblement se rendre dans le bassin Kane et ainsi perturber de plus belle la formation ou la stabilité du pont de glace.

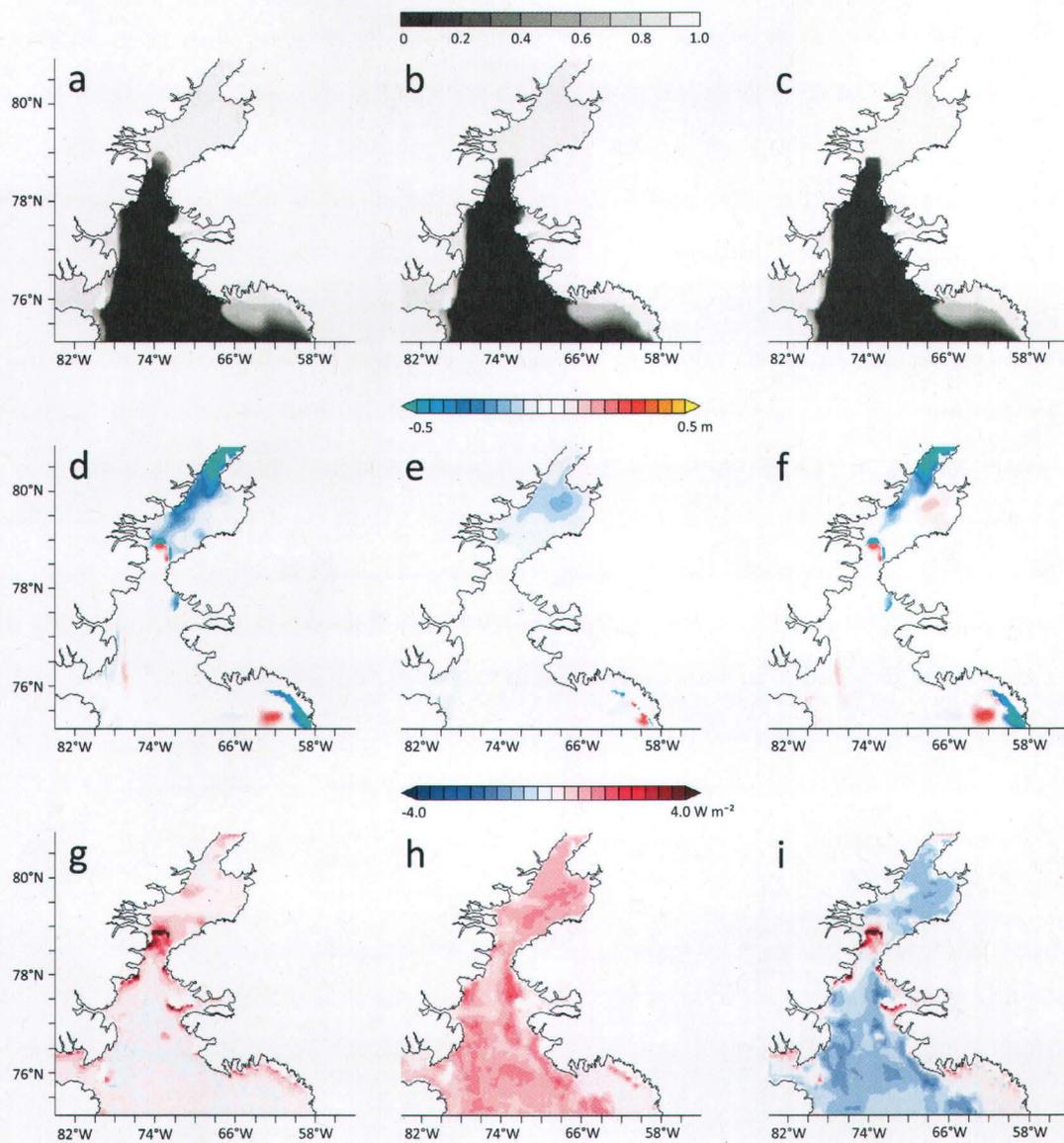


Figure 3.19 Concentration de glace (haut) pour les simulations avec (a : explicite et b : implicite) et sans marée (c). Anomalie d'épaisseur équivalente (centre) et anomalie de flux de chaleur océanique ayant servi à l'ablation de la glace (bas) entre les simulations incluant la marée (a et d : explicite, b et e : implicite) et la simulation contrôle à la fin des simulations. Les panneaux f et i représentent la différence entre les simulations avec marée explicite et implicite.

Ce qui distingue fondamentalement les simulations explicite et implicite, c'est la présence d'énergie cinétique supplémentaire sous forme de courant barotrope qui, dans un bassin océanique quelconque, peut en certains endroits converger ou diverger selon les conditions aux frontières. Lorsqu'il y a convergence, la vitesse verticale devient non-nulle et orientée vers la surface, ce qui produit une élévation des lignes isopycnales et stimule

des échanges diapycnaux si la pente des isopycnes excède une valeur critique. C'est ce qui se produit près des fortes variations bathymétriques. Si le courant en question est un courant stationnaire, l'*upwelling* associé sera lui aussi stationnaire. Si par contre le courant oscille périodiquement, comme c'est le cas pour la marée, il y aura oscillation de la vitesse verticale. Ces deux phénomènes sont diagnostiqués respectivement en prenant la moyenne et la valeur RMS de la vitesse verticale, indiquant les endroits où la marée fait fluctuer la colonne d'eau ou indiquant la présence de zones d'*upwelling* (ou *downwelling*) stationnaire ou quasi-stationnaire (figure 3.20). On remarque sur la figure 3.20a que le détroit de Nares est une zone de forte convergence des courants de marées qui sont eux-mêmes parmi les plus intenses de la région, avec les îles Carey et quelques autres point chauds de la vitesse verticale RMS. Ce sont des lieux où des ondes de marée internes peuvent potentiellement être générées. L'oscillation périodique de la vitesse verticale dans le détroit de Nares, superposée à un signal d'*upwelling* stationnaire (figure 3.20b), semble être reliée à l'anomalie du flux de chaleur en surface (figure 3.19g) qui déstabilise le pont de glace dans la simulation explicite.

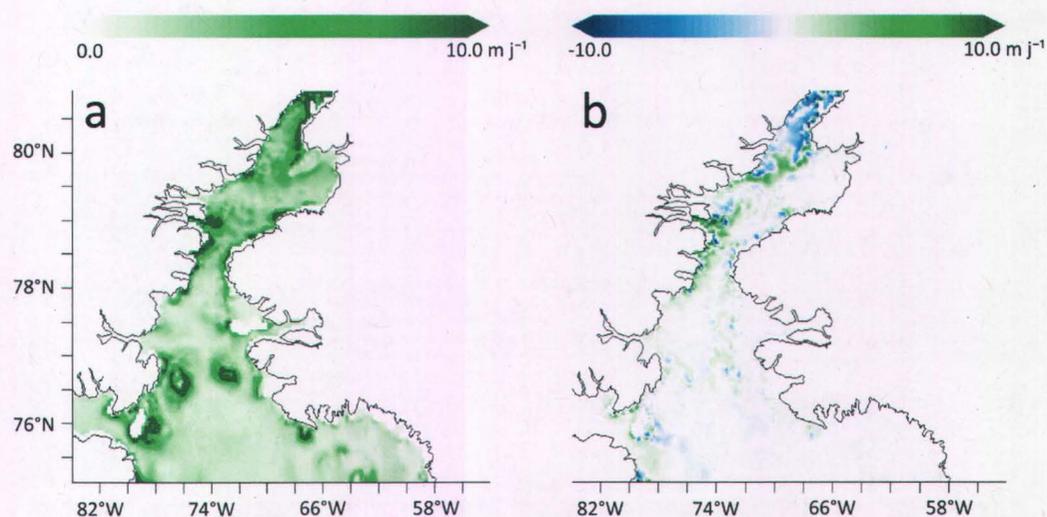


Figure 3.20 a) Vitesse verticale RMS, indicatrice de l'amplitude du déplacement vertical de la colonne dû à la divergence des courants de marée, et b) vitesse verticale moyenne pour la simulation avec marée explicite, indicateur des déplacements verticaux liés à la circulation moyenne.

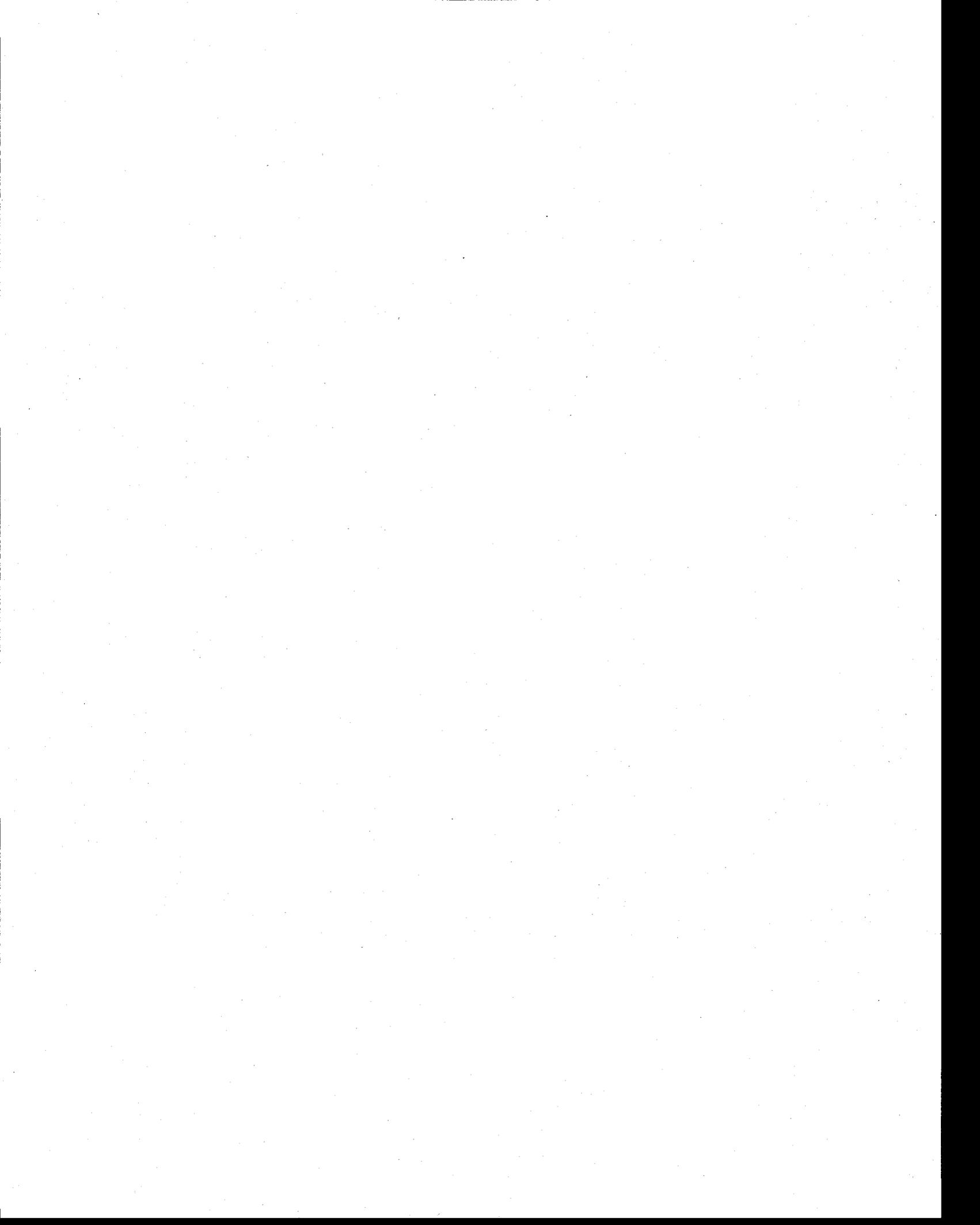
3.3.5 Discussion et conclusion

La marée et ses effets sont simulés de deux façons différentes. Plusieurs indicateurs sont définis, comparés et ensuite analysés afin de cartographier et quantifier le mélange tidal dans la polynie des Eaux du Nord. De manière générale, la réponse tidale simulée par les deux méthodes est similaire en ce qui a trait au mélange et à la stratification, comme en témoigne la figure 3.18. On constate que les effets du mélange tidal sur la stratification sont plutôt bien représentés par le paramètre λ . La valeur minimale $\lambda \sim 3.1$ correspond à une colonne d'eau qui reste bien stratifiée, mais qui est plus homogène que celle caractérisée par $\lambda \sim 6$, qui est elle-même plus homogène que dans le cas où la marée n'est pas prise en compte. L'effet principal de la marée sur l'écosystème est de renouveler de manière soutenue les stocks de nutriments dans la couche de mélange. Pour estimer la quantité supplémentaire de nutriments qui serait entraînée dans la couche de mélange, on calcule, à partir des profils de salinité avec et sans marée, le volume d'eau qui a été mélangé. En se servant des profils de salinité, on calcule le volume d'eau douce additionnel que l'on retrouve dans la couche inférieure à la fin de la simulation avec marée en faisant l'hypothèse que celui-ci provienne uniquement du mélange avec la couche supérieure. Pour la région active du détroit de Nares ($\lambda_{\text{moy}} = 4.3$), on obtient un volume moyen de $0.58 \text{ m}^3 \text{ m}^{-2}$, alors que pour la région relativement tranquille du centre de la polynie ($\lambda_{\text{moy}} = 5.7$), le volume supplémentaire mélangé par la marée est de $0.21 \text{ m}^3 \text{ m}^{-2}$, environ trois fois moindre. Si l'on assume une concentration de 12 mmolN m^{-3} dans la couche inférieure et que l'on distribue le volume mélangé sur la totalité de la zone euphotique vidée de ses nutriments à l'automne (25 – 40 m), la marée serait responsable du renouvellement de $0.15 - 0.25 \text{ mmolN m}^{-3}$, environ 1.5 – 2.5% des 10 mmolN m^{-3} que l'on retrouve habituellement juste avant la floraison printanière de phytoplancton (Tremblay et al. 2002). Cette estimation, basée sur des simulations employant des conditions hydrographiques idéalisées, suggère que la marée joue un rôle secondaire dans le renouvellement des nutriments pendant l'hiver et que l'essentiel des nutriments doit provenir de l'advection d'eaux riches en nutriments.

Les résultats confirment également que la marée joue un rôle secondaire dans la formation et le maintien de la polynie. Toutefois, le mélange supplémentaire peut sans

doute affecter de manière importante l'évolution des propriétés de la couche de mélange sur un cycle annuel, en particulier dans la zone où se rencontre les masses d'eau arctique et atlantique. Ils suggèrent cependant que la prise en compte de la marée dans un modèle de polynie pourrait éventuellement affecter la stabilité du pont de glace en augmentant le flux de chaleur océanique et en imposant une contrainte mécanique additionnelle. Une étude de sensibilité semblable à celle de Dumont et al. (2009a) devrait être réalisée afin de déterminer le rôle de la marée sur le pont de glace.





4. Conclusion

Cette thèse s'inscrit dans la continuité des études de modélisation réalisées depuis les travaux de Pease (1987) sur la théorie des polynies de chaleur latente et les modèles de flux, jusqu'aux modèles numériques non-linéaires couplés comme celui de Yao and Tang (2003). Dans ces travaux, l'importance d'une bonne paramétrisation du transport et de la thermodynamique de la glace, ainsi que des apports de chaleur sensible océanique par *upwelling*, a maintes fois été réitérée. Dans ce contexte, le développement d'un modèle numérique à haute résolution s'avérait nécessaire pour résoudre les processus par lesquels les échanges verticaux entre les différentes couches océaniques, la glace et l'atmosphère s'effectuent.

Nous avons donc, en premier lieu, mis l'accent sur une caractéristique très peu explorée de la polynie, à savoir la formation et le maintien d'un pont de glace à son extrémité nord, un élément nécessaire à simuler afin de garantir un bon couplage entre l'atmosphère, la glace et l'océan. Dans le premier article (Dumont et al. 2009a), on y décrit la dynamique du pont de glace qui, pour la première fois, est adéquatement simulé de manière pronostique dans un contexte réaliste. On utilise pour cela un modèle dynamique-thermodynamique de glace largement utilisé dans les simulations climatiques, le modèle élastique-visqueux-plastique à rhéologie elliptique, qui permet d'étudier la formation du pont de glace et sa stabilité en fonction des paramètres dynamiques du modèle. En raison d'un manque de données d'épaisseur de la banquise, il est toutefois difficile de suggérer une paramétrisation optimale pour la cohésion qui soit basée sur des observations. Cependant, en se basant sur les résultats de l'étude idéalisée et en comparant les résultats des simulations réalistes avec des cartes satellites, on recommande l'utilisation d'une valeur de e inférieure à 2, qui est la valeur traditionnellement utilisée depuis trois décennies.

Les succès de la première étude ont ouvert la porte à l'étude la réponse océanique à divers forçages en simulant la glace dans toute sa complexité, au lieu de forcer artificiellement la présence d'un pont de glace. Inévitablement, la mise en place d'un modèle régional nécessite l'ajustement des conditions aux frontières ouvertes qui déterminent dans une large part la circulation générale à l'intérieur du domaine. Dans le

second article, les principales caractéristiques de la circulation générale sont reconstruites et l'influence des forçages externes est évaluée. On obtient une concordance à la fois qualitative et quantitative avec les observations et les connaissances acquises de la littérature. Les résultats suggèrent que le courant du Groenland ouest possède bel et bien une branche nordique qui atteint l'embouchure du bassin Kane et, lors de certains épisodes de vent, peut pénétrer dans le bassin, fournissant ainsi une explication à plusieurs observations d'eau originant de la Baie de Baffin à cette hauteur. L'influence du vent a également été diagnostiquée à l'échelle du rayon de Rossby interne. On retrouve en effet, près des côtes et de la limite du pont de glace, des épisodes importants d'*upwelling* dont les caractéristiques physiques se comparent très bien avec la théorie. Ces événements sont si importants qu'on leur attribue une portion significative de la productivité primaire pendant la floraison printanière de l'écosystème, là où le vent et le pont de glace favorisent l'*upwelling* du côté est de la polynie. On montre également la possibilité que des tourbillons cycloniques puissent se former à la limite du pont de glace et s'y attacher aussi longtemps que le pont de glace est présent et que le vent les maintient. Ces structures cohérentes sont réputées pour être propices à l'activité biologique.

Dans la troisième partie, on explore les effets de la marée sur le mélange de la colonne d'eau en comparant, avec deux approches distinctes, les résultats des simulations avec et sans marée. La principale conséquence de la marée est de mélanger la colonne d'eau et de diminuer l'impact de la fonte de la glace sur la stratification. Le mélange s'effectue de manière non uniforme et l'on identifie certains *points chauds* où les échanges entre la couche inférieure et la couche de surface sont plus importants, notamment près des hauts fonds, des îles Carey, le nord du bassin Kane et le point d'étranglement du détroit de Nares. Le plateau du Groenland, au nord des îles Northumberland et Herbert, est peu profond, mais également peu mélangé par la marée qui y est faible. Ce résultat corroboré par les deux simulations, en conjonction avec la présence d'un couvert persistant de glace côtière, limitent les possibilités de formation d'eau dense, infirmant une fois de plus l'hypothèse de Bourke et Paquette (1991). Globalement, on estime que la marée joue un rôle secondaire dans le renouvellement des nutriments en surface pendant l'hiver. Cependant, ces estimations négligent la contribution du mélange dû aux ondes internes qui sont potentiellement générées aux

endroits où il y a une forte convergence des courants de marées. Le détroit de Nares et les îles Carey sont des endroits où des ondes internes pourraient être générées, occasionnant du mélange supplémentaire dépendant de la propagation et de la dissipation de ces ondes.

À la lumière des conclusions énoncées pour chacun des volets de l'étude, nous sommes en mesure de spéculer sur le destin de la polynie dans un contexte de réchauffement de l'Arctique amplifié par rapport à celui qui a cours à l'échelle globale. D'abord, l'amincissement de la banquise a pour effet de diminuer sa résistance aux contraintes internes, ce qui diminue la probabilité qu'un pont se forme ou, à tout le moins, diminue sa durée potentielle. Dès les années 1990, plusieurs signes nous ont fait croire que cet affaiblissement était déjà amorcé, notamment le nombre croissant d'années où le pont de glace ne s'est tout simplement pas formé. Cette tendance semble s'être poursuivie dans la dernière décennie. Toutefois, il est pensable qu'un plus grand export de glace pluriannuelle par le détroit de Nares (Kwok et al. 2010), en partie responsable des minima observés de l'étendue minimale du couvert arctique, puisse augmenter temporairement les chances qu'un pont de glace se forme. Par contre, le réchauffement des températures de l'air et de l'océan au printemps contribuerait à amincir la glace au moment précis où le pont de glace donne naissance à la polynie des Eaux du Nord. Il est donc possible que des embâcles continuent à se former sporadiquement et de manière plus fréquente pendant l'hiver, mais qu'au moment où le soleil passe au-dessus de l'horizon, le détroit de Nares ne devienne qu'un passage où la glace dérive librement vers la Baie de Baffin. Dans l'éventualité d'un tel scénario, on peut prévoir des conséquences significativement importantes sur le type de processus océaniques en cours dans la région. D'abord, la réponse barocline de l'océan aux événements de vent sera largement affectée par les changements dans les conditions de glace. La glace côtière qui se forme près des côtes groenlandaise et canadienne sera elle aussi affaiblie, ce qui réduira l'occurrence d'événements d'*upwelling* en eau profonde. Si la glace est mobilisée, l'*upwelling* côtier en sera lui aussi affecté, diminuant ainsi l'amplitude de l'un des plus importants mécanismes de remontées de nutriments en surface. Des conséquences importantes sur l'écosystème seraient donc à prévoir, notamment une baisse de la productivité primaire et des changements dans les espèces et dans les cycles biogéochimiques.

La principale caractéristique d'une polynie est de constituer une zone de grandes pertes de chaleur sensible et latente vers l'atmosphère, induisant une circulation atmosphérique locale (Alam et Curry 1995) et densifiant les eaux de surface par la formation de nouvelle glace. Marsden et al. (2004) ont même avancé l'idée que la polynie induisait une circulation atmosphérique qui aidait à son propre maintien. En l'absence de polynie, il est évident que le climat local et la variabilité du bilan d'eau douce seront modifiés. Les études régionales comme celle présentée ici peuvent donc être très utiles afin d'améliorer la paramétrisation des processus reliés aux polynies dans les modèles climatiques globaux.

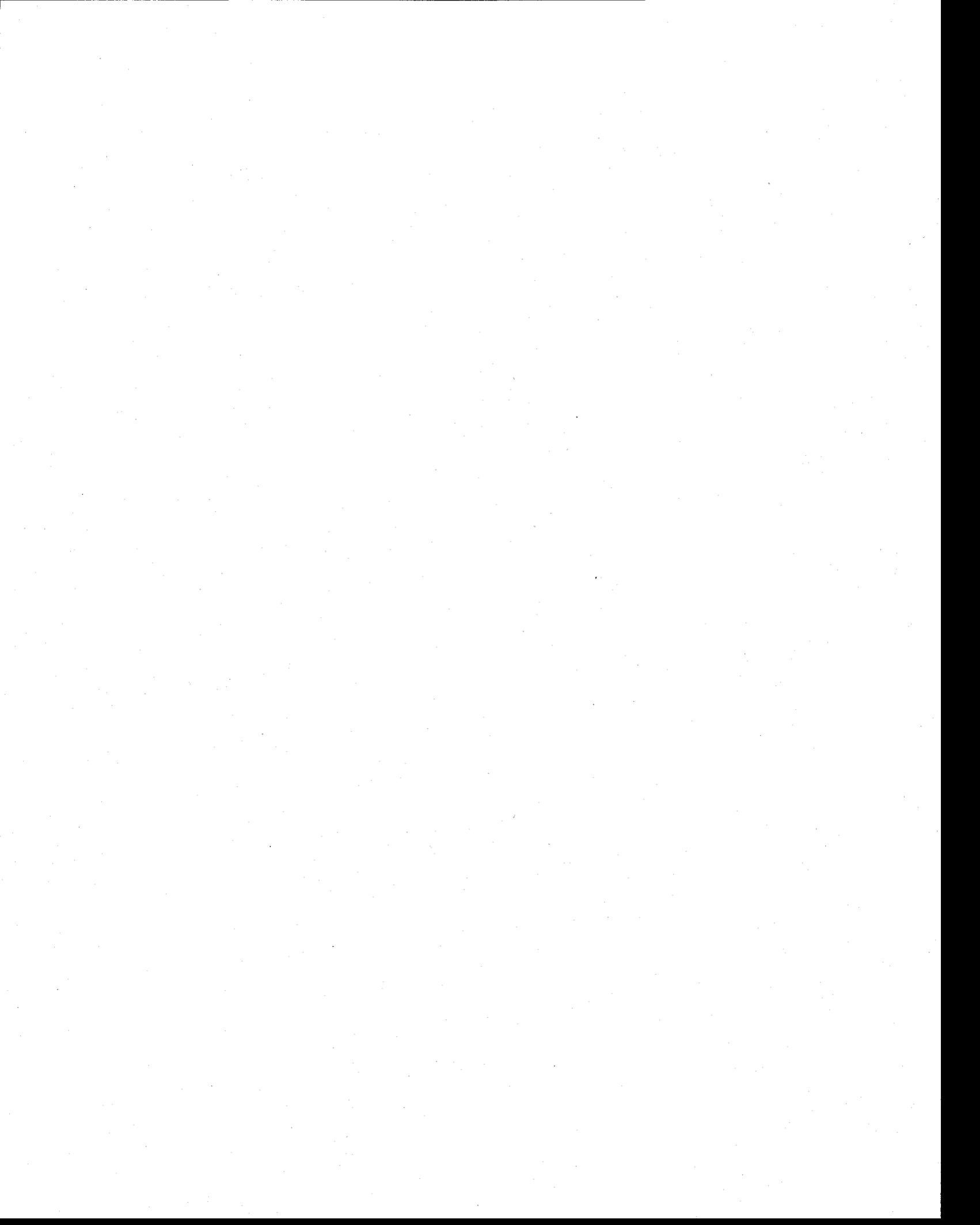
Un modèle numérique permet d'aborder plusieurs questions et simuler l'évolution de l'environnement physique selon plusieurs scénarios. Le modèle développé dans cette thèse compte à peu près tous les ingrédients nécessaires à la simulation d'un cycle saisonnier complet où les épisodes de polynie peuvent être simulés de manière pronostique. Ces études sont d'autant plus pertinentes si l'on bénéficie d'un accès aux données exceptionnelles récoltées en mer depuis une décennie, notamment via les programmes NOW, CASES, CFL, ArcticNet et plusieurs autres à venir. Parmi les questions qui méritent d'être abordées dans le futur, il y a notamment :

- **L'origine des eaux profondes de la Baie de Baffin.** L'hypothèse de Bourke et Paquette (1991) selon laquelle les eaux denses des plateaux continentaux seraient la principale source d'eau profonde peut être raffinée en simulant des périodes plus longues et en utilisant différents schémas d'advection qui simulent les coulées d'eau dense le long du talus continental (Winton 1998). Ce problème représente une des plus grandes énigmes de l'océanographie de la Baie de Baffin.
- **La variabilité interannuelle du pont de glace et la calibration du modèle de glace.** Les modèles de glace actuels sont loin de pouvoir représenter la réalité de la glace avec autant de détail et dans toute sa complexité. En construisant des conditions initiales et des conditions aux frontières réalistes pour la glace de mer à partir des données satellites (spécialement celles qui seront fournies par CryoSat), il serait intéressant de poursuivre la validation du modèle dynamique en incluant les processus

thermodynamiques et possiblement, d'établir la variabilité de la formation des arches de glace et tenter de prédire le destin de la polynie selon divers scénarios.

- **L'impact de la fonte de la calotte glaciaire du Groenland.** En forçant le modèle avec des données ou des scénarios de décharges d'eau douce provenant des glaciers, de l'inlandsis du Groenland et des icebergs, les impacts sur la stratification de la Baie de Baffin, les processus baroclines, la circulation côtière et l'écosystème de la polynie peuvent être évalués.
- **L'étude de la production biologique primaire.** La simulation de l'évolution spatio-temporelle de la production primaire dans la polynie des Eaux du Nord est certainement l'une des voies de développement les plus intéressantes et les plus cruciales pour notre compréhension du système arctique. Le couplage de MOM avec un modèle biogéochimique pourrait permettre de quantifier et cartographier les flux de carbone entre l'atmosphère et le fond de l'océan, en plus de répondre à beaucoup de questions concernant le fonctionnement de l'écosystème.
- **Couplage avec des modèles biologiques de type individu centré.** La morue arctique est l'une des espèces les plus importantes de l'écosystème arctique, mais son écologie est également très mal connue. Le couplage d'un modèle physique représentatif avec un modèle de type individu-centré peut permettre de fournir des réponses à certaines questions concernant le cycle de vie de cette espèce.
- **Variabilité annuelle de la circulation.** Dans cette thèse, nous avons négligé volontairement les variations saisonnières de l'hydrographie. Toutefois, son rôle dans la variabilité de la circulation à large et à méso échelle n'est pas négligeable et mérite qu'on s'y intéresse. Cette étude est possible en spécifiant des conditions aux frontières variables provenant d'un modèle à plus grande échelle. L'étude des marées sur un cycle annuel enrichirait grandement les résultats obtenus.





5. Bibliographie

- Aagaard, K. and E.C. Carmack, 1989: The role of sea ice and other fresh water in the Arctic circulation. *J. Geophys. Res.*, **94**, 14485-14498.
- ACIA, 2005. Arctic Climate Impact Assessment—Scientific Report. Cambridge University Press, New York, USA. 1042 pp.
- Alam, A. and J. Curry, 1995: Lead-induced atmospheric circulations. *J. Geophys. Res.*, **100**, 4643-4651.
- Alexander, V. and H.J. Niebauer, 1981: Oceanography of the eastern Bering Sea ice-edge zone in spring. *Limnol. Oceanogr.*, **26**, 1111-1125.
- April, A. 2006: Étude de la sensibilité et analyse thermodynamique de la formation et fonte de la glace de mer de la polynie des Eaux du Nord. Thèse de doctorat, Université du Québec à Rimouski, 162 pp.
- Arbetter, T.E. and L. Mysak, 2003: A coupled sea ice-ocean model of Baffin Bay and the North Water polynya, IUGG 2003 Meeting, Sapporo, Japan.
- Arbetter, T.E., J.A. Curry, and J.A. Maslanik, 1999: Effects of rheology and ice thickness distribution in a dynamic-thermodynamic sea ice model, *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 2656-2670.
- Bâcle, J., 2000: The physical oceanography of waters under the North Water Polynya, Centre of Climate and Global Change Research, M.Sc. Thesis, McGill University, 104 pp.
- Bâcle, J., E.C. Carmack, and R.G. Ingram, 2002: Water column structure and circulation under the North Water during spring transition: April-July 1998. *Deep-Sea Res. II*, **49**, 4907-4925.
- Barber, D.G., J.M. Hanesiak, W. Chan, and J. Piwowar, 2001: Sea ice and meteorological conditions in Northern Baffin Bay and the North Water Polynya between 1979 and 1996. *Atmos. Ocean*, **39**, 343-359.
- Belchansky, G.I., D.C. Douglas, I.V. Alpaty, and N.G. Platonov, 2004: Spatial and temporal multiyear sea ice distributions in the Arctic: A neural network analysis of SSM/I data, 1998-2001. *J. Geophys. Res.* **109**, C10017.

- Biggs, N.R.T. and A.J. Willmott, 2004: Unsteady polynya flux model solutions incorporating a parameterization for the collection thickness of consolidated new ice. *Ocean Model.*, **7**, 343-361.
- Biggs, N.R.T. and A.J. Willmott, 2001: A steady-state coupled ocean-polynya flux model of the North Water, Baffin Bay. *Geophys. Astro. Fluid*, **95**, 1-29.
- Biggs, N.R.T., M.A.M. Maqueda, and A.J. Willmott, 2000: Polynya flux model solutions incorporating a parameterization for the collection thickness of consolidated new ice. *J. Fluid Mech.*, **408**, 179-204.
- Bitz, C.M., and W.H. Lipscomb, 1999: A new energy-conserving sea ice model for climate study. *J. Geophys. Res.*, **104**, 15669-15677.
- Bjornsson, H., A.J. Willmott, L. Mysak, and M.A.M. Maqueda, 2001: Polynyas in a high-resolution dynamic-thermodynamic sea ice model and their parameterization using flux models. *Tellus A*, **53**, 245-265.
- Bourke, D. and R. Paquette, 1991: Formation of Baffin Bay bottom and deep waters. Deep convection and deep water formation in the oceans. P. Chu and J. Gascaud. Amsterdam, Elsevier: 135-155.
- Boussinesq, J., 1903: Théorie analytique de la chaleur. Gauthier-Villars, Paris.
- Bryan, K. 1991: Michael Cox (1941-1989): his pioneering contributions to ocean circulation modeling, *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 1259-1270.
- Bryan, K., 1969: A numerical method for the study of the circulation of the world ocean. *J. Comput. Phys.*, **4**, 347-376.
- Buckley, J.R., T. Gammelsrød, J.A. Johannessen, O.M. Johannessen, and L.P. Røed, 1979: Oceanic structure at the edge of the Arctic ice pack in winter. *Science*, **203**, 167-167.
- Burchard, H., and K. Bolding, 2001: Comparative analysis of four second moment turbulence closure models for the oceanic mixed layer, *J. Phys. Oceanogr.*, **31**, 1943-1968.
- Camerlengo, A. and J. O'Brien, 1980: Open boundary conditions in rotating fluids. *J. Comput. Phys.*, **35**, 12-35.

- Carmack, E.C., 2007: The alpha/beta ocean distribution: A perspective on freshwater fluxes, convection, nutrients and productivity in high-latitude seas. *Deep-Sea Res. II*, **54**, 2578-2598.
- Chapman, D.C., 1999: Dense water formation beneath a time-dependent coastal polynya. *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 807-820.
- Clarke, A. J., 1978: On wind-driven quasi-geostrophic water movement at fast ice edges. *Deep-Sea Res.*, **25**, 41-51
- Côté, J., S. Gravel, A. Méthot, A. Patoine, M. Roch, and A. Staniforth, 1998a: The operational CMC-MRB Global Environmental Multiscale (GEM) Model. Part I: Design considerations and formulation. *Mon. Weather Rev.*, **126**, 1373-1395.
- Côté, J. J.-G. Desmarais, S. Gravel, A. Méthot, A. Patoine, M. Roch, and A. Staniforth, 1998b: The operational CMC-MRB Global Environmental Multiscale (GEM) Model. Part II: Results. *Mon. Weather Rev.*, **126**, 1397-1418.
- Cox, M. D. 1984: A primitive equation, 3-dimensional model of the ocean, NOAA/Geophysical Fluid Dynamics Laboratory, Princeton, USA.
- Csanady, G.T., 1982: Circulation in the coastal ocean. Springer Science & Business, 279 pp.
- Darby, M.S., A.J. Willmott, and L.A. Mysak, 1994: A non-linear steady-state model of the North Water polynya, Baffin Bay. *J. Phys. Oceanogr.*, **24**, 1011-1020.
- Deardorff, J.W., 1983: A multi-limit mixed-layer entrainment formulation. *J. Phys. Oceanogr.*, **13**, 988-1002.
- Deming, J., L. Fortier, and M. Fukuchi, 2002: The International North Water Polynya Study (NOW): a brief overview. *Deep-Sea Res. II*, **49**, 4887-4892.
- Dumont, D., Y. Gratton, and T.E. Arbetter, 2010: Wind-driven circulation and landfast ice-edge processes during polynya events in northern Baffin Bay. *J. Phys. Oceanogr.*, doi:10.1175/2010JPO4292.1.
- Dumont, D., Y. Gratton, and T.E. Arbetter, 2009a: Modeling the dynamics of the North Water Polynya ice bridge. *J. Phys. Oceanogr.*, **39**, 1448-1461.
- Dumont, D., Y. Gratton, and T.E. Arbetter, 2009b: Modélisation de la formation du pont de glace du détroit de Nares. Atelier sur la Modélisation de l'Atmosphère 2009, Toulouse, France.

- Dunbar, M.J., 1981: Physical causes and biological significance of polynyas and other open water in sea ice. In: Stirling, I., Cleator, H. (Eds.), Polynyas in the Canadian Arctic. Occasional Paper 45, Canadian Wildlife Service, Ottawa, pp. 29-44.
- Durski, S.M., S.M. Glenn, and D.B. Haidvogel, 2004: Vertical mixing schemes in the coastal ocean: Comparison of the level 2.5 Mellor-Yamada scheme with an enhanced version of the K profile parameterization. *J. Geophys. Res.*, **109**, JC01015.
- Egbert, G.D., and S.Y. Erofeeva, 2002: Efficient inverse modeling of barotropic ocean tides, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **19**(2), 183-204.
- Eisen, O., and C. Kottmeier, 2000: On the importance of leads in sea ice on the energy balance and ice formation in the Weddell Sea. *J. Geophys. Res.*, **105**, 14045-14060.
- Ferrari, R., J.C. McWilliams, V.M. Canuto, and M. Dubovikov, 2008: Parameterization of eddy fluxes near oceanic boundaries. *J. Clim.*, **21**, 2770-2789.
- Gammelsrød, T., M. Mork, and P.L. Røed, 1975: Upwelling possibilities at an ice-edge, homogeneous model. *Mar. Sci. Commun.*, **1**, 115-145.
- Garrett, C. and B. Toulany, 1982: Sea level variability due to meteorological forcing in the Northeast Gulf of St. Lawrence. *J. Geophys. Res.*, **87**, 1968-1978.
- Gent, P.R. and J.C. McWilliams, 1990: Isopycnal mixing in ocean circulation models. *J. Phys. Oceanogr.*, **20**, 150-155.
- Gill, A.E., 1982: Atmosphere-Ocean Dynamics. San Diego, Academic Press. 662 p.
- Gnanadesikan, A., S.M. Griffies, and B.L. Samuels, 2007: Effects in a climate model of slope tapering in neutral physics schemes. *Ocean Model.*, **16**, 1-16.
- Godin, G., 1966: The tides in the Labrador Sea, Davis Strait and Baffin Bay. Marine Science Branch, Department of Mines, Technical Surveys. Manuscript Report Series No. 2.
- Greisman, P., S. Grant, A. Blaskovich, B. van Hardenburg, 1986: Tidal propagation measurements in Baffin Bay, Lancaster Sound, and Nares Strait. Canadian Contractor's Report Hydrographical Ocean Science. No. 25: VIII.
- Griffies, S.M., 2007: Elements of MOM4p1, GFDL Ocean Group Technical Report No. 6, NOAA/Geophysical Fluid Dynamics Laboratory, (<http://www.gfdl.noaa.gov/~fms>).
- Griffies, S.M., 2004: Fundamentals of Ocean Climate Models, Princeton University Press, 518 pp.

- Griffies, S.M., M.J. Harrison, R.C. Pacanowski, and A. Rosati, 2004: A Technical Guide to MOM4, GFDL Ocean Group Technical Report No. 5, NOAA/Geophysical Fluid Dynamics Laboratory, (<http://www.gfdl.noaa.gov/~fms>).
- Griffies, S.M. and R. Hallberg, 2000: Biharmonic friction with a Smagorinsky-like viscosity for use in large-scale eddy-permitting ocean models. *Mon. Weather Rev.*, **128**, 2935-2946.
- Griffies, S.M., 1998: The Gent-McWilliams skew-flux. *J. Phys. Oceanogr.*, **28**, 831-841.
- Gutfraind, R. and S.B. Savage, 1998: Flow of fractured ice through wedge-shaped channels: smoothed particle hydrodynamics and discrete-element simulations. *Mech. Mater.*, **29**, 1-17.
- Hakkinen, S., 1986: Coupled ice-ocean dynamics in the marginal ice zones, upwelling/downwelling and eddy generation. *J. Geophys. Res.*, **91**, 819-832.
- Hannah, C.G., F. Dupont, and M. Dunphy, 2009: Polynyas and tidal currents in the Canadian Arctic Archipelago. *Arctic*, **62**, 83-95.
- Heinrichs, J.F. 1996: Coupled ice/ocean modeling of Baffin Bay and the formation of the North Water polynyas. Ph.D. Thesis, University of Colorado, 136 pp.
- Hibler, W.D., III., J.K. Hutchings, and C.F. Ip, 2006: Sea-ice arching and multiple flow states of Arctic pack ice. *Ann. Glaciol.*, **44**, 339-344.
- Hibler, W.D., III, A. Proshutinsky, P. Heil., H. Simmons, and J. Lovick, 2004: Tidal and inertial variability in Arctic sea ice drift and deformation. *Eos Trans. AGU*, **85**(47), Fall Meet. Suppl., Abstract OS41A-0476.
- Hibler, W.D., III 1979: A dynamic thermodynamic sea ice model. *J. Phys. Oceanogr.*, **9**, 815-846.
- Holloway, G. and A. Proshutinsky, 2007: Role of tides in Arctic ocean/ice climate. *J. Geophys. Res.*, **112**, C04S06.
- Hunke, E.C., 2001: Viscous-plastic sea ice dynamics with the EVP model: linearization issues. *J. Comput. Phys.*, **170**, 18-38.
- Hunke, E.C. and Y. Zhang, 1999: A comparison of sea ice dynamics models at high resolution. *Mon. Wea. Rev.*, **127**, 396-408.
- Hunke, E.C. and J.K. Dukowicz, 1997: An elastic-viscous-plastic model for sea ice dynamics. *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 1849-1867.

- Ingram, R.G., J. Bâcle, D.G. Barber, Y. Gratton, and H. Melling, 2002: An overview of physical processes in the North Water. *Deep-Sea Res. II*, **49**, 4893-4906.
- International Arctic Polynya Programme, 1991: Mission Statement and Core Programme, prepared by Joint Oceanographic Institutions Incorporated for ASOB, 14 pp.
- International Arctic Polynya Programme, 2004: New Mission Statement: Polynyas in the Arctic's Changing Environment (PACE), prepared for ASOB in Reykjavik, 35 pp.
- Ip, C.F., 1993: Numerical investigation of different rheologies on sea-ice dynamics, Ph.D. Thesis, Dartmouth College, 242 pp.
- IPCC (2007) Climate Change 2007: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change, Ed. Solomon S, Qin D, Manning M, Chen Z, Marquis M, Averyt KB, Tignor M, Miller HL, Cambridge University Press, Cambridge, UK.
- Ito, H., 1982: Sea ice atlas of northern Baffin Bay. Special Issue of *Zuricher Geographische Schriften*, Zurich ZGS 7.
- Jackett, D.R., McDougall, T.J., Feistel, R., Wright, D.G., and Griffies, S.M., 2006: Algorithms for density, potential temperature, conservative temperature, and freezing temperature of seawater, *J. Atmos. Ocean Tech.*, **23**, 1709-1728.
- Johannessen, O.M., J.A. Johannessen, J. Morison, B.A. Farrelly, and E.A.S. Svendsen, 1983: Oceanographic conditions in the marginal ice zone of Svalbard in early Fall 1979 with an emphasis on mesoscale processes. *J. Geophys. Res.*, **88**, 2755-2769.
- Kantha, L. and C.A. Clayson, 1994: An improved mixed layer model for geophysical applications. *J. Geophys. Res.*, **99**, 25235-25266.
- Kliem, N. and D.A. Greenberg, 2003: Diagnostic simulations of the summer circulation in the Canadian Arctic Archipelago. *Atmos. Ocean*, **41**, 273-289.
- Kowalik, Z., and A.Y. Proshutinsky, 1994: The Arctic Ocean Tides, in *The Polar Oceans and Their Role in Shaping the Global Environment*, Geophysical Monograph 85, Edited by O.M. Johannessen, R.D. Muench, and J.E. Overland, AGU, Washington, D. C., pp. 137-158.
- Kubat, I., M. Sayed, S.B. Savage, and T. Carrieres, 2006: Flow of ice through converging channels. *Int. Offshore Polar E.*, 577-583.

- Kunze, E., E. Firing, J.M. Hummon, T.K. Chereskin, and A.M. Thurnherr, 2006: Global abyssal mixing inferred from lowered ADCP shear and CTD strain profiles. *J. Phys. Oceanogr.*, **36**, 1553-1576.
- Kwok, R., L. Toudal Pedersen, P. Gudmandsen, and S.S. Pang, 2010: Large sea ice outflow into the Nares Strait in 2007, *Geophys. Res. Lett.*, **37**, L03502.
- Kwok, R., 2005: Variability of Nares Strait ice flux. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L24502.
- Large, W.G., and P.R. Gent, 1999: Validation of vertical mixing in an equatorial ocean model using large eddy simulations with observations, *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 449-464.
- Large, W.G., J.C. McWilliams, and S.C. Doney, 1994: Ocean vertical mixing: A review and a model with a nonlocal boundary layer parameterization. *Rev. Geophys.*, **33**, 363-403.
- Lebedev, V.L. 1968: Maximum size of a wind-generated lead during sea freezing. *Oceanology*, **8**, 313-318.
- Lee, H.C., A. Rosati, and M.J. Spelman, 2006: Barotropic tidal mixing effects in a coupled climate model: Oceanic conditions in the Northern Atlantic. *Ocean Model.*, **11**, 464-477.
- Lemieux J.-F. and B. Tremblay (2009), Numerical convergence of viscous-plastic sea ice models, *J. Geophys. Res.*, **114**, C05009.
- Lewis, E.L., D. Ponton, L. Legendre, and B. Leblanc, 1996: Springtime sensible heat, nutrients and phytoplankton in the Northwater Polynya, Canadian Arctic. *Cont. Shelf Res.*, **16**, 1775-1792.
- Lobb, J., A.J. Weaver, E.C. Carmack, and R.G. Ingram, 2003: Structure and mixing across an Arctic/Atlantic front in northern Baffin Bay. *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 1833.
- Marchesiello, P., J.C. McWilliams, and A. Shchepetkin, 2001: Open boundary conditions for long-term integration of regional oceanic models. *Ocean Model.*, **3**, 1-20.
- Marsden, R.F., J. Serdula, E. Key, and P.J. Minnett, 2004: Are polynyas self-sustaining? *Atmos.-Ocean*, **42**, 251-265.
- Marshall, J., C. Hill, L. Perelman, and A. Adcroft, 1997: Hydrostatic, quasihydrostatic, and nonhydrostatic ocean modeling. *J. Geophys. Res.*, **102**, 5733-5752.

- Maslowski, W., J.C. Kinney, W. Walczowski, and A. Beszczynska-Moeller, 2008: Why global climate model predictions of Arctic warming are too conservative? AGU Fall Meeting, San Francisco, December 15-19.
- McDougall, T.J., D.R. Jackett, D.G. Wright, and R. Feistel, 2003: Accurate and computationally efficient algorithms for potential temperature and density of seawater. *J. Atmos. Ocean Tech.*, **20**, 730–741.
- Mehta, A, G.C. Barker, and J.-M. Luck, 2009: Heterogeneties in granular materials. *Phys. Today*, May 2009, 40-45.
- Mei, Z.-P., L. Legendre, Y. Gratton, J.-É. Tremblay, B. Leblanc, C.J. Mundy, B. Klein, M. Gosselin, P. Larouche, T.N. Papakyriakou, C. Lovejoy, and C.H. von Quillfeldt, 2002: Physical control of spring-summer phytoplankton dynamics in the North Water, April-July 1998. *Deep-Sea Res. II*, **49**, 4959-4982.
- Melling, H., Y. Gratton, and R.G. Ingram, 2001: Ocean circulation within the North Water polynya of Baffin Bay. *Atmos. Ocean*, **39**, 301-325.
- Melling, H., 2000: Exchanges of freshwater through the shallow straits of the North American Arctic. In, The freshwater budget of the Arctic Ocean. NATO *Adv. Res. Workshop*. Eds Lewis et al. Kluwer Academic, pp.479-502
- Mellor, G.L. and T. Yamada, 1982: Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **20**, 851-875.
- Miller, M. and A. Thorpe, 1981: Radiation conditions for the lateral boundaries of limited-area numerical models. *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, **107**, 615-628.
- Morrison, H.L. and O. Richmond, 1976: Application of Spencer's ideal soil model to granular material flow. *J. Appl. Mech.*, **98**, 49-53.
- Muench, R.D., 1971: The physical oceanography of the northern Baffin Bay region. The Baffin Bay – Northwater Project, Science Report 1, Arctic Institute of North America, Washington, DC, 150 pp.
- Münchow, A. and H. Melling, 2008: Ocean current observations from Nares Strait to the west of Greenland: Interannual to tidal variability and forcing. *J. Mar. Res.*, **66**, 801-833.

- Münchow, A., H. Melling, and K.K. Falkner, 2006: An observational estimate of volume and freshwater flux leaving the Arctic ocean through Nares Strait. *J. Phys. Oceanogr.*, **36**, 2025-2041.
- Mundy, C.J., M. Gosselin, J. Ehn, Y. Gratton, A. Rossnagel, D. Barber, J. Martin, J.-E. Tremblay, M. Palmer, K. Arrigo, B. Else, and T. Papakiriakou, 2009: Contribution of under-ice primary production to an ice-edge upwelling phytoplankton bloom in the Canadian Beaufort Sea. *Geophys. Res. Lett.*, **36**, L17601.
- Mundy, C.J. and D.G. Barber, 2001: On the relationship between spatial patterns of sea-ice type and the mechanisms which create and maintain the North Water (NOW) polynya. *Atmos. Ocean*, **39**, 327-341.
- Munk, W.H., E.R. Anderson, 1948: Notes on a theory of the thermocline. *J. Mar. Res.* **3**, 276-295.
- Mysak, L.A. and F. Huang, 1992: A latent- and sensible-heat polynya model for the North Water, northern Baffin Bay. *J. Phys. Oceanogr.*, **22**, 596-608.
- Nguyen, T.V., C.E. Brennen, and R.H. Sabersky, 1980: Funnel flow in hoppers. *J. Appl. Math.*, **47**, 729-735
- Niebauer, H.J., 1982: Wind and melt driven circulation in a marginal sea ice edge frontal system: a numerical model. *Cont. Shelf Res.*, **1**, 49-98.
- Odate, T., T. Hirawake, S. Kudoh, B. Klein, B. Leblanc, and M. Fukuchi, 2002: Temporal and spatial patterns in the surface-water biomass of phytoplankton in the North Water. *Deep-Sea Res. II*, **49**, 4947-4958.
- Orlanski, I., 1976: A simple boundary condition for unbounded hyperbolic flows. *J. Comput. Phys.*, **21**, 251-269.
- Ou, H., 1988: A time-dependent model of a coastal polynya. *J. Phys. Oceanogr.*, **18**, 590-584.
- Pacanowski, R.C. and Griffies, S.M., 1999: The MOM3 Manual, NOAA/Geophysical Fluid Dynamics Laboratory, Princeton, USA, 680 pp.
- Padman, L. and S. Erofeeva, 2004: A barotropic inverse tidal model for the Arctic Ocean. *Geophys. Res. Lett.*, **31**, L02303.
- Padman, L., and C. Kottmeier, 2000: High-frequency ice motion and divergence in the Weddell Sea. *J. Geophys. Res.*, **105**(C2), 3379- 3400.

- Pease, C.H., 1987: The size of wind-driven polynyas. *J. Geophys. Res.*, **92**, 7049-7059.
- Polyakov, I., E. Dmitriev, and A. Proshutinsky, 1995: Modeling of a three-dimensional structure of the Arctic Ocean M2 tide with a high spatial resolution. *Cray Channels*, **17**(2), 36.
- Price, J.F., R.A. Weller, and R. Pinkel, 1986: Diurnal cycling: observations and models of the upper ocean response to diurnal heating, cooling and wind mixing. *J. Geophys. Res.*, **91**, 8411-8427.
- Prinsenber, S.J., I.K. Peterson, and S. Holladay, 1996: Comparison of airborne electromagnetic ice thickness data with NOAA/AVHRR and ERS-1/SAR images. *Atmos. Ocean*, **34**, 185-205.
- Rail, M.-E., 2005: Polynie des Eaux du Nord : estimation des bilans et de la circulation à partir d'un modèle inverse simple. Mémoire de maîtrise, INRS-ETE, 167 pp.
- Raymond, W. and H. Kuo, 1984: A radiation boundary condition for multidimensional flows. *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, **110**, 535-551.
- Redfield, A.C., 1958: The biological control of chemical factors in the environment. *Am. Sci.*, **46**, 205-221.
- Richmond, O. and G.C. Gardner, 1962: Limiting spans for arching of bulk materials in vertical channels. *Chem. Eng. Sci.*, **17**, 1071-1078.
- Rothrock, D.A., 1975a: The mechanical behaviour of pack ice. *Ann. Rev. Earth Pl. Sci.*, **3**, 317-342.
- Rothrock, D.A., 1975b: The energetics of the plastic deformation of pack ice by ridging. *J. Geophys. Res.*, **80**, 4514-4519.
- Røed, L.P. and J.J. O'Brien, 1983: A coupled ice-ocean model of upwelling in the marginal ice zone, *J. Geophys. Res.*, **88**, 2863-2872.
- Sadler, H., 1976: Water, heat, and salt transport through Nares Strait, Ellesmere Island. *J. Fish. Res. Board Can.*, **33**, 2286-2295.
- Saucier, F.J., S. Senneville, S. Prinsenber, F. Roy, G. Smith, P. Gachon, D. Caya, and R. Laprise, 2004: Modelling the sea ice-ocean seasonal cycle in Hudson Bay, Foxe Basin and Hudson Strait, Canada. *Clim. Dyn.*, **23**, 303-326.
- Savage, S.B. and M. Sayed, 1981: Gravity flow of coarse cohesionless granular materials in conical hoppers. *J. Appl. Math. Phys.*, **32**, 125-143.

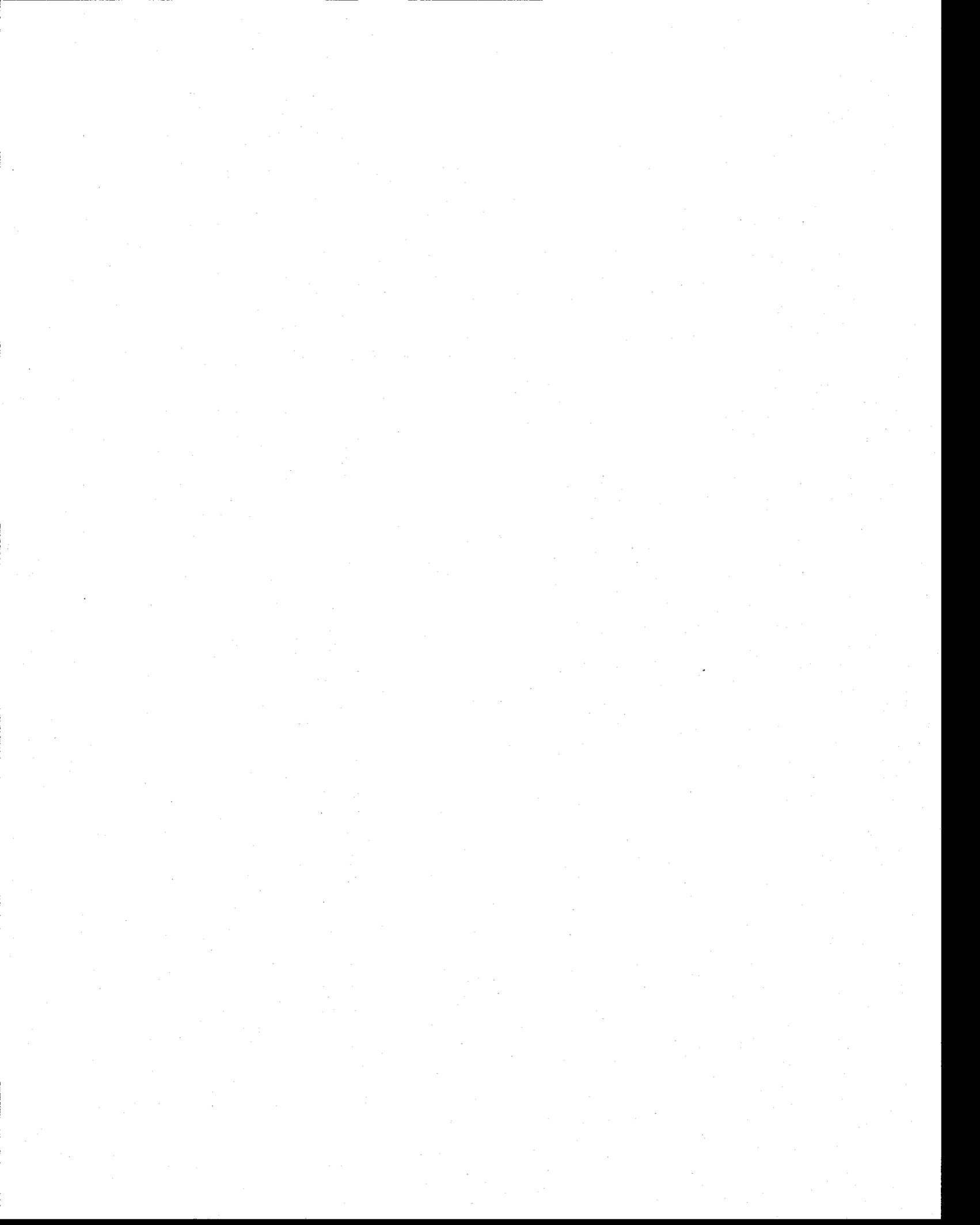
- Schledermann, P., 1980a: Polynyas and prehistoric settlement patterns. *Arctic*, **33**, 292-302.
- Schledermann, P., 1980b: Notes on Norse finds from the east coast of Ellesmere Island, N.W.T. *Arctic*, **33**, 454-463.
- Semtner, A.J., 1976: A model for the thermodynamic growth of sea ice in numerical investigations of climate. *J. Phys. Oceanogr.*, **6**, 379-389.
- Shen, H.T., J. Su, and L. Liu, 2000: SPH simulation of river ice dynamics. *J. Comput. Phys.*, **165**, 752-770.
- Simmons, H.L., S.R. Jayne, L.C. St-Laurent, and A.J. Weaver, 2004: Tidally driven mixing in a numerical model of the ocean general circulation. *Ocean Model.*, **6**, 245-263.
- Simpson, J.H. and J.R. Hunter, 1974: Fronts in the Irish Sea. *Nature*, **250**, 404-406.
- Smagorinsky, J. 1993: Some historical remarks on the use of nonlinear viscosities, in Large eddy simulation of complex engineering and geophysical flows, Ed. B. Galperin and S. A. Orszag. Cambridge University Press.
- Smagorinsky, J., 1963: General circulation experiments with the primitive equations. I. The basic experiment. *Mon. Weather Rev.*, **91**, 99-164.
- Smith, W.O. and D.M. Nelson, 1985: Phytoplankton bloom produced by a receding ice edge in the Ross Sea: Spatial coherence with the density field. *Science*, **227**, 163-166.
- Sodhi, D.S., 1997: Ice arching and the drift of pack ice through restricted channels. CRREL report 77-18. Cold Regions Research and Engineering Laboratory. Hanover, New Hampshire. 11 pp.
- Sommerfeld, A., 1949: Partial differential equations. Lecture in Theoretical Physics 6, Academic Press, New York.
- Stirling, I., 1980: The biological importance of polynyas in the Canadian Arctic. *Arctic*, **33**, 303-315.
- Tang, C.L., C.K. Ross, T. Yao, B. Petrie, B.M. DeTracey, and E. Dunlap, 2004: The circulation, water masses and sea-ice of Baffin Bay. *Prog. Oceanogr.*, **63**, 183-228.
- Tang, C.L. and M. Ikeda, 1989: Ice-edge upwelling off the Newfoundland coast during LIMEX. *Atmos. Ocean*, **27**, 658-681.

- Tennekes, H., 1973: A model for the dynamics of the inversion above a convective boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **30**, 558-567.
- Tremblay, J.-É., Y. Gratton, J. Fauchot, and N.M. Price, 2002: Climatic and oceanic forcing of new, net, diatom production in the North Water. *Deep-Sea Res. II*, **49**, 4927-4946.
- Tremblay, L.-B. and L. Mysak, 1997: Modeling sea ice as a granular material, including the dilatancy effect. *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 2342-2360.
- Troen, I.B., and L. Mahrt, 1986: A simple model of the atmospheric boundary layer; sensitivity to surface evaporation. *Bound.-Lay. Meteor.*, **37**, 129-148.
- Untersteiner, N., A.S. Thorndike, D.A. Rothrock, and K.L. Hunkins, 2007: AIDJEX revisited: a look back at the U.S.-Canadian Arctic Ice Dynamics Joint Experiments 1970-78. *Arctic*, **60**, 327-336.
- Veronis, G., 1973: Large scale ocean circulation. *Adv. Appl. Mech.*, **13**, 2-92.
- Vincent, R.F., R.F. Marsden, P.J. Minnett, K.A.M. Creber, and J.R. Buckley, 2008: Arctic waters and marginal ice zones: A composite Arctic sea surface temperature algorithm using satellite thermal data. *J. Geophys. Res.*, **113**, C04021.
- Vincent, R.F., R.F. Marsden, P. Minnett, and J.R. Buckley, 2008: Arctic waters and marginal ice zones: 2. An investigation of arctic atmospheric absorption for advanced very high resolution radiometer sea surface temperature estimates. *J. Geophys. Res.*, **113**, C08044.
- Walker, D.M., 1966: An Approximate theory for pressures and arching in hoppers. *Chem. Eng. Sci.*, **21**, 975-997.
- Walters, J.K., 1973: A theoretical analysis of stresses in silos with vertical walls. *Chem. Eng. Sci.*, **28**, 13-21.
- Wijesekera, H., J. Allen, and P. Newberger, 2003: Modeling study of turbulent mixing over the continental shelf: Comparison of turbulent closure schemes, *J. Geophys. Res.*, **108**(C3), 3103.
- Willmott, A.J. and M.A.M. Maqueda, 1997: A model for the influence of wind and oceanic currents on the size of a steady-state latent heat coastal polynya. *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 2256-2275.

- Winton, W., 2000: A reformulated three-layer sea ice model. *J. Atmos. Ocean Tech.*, **17**, 525-531.
- Winton, M., 1998: Simulation of density-driven frictional downslope flow in z-coordinate ocean models. *J. Phys. Oceanogr.*, **28**, 2163-2174.
- Yao, T. and C.L. Tang, 2003: The formation and maintenance of the North Water polynya. *Atmos. Ocean*, **41**, 187-201.



II Articles



6. Modeling the dynamics of the North Water ice bridge

Dany Dumont¹, Yves Gratton¹ and Todd E. Arbetter²

¹*Institut National de Recherche Scientifique, Centre Eau, Terre et Environnement, Québec, Canada*

²*National Ice Center, Suitland, Maryland, USA*

(Manuscript submitted 6 December 2007, accepted in final form 6 November 2008)

The North Water polynya, the largest polynya in the world, forms annually and recurrently in Smith Sound in northern Baffin Bay. Its formation is governed in part by the formation of an ice bridge in the narrow channel of Nares Strait below Kane Basin. Here, the widely used elastic-viscous-plastic elliptical rheology dynamic sea ice model is applied to the region. The idealized case is tested over a range of values for $e = [1.2, 2.0]$ and initial ice thicknesses from 0.75 m to 3.5 m, using constant northerly winds over a period of 30 days, to evaluate long-term stability of different rheological parameterizations. Idealized high-resolution simulations show that the formation of a stable ice bridge is possible for $e \leq 1.8$. The dependence of the solution in terms of grid discretisation is studied with a domain rotated 45° . A realistic domain with realistic forcing is also tested to compare time-variant solutions to actual observations. Cohesion has remarkable impact on if and when the ice bridge will form and fail, assessing its importance for regional and global climate modeling, but the lack of observational thickness data during polynya events prevents us from identifying an optimal value for e .

La polynie des Eaux du Nord, la plus grande polynie du monde, se forme de manière récurrente à chaque année dans le détroit de Smith, au nord de la Baie de Baffin. Son ouverture est en partie gouvernée par la formation d'un embâcle dans la portion la plus étroite du détroit de Nares, au sud du bassin Kane. Le modèle dynamique élastique-visqueux-plastique à rhéologie elliptique est appliqué à la région d'intérêt. Dans le cas idéalisé, plusieurs valeurs de $e = [1.2, 2.0]$ sont testées conjointement avec différentes épaisseurs initiales variant entre 0.75 m et 3.5 m, en employant une contrainte de vent constante et uniforme sur une période simulée de 30 jours, et ce afin d'évaluer la stabilité à long terme du pont de glace. Les simulations idéalisées à haute résolution montrent que la formation d'un pont de glace stable n'est possible que pour $e \leq 1.8$. L'invariance de la solution est mise en évidence en étudiant le problème avec un domaine pivoté de 45° . Le modèle est ensuite utilisé dans un contexte réaliste où la solution transitoire est comparée avec les observations. La cohésion est le facteur le plus déterminant de la formation et de la rupture du pont de glace, ainsi que de sa durée, ce qui en fait un paramètre important pour les modèles climatiques. Le manque de données d'épaisseur nous empêche toutefois d'identifier un intervalle optimal pour e .

6.1 Introduction

Polynyas are regions of ice covered oceans where low sea ice concentration anomalies are observed. They are the location of enhanced biological productivity and ocean-atmosphere energy exchange in polar oceans. One of the largest polynyas and most productive ecosystems in the world is located in the North Water (NOW), northern Baffin Bay (Deming et al. 2002). Numerous observational (Melling et al. 2001; Barber et al. 2001) and modeling (Mysak and Huang 1992; Darby et al. 1994; Heinrichs 1996; Biggs and Willmott 2001; Yao and Tang 2003) studies have been conducted to describe and understand the opening mechanisms of the NOW polynya. There is strong agreement that the main driving mechanism is the wind forced advection of sea ice downwind of an ice bridge that forms seasonally and recurrently, between Greenland and Ellesmere Island (figure 6.1). The polynya existence essentially depends on the formation of this ice bridge (also often called ice arch). The possibility of an ice bridge not forming because of a variable or changing environment may impact the whole ecosystem and at least the local climate (Marsden et al. 2004). Interannual and interdecadal variability has been characterized by Barber et al. (2001); recent remote observations suggest that its formation may greatly be affected by multiyear ice depletion (Belchansky et al. 2004). Typically, the polynya exists on the order of several weeks in late spring (March to June) but can form during late fall or anytime during winter depending upon sea ice and meteorological conditions. The ice bridge location is highly correlated with the coastline features and typically lies at the constriction point between the two land masses. The ice edge shape is variable, but is always concave and arch-like. Adequately reproducing the sea ice behaviour in such a constrained area constitutes one step towards the understanding of the effect of climate on the polynya and its marine ecosystems through ocean-sea ice coupled modeling.

Pioneer studies of sea ice arching were greatly inspired from soil mechanics studies. The problem of sea ice flow in constrained channels or rivers is very similar to the gravity flow of granular material through vertical channels, hoppers and silos. This last problem has been extensively studied using the granular theory for bulk solids (Richmond and Gardner 1962; Walters 1973; Savage and Sayed 1981). In contrast to

fluids, bulk solids can transmit shear stresses while at rest. Cohesive materials (e.g. damp sand), which are able to support higher static shear stresses, are capable of forming a self-obstruction to flow (Walker 1966). Accordingly, ice arching has been observed and modeled assuming sea ice to be a plastic (discontinuous flow under continuous forcing) and cohesive (with the ability to maintain its integrity while submitted to tensile forces) material. Sodhi (1977) compared ice arches forming in Bering Strait and in the Amundsen Gulf with a cohesive Mohr-Coulomb granular rheology, and found a good correspondence between the modeled ice arch form and the observed profile. He followed the analytical analysis of Morrison and Richmond (1976) that relates the arching process with the cohesive strength of the granular material. Ip (1993) studied the problem of ice arching in converging channels with different rheologies and showed that plastic yield curves lying on or crossing the principal stress axes allow ice arch formation, given the adequate loading and thickness. His main conclusion is that only cohesive materials are able to form arches.

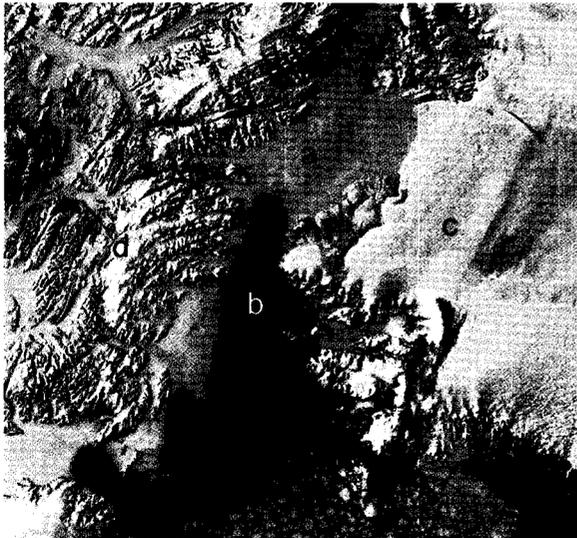


Figure 6.1 MODIS image of the North Water Polynya fully opened by May 25, 2001. The ice bridge prevents ice from drifting in the polynya. a) Kane Basin; b) Smith Sound; c) Greenland and d) Ellesmere Island, Canada. (<http://visibleearth.nasa.gov/>)

The elliptical yield curve for sea ice, first introduced by Hibler (1979), has become the most widely used dynamic sea ice model in climate and process studies. It represents a cohesive material since a part of it covers the second and fourth quadrants of the principal stress space (figure 6.2). It does not allow pure tension, which occurs when both principal stress components are positive. Shear strength relative to compressive strength is scaled by the major to minor axis ratio parameter e . Cohesion increases along

with shear strength as e decreases. A value of $e = 2$ was originally chosen by Hibler (1979) to approximately match the ratio of energy dissipation in shear to energy dissipation in sea ice ridging calculated by Rothrock (1975b). Hibler (1979) showed that decreasing e stiffens the ice flow throughout the Arctic basin but does not significantly alter spatial patterns of modelled ice thickness. On the other hand, such a change has a drastic impact on both the flow and spatial distribution of ice thickness in smaller enclosed areas. Kubat et al. (2006) used the ellipse and showed that modifications of the shear strength (cohesion) may lead to ice arch formation in an idealized converging channel. A value of $e = 1.2$, representing a higher shear strength, successfully simulated an ice arch while the original value of $e = 2$ did not. They used an ice strength value $P^* = 10^4$ Pa which led to the formation of very thick ridged ice (up to 15 m) at the converging coastlines. The elliptical yield curve with $e = 2$ is also used in dynamic river ice transport and ice jam formation modeling (Shen et al. 2000). Sea ice granularity in constrained areas like the channels of the Canadian Arctic Archipelago or rivers is greatly affected by the spatial scale that limits the maximum floe size and increases the importance of floe-coast interactions.

The goal of this paper is to examine the particular case of the Nares Strait ice arch formation and to characterize sea ice behaviour as a function of shear strength. The channel exit width and the converging slope are held fixed even though they influence the arch formation (see Ip, 1993). Because cohesion is fundamental for ice arching, its effect is explored and compared to synoptic observations obtained mainly from satellite imagery. The elliptical yield curve is used because of its success in modeling sea ice at large scales, because it allows sea ice to be cohesive, and also because cohesion and shear strength are easily varied with the free parameter e . First, a sensitivity study is conducted in an idealized domain as a function of initial ice pack thickness and shear strength. Then, simulations are performed in a realistic domain with realistic wind forcing and the impact of wind stress is assessed.

Details of the rheology, description of the model, initial conditions, and external forcing are presented in section 2. Section 3 presents results obtained in idealized conditions. The sensitivity of the results to thickness, cohesion, grid orientation and

boundary roughness is explored. Section 4 presents the results from realistic simulations of the North Water ice bridge and a conclusion is provided in section 5.

6.2 Model

a. Momentum equations and sea ice rheology

Our goal is to investigate the dynamical behaviour of sea ice in environmental conditions similar to those of the North Water when an ice bridge is formed. Sea ice thermodynamics are not considered while ice dynamics are modeled following the elastic-viscous-plastic (EVP) approach of Hunke and Dukowicz (1997). We use the Geophysical Fluid Dynamics Laboratory (GFDL) code version which is coupled to the Modular Ocean Model (MOM) release 4.0. Although ice arch formation has been studied with constant applied forcing (Ip, 1993) or in equilibrium situations (Sodhi 1977), simulated sea ice should quickly respond to rapidly varying forcing. Hunke and Zhang (1999) showed that the explicit time stepping scheme based on elastic waves mechanisms respond very well to daily stress forcing variations.

The two-dimensional momentum conservation can be written as

$$m \frac{\partial u_i}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \tau_{ai} + \tau_{wi} + \varepsilon_{ij3} m f_j - mg \frac{\partial H_0}{\partial x_i} \quad (1)$$

with m the ice mass per unit surface, σ_{ij} the ice internal stress tensor, and τ_{ai} and τ_{wi} the components of the stress imposed on the ice by the wind and the ocean. These terms are respectively expressed as

$$\tau_a = \rho_a C_{da} |\mathbf{u}| (\mathbf{u} \cos \theta + \mathbf{k} \times \mathbf{u} \sin \theta) \quad (2)$$

$$\tau_w = \rho_w C_{dw} |\mathbf{u}_w - \mathbf{u}| [(\mathbf{u}_w - \mathbf{u}) \cos \theta + \mathbf{k} \times (\mathbf{u}_w - \mathbf{u}) \sin \theta] \quad (3)$$

with ρ_a and ρ_w the air and water densities, C_{dw} and C_{da} the ocean-ice and air-ice drag coefficients, \mathbf{u}_w the geostrophic wind, and θ the turning angle. The two last terms of the right-hand side of (1) represent the Coriolis pseudo-force and the gravity on a tilted ocean surface H_0 , respectively. In the idealized experiments discussed in section 3, these two forces are set to zero for the sake of symmetry and simplicity. An ocean drag of $C_{dw} = 3.24 \times 10^{-3}$ is considered with an initially static ocean. The model boundaries are closed and ocean currents are not prescribed.

Solving for u_i require a constitutive relation that relates the stress and strain rate. This relation contains a yield curve in the stress space and a flow rule describing the strain rate orientation with respect to the stress. The viscous-plastic constitutive relation based on the normal flow rule takes the following form:

$$\sigma_{ij} = 2\eta\dot{\epsilon}_{ij} + (\zeta - \eta)\dot{\epsilon}_{kk}\delta_{ij} - \frac{P}{2}\delta_{ij} \quad (4)$$

where

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (5)$$

is the strain rate tensor. ζ and η are the bulk and shear nonlinear viscosities defined in terms of the strain rate tensor components as

$$\zeta = \frac{P}{2\Delta} \quad (6)$$

$$\eta = \frac{P}{2\Delta e^2} \quad (7)$$

$$\Delta = \left[(\dot{\epsilon}_{11}^2 + \dot{\epsilon}_{22}^2)(1 + e^{-2}) + 4e^{-2}\dot{\epsilon}_{12}^2 + 2\dot{\epsilon}_{11}\dot{\epsilon}_{22}(1 - e^{-2}) \right]^{1/2} \quad (8)$$

where e is the ratio of major to minor axes for the ellipse. P is the ice internal resistance, which depends on ice equivalent thickness h and concentration c as

$$P = P^* h \exp[-C(1 - c)] \quad (9)$$

where P^* and C are constant parameters.

In order to integrate the solution for u_i using the EVP scheme, (4) is inverted and an elastic term is added

$$\dot{\epsilon}_{ij} = \frac{1}{E} \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial t} + \frac{1}{2\eta} \sigma_{ij} + \frac{\eta - \zeta}{4\eta\zeta} \sigma_{kk} \delta_{ij} + \frac{P}{4\zeta} \delta_{ij} \quad (10)$$

The first term on the right-hand side of the EVP constitutive relation (10) describes an elastic response of the strain to a given stress where E is Young's Modulus. As detailed by Hunke and Dukowicz (1997), this term is introduced to significantly improve the integration efficiency of the explicitly discretized form of (1) and (10) toward the viscous-plastic (VP) behaviour and does not correspond to a physical property of sea ice. E depends on ice mass and grid resolution and is independent of rheological parameters.

Hunke and Zhang (1999) and Arbetter et al. (1999) demonstrated that in large scale realistic simulations of the Arctic the EVP formulation produces dynamical ice behaviour that is equivalent to the VP formulation, particularly for long time scales. At each model time step Δt , equations (1) and (10) are sub-stepped N times in order to damp the elastic waves toward a stationary state, in which case (10) reduces to (4). Viscosities are updated at each elastic loop, following Hunke (2001), while the elastic parameter E is defined according to Hunke and Dukowicz (1997). The minimum number of sub time steps for reaching the VP solution is roughly determined by the ratio of the viscous to elastic timescales T_v and T_e such that $N \geq T_v/T_e$.

$$T_v = \frac{m}{\zeta} \Delta x^2 \quad T_e = \sqrt{\frac{m}{E}} \Delta x \quad (11)$$

where Δx is the grid spacing. N is chosen so that it is approximately 4 times higher than the minimum acceptable value to damp the elastic waves (Table 6.1). Maximum and minimum bulk viscosities ζ_{\max} and ζ_{\min} values are introduced to regularize the case of vanishing strain rates and to avoid numerical instabilities, respectively. Corresponding limiting values are set for η using (6) and (7). Table 6.1 provides a summary of the parameter values used in the simulations.

Table 6.1 Parameter values used in the simulations.

Parameter	Symbol	Value
Ice density	ρ_i	905.0 kg m ⁻³
Ocean drag coefficient	C_{dw}	3.24×10^{-3}
Horizontal resolution	$\Delta\lambda \times \Delta\phi$	$0.15^\circ \times 0.04^\circ$
Average grid spacing	Δx_{avg}	3.36 km
Time step	Δt	1800 s
Number of EVP sub time steps	N	3600
Number of ice categories	-	12
Ice strength magnitude parameter	P^*	2.75×10^4 Pa
Ice strength decay parameter	C	20.0
Maximum bulk viscosity	ζ_{\max}	2.5×10^8 P kg s ⁻¹
Minimum bulk viscosity	ζ_{\min}	4×10^8 kg s ⁻¹

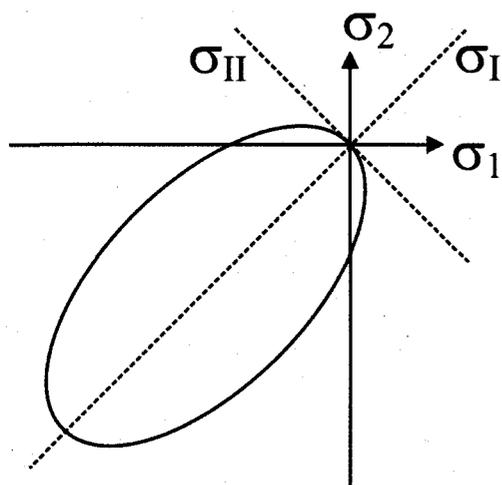


Figure 6.2 The elliptical yield curve represented in the principal stress space where σ_1 and σ_2 are the maximum and minimum normal stress components, respectively, and in the invariant stress space where σ_I is the average normal stress and σ_{II} the maximum shear stress.

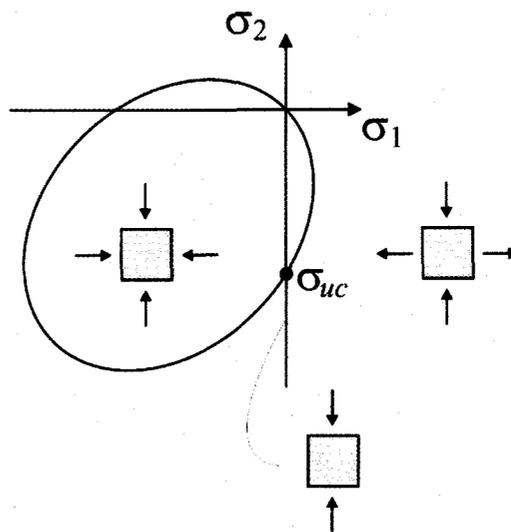


Figure 6.3 Cohesion is a property by which parcels of the same body are held together in opposition to forces tending to separate them. In the context of an elliptical rheology, the uniaxial compressive strength σ_{uc} is a good indication of the material cohesion. The dependence of σ_{uc} in terms of e is shown in figure 6.4.

Figure 6.2 represents the elliptical yield curve in the principal stress space (σ_1, σ_2) where σ_1 is the maximum normal stress and σ_2 the minimum normal stress defined as

$$\sigma_1 = \sigma_I + \sigma_{II} = \frac{1}{2}(\sigma_{11} + \sigma_{22}) + \frac{1}{2}\sqrt{(\sigma_{11} - \sigma_{22})^2 + 4\sigma_{12}^2} \quad (12)$$

$$\sigma_2 = \sigma_I - \sigma_{II} = \frac{1}{2}(\sigma_{11} + \sigma_{22}) - \frac{1}{2}\sqrt{(\sigma_{11} - \sigma_{22})^2 + 4\sigma_{12}^2} \quad (13)$$

σ_I and σ_{II} are stress invariants representing the average normal stress and the maximum shear stress respectively. In the context of soil mechanics, cohesion is the ability for a material to sustain shear stress under zero confining pressure. Here, we choose the uniaxial compressive strength σ_{uc} of the material as an indication of cohesion. It is defined as the maximal value of σ_1 the material can sustain when $\sigma_2 = 0$ (figure 6.3). The dependence of σ_{uc} , normalized by the ice strength parameter P , versus e is given by

$$\sigma_{uc} = \sqrt{2} (1 + e^2)^{-1} \quad (14)$$

and is depicted in figure 6.4. High shear strength (low e) means high uniaxial compressive strength σ_{uc} and thus high cohesion. This definition is also valid for other

rheologies such as cohesive Mohr-Coulomb or the tear drop yield curves. Note that sea ice is submitted to tension whenever the maximum normal stress σ_1 is positive.

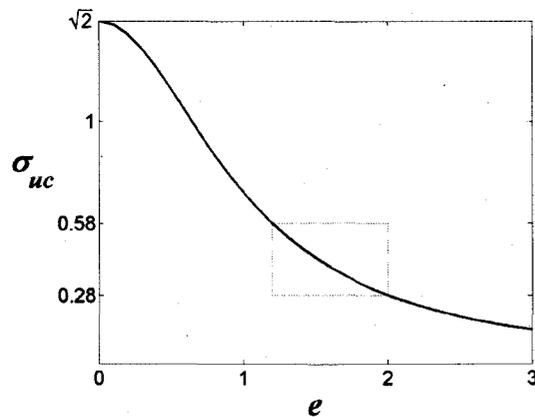


Figure 6.4 Normalized uniaxial compressive strength σ_{uc} (see Fig. 3 for a schematic representation), an indication of cohesion, as a function of the yield curve major to minor axis ratio e (Eq. 14). The range values of e used in this paper are identified by the dotted rectangle.

b. Sea ice conditions in Nares Strait

The spatial distribution of ice thickness in Kane Basin and Smith Sound is not well known, mainly because of the lack of data and the high temporal and spatial variability. Wind and ocean currents transport thick multi-year ice floes formed in the ridging zone of the Arctic Basin into Nares Strait. In Kane Basin, these multiyear ice floes mix with first year ice of medium thickness (0.7 – 1.2 m) and very thin ice (0.1 – 0.7 m), which continuously forms due to winter conditions (Tang et al. 2004). A significant portion of the Kane Basin area is occupied by landfast ice with a typical thickness of one to two meters, according to observational (Mundy and Barber 2001) and modeling (April 2006) studies. Taking into account the absence of measurements in Robeson Channel in the recent period and numerous estimates from previous studies, Kwok (2005) uses a value of 4 (± 0.5) m for multiyear sea in order to calculate the volume flux through Nares Strait. Based on these estimations, we consider that the ice thickness in Kane Basin during late winter polynya events is somewhere between 0.75 m (thin first year ice) and 3.5 m (thick multiyear ice mixed with first year ice). These extreme values define the interval over which the sensitivity study is conducted.

c. Atmospheric forcing

All winter long, Nares Strait is the scene of strong northerly winds, favouring opening of the polynya whenever the ice pack is weak enough to rupture at the ice bridge location

and drift southward. Ito (1982) showed that the wind speed and direction in Smith Sound are strongly constrained by the steep topography of Greenland and Ellesmere Island. Observational ship data support this fact (see figure 2 of Ingram et al. (2002) where the wind direction is parallel to the channel orientation). Idealized forcing characterized by strong, uniform and constant winds is thus a reasonable approximation of reality. However, low resolution re-analyses usually display large errors in the wind speed and/or direction in the narrow channels of the region. For the realistic simulations presented in the second part the paper, we use the Canadian operational weather forecast Global Environmental Multiscale (GEM) model (Côté et al. 1998) regional daily re-analyses with resolution of $1.0^\circ \times 0.25^\circ$ (approx. 25 km in Smith Sound). GEM wind data has been validated using ship data by April (2006) who found a good correspondence for both direction and speed during the spring and summer seasons of 1998, i.e. during leg 1 to 4 of the International NOW Polynya Study. The wind direction frequency rose for the winter-spring 1998 is shown in figure 6.5 and demonstrates the prevalence of northerly winds during the winter-spring period.

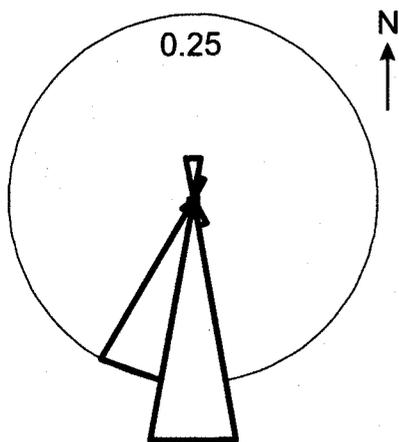


Figure 6.5 Wind direction frequency for the months of January to May given by the GEM 1998 re-analysis. The circle indicates a 25% frequency. The area over which the wind vector speed has been averaged is shown in figure 6. Mean wind speed is 8.57 m s^{-1} .

6.3 Idealized simulations

a. Sensitivity study

The sensitivity study is performed using an idealized domain that mimics the main characteristics of NOW (figure 6.6): a wide rectangular basin representing Kane Basin converges linearly into a 46-km wide channel and opens up again into a wider area. The

resolution is such that there are 14 grid cells across the narrowest part of the channel. The initial ice pack spans from the northern end of the domain down to the constriction point and has uniform concentration $c = 1$ (i.e. 100% ice cover, no open water) and a specified thickness h_0 . Initially, there is no ice in the lower portion of the domain. A northerly wind stress is applied uniformly over the entire domain. We use a constant value of 0.20 N m^{-2} , representing strong wind conditions (approx. 10 m s^{-1}) typical of the late spring period in the North Water polynya (Ingram et al. 2002). Initial ice thickness in Kane Basin and shear strength (determined by varying e) are free model parameters. Initial thickness h_0 takes values from 0.75 to 3.5 m while e is varied from 1.2 to 2.0.

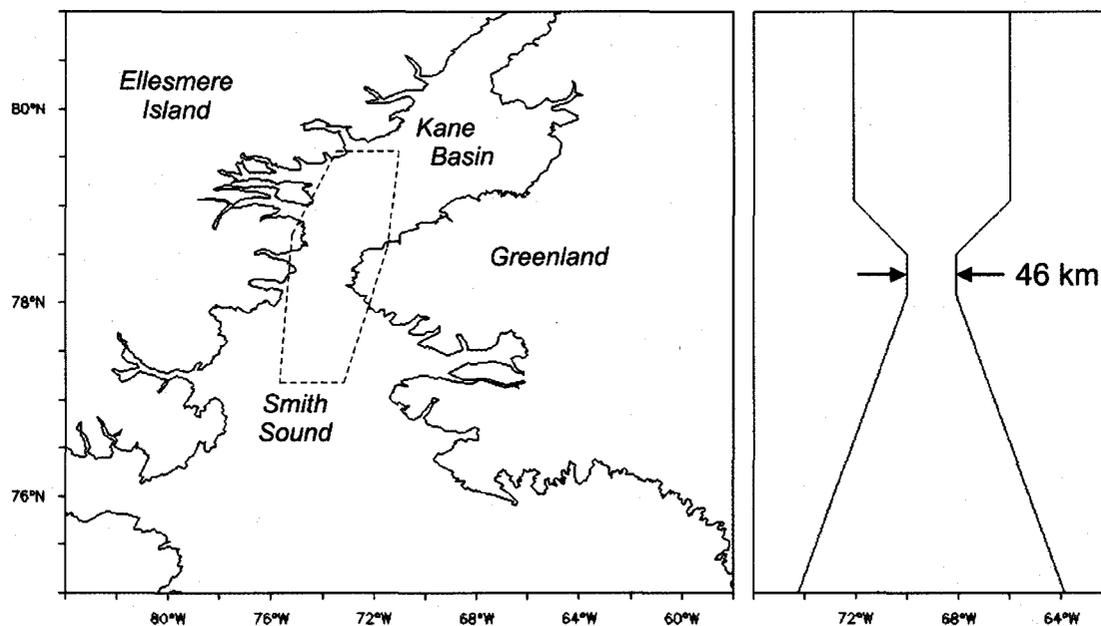


Figure 6.6 NOW geographical area (left) and the idealized domain used in the simulations (right). The dashed area represents the region where the wind field has been sampled and averaged (see fig. 5).

The stability of the ice bridge is assessed after 30 days and is considered stable if the following three criteria are satisfied: 1) the ice edge remains clearly defined as a step-like change in the concentration (from below 0.2 to above 0.8 over one grid cell); 2) the shape of the ice bridge is concave and attached to the coast at the constriction point; and 3) the ice edge position is static or at least moves slowly compared to sea ice free drift velocity.

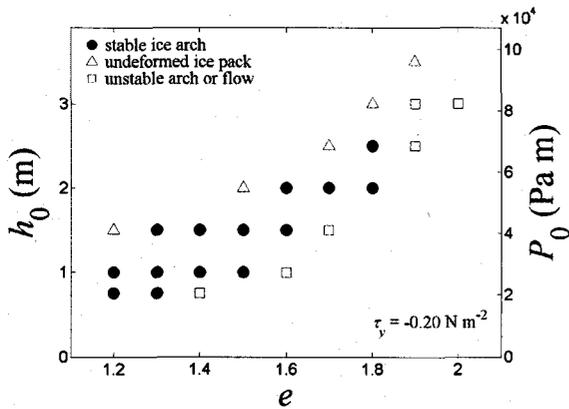


Figure 6.7 Sensitivity of ice arching in terms of major to minor axis ratio e and initial thickness h_0 (or $P_0 = h_0 P^*$, right vertical axis) using an idealized domain of the North Water polynya. The initial ice pack is forced by a constant and uniform southward wind stress of 0.20 N m^{-2} . Three main behaviours are observed: stable ice arches (filled circles), unstable ice arches or plastic flow (square), and undeformed ice pack (triangle).

Figure 6.7 shows results of the sensitivity study. Over a hundred simulations were performed to cover the defined range of e and h_0 , and to optimize model parameters such as the number of ice categories and the viscous, elastic and advective time steps (see Table 6.1). Three main behaviours are identified based on previously defined stability criteria. Filled dots represent stable ice arch simulations. Squares represent simulations of unstable ice bridges where ice, at some point during the simulation, is flushed out through the narrow channel. They define, for a given value of e and wind stress, a critical thickness under which sea ice cannot resist the internal stresses imposed by the wind. Finally, triangles represent situations where the initial ice pack stays rigid and undeformed. Triangles displayed on the graph define an upper boundary for ice thickness, above which the ice is too resistant to form an arch. The maximum thickness increases with decreasing cohesion. Similarly, the squares on the graph define a lower boundary, below which ice is too thin to form a stable arch. The minimum thickness also decreases with cohesion. These boundaries intersect near ($e = 1.8 - 1.9$, $h_0 = 2.5 - 3.0\text{m}$), meaning that less cohesive sea ice can never form a stable ice bridge regardless of thickness; it will either be too resistant to deformation or not cohesive enough to be stable.

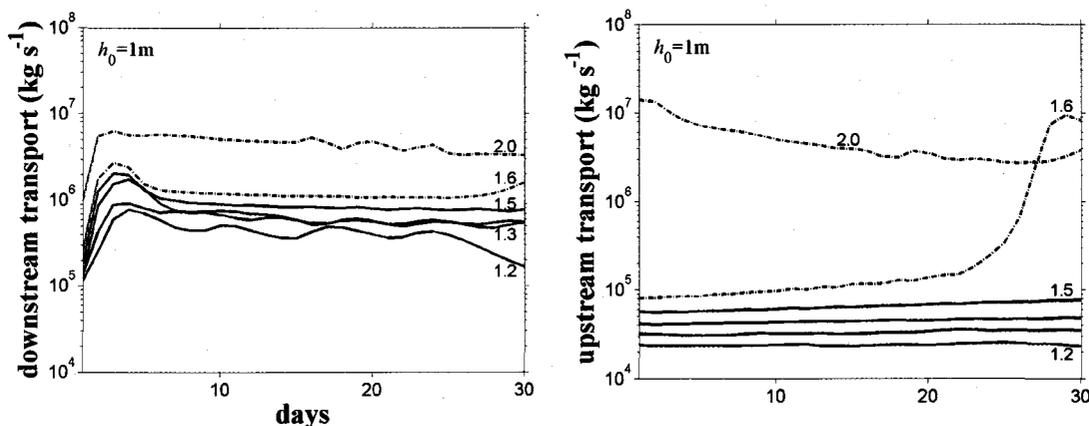


Figure 6.8 Southward ice mass transport upstream of the ice edge (left) and downstream (right) for different values of e and $h_0 = 1$ m. Solid lines represent stable ice arch simulations while dashed lines represent unstable cases. The stability is assessed mainly by the upstream transport. Export, characterized by upstream transport, is negligible for $e < 1.6$.

Stable cases are identified by diagnosing the southward mass transport across a zonal section located upstream of the ice bridge (figure 6.8, right). For $e = 1.2$ to 1.5 ($h_0 = 1$ m), the upstream transport is constant and stays below 10^5 kg s^{-1} . This value is two to three orders of magnitude smaller than the transport induced by free drifting ice having a velocity of 0.1 m s^{-1} would be. For higher values of e (> 1.5), the upstream transport increases by two orders of magnitude corresponding to the breakup of the ice flow restriction. The case $e = 1.6$ shows the formation of a stable ice bridge for the first 20 days which breaks up around day 25. Values of e higher than 1.6 never form a stable ice bridge when the initial thickness is 1.0m. For each value of e , a stable ice arch forms for a range of initial thicknesses, defining an “arching thickness range”. The average thickness at which arching is observed increases with e (decreases with cohesion) until e reaches 1.9. For $e > 1.8$, ice arches form, live for a few days and break up.

In every simulation, sea ice flow never completely vanishes, even in stable cases. Although the cause has not been investigated here, we suspect numerical diffusion associated with the upstream advective scheme to be mainly responsible (see Ip 1993 for a discussion about the impact of advective schemes in sea ice models). An ice edge corresponds to a high spatial discontinuity in ice dynamical fields. A slight decrease in sea ice concentration at the ice edge leads to a significant decrease of the sea ice strength P (Eq. 9) which can switch the flow state from rigid (inside the ellipse) to plastic (on the

ellipse). Note that the ocean drag adds to the wind stress near the ice edge. It is strongest at the ice edge, reaching 10% of the total force acting on sea ice, and decreases exponentially with an e -fold distance of 20 km. This mechanical perturbation adds up to the numerical diffusion to explain the non-vanishing transport across the ice edge. Nonetheless, the maximum ice edge displacement velocity is less than 1.5 km day^{-1} (0.017 m s^{-1}) and the typical time scale of a strong wind event (a few days) is significantly shorter than the period of stability defined here (30 days).

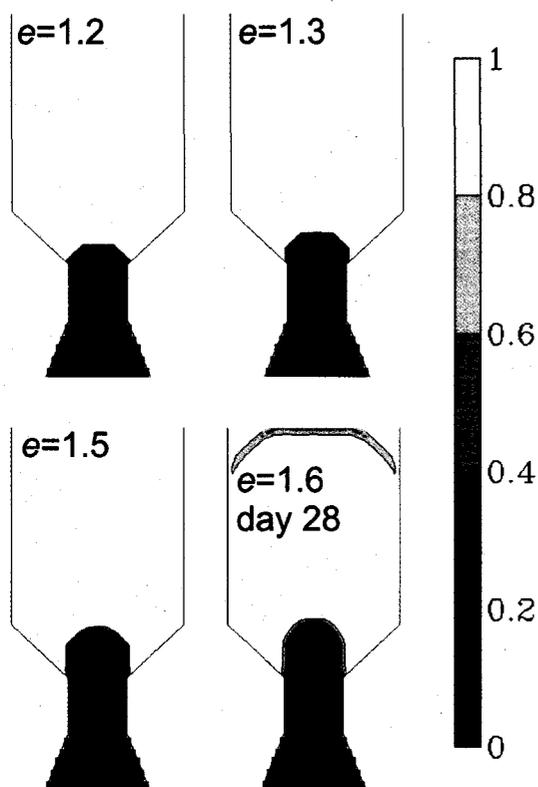


Figure 6.9 Ice concentration field after 30-day simulations of a 1m-thick initial ice pack using different values of e . The last panel ($e = 1.6$) represents the ice bridge during break-up at day 28.

Some oscillations are observed as cohesion increases, corresponding to a pulse-like displacement of the ice edge. The ice edge draws a concave shape of an arch joining the two land masses at the constriction point and is resolved by a drop of 0.6 – 0.9 in ice concentration across one grid cell. Figure 6.9 shows the ice edge position for different values of e . The bottom-right panel shows the ice edge simulated with $e = 1.6$ during its collapse (day 28). The ice edge is not discontinuous anymore as in stable cases.

Diagnosing the mass transport across a zonal transect located downstream of the ice bridge provides additional information on the behaviour of the ice edge. In addition to the upstream mass transport, it includes ice detaching from the ice bridge which affects the form and position of the ice edge. Downstream transport for $h_0 = 1 \text{ m}$ and various values of e are shown in figure 6.8 (left). As cohesion increases, the average level of downstream transport decreases, indicating a slower ice edge displacement. For stable cases ($e < 1.6$), the downstream transport has a decreasing trend suggesting that the ice edge position would stabilize eventually.

We note that the northern end of the ice edge varies as e increases to eventually fail at a certain critical value. This can be explained by examining the stress state.

b. Stress state

The internal stress profile in the ice pack is similar to what is observed in granular materials stocked in vertical hoppers. Figure 6.10 (left panels) shows the principal (σ_1, σ_2) and invariant (σ_I, σ_{II}) stress profiles along the central vertical axis of the channel for $h_0 = 1$ m and two values of e (1.2 and 1.5) in which a stable ice bridge is formed. The orientation ψ of the first principal normal stress component σ_1 with respect to the zonal direction is obtained with the following expression

$$\tan 2\psi = \frac{2\sigma_{12}}{\sigma_{11} + \sigma_{22}} \quad (15)$$

Figure 6.10 (right panels) shows the orientation of the major axis of the ellipse after 30 days for $e = 1.2$ and $e = 1.5$ with $h_0 = 1$ m. In the center of the channel, the major principal stress is directed horizontally, perpendicular to the wind direction. From north to south, the average normal stress σ_I reaches a negative plateau and then decreases towards the stress-free surface. The maximum shear stress σ_{II} , positive by definition, reaches its maximum value right before the stress-free location point due to convergence of the coast. The ice edge forms at the point where the maximum allowable shear stress (σ_{II}) is reached. As shear strength decreases with increasing e , the ice edge forms farther north where the shear stress is smaller. Below the maximum, stresses rapidly fall to zero and sea ice flows freely downwind of the ice edge. At the ice edge, the major principal stress σ_1 is positive (tensile) while σ_2 is negative (compressive), corresponding to a cohesive state. This situation is also expressed as $|\sigma_{II}| \geq |\sigma_I|$, meaning that the maximal shear stress sea ice can sustain is larger or equal to the average normal stress applied. Internal friction, as defined for granular materials characterized by cohesionless Mohr-Coulomb rheology (Tremblay and Mysak 1997), can no longer explain alone the shear resistance of sea ice. The maximum internal friction angle value that is physically acceptable is 90° , which represents a triangular yield curve lying exclusively in the third quadrant of the principal stress space (figures 6.2 and 6.3). Cohesion, which corresponds to the area of

the ellipse lying outside the third quadrant, is thus necessary to explain the behaviour of sea ice in this particular regime.

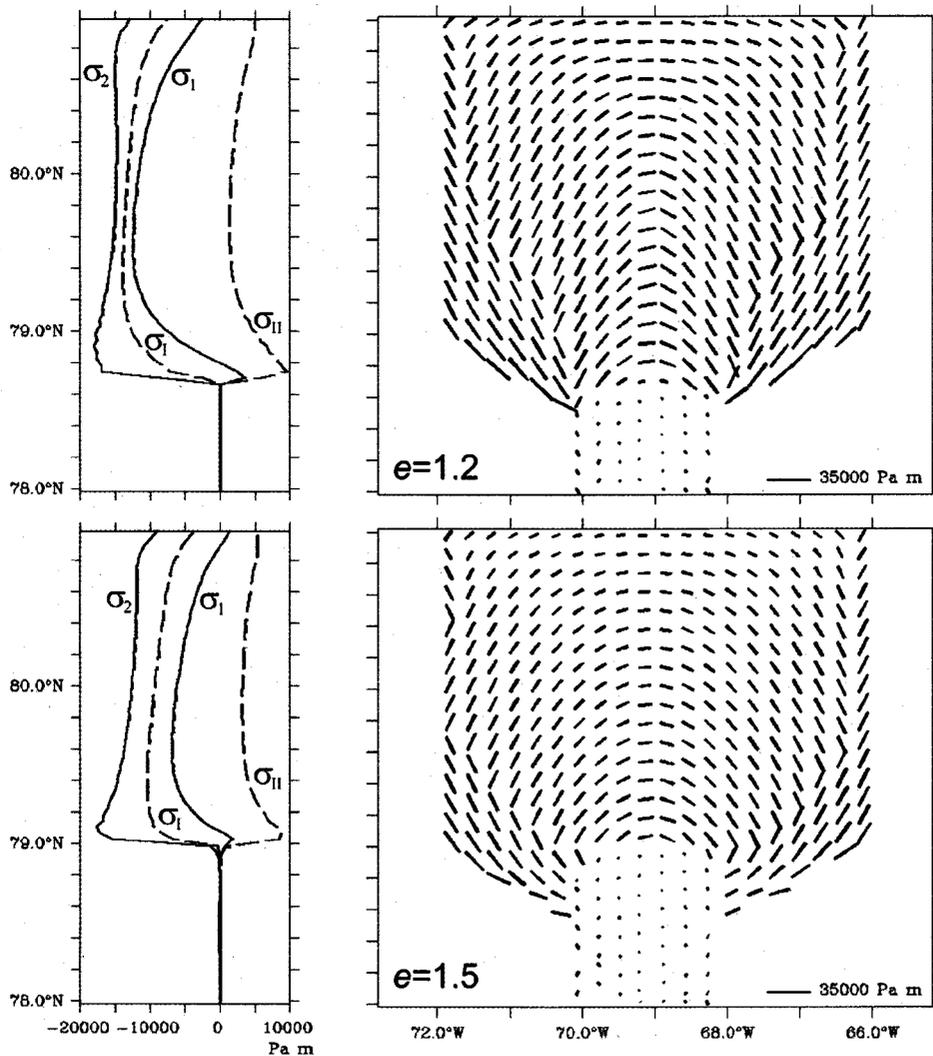


Figure 6.10 (left) Principal (σ_1 , σ_2) and invariant (σ_I , σ_{II}) stress profiles in the center of the channel, (right) major principal stress (σ_1) orientation for two values of e : (top) $e = 1.2$ and (bottom) $e = 1.5$.

From figure 6.10 (right panels), we also observe a discontinuity in the major principal stress orientation, delimiting two types of regions: a central zone where the lines are describing an arching profile, and side zones where the lines are nearly parallel to the converging coastline. This feature is similar to what is observed in funnel flow conditions when the granular material inside a hopper only flows in the center part while material adjacent to the walls is jammed (see for example Nguyen et al. 1980). In this context, the

side zones are often called “dead zones” since there is no flow in that part. The angle of the line separating the two zones differs for different values of e , and thus depends on cohesion. A more cohesive material produces a steeper angle. This phenomenon creates an inner converging channel made of sea ice that explains why the flow state and the arching process are not highly affected by the angle of the converging channel. This was noted by Ip (1993). Similar results have also been observed by Gutfraind and Savage (1998) using a non-cohesive Mohr-Coulomb rheology implemented with a smoothed-particle hydrodynamics numerical scheme. However, in their case, the non-cohesive rheology never leads to flow obstruction.

c. Coastline definition and grid orientation

In this section, we test the robustness of the solution presented in the previous section, namely that stable ice arching is observed with a clearly defined ice edge in a domain equivalent to the North Water, and that it depends on material cohesion. The model domain used so far is characterized by stair-like converging slope and it is likely to be the case for an arbitrary realistic finite difference model domain. Here, we build a second idealized domain which has similar dimensions but rotated by 45° . The converging part of the channel has boundaries perpendicular to each other as in the previous case, but are aligned with the grid rather than stair-like. Small differences pertaining to the non uniform grid aspect ratio of the spherical coordinates, such as the channel width and the wind stress orientation, may affect the solution details, but the main characteristics should not be affected. In order to test the arching sensitivity to cohesion, the initial ice pack is 1m-thick and different values of e are used in order to identify the boundary between stable and unstable arching.

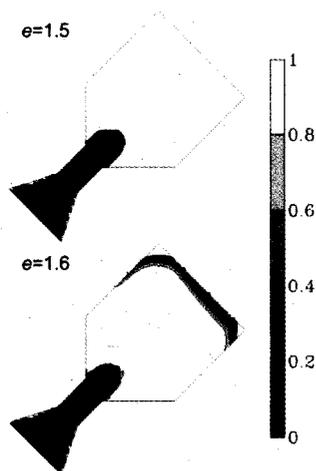


Figure 6.11 Ice concentration field after 30 days for an initial 1m-thick ice pack submitted to a 0.20 N m^{-2} wind stress parallel to the channel. Arching stability is lost when $e = 1.6$, as in the case for the non-rotated grid.

Figure 6.11 shows the ice concentration after 30 days. The simulation with $e = 1.5$ leads to a stable arch while the case with $e = 1.6$ goes unstable near the end of the simulation, similar to the non-rotated domain. This shows the invariance of the solution to the grid orientation and the way coastline is discretized. In section 4, we provide another example of an arbitrary domain.

6.4 The North Water

Although constant and uniform wind conditions are useful to characterize the dynamical response, the model behaviour should be tested with a more realistic wind forcing characterized by higher frequency fluctuations. The model response must be fast and the ice bridge long term (one month) stability criterion can be relaxed to the typical timescale of wind events (a few days). The wind field used here is the GEM 1998 daily averaged re-analysis dataset where the winter winds are characterized by gales producing stresses up to 0.6 N m^{-2} . The initial ice pack is the same as in the idealized cases except that it extends further south, down to 77°N .

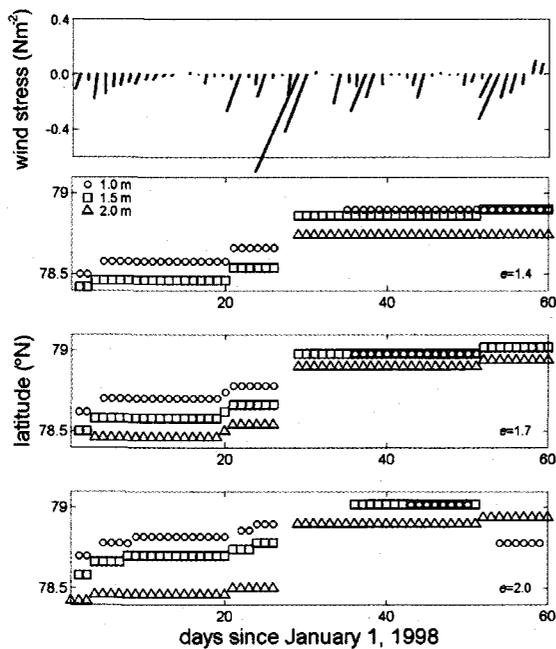


Figure 6.12 Evolution of the ice edge position for different values of e and thicknesses when submitted to the 1998 GEM re-analysis daily-averaged wind stress (top). The position is plotted only when the ice edge is resolved, i.e. when the ice concentration varies from below 0.2 to above 0.8 within one grid point.

Figure 6.12 presents the daily wind forcing and the corresponding meridional extent of the ice edge for the first 60 days of 1998 for three values of e (1.4, 1.7 and 2.0) and three values of h_0 (1.0, 1.5 and 2.0 m). Points where the ice edge is not resolved by a concentration discontinuity (from below 0.2 to above 0.8) across one grid point are not plotted. The vertical axis of the three last panels spans from 78.4°N to 79.1°N , which corresponds to the approximate range of locations where the ice bridge forms as assessed by satellite imagery. The ice edge moves northward in successive steps following strong wind events, corresponding to detachments from the ice pack and restabilisations further north. Sometimes, the ice edge stops being clearly defined, corresponding to events where sea ice cannot sustain the wind induced load. During these break-up events, sea ice in the central part of the domain drifts southward and escapes from Kane Basin into Smith Sound (see figure 6.1 for geographical locations). Along the converging coasts, in regions identified as dead zones (see section 3b), sea ice fails by compression and ridges, which increase ice thickness. Compression zones are clearly seen in figure 6.13, especially at low thickness and low cohesion. As a consequence of the break-up, a lead opens in northern Kane Basin and another ice arch forms at the local constriction point. For $h_0 = 1\text{m}$, break-up events are observed at day 28 ($\tau \sim 0.6\text{ N m}^{-2}$) for the three cases and at day 53 ($\tau \sim 0.3\text{ N m}^{-2}$) only for $e = 1.7$ and $e = 2.0$. The number of days during which the

ice bridge is present increases with increasing cohesion (decreasing e) and increasing thickness. On the other hand, the position of the ice edge is less clearly dependent on cohesion. Figure 6.13 reveals that even if the ice edge is clearly defined, the ice thickness distribution varies significantly. The strength of the ice bridge is assessed by the amount of sea ice that has flowed out during the entire simulation which is proportional to the amount of open water upstream of the ice edge. Ice bridges simulated using $e = 2$ are relatively weak, even for 2m-thick ice, compared to ice bridges formed at $e = 1.4$ and $e = 1.7$. When the ice bridge fails, it is mainly sea ice located in the central part that flows, reminiscent of a funnel flow type. Indications that funnel flow may happen in the North Water can be seen on figure 6.1 where the central part appear to be more granular compared to the more uniform — thus less mobile — portions near the coasts. As opposed to most granular materials, sea ice is compressible and increasingly resistant as sea ice thickness increases due to ridging. Low cohesion leads to more ridging, thus stiffening the ice pack and increasing its ability to obstruct the flow again.

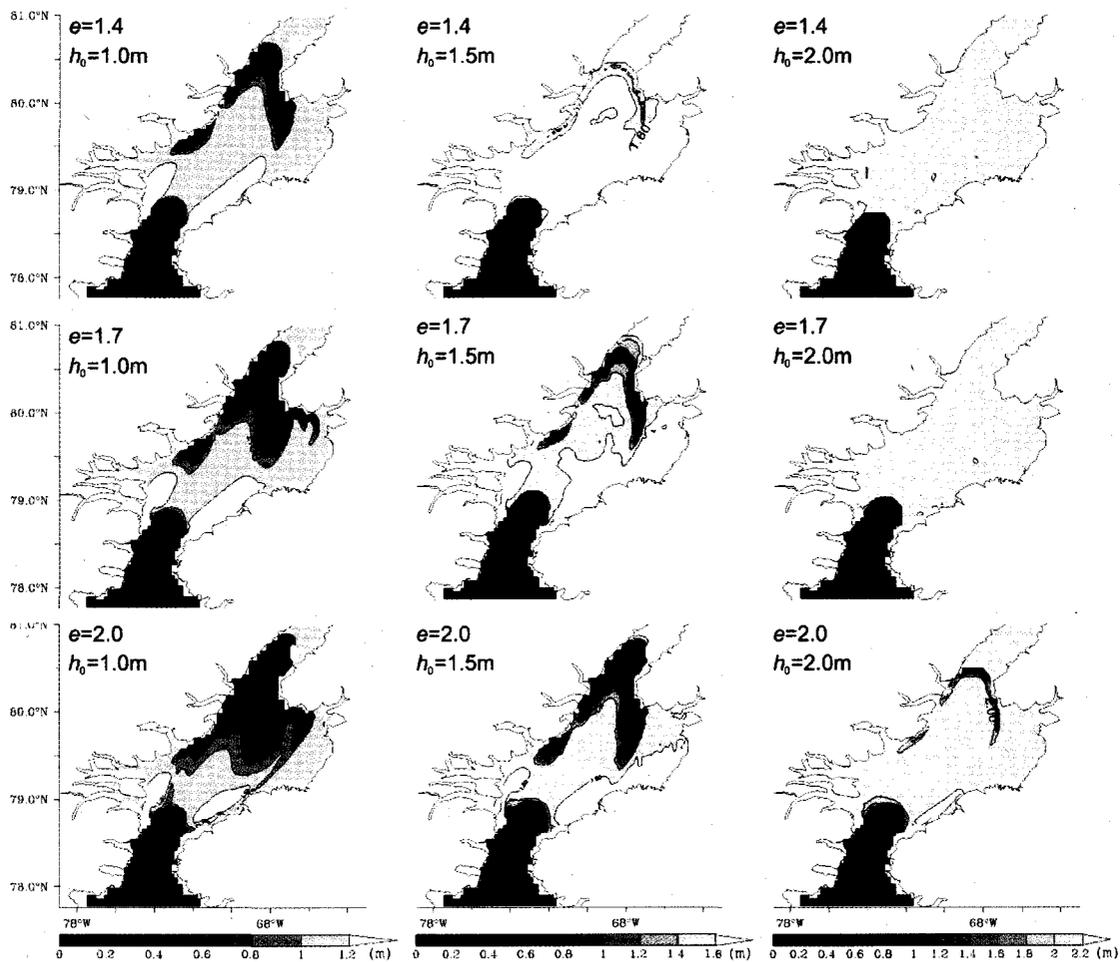


Figure 6.13 Sea ice thickness at day 60 for the GEM daily forcing, three values of e (1.4, 1.7 and 2.0) and three values of h_0 (1.0, 1.5 and 2.0 m).

6.5 Summary and conclusions

Ice arching is observed in geographically constrained areas of the peripheral Arctic and has a major impact on the overall sea ice and freshwater export. The ice bridge that forms in Nares Strait controls the winter sea ice export from the Arctic basin into Baffin Bay and eventually the Northwest Atlantic. It also leads to the opening of the North Water polynya, the largest recurrent polynya in the world. Ice arching and flow obstruction are directly related to the hydro-mechanical properties of sea ice. Viscous-plastic dynamical models are thus well-suited to simulate such behaviour. In this study, we have shown for the first time that a clearly resolved ice arch that obstructs sea ice flow can be adequately

simulated using an EVP dynamic sea ice model. The EVP model provides a computationally efficient and well-behaved alternative to the classic VP model. Its eulerian formulation makes it better adapted to climate studies compared to lagrangian models which require tremendous computational resources when applied to large domains.

Granular materials in general have the ability to support static shear stresses. However, cohesive granular materials are capable of further supporting static stresses with one stress-free surface, leading to a flow obstruction (Walker, 1966). The elliptical yield curve, widely used in sea and river ice modeling, is found to successfully simulate the formation of ice arches. We confirm in this paper that cohesion is a necessary and sufficient condition to form arches under continuous wind forcing in a converging channel. We conducted a sensitivity study of the arching process versus shear strength — which determines the level of cohesion within the ellipse — and sea ice thickness, in an idealized domain representing the North Water. It showed that a stable ice arch forms when the major to minor axis ratio e of the elliptical yield curve is lower than 1.8 for ice thicknesses between 0.75 to 3.5 m under a constant 0.2 N m^{-2} wind stress. This corresponds to a uniaxial compressive strength $\sigma_{uc} \approx 0.33P$ (from Eq. 14 with $e = 1.8$). Values of e greater than 1.8 lead to unstable ice arches for thicknesses up to 3.5m under constant and uniform wind stresses greater than or equal to 0.2 N m^{-2} (approx. 10 m s^{-1}). There exist minimum and maximum thicknesses between which an ice bridge may form; these define an arching thickness interval for a given cohesive yield curve and wind stress. Those extreme values decrease as cohesion increases. The ice bridge becomes unstable below the minimum thickness, and the ice pack remains undeformed beyond the maximum thickness.

When the domain is rotated by 45° , the converging part of the channel boundaries are resolved by straight lines rather than staircases. The loss of stability for $h_0 = 1.0 \text{ m}$ as a function of cohesion occurs when $e = 1.6$ in both in the rotated (figure 6.11) and the non-rotated grid (figure 6.7), showing that the solution is invariant with respect to grid orientation and coastline definition.

When applied to a more realistic representation of the North Water area, the simulated ice edge location and shape compare very well with satellite observations. The

ice edge line joins Greenland and Ellesmere Islands at the closest point between the two land masses. We show that the type of ice flow depends on the cohesion, affecting the final ice thickness spatial distribution. For example, when thickness and cohesion are low, compression zones are observed along the converging boundaries where ice ridges and becomes more resistant. As a consequence, only the central part of the ice pack flows out through the narrow channel, which is similar to the funnel flow observed in grain silos under certain conditions. Sea ice thickness measured during ice bridge periods together with simultaneous wind stress data would make a good proxy to evaluate cohesion by providing information about the type of flow and thickness spatial distribution. The ice edge position, on the other hand, is less affected by material properties and stabilizes at a certain distance north of the constriction point (79°N). Ice arches formed at large cohesion (low e) are more resistant to the same wind forcing since they let less ice exit Kane Basin.

Based on idealized simulations of the North Water, the traditional value of $e = 2$ does not seem appropriate for high-resolution regional sea ice modeling and ice bridge formation in particular. The conclusion is less clear when one looks at realistic simulation results where this value seems to give reasonable results as well. It is not yet possible to identify a single value that would uniquely improve sea ice modeling performance from local to regional to global scales. Additional exploration and validation work would be necessary to determine the correct level of cohesion is to include in a yield curve. In the climate modeling community, cohesion has always been regarded as a constant sea ice property. However, it is reasonable to hypothesise that cohesion can depend upon thermodynamic conditions. For example, for a given ice thickness, cold winter conditions can glue individual floes together and increase the overall ice pack cohesion and resistance to shear stresses, while warmer conditions could render the ice pack fragile and decrease its capacity to sustain high static shear stresses. There is still a need for sound thickness data before and during polynya events in order to further explore rheological parameters. Other model parameters remain to be explored as well with respect to the problem of ice arching, mentioning the effect of ocean currents on the ice bridge stability, the sensitivity of the solution with respect to model resolution and the number of ice

categories, and the effect of numerical integration schemes of this highly nonlinear problem.

Now that the ice bridge can be prognostically modeled, our future work will focus on the ocean response to the presence of the ice edge, in contrast with previously published studies where the ice edge was prescribed. Turning on the thermodynamics will allow the study of the ice bridge formation, duration and break-up, questions that are becoming increasingly important for local and regional stakeholders, in a context of Arctic warming, increasing marine traffic in ice covered seas, and the uncertain fate of sea ice-dependant ecosystems.

7. Wind driven circulation and landfast ice-edge processes during polynya events in northern Baffin Bay

Dany Dumont¹, Yves Gratton¹ and Todd E. Arbetter²

¹Institut National de Recherche Scientifique, Centre Eau, Terre et Environnement, Québec, Canada

²National Ice Center, Suitland, Maryland, USA

(Manuscript submitted 2 June 2009, accepted in final form 8 January 2010)

A high-resolution regional numerical model of the North Water polynya has been developed to study the wind driven circulation during polynya events. An idealized three-layer stratified ocean is used to initialize the model in order to characterize the baroclinic response to realistic wind and ice conditions. The model general circulation pattern is mainly forced by an along-channel sea level gradient between the Arctic Ocean and Baffin Bay, which determines the magnitude of the southward Baffin current, and by an across-channel sea level gradient in Baffin Bay, which drives the northward West Greenland Current (WGC). These two currents are found to be anti-correlated to each other in the Smith Sound area. During strong northerly wind events, occurring quite frequently in the winter-spring period in the polynya, nutrient-rich Baffin Bay waters transported by the WGC are forced towards the Greenland shelf coinciding with upwelling events along the Greenland's coast. Whenever an ice bridge is present, i.e. the polynya exists and is substantially open, upwelling also occurs at the landfast ice-edge. In such cases, the total upwelling area is increased by an amount that depends on the form of the ice bridge, but could easily double during certain years. The baroclinic circulation associated with the upwelling response includes the formation of a cyclonic eddy attached to the ice-edge that is generated during strong northerly wind events. Primary production estimations reveal that upwelling during polynya events play a significant role in the early spring phytoplankton bloom, suggesting that the disappearance of the polynya as a result of climate change may have profound implications for the entire ecosystem.

Un modèle numérique à haute résolution du nord de la Baie de Baffin est développé afin d'étudier la circulation due au vent pendant les épisodes de polynie. Plus particulièrement, la réponse océanique barocline d'un océan à trois couches forcé par des conditions réalistes de vent et de glace est étudiée. La circulation générale est forcée par une différence de niveau d'eau entre l'Arctique et la Baie de Baffin, déterminant la grandeur du courant de Baffin s'écoulant vers le sud, et par un gradient longitudinal du niveau d'eau dans la Baie de Baffin, déterminant la grandeur du courant du Groenland ouest (CGO). Ces deux courants se rencontrent dans le détroit de Smith de telle sorte que les volumes d'eau transportés par chacun des courant sont corrélés, l'un vers le nord l'autre vers le sud. Pendant les épisodes de forts vents du nord, fréquents en hiver et au printemps, les eaux de la Baie de Baffin riches en nutriments transportées par le CGO sont forcées vers le plateau continental groenlandais, coïncidant avec des remontées d'eau le long de la côte du Groenland. Quand un pont de glace est présent, c'est-à-dire que la

polynie existe et qu'elle est substantiellement ouverte, des remontées d'eau sont également simulées près de la limite de la banquise cotière. L'étendue de la zone de remontée est alors significativement augmentée d'un facteur qui dépend de la forme du pont de glace mais qui peut aisément atteindre le double de l'étendue en l'absence de pont de glace. La circulation barocline associée inclut notamment la formation d'un tourbillon cyclonique lié à la limite de la banquise. Une estimation de la production primaire induite par les remontées d'eau riche en nutriment suggère que les processus baroclines en période de polynie joueraient un rôle significatif dans la floraison printanière de phytoplancton et qu'une disparition de la polynie telle qu'on la connaît impliquerait des répercussions profondes sur l'écosystème.

7.1 Introduction

A polynya is an area of the polar seas with no ice cover, or reduced ice concentration, surrounded by consolidated ice. In the Arctic, polynyas are distributed at the periphery of the central basin, near the coasts where the formation and maintenance mechanisms can effectively take place. They are usually separated into two categories, namely latent and sensible heat polynyas. In the former case, sea ice is continuously advected by winds and/or currents away from a fixed boundary, either the coast or a landfast ice-edge, leaving behind an area of open water. The heat loss by the ocean to the atmosphere is compensated by *latent heat* released to the ocean by frazil formation. While typically associated with land, the presence of landfast ice and the occurrence of ice flow obstructions in narrow straits can provide the fixed boundary from which latent heat polynyas form. In the latter case, *sensible heat* is brought to the ocean surface either by horizontal or vertical advection and melts the ice or impedes its formation. Because they are regions of potentially very active upwelling and convective or tidal mixing, shallow coastal areas are favorable sites for the formation of polynyas.

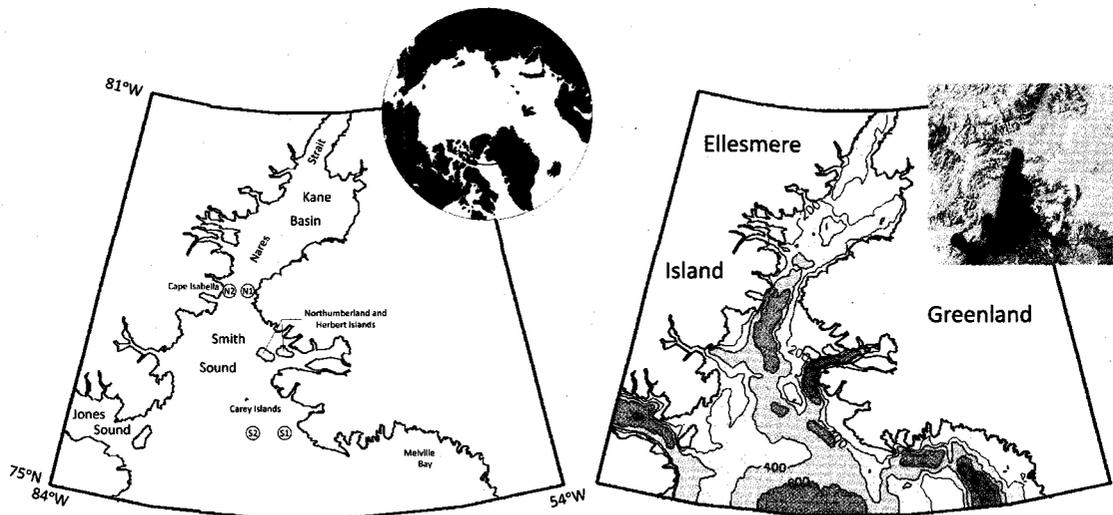


Figure 7.1 Geographical and mooring locations (left) and bathymetry of the study area (right). Insets show the location of the North Water (left) and the typical location of the ice bridge (right, MODIS image of the polynya on 25 May 2001, <http://visibleearth.nasa.gov/>).

The North Water (usually abbreviated as NOW) polynya is a very large polynya that forms typically during the winter-spring period in northern Baffin Bay (Fig. 7.1).

Formation and maintenance mechanisms have been considerably explored through both observational (Melling et al. 2001; Barber et al. 2001; Ingram et al. 2002) and modeling studies (Mysak and Huang 1992; Darby et al. 1994; Willmott et al. 1997; Bjornsson et al. 2001; Yao and Tang 2003; Biggs and Willmott 2004; Dumont et al. 2009a). The general understanding is that strong northerly winds blow the ice downstream of an ice bridge that forms at the constriction point between Greenland and Ellesmere Island, leaving behind an area of open water. Both latent heat and sensible heat processes are thought to play a role in the formation and maintenance. First, ice blockage occurs, creating a divergence in the ice flow that triggers the polynya opening. Then, the wind begins to interact with the ocean surface. On one hand, it tends to extract heat from the ocean to the atmosphere through turbulent fluxes, which favor ice formation, but on the other hand, it pushes the ice away keeping the polynya ice-free. Wind can also contribute to upwell warmer water from below the cold surface layer impeding ice formation. Direct mixing and brine convection can also modulate the sensible heat budget of the ocean's surface. Melling et al. (2001) concluded that latent heat is the dominant type of mechanism and sensible heat is responsible for at most one third of the total heat loss at the surface in the area close to the Greenland coast. However, their analysis was based on station data considerably far from the coast considering the scale of the upwelling zones. Even though a correct quantitative estimation of the surface heat budget requires a detailed representation of water properties, thermodynamics, mesoscale dynamical processes, ice conditions and forcing, a step forward in our current understanding can be made by studying the spatial distribution and variability of upwelling zones with respect to wind forcing and ice conditions, especially if an ice bridge has formed or not.

The question of the upwelling response of the NOW is also relevant for the marine ecosystem. The polynya has often been described as a polar oasis where high numbers of animals converge to feed and breed (Deming et al. 2002). Archaeological records show that its shores have been favorable for Inuit settlements for over at least two millennia (Schledermann 1980). This led Stirling (1980) and Dunbar (1981) to hypothesize that the NOW polynya could sustain high marine primary productivity. This hypothesis was later confirmed by the results of the International North Water Polynya Study, a large multidisciplinary oceanographic observational campaign held from 1997 to 1999 (see

Deep-Sea Research, vol. 49, 2002). The phytoplankton spring bloom of 1998 started in late April on the Greenland side and ended in mid-June (Odate et al. 2002; Tremblay et al. 2002). The magnitude of the bloom averaged an order of magnitude higher than other productive Arctic regions. The timing also contrasted with other pelagic algal blooms in the Canadian Archipelago, which typically start as late as mid-July. Tremblay et al. (2002) argued that certain physical processes injecting nutrients in the euphotic zone may be responsible for the high productivity. They suggested that the main process is the direct effect of storm winds on open waters, which entrain nutrients from below the pycnocline into the surface layer. Using an equation for the depth of the wind entrainment as a function of the wind stress, formulated by Deardorff (1983), they estimated that the amount of nutrients entrained from below the pycnocline (30-50 m) by storm events in ice free conditions represented more than half of the new nitrates imported in the euphotic zone. Even though upwelling is a contributing mechanism for nutrient renewal in the euphotic zone, it was not directly observed simply because the sampling was too sparse to capture such events. There were however many indications that upwelling have occurred in the polynya, including the persistence of northerly winds during the spring bloom, favorable for upwelling along Greenland's coast. The goal of this study is to fill this knowledge gap about upwelling in the polynya. We will thus characterize the wind driven ocean response, including upwelling, and assess its potential impact on local circulation, water mass distribution, and ecosystem productivity.

Topography of the studied area is abrupt (Fig. 7.1). It is characterized by a 500-meter deep center channel from Baffin Bay up to a 200-meter sill between Greenland and Ellesmere Island at the latitude of Cape Isabella. Kane Basin (defined here as the area between 78.6°N and 80.2°N) has an average depth of 215 m, with a ~300-meter deep channel on the eastern portion and a shallow 70-meter shelf in its northeastern part. There is a relatively wide and shallow (70 – 100 m) continental shelf on the Greenland side north of Northumberland and Herbert Islands.

The general circulation pattern in northern Baffin Bay has been described in detail first by Muench (1971) and thirty years later by Melling et al. (2001) based on geostrophic calculations and current measurements. The main feature pertaining to the northern part of the region is a southward current transporting shallow Arctic waters (0-

200 m). This current occupies the western part of Nares Strait, spanning a width of ca. 10-20 km and extending all the way down to Lancaster Sound where it joins the Baffin current. Although it most accurately refers to the current flowing along Baffin Island, we will use the name Baffin current to refer to the southward current in Nares Strait, which usually refers to the entire waterway joining the Arctic Ocean and Smith Sound. Using data from current meters deployed during the spring-summer period in Nares Strait, Sadler (1976) estimated the volume transport of the Baffin current to 0.7 ± 0.1 Sv. His conclusions about the local circulation were that 1) water in Nares Strait is advected almost unchanged from the Lincoln Sea (Arctic Ocean), 2) seasonal changes in the water column are confined within the upper 50 m, 3) there are occasional northward incursions of Baffin Bay water in Kane Basin, and 4) the general circulation is dominated by a southerly drift of Arctic water. More recently, Münchow et al. (2006) and Münchow and Melling (2008) conducted high resolution current measurements along with several CTD transects to assess the transport through Nares Strait. Their estimates of the annual mean transport were 0.8 ± 0.3 and 0.57 ± 0.09 Sv, respectively. In addition, Münchow and Melling (2008) analyzed the relative importance of the driving forces through spectral analysis of wind and sea level data. They concluded that a substantial fraction of the sub-tidal flow is in geostrophic balance with the average across-channel sea level difference. This means that Nares Strait is many internal Rossby radii wide and therefore can allow simultaneously geostrophic flows in both directions between Smith Sound and Kane Basin. However, as it is the case for most straits, they found that the main driving force is the along-channel sea level gradient, which explains as much as 70% of the variance.

The West Greenland Current (WGC) is the second major circulation feature of northern Baffin Bay. It enters the domain in Melville Bay following the topography. Estimations of the WGC transport based on geostrophic calculations are found in Muench (1971) for many different years and range from 0 to 0.37 Sv, with an average of 0.22 Sv. This current transports Baffin Bay waters (BBW), which derive from Atlantic water masses.

In brief, water masses present in the North Water polynya derive from two sources: Arctic waters advected through Nares Strait and Atlantic waters advected with

the WGC. Interactions between these two water types are described in detail by many authors (Muench 1971; Bâcle et al. 2002; Lobb et al. 2003).

Numerical models are very useful tools to study high latitude processes where data are scarce due to stringent logistical constraints. Heinrichs (1996) used a 3D numerical model with a 25-km resolution grid and identified potential upwelling zones mainly off the Greenland coast. Yao and Tang (2003), using a 10-km resolution grid, found evidence of convective mixing and entrainment driven by ice growth in areas where thin ice and open water dominate. However, the grids of these models were too coarse to fully resolve upwelling and coastal currents, on the order of one or two internal Rossby radii of deformation. Estimations found in the literature range from 7 to 12 km (Mysak and Huang 1992, Melling et al. 2001) based on an idealized two-layer water column structure. In this paper, we use a higher horizontal resolution numerical regional model to study the impact of the wind on the ocean circulation and the structure of the water column in the NOW area. We focus our attention on the spring period when typically the polynya is fully open and the ecosystem blooms. First, open boundary conditions (OBC) are adjusted to reproduce the main circulation features. The wind-driven component of the circulation is then analyzed during the polynya season, i.e. from April to July and when an ice bridge has formed. Particularly, we consider up- and downwelling favorable wind events and look at their effects on baroclinic processes near the coast and the landfast ice-edge.

7.2 Method

We use the GFDL Modular Ocean Model (MOM) version 4.1, a finite difference numerical representation of the hydrostatic Boussinesq ocean primitive equations on an Arakawa B-grid. Horizontal friction is parameterized using the biharmonic Smagorinski scheme allowing both small scale flow features and numerical stability to be preserved, especially in eddy resolving simulations (Griffies and Hallberg 2000). Vertical mixing is parameterized using the non-local KPP scheme of Large et al. (1994) which includes parameterizations of double diffusive, convective and shear instability mixing. Radiation conditions are used together with relaxation schemes for sea level and tracers at open boundaries. Sea level is relaxed towards a prescribed stationary profile that drives the mean volume flux through geostrophic and dynamic adjustment. An Orlandi (1976)

radiation condition is used in order to let outgoing waves leave the domain without affecting the interior solution. The ocean model is coupled to a dynamic-thermodynamic sea ice model that uses a thickness distribution with 12 thickness categories. The dynamic part is the elastic-viscous-plastic formulation from Hunke and Dukowicz (1997) that includes some modifications suggested by Hunke (2001). It uses an elliptical yield curve where the major to minor axis ratio has been tuned to adequately simulate the ice bridge at the northern extent of the North Water polynya (Dumont et al. 2009a). Thermodynamics are represented by two layers of ice and one layer of snow, following Semtner (1976) and subsequent improvements by Winton (2000). Parameters values used in simulations are shown in Table 7.1.

Table 7.1 Values of the parameters used in the model runs.

Parameter	Symbol	Value
Baroclinic time step	Δt_v	900 s
Barotropic time step	Δt_η	10 s
Horizontal resolution	$\Delta\lambda \times \Delta\phi$	$0.15^\circ \times 0.04^\circ$
Average grid spacing	Δx_{avg}	3.36 km
Relaxation coefficients for sea level at OBC	α_η	5×10^{-5}
Smagorinski coefficient for biharmonic friction	C_{smag}	2.0
Air drag coefficient	C_D	$(0.60 + 0.07 U[\text{cm s}^{-1}]) \times 10^{-3}$
Air density	ρ_a	1.3 kg m^{-3}

a. Numerical grid

The model domain extends from 75°N to 81°N and from 84°W to 54°W (Fig. 7.1). The study area communicates with the deep basin of Baffin Bay via its southern boundary, with the Arctic basin via Kennedy Channel at its northern boundary, and with the Canadian Archipelago via Jones Sound. The numerical treatment of these open boundaries is described in detail below. The vertical axis is discretized in 22 geopotential levels with a free surface. Cell thickness increases from 10 m near the surface to 250 m at the deepest layer (1150 m) and bottom partial cells are used to better resolve the bathymetry. The horizontal resolution of the spherical grid is $0.15^\circ \times 0.04^\circ$ (3.4 km \times 4.4 km in the center of the domain) and has been chosen to best resolve the scale at which baroclinic gravity adjustment processes occurs, namely the internal Rossby radius of deformation. Using 521 CTD profiles collected during the International NOW

Polynya Study, we estimate an average Rossby radius of 6 km using the following expression for the internal Rossby radius

$$L = \frac{NH}{f} \quad (1)$$

where $N = N_{\max}$ is chosen to be the maximum Brunt-Väisälä frequency, H is the depth where N_{\max} is found, representing the vertical length scale associated with the baroclinic motion, and f is the Coriolis parameter. This value is slightly smaller than what is found in the literature mainly because our estimation relies on real density profiles and real depths. We believe that a value around 6-7 km is more realistic than 12 km, and we will use that value to analyze model results.

b. Circulation and boundary conditions

In the model, the exchanges between the domain interior and the adjacent oceans are determined by the open boundary conditions. As argued by many authors (Garrett and Toulany 1982; Kliem and Greenberg 2003), the flow through straits is mainly determined by the along-channel sea level gradient. The southward current is thus adjusted by imposing a difference between average sea levels at the northern and southern boundaries of the domain:

$$\Delta\eta_{NS} = \bar{\eta}_N - \bar{\eta}_S \quad (2)$$

A difference of $\Delta\eta_{NS} = 6$ cm between the northern and southern boundary mean sea levels produces a net southward transport of 0.54 Sv. For comparison, Kliem and Greenberg (2003) found that a sea level difference of 10 cm between the Lincoln Sea and central Baffin Bay produces a net southward transport of 0.4 Sv through Nares Strait using a finite-element model of the Canadian Arctic Archipelago. The prescribed sea level profile we chose for the northern boundary is flat since its cross-channel slope has no significant impact on the flow structure and magnitude in the interior. In fact, the sea level profile rapidly adjusts according to the model dynamics and the along-channel sea level gradient. At the southern boundary, a parabolic profile is prescribed in order to force a cyclonic geostrophic circulation with water flowing inward at the east and outward at the west. The center of the parabola is located at 73.5°W near the middle of the deep Baffin Bay basin, the slope on the Greenland side is adjusted to have an inward flow of about 0.4 Sv,

and the average value $\bar{\eta}_s$ is fixed according to eq. (2). Jones Sound is closed since the net transport entering the domain from the Archipelago is at least 2-3 times smaller than other in- and outflows (Muench 1971) and what enters in the domain is flushed out with the Baffin current. Opening this boundary would require extending the domain farther west up to Hell's Gate, the narrowest connection between Jones Sound and the interior of the Archipelago.

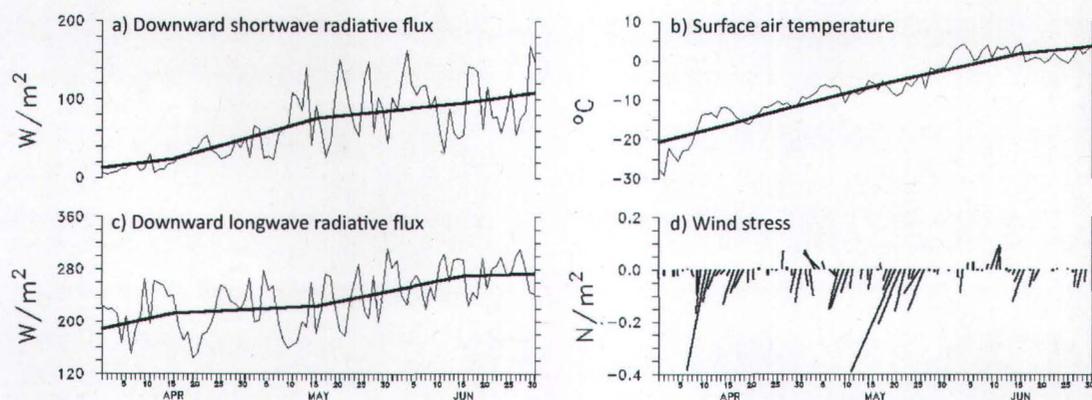


Figure 7.2 GEM atmospheric forcing fields in northern Smith Sound. (a) Downward longwave radiative flux; (b) surface air temperature; (c) downward shortwave radiative flux; and (d) wind stress. Both daily and monthly-averaged fields are shown for scalar fields (a-c) but only the monthly averages are used in model runs.

c. Atmospheric forcing

Atmospheric forcing fields are taken from a re-analysis of the Canadian operational weather forecast model GEM (Côté et al. 1998a; 1998b) provided by the Canadian Meteorological Center. The resolution of GEM is $1.0^\circ \times 0.25^\circ$ which corresponds to ca. 25 km in Smith Sound. A comparison of GEM air temperature and winds with station and ship data has shown very good agreement for both variables for points over the ocean (April 2006). However, some discrepancies, especially in wind direction, were noticed at land stations. April (2006) attributed these differences to the incapacity of the global model to resolve local wind interactions with rather steep coastal topography characterized by capes and fjords. Monthly averaged air temperature and radiative fluxes are used to simulate the seasonal trend while daily averaged wind stress is used to force the ice-ocean system dynamics. Precipitation is set to zero and the atmospheric pressure is set to a constant value. Figure 7.2 shows the time series of atmospheric variables used for

the simulations as well as the daily averaged air temperature and radiative fluxes for comparison. The spring period (April to July) is characterized by strong northerly wind events, channeled by the steep topography of Ellesmere Island's and Greenland's coasts (Ito 1982). Storm events in the Kane Basin area are identified using a criterion of a wind stress equal or greater than 0.1 N m^{-2} oriented in a relatively constant direction for at least three consecutive days. There are five events with northerly winds (9 to 13 April, 17 to 19 April, 29 April to 2 May, 8 to 11 May and 20 to 23 May) and a single event with southerly winds (10 to 12 June). In our analysis of the ocean wind response, we mainly focus our attention on the strongest event of each type and the following dates: May 21 and June 10.

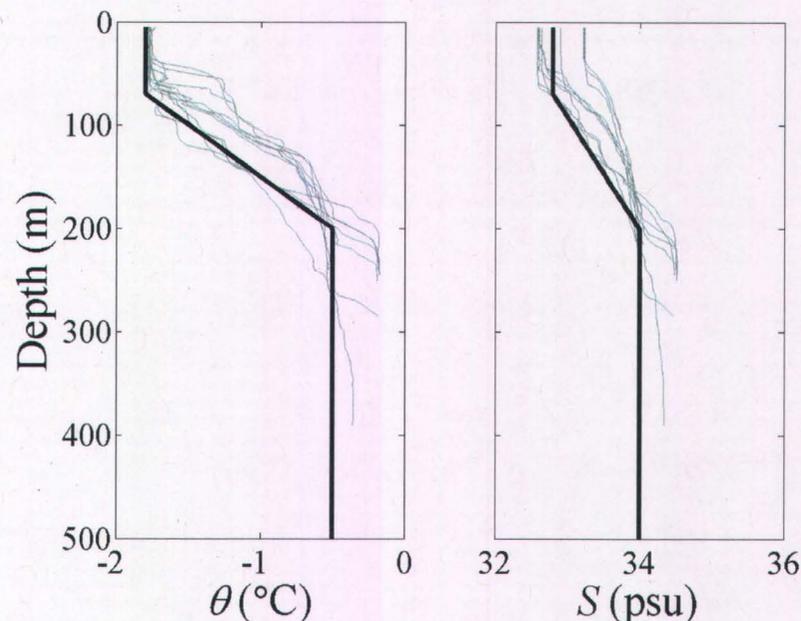


Figure 7.3 Idealized temperature and salinity profiles used for model initialization (black line) and CTD profiles north of 78.5°N in April 1998 (gray lines). Temperature and salinity values at 500 m extend down to the ocean bottom.

d. Initialization of the density field

In order to diagnose the externally forced circulation and the oceanic wind forced response, we simplified the water mass system with a uniform two-layer structure. The upper layer represents the cold upper mixed layer and the lower layer represents Baffin Bay waters from Atlantic origin. The idealized temperature and salinity profiles are based

on CTD profiles north of 78.5°N (northern Smith Sound and Kane Basin) sampled in April 1998 (Fig. 7.3).

7.3 Results

In order to analyze the influence of the ice bridge, the externally forced circulation and the wind stress separately, we performed five simulations where each of these elements is alternately switched on and off. In the case where the ice bridge is off, the model has initially no ice cover but sea ice is allowed to grow, melt and drift. With such initial conditions, prescribed atmospheric conditions never generate sea ice that is thick enough to cause ice jamming. This *ice bridge off* case may be seen as representing a potential state of warmer climate. In the case where the ice bridge is on, ice initial conditions are taken from a model run where a 2.5-meter thick ice pack is submitted to a daily varying wind field (daily-averaged 1998 GEM wind from January to April). In this run, an ice arch has formed at the constriction point between Ellesmere Island and Greenland, at the entrance of Nares Strait. The form of the simulated ice arch, its position, and the associated polynya are very similar to the actual ice bridge observed in 1998. In addition, zones of landfast ice were generated along both coasts and the location of landfast ice edges compared very well with observations. This detail is important since upwelling is susceptible to occur near the ice-edge. A detailed description of this preconditioning run is found in Dumont et al. (2009a) and satellite observations of the ice bridge in 1998 are found in Vincent et al. (2008a; 2008b). For cases with forced transport, we considered the two following values: 0.1 Sv ($\Delta\eta_{NS} = 2$ cm) and 0.54 Sv ($\Delta\eta_{NS} = 6$ cm). Table 7.2 summarizes the model runs.

Table 7.2 Model runs main settings.

Run	Wind stress	Ice initial condition	Average southward transport (Sv)
1	Daily GEM	Ice bridge	0.10
2	No wind	No ice	0.54
3	No wind	Ice bridge	0.54
4	Daily GEM	No ice	0.54
5	Daily GEM	Ice bridge	0.54

a. Wind driven circulation

The circulation shown in Fig. 7.4 was obtained from a simulation with an externally forced southward transport of 0.54 Sv ($\Delta\eta_{NS} = 6$ cm) and where the ice bridge and winds were present (run 5). The modeled pattern corresponds well with the accepted picture except for the cyclonic eddy in the lower left corner. We believe this detail is due to a misfit of the prescribed sea level profile at the western boundary with the equilibrium sea level of the interior. However, as the local transport in this area is directed outward and the structure is stationary, it does not affect significantly the results in the rest of the domain. Correctly simulated circulation features include the WGC path below 76.5°N which follows the 400 m isobath in Melville Bay, then makes a southward excursion towards Baffin Bay before heading north along Greenland. From there, the largest part recirculates westward in the Baffin current along the 600 m isobath while the remaining part continues northward along Greenland's coast mainly in the upper 100 meters. This northern branch of the WGC is reaching as far as the constriction point between Ellesmere Island and Greenland (Cape Isabella) and carries approximately 0.2 Sv. The observed circulation in the North Water region presented by Melling et al. (2001) gives no information on the extent and intensity of the WGC branch past Carey Islands, mainly because of a lack of current and CTD data in this area or an insufficient sampling resolution. Simulated circulation also includes the southward Baffin current which is strongest along the coast of Ellesmere Island with a 30-40 km-wide mainstream.

Comparison between modeled and observed current speed and orientation are shown in Fig. 7.5. Due to strong topographic steering, modeled and observed current directions agree well. Discrepancies in current speed could be explained either by a density driven component of the circulation that is not taken into account in simulations, differences in the sea ice drag, or unresolved eddy-topography interactions (Holloway and Wang 2009). Despite these discrepancies, the model succeeds well in reproducing the mean circulation pattern in the interior, given adequate boundary conditions, as well as the lateral scale of the main streams.

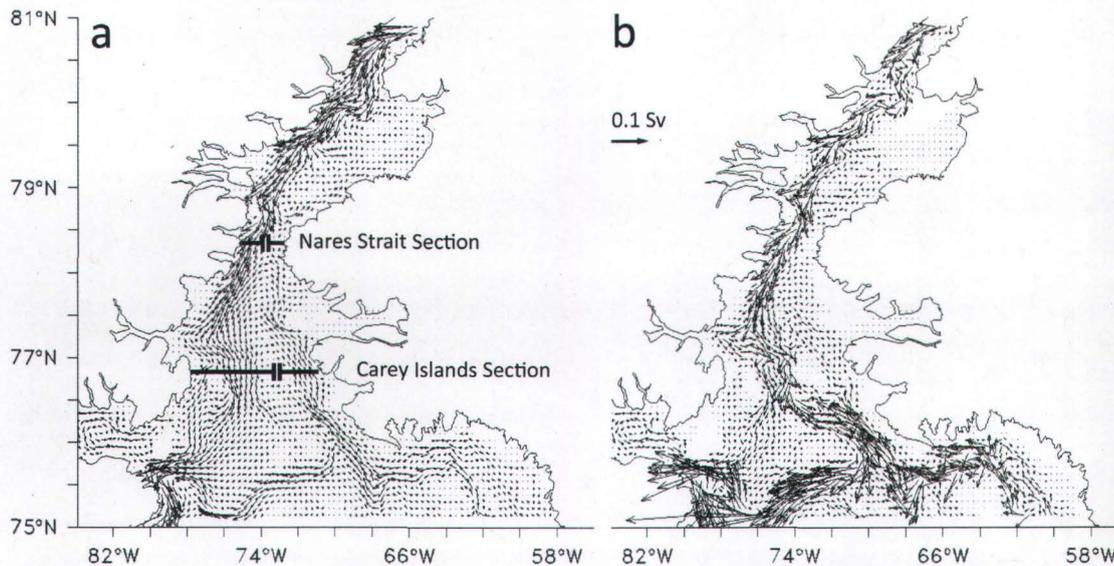


Figure 7.4 Volume transport in the first 100 m (a) and below 100 m (b). One vector over two is skipped in both directions for clarity. Nares Strait and Carey Islands sections used for transport analysis are shown with their respective eastern (ENS and ECI) and western (WNS and WCI) portions.

In summary, the simulated circulation is characterized by a southward flow crossing the domain from north to south, and a northward flow entering through Melville Bay, which splits and recirculates into the southward flow at different locations along its path. A first branch, mainly at depth greater than 100 m, recirculates south of Carey Islands, a feature that is also deduced from 1997-1998 current meter data (Melling et al. 2001). A second branch, mainly in the first 100 meters, veers further north past Carey Islands and follows the continental shelf break. Again, current meter data from 1997-1998 suggest more or less the same interpretation for the upper layer, i.e. that water passing at S1 flows northward at the east of Carey Islands (Melling et al. 2001). Then, it is thought to continue into the fjord south of Northumberland Island and then go west over the saddle. The situation is less clear after that since there are no data available along the shelf-break. The fate of this northern branch seems to depend in large part on the wind forcing and is of great interest for its heat and nutrient contributions to the area, as we will argue later.

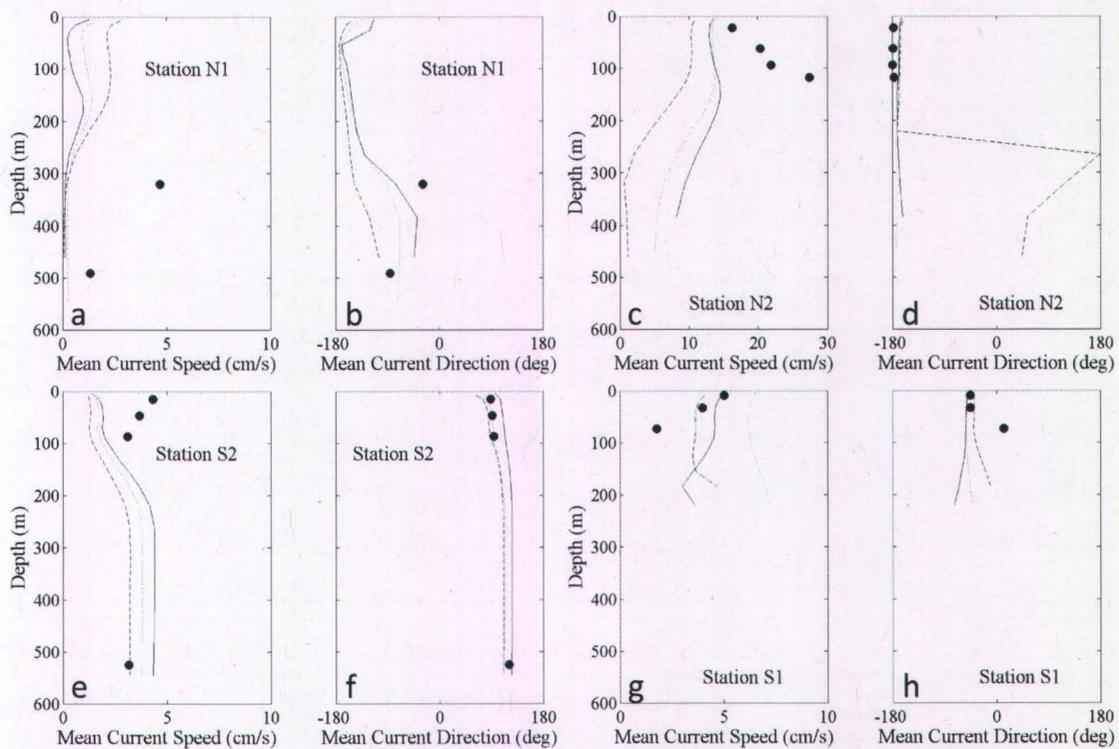


Figure 7.5 Average current speed and direction of run 5 (from 11 April to 30 June) at station N1 (a and b), station N2 (c and d), station S2 (e and f) and station S1 (g and h). Mooring locations are shown in Fig. 1. Lines represent three model points near the station and filled points represent mooring data. Data points near the surface come from upward looking ADCPs while deeper points were obtained from current meters.

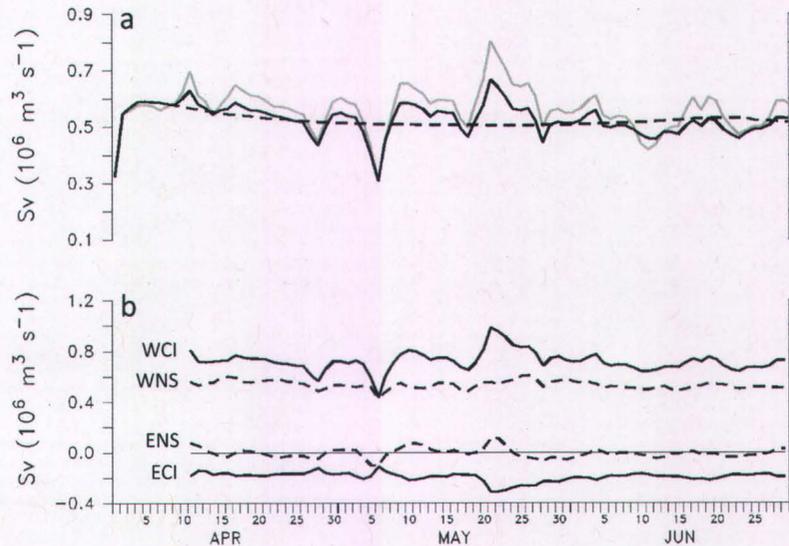


Figure 7.6 a) Total southward transport across the domain for model runs 3 (dotted line), 4 (solid gray line) and 5 (solid black line). See Table 7.1 for a description of the runs. b) Total southward transport across Nares Strait (NS) and Carey Island (CI) sections, separated into their eastern (ENS and ECI) and western (WNS and WCI) parts as depicted on Fig. 7.4.

Figure 7.6 shows the time evolution of the net transport flowing through the domain for runs 3, 4 and 5. The general circulation roughly takes ten model days to reach equilibrium so only the period after this spin-up period will be analyzed and taken into account when averaging model quantities. The effects of wind and ice cover also appear on that plot. First, wind can be responsible for variations up to 0.3 Sv (55%, solid gray line) of the total transport. Second, friction under the landfast ice cover in Kane Basin can slow down the southward transport by as much as 0.1 Sv (19%, solid black line) if compared to a run where sea ice is freely drifting. Since the circulation is strongly channeled by topography and mainly oriented north-south, the net meridional transport across each zonal section of the domain must be approximately the same to conserve volume within the relaxation time prescribed at OBCs. Figure 7.6b shows the transport across two zonal sections shown in Fig. 7.4. Each section has been split in a way to separate their northward and southward flow components. The first section is at the latitude of the Carey Islands (CI) where the transport is mainly northward on the east side while it is southward on the west side. The second section is ca. 170 km further north in Nares Strait. The Nares Strait section (NS) has been split at a distance of 17 km (5 grid points) from the Greenland's coast, which corresponds to the maximum width of northward current episodes. The southward transport at section WCI is larger than that at section WNS indicating that water moving northward across section ECI veers and rejoins the southward current, rarely reaching NS. The southward amplification of the transport at CI appears closely related to northerly wind events. The most intense of these events is the one occurring between 20 and 23 May when the wind stress reaches 0.43 N m^{-2} ($\sim 15 \text{ m s}^{-1}$). It significantly intensifies the Baffin current (+ 0.3 Sv) the northward WGC. Figures 7.7d-f show that water crossing ECI is invading the Greenland's shallow shelf before returning south with the Baffin current. During a seldom southerly wind event (10-12 June), water from the Baffin current recirculates northward along Ellesmere Island's coast (Fig. 7.7h and 7.7i). Simultaneously, a small portion of the WGC flows into Kane Basin along the Greenland's coast. Lastly, a strong southeasterly wind event occurring from May 6 to 8 in the southern portion of the domain ($\sim 0.2 \text{ N m}^{-2}$, does not appear in Fig. 7.2d) caused a major slow down of the Baffin current (Fig. 7.4b) and the largest transport (0.1 Sv) from Smith Sound into Kane basin

(Fig. 7.7a-c). Water exchanges from Smith Sound toward Kane Basin do not appear in the average circulation pattern, but seems to be possible during strong southerly wind events.

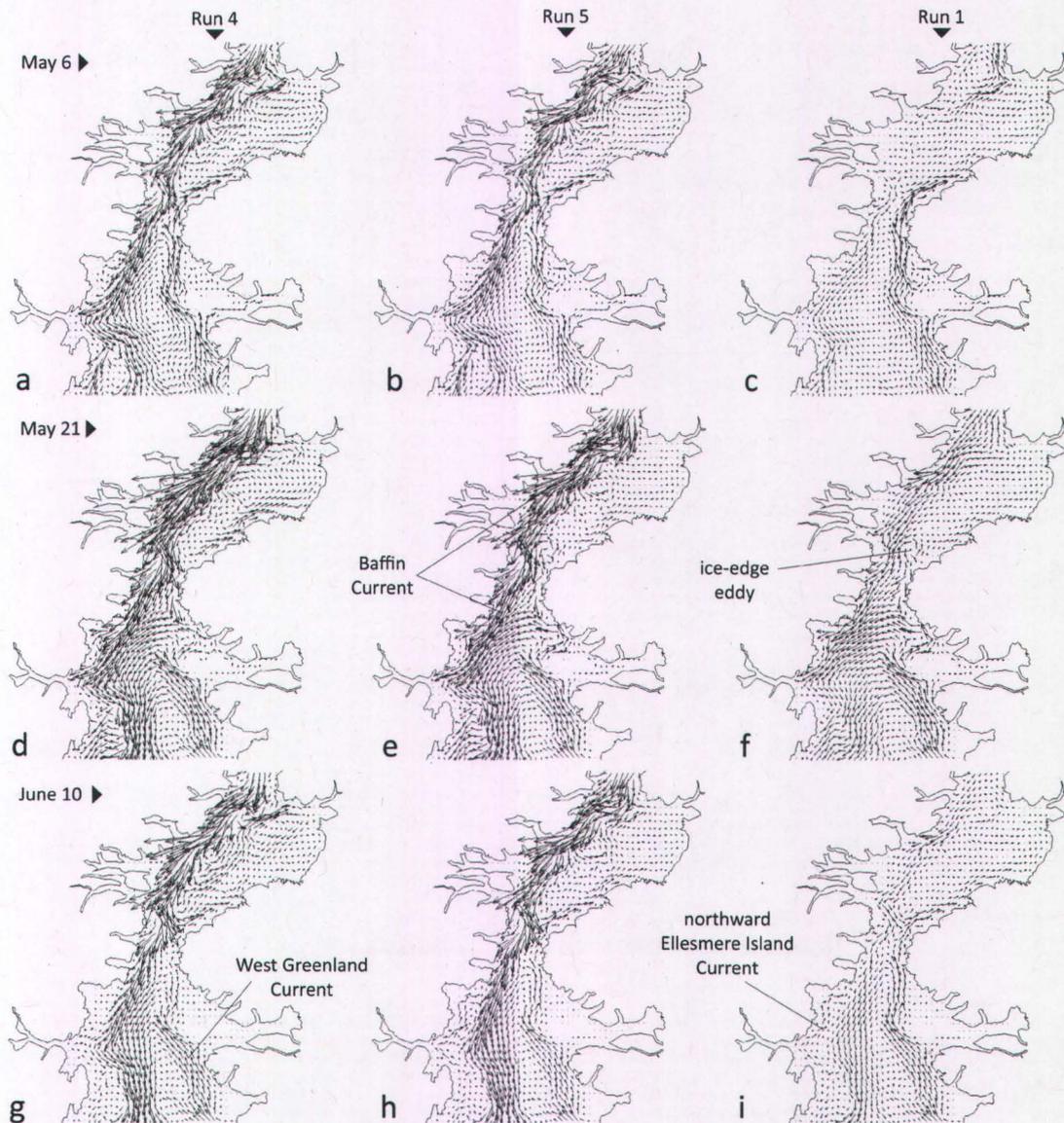


Figure 7.7 Integrated transport of the upper 100 m for three distinct wind events (6 May, 21 May and 10 June) and for three different simulations (4, 5, and 1). Every second vector is skipped in both directions for clarity.

The presence of an ice bridge causes only subtle changes to the circulation, which can be seen by comparing left and center panels of Fig. 7.7. For example, there is less kinetic energy in the upper layer of Kane Basin both in the mainstream current and in small-scale features when the ice bridge is present. Also, the simulation with an ice bridge

produces a northward coastal current along Ellesmere Island (77.5°N) on 21 May, thought to be a baroclinic feature associated with strong downwelling (Fig. 7.7h and 7.7i). However, the greatest impact of the presence of the ice bridge is to induce a curl in the wind stress, which perturbs the vertical velocity response and induces mesoscale horizontal perturbations of the circulation. Consequent upwelling, jet current and eddy formation near an ice-edge are discussed in the following sections.

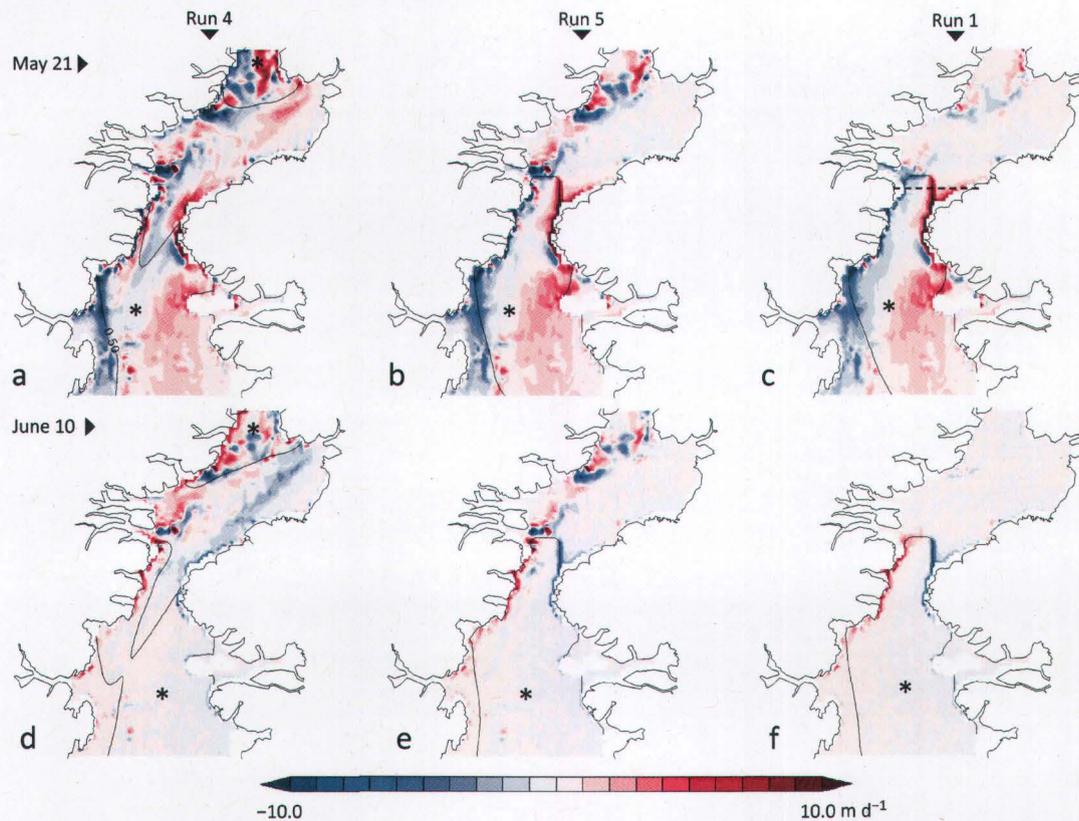


Figure 7.8 Vertical velocity (m d^{-1}) averaged for the top 7 cells (100 m) for two distinct wind events and three different simulations. As a proxy for landfast ice-edge location, the 0.5 ice concentration contour is shown. The stars indicate to which side of this contour ice concentration is below 0.5 (i.e. indicating open water).

b. Upwelling and downwelling events

Two types of upwelling can be observed in the North Water associated with the two types of physical boundaries, namely the coast and the landfast ice-edge. The first one is coastal upwelling occurring mainly along Greenland and Ellesmere Island during episodes of northerly and southerly winds, respectively. The second type of upwelling is the one generated at a landfast ice-edge. Those two types of upwelling (and downwelling) can be

seen on Fig. 7.8 where the vertical velocity is plotted for two different wind events (northerly winds on 21 May and southerly winds on 10 June). Panels at the left of Fig. 7.8 are from a run without an ice bridge (run 4) while other panels (center and right) include an ice bridge (run 5 and 1, respectively). Reducing the externally forced transport to 0.1 Sv highlight the wind induced upwelling and downwelling by removing other sources of horizontal convergence and divergence, including the flow over a rough bathymetry and the differential Ekman transport caused by under-ice friction.

Modeled upwelling agrees with the theory of coastal and ice-edge upwelling. Firstly, in compliance with the analytical theory of Clarke (1978) and model results of Niebauer (1982), the spatial scale of the upwelling is one Rossby radius of deformation away from the spatial discontinuity. This means that the ice-edge upwelling zone is twice as large as the coastal upwelling zone. Our results show that upwelling occurs within 2 grid cells (~ 7 km) from the coast and is 4 grid cells wide under the ice-edge (~ 13 km). Secondly, the magnitude of the ice-edge upwelling for the same forcing is half the magnitude of coastal upwelling. The total amount of upwelling is thus the same per unit length for ice-edge and coastal upwelling (Clarke 1978). Accordingly, the elevation of the pycnocline and the maximum vertical speed at the coast ($h \sim 25$ m, $w \sim 20$ m d⁻¹) are twice the values found under the ice-edge.

There are only a few observational reports of ice-edge upwelling in the literature, especially at the landfast ice-edge (e.g. Mundy et al. 2009). Most observations were made in the marginal ice zone where the ice cover is mobile and is free to deform under the action of wind and currents (Buckley et al. 1979; Alexander and Niebauer 1981; Johannessen et al. 1983; Tang and Ikeda 1989). Table 7.3 summarizes what's found in the literature for comparison with our model results. Buckley et al. (1979) reported on the observation of an upwelling event with a scale larger than what was predicted theoretically. They concluded that because the ice-edge is mobile, its influence on the water column extends further beyond the baroclinic radius of deformation, up to the distance the ice-edge has been displaced during the wind event. This effect has been shown by Hakkinen (1986) using a nonlinear numerical model of the marginal ice zone. Moreover, for similar wind and ice-edge orientation, if a landfast ice-edge leads to upwelling, a mobile ice-edge as in the marginal ice zone leads to downwelling. The larger

drag imposed by drifting sea ice at the ocean surface than that caused by the wind alone explains this difference (Røed and O'Brien 1983). In our case, the direction of the vertical displacement is the same as if the ice-edge was a coastline (Gammelsrød et al. 1975). The situation is then much simpler and predictable in the case of a fast ice-edge. Mundy et al. (2009) report about an upwelling event in the Amundsen Gulf near a landfast ice-edge. The wind blew in a constant direction nearly parallel to the ice-edge for 3 days with an average speed of ca. $8-10 \text{ m s}^{-1}$ peaking at 18 m s^{-1} . They monitored properties of the water column before, during and after the event and observed a 30-meter elevation of the pycnocline, which brought a considerable amount of nitrate in the surface layer where a phytoplankton bloom occurred a couple days later.

Table 7.3 Survey of reported ice-edge upwelling events near mobile and fast ice-edges and comparison with our modeled results.

Location	Pycnocline rise	Wind speed	Event duration	Reference
Mobile ice-edge (marginal ice zone)				
Svalbard	~ 50 m	-	-	Buckley et al. (1979)
Svalbard	~ 10 m	10 m s^{-1}	-	Johannessen et al. (1983)
Bering Sea	~ 20-25 m	-	2.5 days	Alexander and Niebauer (1981)
Newfoundland	~ 30 m	10 m s^{-1}	3 days	Tang and Ikeda (1989)
Landfast ice-edge				
Amundsen Gulf	~ 30 m	18 m s^{-1}	3 days	Mundy et al. (2009)
Northern Baffin Bay	~ 25 m	15 m s^{-1}	3 days	This study (modeling)

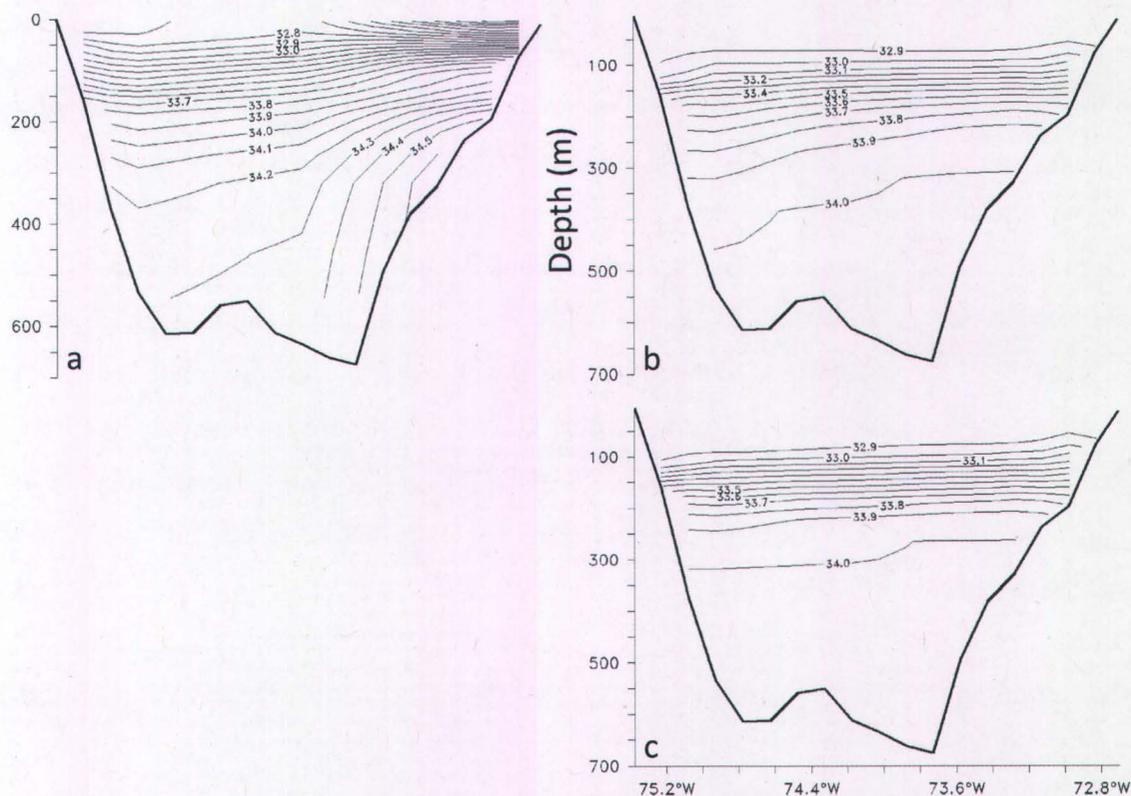


Figure 7.9 a) Salinity at the Nares Strait section obtained from March-April 1998 CTD profiles merged with the Levitus climatology for the same period. b) and c) represent the modeled salinity for the same section after 53 days (21 May) for run 5 and 1, respectively.

The vertical velocity response is maximal where the ice-edge is nearly parallel to the wind direction, i.e. the part of the ice bridge that is on the Greenland side. Upwelling induced by off-ice winds exists but is significantly weaker and does not show on Fig. 7.8 (Niebauer 1982). Since the strongest wind events are mostly northerlies, ice-edge upwelling would be only effective when the ice bridge has a significant portion of its ice-edge length oriented in a north-south direction. A good example of an ice bridge having such a shape is precisely the one formed in 1998. This ice bridge lived approx. 3.5 months (from beginning of March until end of June, see Vincent et al. 2008a, 2008b for satellite images). Generally, this is not the case every year or during the entire polynya event. For example, the ice bridge may first take a flat profile (oriented in the east-west direction) and later collapse into an arch-shaped bridge.

It is well known from observational studies that the density profile of Smith Sound is characterized by an east-west gradient with denser water on the eastern part (Muench,

1971; Melling et al. 2001; Bâcle et al. 2002). Simultaneous and recurrent western downwelling and eastern upwelling events during the ice free season certainly favors the build-up of this density structure. However, with a length scale comparable to the Rossby radius of deformation, the width of the up- and downwelling zones is always smaller than the width of the channel even at its narrowest section (they represent less than 20% of the narrowest channel width) and thus can not explain alone why the gradient is formed and maintained. Model results suggest that the main contribution comes from the geostrophic adjustment of the density field to the southward Baffin current and its associated sea level profile. This is made clear in Fig. 7.9 where the salinity profile (representing well the density of cold waters) is shown after 53 model days for two different prescribed transports (0.54 Sv and 0.1 Sv). Model results and observations agree quite well even though the true water masses were not taken into account in the model. The zonal distribution of water masses is such that cold and fresh (light) Arctic waters are located in the western portion while warm and salty (dense) Atlantic water are located in the eastern part.

c Ice-edge jet and eddy generation

In a two-layer water column, a pycnocline perturbation creates a horizontal density gradient that forces, within an inertial period, a geostrophic baroclinic current known as a jet current (Niebauer 1982). When across-ice-edge and along-ice-edge scales are close, the jet configuration generates an eddying structure tied to the upwelling zone (Hakkinen 1986). The shape of the ice bridge simulated here generates an upwelling zone having an across-ice-edge scale of 13 km (approx. two Rossby radii) while the along-ice-edge scale, determined by the length of the ice-edge portion parallel to the wind, is approximately 30 km (Fig. 7.7f and 7.8c). Hence, it results into the formation of a cyclonic eddy attached to the ice-edge (Fig. 7.10). This coherent flow structure forms within one day and lasts for ca. 7 days as long as it is forced. It affects roughly the first 150 m of the water column, well below the pycnocline around 70 m. The same mechanism could explain how the WGC circulates cyclonically over the Greenland shelf during northerly wind events where the upwelling zone follows the coast and/or the landfast ice-edge cyclonically (Fig. 7.7d-f).

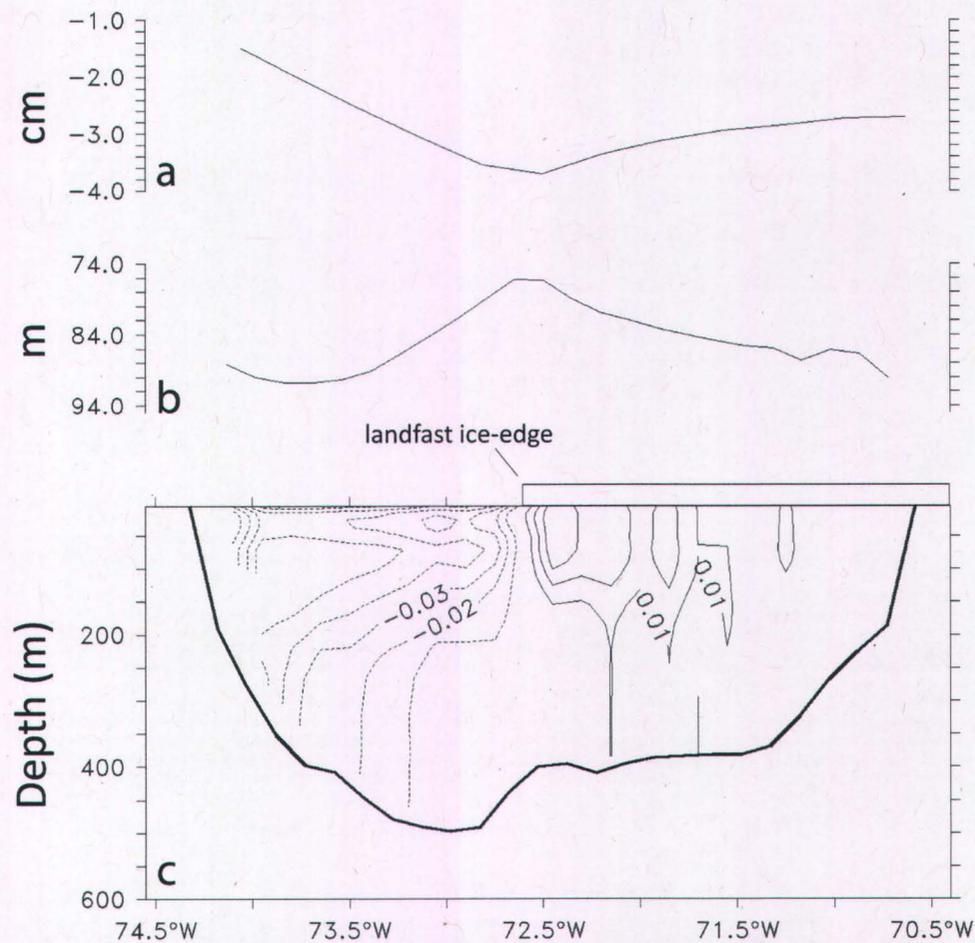


Figure 7.10 a) Sea surface height, b) depth of the pycnocline, and c) northward velocity across a zonal section passing through the centre of the eddy crossing the eddy (shown in Fig. 7.8c). The eddy center is at the landfast ice-edge. Results are from the run 1.

Under-ice friction can have a significant impact of the surface circulation, as already shown in Fig. 7.6. A zonal section crossing the ice-edge eddy of the southward velocity component shows some of these effects. As seen on Fig. 7.10c, the velocity is higher under the ice-free portion than under the ice-covered portion. The maximum current speed occurs slightly below the surface under the ice-covered portion, indicative of surface friction. The maximum current speed under the ice-free portion occurs effectively at the surface even though the southward component decreases from a maximum at 50m towards the surface (Fig. 7.10c). This is due to the wind-induced Ekman rotation that simultaneously increases the meridional component in the westward

direction towards the surface (not shown) where the total current speed is effectively maximum.

7.4 Discussion and conclusion

The simulated circulation pattern for the North Water is dominated by two main currents: a southward current crossing the entire domain, associated with the Baffin current, and a northward current entering the domain at the southeast corner and turning south at various locations, representing the West Greenland Current. These two currents are well anti-correlated at the latitude of Carey Islands ($R = -0.73$, $P < 0.01$), i.e. that an intensification of the Baffin Current leads to a corresponding increase in the WGC flow in the opposite direction (Fig. 7.6). This means that water flowing northward through the ECI section eventually flows southward on the western side, and there is no apparent vertical recirculation. When the Baffin current accelerates due to strong northerly winds, the WGC accelerates correspondingly in order to conserve volume. The situation is different at the NS section where the flow across WNS and ENS are not so well correlated ($R = -0.06$, not significant). This is explained by the fact that northward flow across the ENS section is only episodic and most of the time the flow is oriented southward across the entire NS section. During the strongest of the northerly wind events of the simulated period (21 May), we note that the WGC amplifies and invades the Greenland shelf north of Northumberland Islands. Within their limitations, model results suggest that two mechanisms could explain such a phenomenon. First, the westward Ekman transport induced by the northerly winds in the upper layer forces water from the Greenland's shelf to move offshore. Second, the baroclinic jet current associated with coastal and ice-edge upwelling areas follow the coast in a cyclonic way, north of Northumberland Island, entraining the WGC onto the shelf. If the model correctly represents what is happening during northerly wind events in that area, and if the WGC effectively transports nutrient-rich Baffin Bay waters, upwelled water would highly favor the nutrient replenishment in the eastern part of the polynya. With this in mind, we will later estimate how much upwelling contributes to the ecosystem productivity.

The model average circulation tells us that the WGC reaches as far as 78°N, just south of Cape Isabella, almost uninterrupted, mostly following the shelf break until it

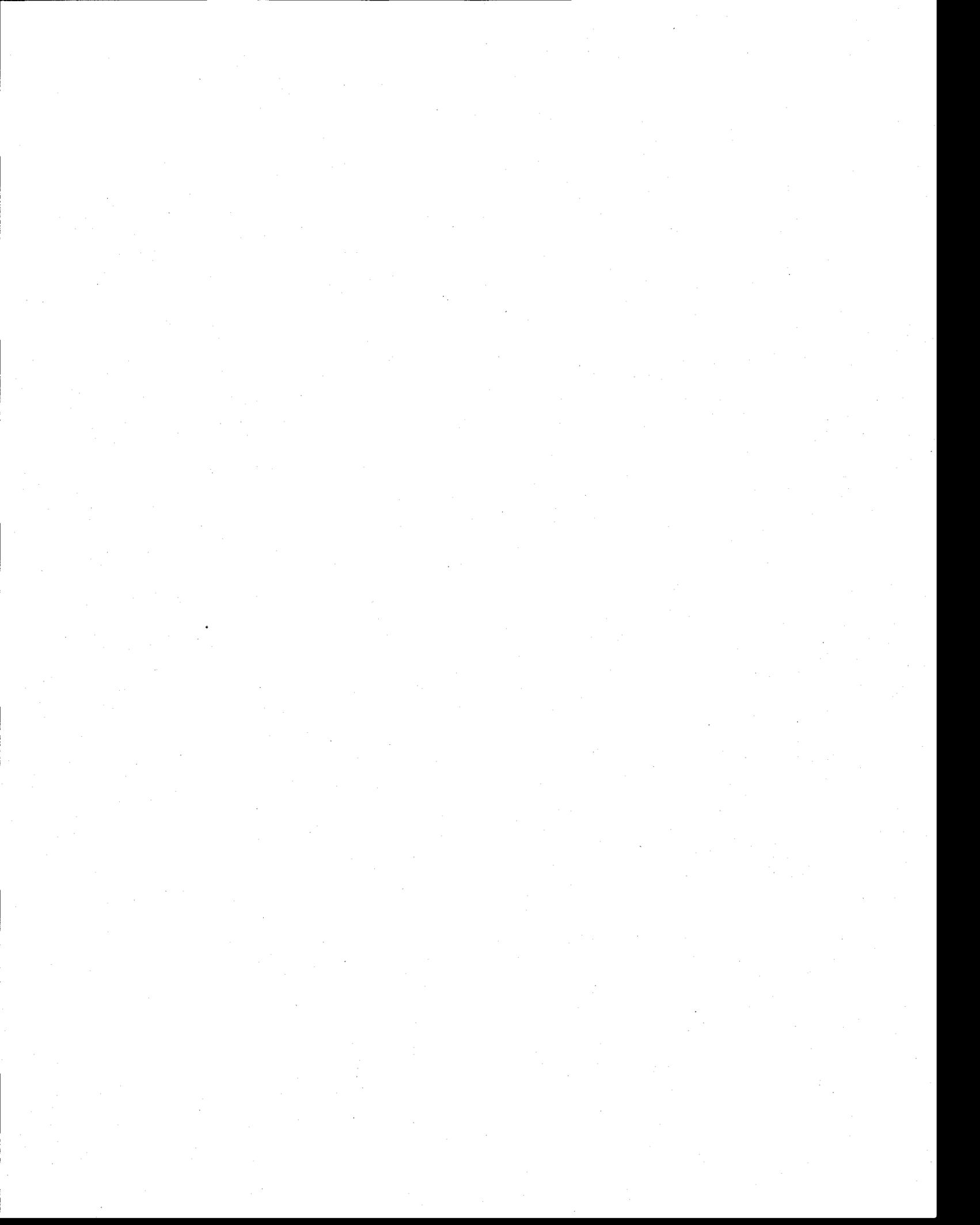
meets the southward Baffin Bay current at the constriction point between Ellesmere Island and Greenland. The presence of an ice bridge does not affect its path or its northernmost extent, but the wind can determine if it will reach Kane Basin. We noticed that strong southerly winds blowing over an ice-free open polynya (6 May) could amplify the WGC and push waters into Kane Basin, past Cape Isabella. This result clearly supports Sadler's (1976) conclusions and observations by Ingram et al. (2002) and provides a mechanism for the occasional incursions of Baffin Bay waters in Kane Basin. The magnitude of the WGC at this latitude may also be influenced by variations in its strength down in Baffin Bay or by a change in the density field, not included in our simulations. Estimates from geostrophic calculations show that seasonal and interannual variability of the WGC can be quite high (Rail 2005). For example, it ranges from 0.3 Sv to 1.0 Sv between April and September 1998. Since we have shown that the main southward and northward branches of the general circulation pattern are somewhat correlated to each other, the variability of one branch is likely to influence the variability of the other branch at slow timescales. Unfortunately, there are no data to support this idea.

Another noticeable particularity of the simulated circulation pattern is that eastern Smith Sound is continuously fed by Atlantic-derived BBW with high nitrate concentrations compared to Arctic waters. Many things add up to further encourage the availability of BBW on the eastern side of the polynya: 1) BBW reaches up to the northernmost end of the polynya, just downstream of the ice bridge, 2) Ekman pumping occurs during northerly wind events which favor ice-edge and coastal upwelling on the eastern side and 3) the pycnocline is shallower on the eastern side due to a baroclinic adjustment to the Baffin current. This is rather important since Tremblay et al. (2002) showed that the primary production during the spring 1998 bloom mostly occurred in BBW, i.e. from waters mainly transported by the WGC and derived from Atlantic waters. Not only storm events may contribute to inject nutrient in the upper layer via direct entrainment, as suggested by the authors, but upwelling events certainly are major contributors susceptible to boost the phytoplankton bloom whenever the polynya opens. In order to quantify this latter contribution, we now try to translate upwelling of nutrient-rich BBW into primary productivity in the upper layer. Within the first grid cell from the

coast or the ice-edge, upwelling velocities can reach $10 - 20 \text{ m d}^{-1}$. To be conservative, let's suppose that the upwelling velocity of a typical event is between $5 - 10 \text{ m d}^{-1}$ at the base of the euphotic zone where the nitrate concentration is typically 12 mmol N m^{-3} . Using Redfield's (1958) C:N ratio for phytoplankton and assuming that all the available nitrate is converted into primary production, this upwelling rate produces between 397 and $795 \text{ mg C m}^{-2} \text{ d}^{-1}$. It represents 36 to 72% of the total productivity in the North water ($1.11 \text{ g C m}^{-2} \text{ d}^{-1}$). With the help of Fig. 7.2 and 7.8, we estimate that this efficient productivity extends over $\sim 1000 \text{ km}^2$ and lasts for more than 20 days. Wind-driven coastal and ice-edge upwelling thus play a crucial role in spring bloom enhancement. In the absence of an ice bridge, the upwelling area may shrink by half or more depending on ice conditions. Since only the portion of the ice bridge parallel to the wind produces significant upwelling, the total amount and timing of upwelled nutrients also depend on the timing and shape of the ice bridge as well as on wind conditions, all being factors affected by climate change.

Since the pioneering work of Pease (1987) on the theory of wind-driven polynyas, it is well recognized that wind has a key role to play in the formation and maintenance of these polar phenomena. However, in the North Water, it still remains an open research question rather important to explain how water masses are transformed and how it affects the marine ecosystem, especially in a context of a warming Arctic, which is likely to cause drastic changes in the sea ice seasonal cycle. One of the reasons explaining such a slow progress may be that the type of sampling strategy usually favored for multidisciplinary large vessel-based observational campaign makes it unlikely to capture phenomena with short temporal and spatial scales. Nonetheless, the effects of upwelling were observed a few times in different areas of the marginal ice zone or near landfast ice-edge, especially during the recent IPY/CFL multidisciplinary campaign onboard the CCGS *Amundsen* in the Beaufort Sea in 2008 (Circumpolar Flaw Lead, an International Polar Year project). With the increasing sophistication of 3D numerical models of ocean circulation and sea ice-ocean interactions, the problem can now be addressed from a variety of angles, studied at different scales and simplified in order to isolate a particular factor of influence. With the aid of realistic bottom topography, realistic atmospheric forcing, a dynamical-thermodynamical sea ice model that includes an adequate ice bridge,

and a suitable general circulation obtained through adjustments of open boundary conditions, we were able to reproduce a polynya event in the North Water and to look at the ocean wind response at high resolution. We showed that the average circulation can possibly transport Atlantic-derived BBW up to the northern end of Smith Sound and even into Kane Basin during particular wind events, in agreement with some observations. We showed that wind conditions typical of the late-spring period are likely to produce strong upwelling events along the coast of Greenland and that the area of the effective upwelling can be extended by the presence of an ice bridge and other landfast ice-edge over deeper waters where nutrient and possibly heat can be brought near the surface. We also found that the landfast ice-edge can be the location of cyclonic eddying activity, which is thought to affect the biological productivity. In the process, we have also made one more step toward the development of a high-resolution numerical regional model of the North Water, which will contribute to increase our understanding of this unique ecosystem. This model is intended to be used as a knowledge integration tool, to be fed and validated with data coming from a long-term oceanographic monitoring program supported by ArcticNet, a multidisciplinary Network of Centers of Excellence of Canada (<http://www.arcticnet.ulaval.ca/>).



8. Tidal response

(Translation of section 3.3. Manuscript not submitted.)

Tides are caused by differential gravitational attraction forces from the Moon and the Sun acting at the surface of the Earth, which produce a periodic elevation of the sea level. The sea surface height varies in space and time as a function of the periodic astronomical forcings and the boundary conditions (geography and bathymetry) and propagates as a gravity wave with a speed depending on the ocean depth. Currents generated by gradients of the sea surface height also vary periodically in direction and amplitude and are superposed to lower frequency currents induced by other forcings.

Studies of tides and their effects in the Arctic are scarce compared to other regions of the world and there are many reasons for this. Tides are generally weaker at high latitudes compared to intermediate and low latitudes where the astronomical forcing is larger. Data are also very sparse making it very difficult to study and validate tidal effects at the scale of the Arctic Basin. Holloway and Wang (2007) argue that tides are one amongst many processes having some impacts on the Arctic climate that have not been studied enough to provide a good understanding of their significance. Some studies show however that tides could potentially transform the ocean state at a wide range of space and time scales. For example, Hibler et al. (2004) show that high frequency motion due to tides represent a significant forcing on sea ice even around the North Pole where tidal elevations are very low but where internal tides can generate significantly strong currents. The formation of leads could then increase ocean heat loss to the atmosphere and increase the sea surface salinity (Padman and Kottmeier 2000, Eisen and Kottmeier 2000). Tides could also contribute to enhance the mixing of surface waters through under-ice friction (Saucier et al. 2004). Polyakov et al. (1995), using a 3D primitive equation circulation model that simulates the M_2 tidal component, show that tidal mixing can explain important features of the salinity distribution in the Arctic.

From these studies and others mentioned by Holloway and Wang (2007), it appears clearly that the study of tidal processes and their effects on the regional climate necessitate 3D circulation models capable of representing altogether the many important processes at the regional scale. Padman and Erofeeva (2004) have developed a high

resolution (5 km) Arctic Ocean Tidal Inverse model (AOTIM) that incorporates and assimilates benthic and coastal station data all around the Arctic as well as altimeter data from TOPEX/Poseidon and ERS. This model offers a 2D solution for the tides, which can be used as boundary conditions for a 3D circulation model. It provides a significant improvement with respect to previous models and analyses (e.g. TPXO6.2; Egbert and Erofeeva 2002; Kowalik and Proshutinsky 1994), particularly in narrow passages of the Canadian Arctic Archipelago (Holloway and Wang 2007). Nares Strait and Baffin Bay regions are particularly well simulated if one compares the RMS errors between model and observations, which are smaller than those obtained for the central Arctic and from previous models (Padman and Erofeeva 2004). Figure 8.1 shows AOTIM tidal elevations and current amplitudes for the M_2 component. In Baffin Bay and Nares Strait, tides are larger than in the surroundings. Considering the presence of many different water masses, a strong seasonal cycle, a highly variable and heterogeneous ice cover, freshwater discharges from glaciers and the presence of a large polynya, it is reasonable to think that the impacts of tides should not be negligible and need to be explored. It is now well known that formation and maintenance mechanisms of the NOW polynya do not primarily depend on tides (Melling et al. 2001). However, tides could potentially play a significant role in pre-conditioning water column properties during winter, in the evolution of the state of the ice cover, on the stability of the ice bridge and on the replenishment of nutrients in the surface layer (Tremblay et al. 2002). In this section, we will make a first step toward the simulation and quantification of potential effects of tides in the NOW polynya.

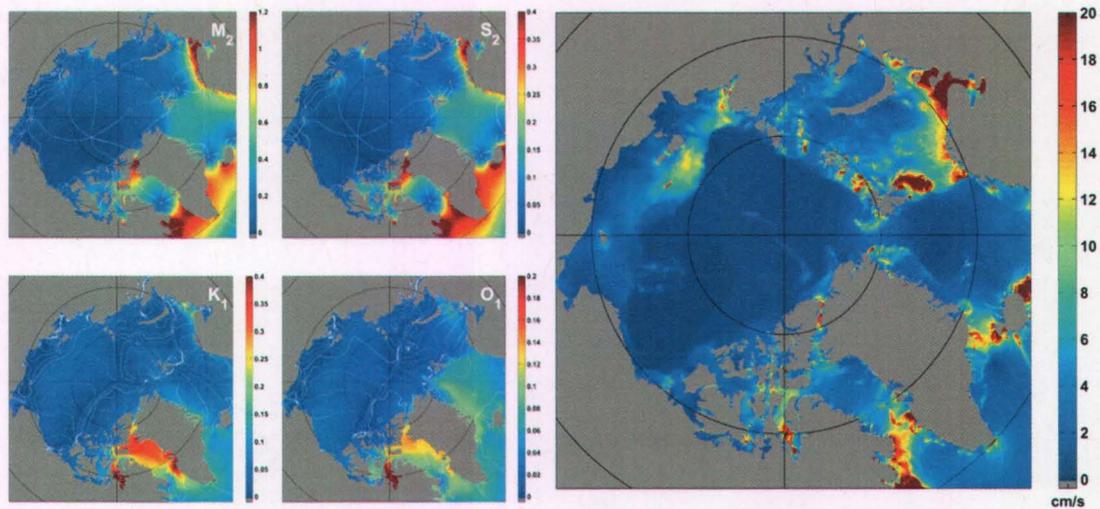


Figure 8.1 Left: Tidal amplitude (colors, in meters) and phase (white contours) for the four most energetic tidal components (M_2 , K_1 , N_2 , and S_2) from the Arctic Ocean Tidal Inversion Model (AOTIM). Right: Tidal current amplitude for the eight components of AOTIM. Taken from http://www.esr.org/AOTIM/arctic_detail.html.

8.1 Objectives, hypothesis and methodology

The kinetic energy induced from tidal movements in the ocean is dissipated through many ways the main one being through bottom and under ice friction. A significant but still widely unknown part is dissipated through internal wave generation and breaking that induces diapycnal mixing (Simmons et al. 2004). In both cases, the kinetic energy is transformed into potential energy through mixing and into heat through the cascade of turbulence down to the molecular viscosity scale (the Kolmogorov scale).

Tidal bottom friction in shallow coastal regions has the potential to transform significantly the density profile, for example by eroding the pycnocline and by mixing freshwater plumes. Lee et al. (2006) have studied this process using MOM4.0 and a parameterization of shear induced turbulence from the barotropic tide (Munk and Anderson 1948). Their results show that tidal mixing increases surface salinity decreasing the bias with respect to observations. It further contributes to increase the ventilation of Labrador Sea deep water. This parameterization has proven very useful in models where the temporal resolution can't resolve tides and where the spatial resolution can't resolve coastal bathymetry.

When possible, explicit modeling of tidal movements can involve other processes related to tidal currents, which are only implicitly taken in to account by the Munk-Anderson parameterization. First, under-ice friction can cause additional mixing in the surface layer and additional stresses that can eventually deform sea ice. This last effect is particularly important in the polynya when an ice bridge has formed. Second, vertical movements induced by the convergence of horizontal currents can contribute to generate internal waves in a stratified environment. Third, horizontal currents increases horizontal diffusivities and affect tracer (temperature, salinity) distributions. Willmott (2008, pers. comm.) shows for example how tidal movements can maintain fronts at river mouths and thus drastically change the evolution of the sea ice cover in a given region.

As we propose to perform here one of the first modeling studies of tides in northern Baffin Bay using a 3D circulation model, we choose to simulate tidal effects in the two above-mentioned ways and compare the solutions. Three runs are performed: a first one employs the Munk-Anderson parameterization like Lee et al. (2006), a second one explicitly simulates tidal elevation and currents, and a third one, a control experiment, without tide (table 8.1). The initial density field is uniformly stratified with 3 layers, identical to the one used in section 2 (figure 7.3). The effects of tides are characterized by comparing the geographical distribution of a number of indicators: 1) sea surface and bottom salinity anomalies, indicative of the modified stratification; 2) ice concentration, ice thickness and oceanic heat flux; 3) vertical velocity moments (mean and RMS); and 4) the tidal mixing parameter HU^{-3} defined by Simpson and Hunter (1974). The latter is typically used to characterize how tides affect the stratification. The deeper the water column the more stratified it should stay both because of weaker tidal currents in deeper waters and because of the reduced portion of the efficiently mixed waters. When the range of HU^{-3} covers many orders of magnitude, it is useful to use $\lambda = \log(HU^{-3})$ defined by Hannah et al. (2009).

Table 8.1 Main settings for the model runs.

Run	Wind	Sea ice IC	Mean transport	Tides
5	Daily GEM	Ice bridge	0.54 Sv	none
6	Daily GEM	Ice bridge	0.54 Sv	explicit (M_2, K_1, N_2, S_2)
7	Daily GEM	Ice bridge	0.54 Sv	implicit (M_2, K_1, N_2, S_2)

8.2 Implicit method

The Munk-Anderson parameterization consists in calculating a diffusivity K_z in terms of a Richardson number Ri that quantifies the shear stability of the water column:

$$K_z = K_0 (1 + \sigma Ri)^{-p} + K_b \quad (8.1)$$

with

$$Ri = \frac{N^2}{(\partial U / \partial z)^2} \quad (8.2)$$

where σ and p are coefficients set to 3.0 and 0.25, respectively, $K_0 = 5.0 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ is the maximal diffusivity due to shear instability mixing and $K_b = 0.1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ is the background diffusivity. Values are the same as Lee et al. (2006) for the Labrador Sea. N is the Brunt-Vaisälä frequency and U is the tidal current amplitude. If we assume a logarithmic form of U near the bottom, the shear depends on the mean tidal current amplitude U_t , the distance to the bottom z and a bottom drag coefficient C_D as follows:

$$\left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 = \frac{C_D}{2} \left(\frac{U_t}{\kappa(H-z)} \right)^2 \quad (8.3)$$

H is the depth, z is the distance to the bottom, κ is the von Karman constant, $C_D = 2.4 \times 10^{-3}$, and U_t the tidal current amplitude, which is a static 2D field provided by AOTIM with a resolution of 5 km for the four most important tidal components in northern Baffin Bay M_2 , K_1 , N_2 , and S_2 (Godin 1966; Greisman et al. 1986).

The Munk-Anderson parameterization is only representing local effects of tides, i.e. that mixing is produced locally. Generation, propagation and breaking of internal waves are important processes for mixing and for the global oceanic heat balance (e.g. Kunze 2006). In this case the kinetic energy initially contained in the barotropic mode is dissipated far from the internal wave generation location. Such processes to be well simulated need high resolution, non-hydrostatic pressure and an adequate parameterization of internal wave breaking mixing. In the present model such mixing is approximated as a constant diffusivity (see section 2.1.6).

8.3 Explicit method

The semidiurnal tide, the most important in the region, propagates cyclonically around an amphidromic point located in central Baffin Bay (figure 8.1). It propagates from south to north along the Nares Strait up to the Arctic Basin. To simplify the adjustment of boundary conditions at open boundaries, we chose to prescribe the tidal elevation signal only at the southern boundary while at the northern boundary, a radiation condition with the phase speed equal to the gravity wave speed is applied. This strategy minimizes gravity wave reflections that could contaminate the inner signal. We assume that this choice produces only a small error since the tidal signal propagating from the north should be much weaker (figure 8.1).

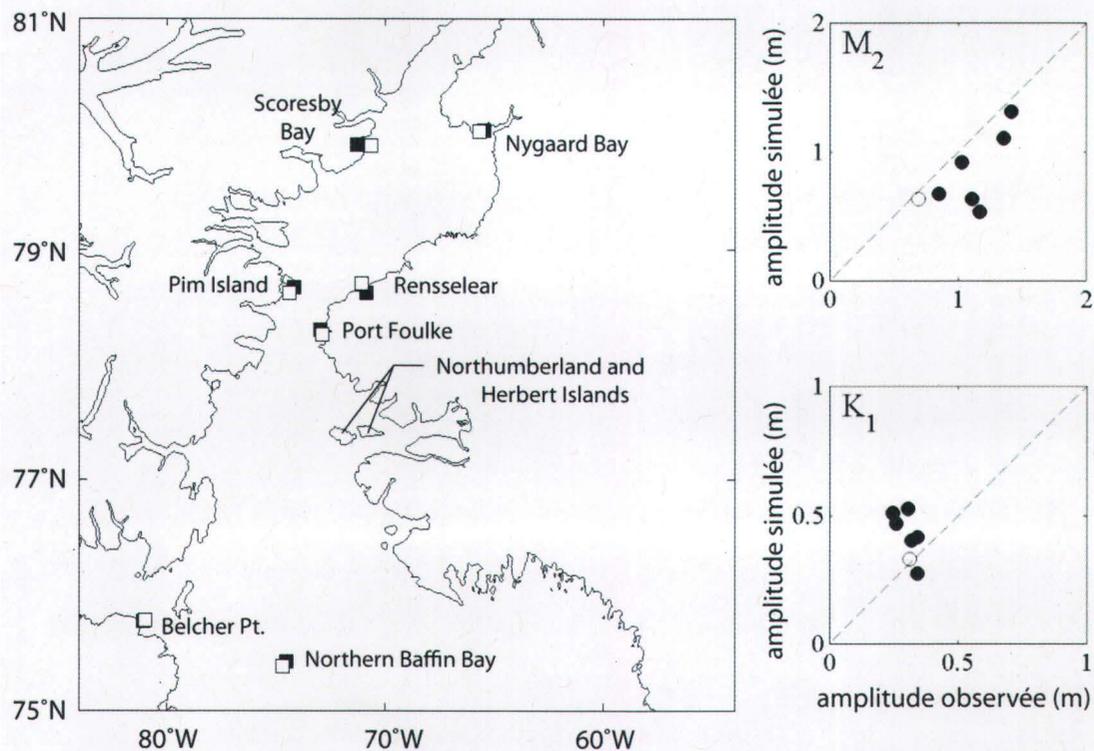


Figure 8.2 Left: map showing real (filled squares) and virtual stations (open squares) for which tidal amplitudes have been compared. Right: comparison between simulated and observed amplitudes for M_2 and K_1 tidal components. Filled circles represent coastal stations while the open circle represents the offshore station in the middle of northern Baffin Bay. Station data and names are taken from Greisman et al. (1986).

To validate the barotropic tidal response, we run the model separately by forcing the M_2 and K_1 components and we compare their amplitude with station data (Greisman et al. 1986). The location of real and virtual stations and the comparison are shown in figure 8.2. We see that there is a relatively good correspondence between simulations and observations. Discrepancies are mostly explained by errors in the model topography, some stations being located in fjords or bays that are not resolved by the model grid, some of which have been removed from the analysis. The model represents well observations in offshore waters (northern Baffin Bay, white circle on figure 8.2).

The fact that tidal elevations are well simulated does not guarantee that tidal currents will also be. The latter are strongly dependant on physical boundaries and model physics and are the most important variable for the parameterization of mixing. To assess on the model performance, we chose to compare the mean tidal current amplitude with the output of AOTIM. Figure 8.3 reveals that in spite of notable differences, 1) tidal current amplitudes are of the same order of magnitude, and 2) hot spots are observed roughly at the same locations. The Carey Islands, the seamount off Ellesmere Island ($\sim 76^\circ\text{N}$) and northern Kane Basin are spots where the two models agree to predict relatively large currents ($> 30 \text{ cm s}^{-1}$). Both models also agree in certain quiet zones such as the Melville Bay, eastern Kane Basin, Jones Sound, and the fjord and shelf off Greenland, south and north of Northumberland and Herbert Islands, respectively (see figure 7.1 for geographical details). Among the most important differences, note that simulated currents are significantly larger at the Nares Strait bottleneck, near the location of the ice bridge, and near open boundaries.

When tides are explicitly simulated, the Munk-Anderson parameterization is not necessary anymore. The vertical shear of the barotropic tides derives from the non-slip bottom boundary condition and the local diffusivity computed as a function of the local Richardson number by the KPP module. Horizontal friction is also increased through enhanced shear strain near physical boundaries. The explicit simulation also generates vertical movements in places where horizontal currents diverge or converge and that in principle can generate internal tides if the model physics allow it. This last aspect will not be studied here for reasons already mentioned, but certain indicators may be used to indicate places favorable for the generation of such waves.

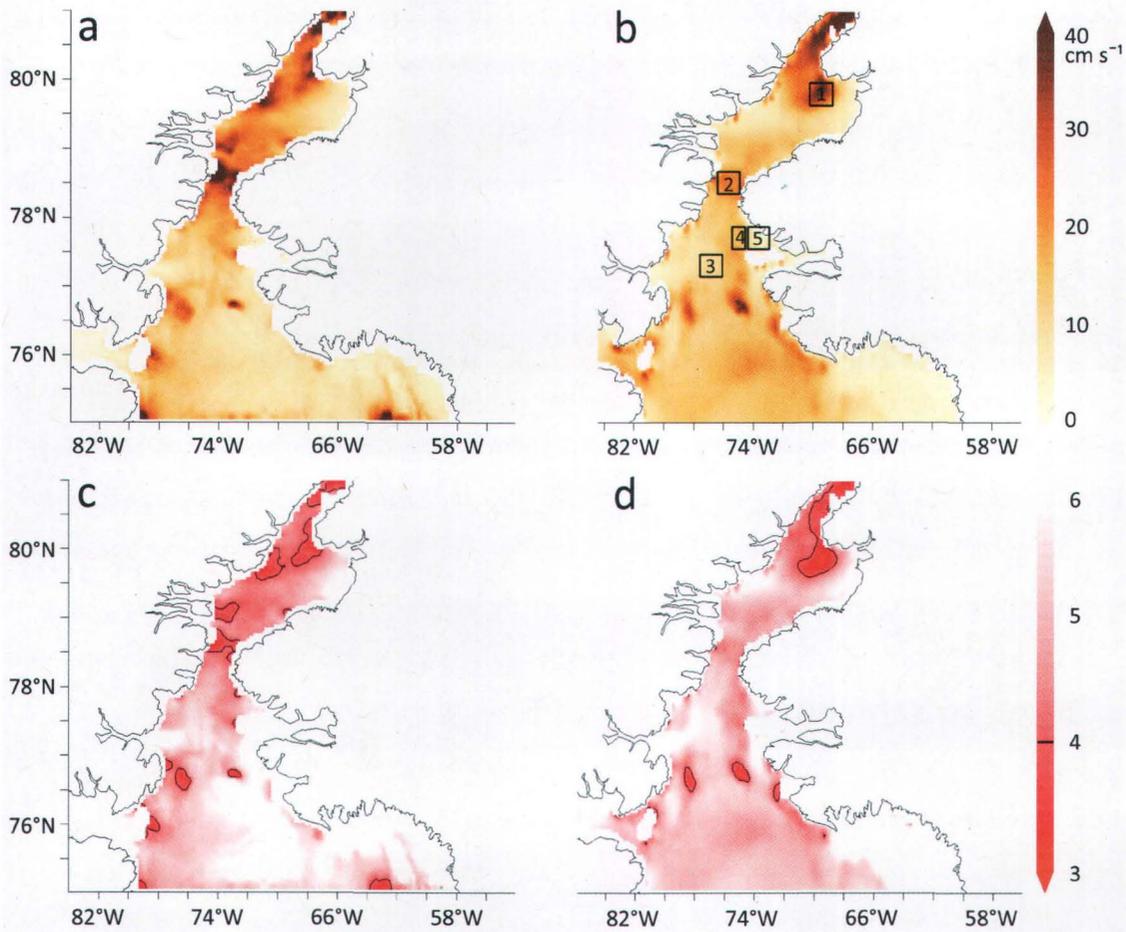


Figure 8.3 Top: Tidal current amplitude simulated by the NOW model (a) and AOTIM (b) for the four components M_2 , K_1 , N_2 , and S_2 . Bottom: The parameter $\lambda = \log(H U^{-3})$ with the contour $\lambda = 4$ for the explicit (c) and implicit (d) cases. The black boxes of panel b represent regions where quantities are averaged. 1: Kane Basin; 2: Nares Strait; 3: Central channel; 4: Greenland shelf-break; 5: Greenland shelf.

8.4 Results

To characterize the general tidal response, we compute first the tidal mixing parameter λ for the two runs with tides (figure 8.3). Values of λ vary between 3 (stronger mixing) and 6 (weaker mixing). The spatial distribution of tidal mixing mimics the distribution of the tidal current amplitude mainly because of the cubic dependence of the velocity, while it is only linear with respect to H . What does λ then really represents and what are the main

impacts associated with low values of λ ? To answer these questions, let's analyze some variables indicative of mixing in the water column.

To characterize mixing in the upper part of the water column including the pycnocline, we compare sea surface salinity between the three simulations (figure 8.4). We note that tides responsible for a general increase of the sea surface salinity characterized by some spatial variability. Two main processes can cause such an increase. The first one is the entrainment of more saline water from below the pycnocline into the mixed layer. Results from the implicit run indicate that such entrainment is active even for relatively deep waters (a few hundred meters, e.g. figure 8.4, $\sim 76^\circ\text{N}$), in qualitative agreement with Lee et al. (2006). The second process is related to the spring melt occurring during the simulated period where fresh melt water is mixed by tides producing a positive sea surface salinity anomaly. Differences between explicit and implicit are low (figure 8.4) except in the Kennedy channel where the explicit run could be biased by some spurious mixing due to imperfect boundary conditions. The implicit run predicts however that tidal mixing should be enhanced in this area.

The effect of tidal mixing on the water column is shown in figure 8.5 where mean salinity profiles taken in the five regions delimited by the black boxes of figure 8.3b are compared between the three runs. In all cases, profiles from runs including tidal effects are less stratified than the case without tides. There is an inflexion point where the three curves meet at ca. 150 m. The bottom salinity anomaly (figure 8.4d-f) has a variability that is in close connection with the bathymetry with the sign depending on the depth of the water column with respect to the depth of the inflexion point. When $H > 150$ m, the anomaly is negative while for $H < 150$ m it is positive. For $H > 400$ m the water column being initially homogeneous at these depths, the anomaly approaches zero. The effects of friction at these depths are certainly not negligible in reality but are not susceptible to affect directly the properties of the upper layer.

Profiles of figure 8.5 are ordered from left to right with increasing λ_{imp} computed from the implicit simulation, i.e. from the least stratified to the most stratified. Values of λ_{exp} give a similar classification except for the Nares Strait where mixing is slightly stronger than in the Kane Basin in the explicit case. These two regions are the ones where tidal mixing is the most intense with $\lambda < 4$. Nares Strait is deeper but has larger currents

(40 cm s^{-1}). On the other hand, the Greenland shelf is shallow (70–100 m) but is characterized with a value of $\lambda = 5.6$, explained by weak tidal currents ($< 5 \text{ cm s}^{-1}$ in both runs). Weak mixing indicated by the low tidal mixing parameter value is also apparent in the salinity profiles where we see a layer of melt water lying on top of an ice covered 120 m deep water column. The absence of available data in that area precludes us from concluding about this result. However, both models agree. It suggests again that the shallow Greenland shelf is not a good candidate area for the production of dense water, knowing moreover that it is most of the time covered with landfast ice. The shelf break and the portion of the Greenland coast south of Northumberland and Hebert Islands are more tidally active regions, located in the trajectory of the West Greenland Current system.

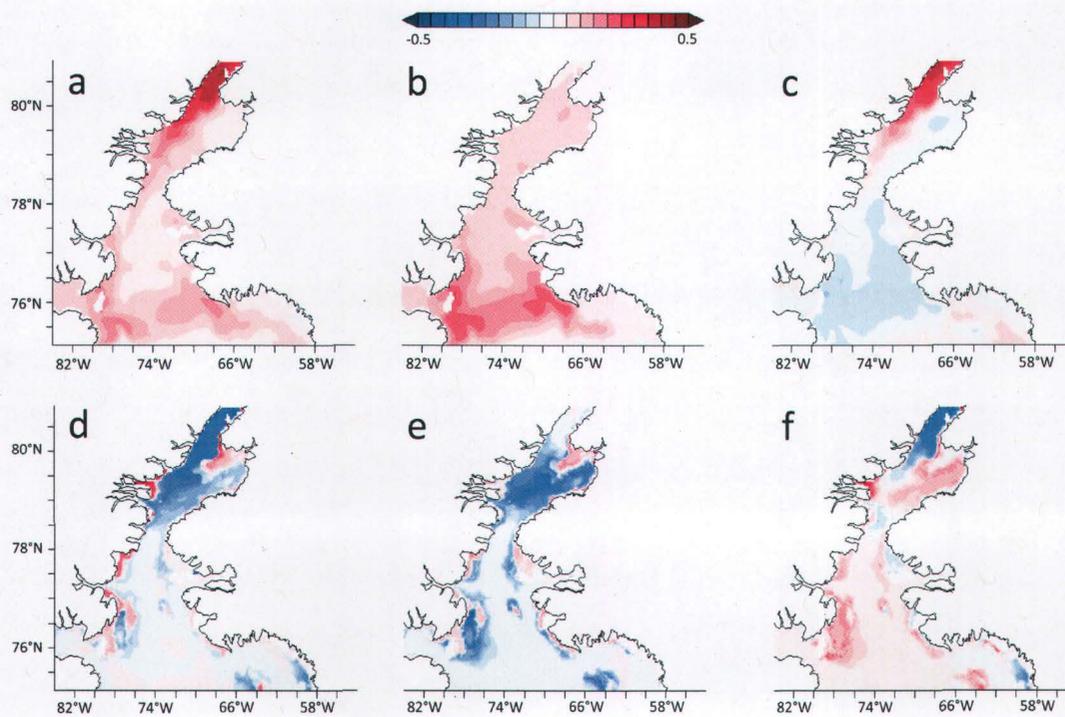


Figure 8.4 Sea surface (top) and bottom (bottom) salinity anomaly between runs with tides (a and d: explicit run, b and e: implicit run) and the control run. Variables are averaged over the last 30 days of the simulations. Panels c and f represent the difference explicit and implicit runs.

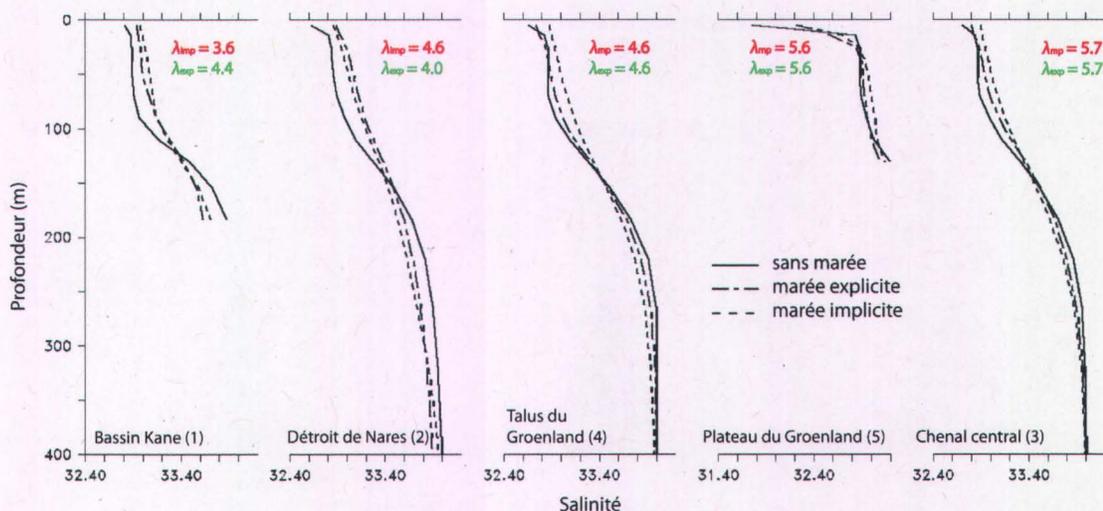


Figure 8.5 Salinity profiles averaged over the last 30 days in five different regions (black boxes of figure 8.3). Values of λ_{imp} and λ_{exp} are averaged inside each box for both runs.

The polynya extent and the ice thickness may be influenced by tides, first by enhancing the under ice oceanic heat flux and by increasing mechanical stresses on the ice cover. The time evolution of the size of the polynya seems to depend more on atmospheric fluxes than those from the ocean, in agreement with the theory of latent heat polynya. The final extent of the ice cover is almost identical for the three runs (figure 8.6). On the other hand, we see that ice is weakening and the ice bridge fails at the end of the explicit run. The reason for this failure seems to be linked with an increased oceanic heat flux at the location of the ice bridge (figure 3.6g). Stronger currents also impose a significant additional stress, which encourages the failure. During the failure, ice is advected to the south, which creates a negative anomaly in the northern part of the domain (figure 3.19d-f). The thickness signal thus has a dynamical signature in the explicit case while it has a thermodynamic signature in the implicit case where the ice bridge stays undeformed. In the latter case ice thickness is reduced of a few tens of centimeters over the shallow shelf of Kane Basin. Tidal mixing and currents has proven here that it can have significant impacts on the ice cover through the weakening of the landfast ice cover. Overall, by a cascade of events related to ice behavior, tides may have significant indirect effects on the local oceanography. Dumont et al. (2010) show the possibility for the West Greenland Current to reach that area. In the probable case of a

warming WGC waters, the stability and existence of the ice bridge could further be perturbed with the help of tidal mixing in this area.

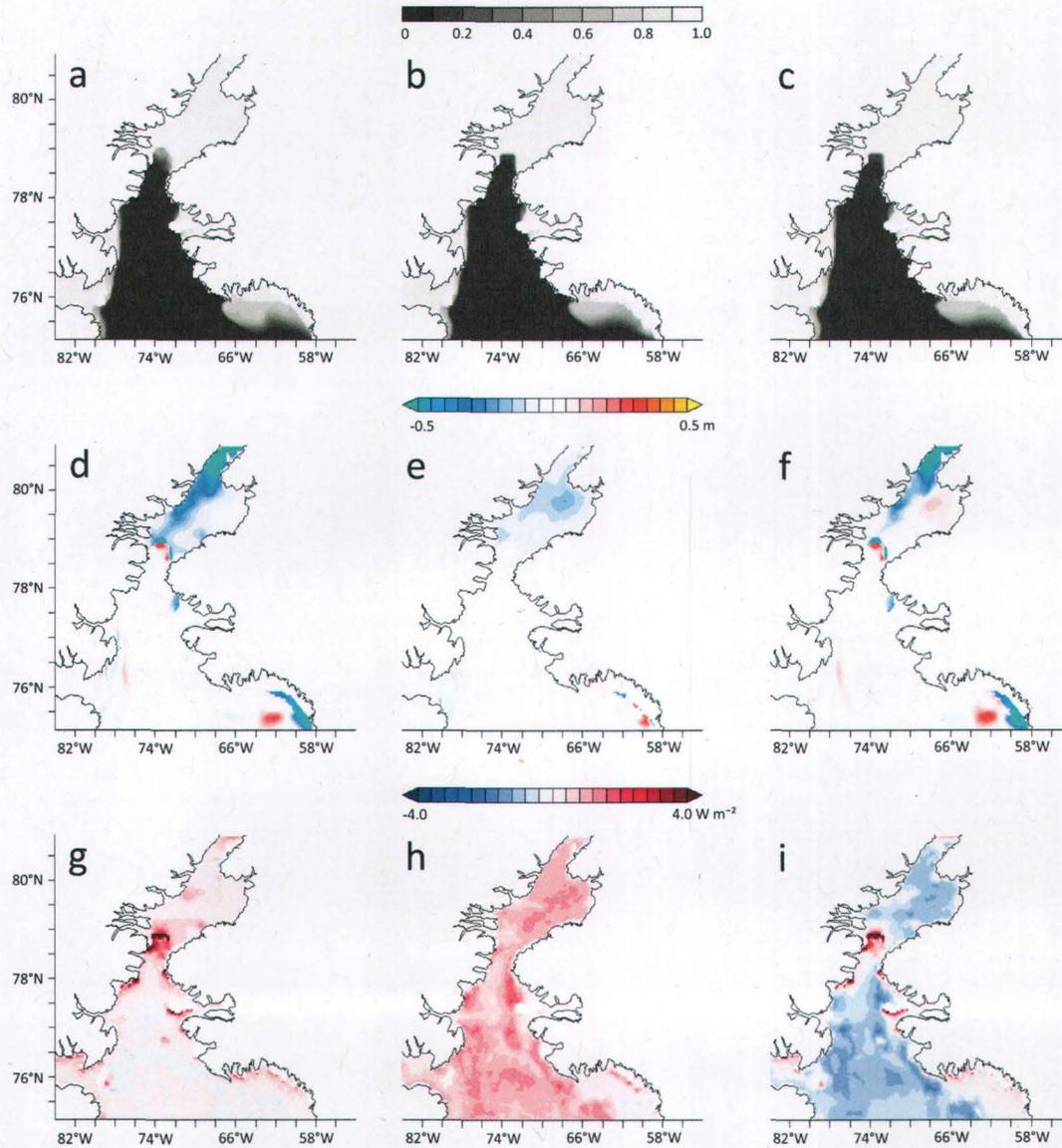


Figure 8.6 Ice concentration (top) for explicit (a), implicit (b) and control runs (c). Equivalent thickness anomaly (middle) and bottom ice heat flux anomaly (bottom) between runs with tides (a and d: explicit, b and e: implicit) and the control run at the end of the simulated period. Panels f and i represent the difference between explicit and implicit runs.

Kinetic energy contained in the barotropic tidal mode is the major distinction between the explicit and implicit simulation of tides. Tidal currents may diverge or converge in certain areas depending on the physical boundaries of the domain. When the

is convergence, water rises with a non-zero vertical velocity also elevating isopycnal levels, which stimulates diapycnal exchanges if the slope exceeds a certain critical value. This phenomenon occurs at strong bathymetric variations. If the current is stationary, the upwelling will also be stationary, but if the current is oscillating, like tidal currents, the upwelling will also oscillate. These two time scales can be diagnosed by taking the long-term mean and the RMS value of the vertical velocity (figure 8.7). Nares Strait (near the location of the ice bridge) and the Carey Islands are characterized by both strong divergence and strong amplitude of tidal currents figure 3.20a. This suggests that these regions may potentially be the locations of internal wave generation. Oscillating and persistent upwelling may also explain the enhanced under ice oceanic heat flux responsible for the failure of the ice bridge.

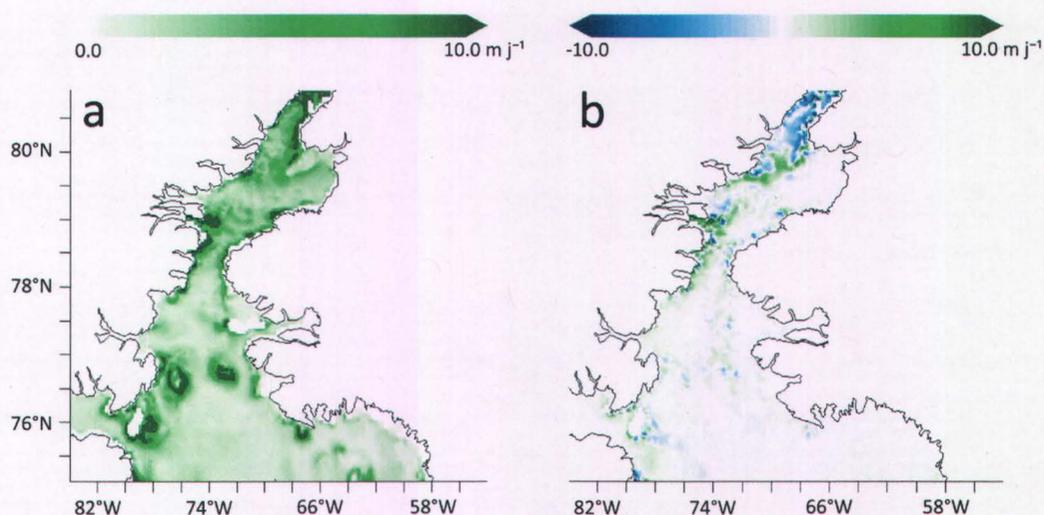


Figure 8.7 a) RMS vertical velocity indicative of the oscillating vertical displacement due to tidal current divergence and b) mean vertical velocity indicative of persistent upwelling due to the mean circulation.

8.5 Discussion and conclusion

The tides and its effects have been studied, compared and analyzed using two approaches with the goal of mapping and quantifying tidal mixing in the NOW polynya. Generally, the tidal response in term of mixing and stratification is similar whether we simulate it implicitly or explicitly. The strength of mixing is well indicated by the tidal mixing

parameter λ of Hannah et al. (2009), a slightly modified version of the Simpson and Hunter (1974) parameter. The minimal value simulated ($\lambda \sim 3.1$) corresponds to a water column that stays well stratified but less than in a water column with $\lambda \sim 6$ which is also less stratified than in the control run. For the ecosystem of the NOW, the main impact of the tides is on the renewal of the nutrient stocks in the mixed layer. To estimate the additional quantity of nutrients that are entrained in the mixed layer, we calculate using the mean salinity profiles the volume of water that has been mixed from below the pycnocline. For the tidally active Nares Strait area ($\lambda_{\text{moy}} = 4.3$), we obtain an additional mean volume of $0.58 \text{ m}^3 \text{ m}^{-2}$, while in the more quiet region of the central channel ($\lambda_{\text{moy}} = 5.7$) the additional volume is $0.21 \text{ m}^3 \text{ m}^{-2}$, ca. three times less. If we assume a concentration of 12 mmolN m^{-3} in the deep layer and that we distribute the mixed volume in the entire euphotic zone (25 – 40 m), tides would be responsible for the replenishment of $0.15 - 0.25 \text{ mmolN m}^{-3}$, corresponding to ca. 1.5 – 2.5% of the 10 mmolN m^{-3} usually found in spring before the phytoplankton bloom (Tremblay et al. 2002). This estimation based on idealized initial hydrographic conditions suggests that tides play a secondary role in the replenishment of nutrients during winter and that advection is the primary source of new nutrients.

Results from this section confirm that the tides play a secondary role in the formation and maintenance of the NOW polynya. However, if realistic water masses are to be taken in to account, tides may contribute to transform them significantly over an annual cycle, especially if we consider the indirect interactions with the cover. The additional stress imposed by tidal currents may affect the formation and stability of the ice bridge and modify the oceanic heat flux in strategic locations still to be verified experimentally. A sensitivity study similar to the one carried by Dumont et al. (2009a) could be realized to address this last question.



III Annexes

Annexe A

Remarques sur la convergence du modèle EVP

La section 2.2.3 décrit sommairement la stratégie employée pour solutionner le système non linéaire d'équations du mouvement de la glace de mer. Celui-ci fait intervenir un terme élastique qui a pour but d'absorber les changements du forçage et qui s'amortit en sous-itérant un nombre N fois jusqu'à devenir négligeable après un nombre de sous-itérations suffisamment grand. La théorie visqueuse-plastique stipule que lorsque la glace a atteint un état plastique, la viscosité (et donc le taux de déformation) s'ajuste afin de garder constant les composantes de contrainte interne. En d'autres termes, cela veut dire que l'état des contraintes ne devrait jamais se retrouver en-dehors de l'ellipse. Or, dans la littérature traitant des modèles visqueux-plastique où les auteurs discutent de cet aspect, (Arbetter et al. 1999, Hunke and Zhang 1999, Hunke 2001), tous les états des contraintes ne sont pas à l'intérieur de l'ellipse. Cela veut dire qu'à l'intérieur d'un pas de temps visqueux, les équations du mouvement n'ont pas été itérées jusqu'à convergence de la solution. Lemieux et Tremblay (2009) montrent que dans la littérature, peu de méthode parviennent à faire converger complètement et rapidement la solution VP, la principale raison étant le coût computationnel des algorithmes utilisés. Bien qu'il existe des métriques pouvant évaluer objectivement la convergence, les implications physiques d'une solution non-convergée sont toutefois difficiles à évaluer. Les auteurs montrent également qu'une solution non convergée peut mener à des différences significatives du champ de déformation. Cependant, les erreurs ne sont pas systématiques et semblent être associées à certains types de déformation. De plus, ces erreurs n'ont que peu d'effet sur la solution à large échelle et à long terme, d'autant plus que généralement l'erreur sur certains paramètres thermodynamiques globaux comme l'albédo surpasse largement en conséquence une erreur locale liée à la dynamique.

Parce que nous nous sommes intéressés à une courte échelle de temps et à un type de déformation en particulier, nous avons tenté de caractériser la convergence du modèle EVP vers la solution VP en reprenant l'expérience du pont de glace idéalisé décrite dans Dumont et al. (2009a). En principe, selon l'analyse de Hunke and Dukowicz (1997), la solution est stable lorsque $N > N_{min}$ tel que

$$N_{\min} = \frac{1}{2^{1/4} \Delta} \sqrt{\frac{\zeta_{\max} \Delta t_v}{\rho_i}} \quad (\text{A.1})$$

où Δ est la résolution horizontale, ρ_i la densité de la glace, ζ_{\max} la viscosité maximale et Δt_v le pas de temps visqueux correspondant au pas de temps du coupleur (dt_cpld). La relation (A.1) est représentée à la figure A.1. Pour un pas de temps visqueux $\Delta t_v = 1800$ s (pas de temps lent), une valeur de N supérieure ou égale à 1800 ($\Delta t_e < 1$ s) assure la stabilité de la solution.

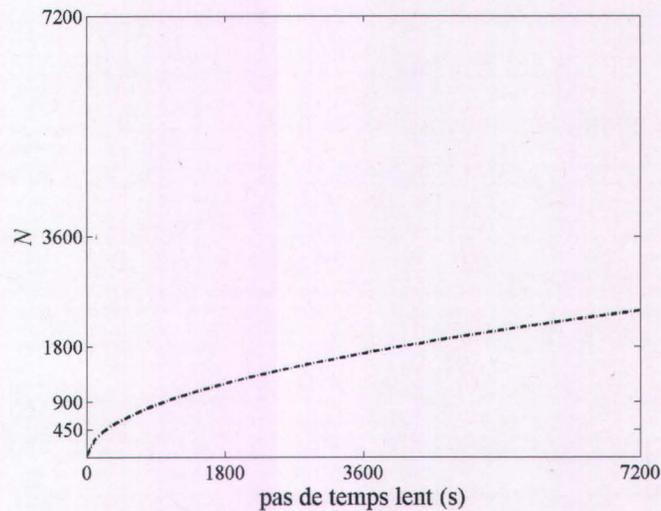


Figure A.1 Nombre minimal de sous-itérations respectant la condition de stabilité numérique du modèle EVP.

La convergence, quant à elle, est atteinte en principe pour un nombre élevé d'itérations. Hunke et Dukowicz (1997) ne donnent aucune indication sur la valeur minimale à utiliser autre qu'elle doit être la plus élevée possible. Nous avons donc essayé plusieurs valeurs et analysé la convergence en regardant l'ensemble des états des contraintes par rapport à l'ellipse. La figure A.2 montre l'état des contraintes après une journée de simulation ($48\Delta t_v$) pour différentes valeurs de N . On constate que peu importe la valeur de N , le modèle n'est jamais complètement convergé (même pour $N = 7200$, non montré sur la figure). On remarque également, cependant, que l'attracteur vers lequel converge la plupart des points se stabilise après environ 450 itérations et que les différences notables sont visibles seulement pour les points non convergés. Pour $N \geq 900$, les solutions sont qualitativement semblables.

On a donc cherché à savoir à quels types de contrainte ou de déformation les points non convergés correspondaient. Pour cela nous avons, créer une métrique qui donne une approximation de la distance de l'état des contraintes par rapport à l'ellipse normalisée et tracer cette distance δ en fonction de la concentration de la glace (figure A.3). On remarque d'abord que l'erreur sur la contrainte associée au terme élastique est reliée par une relation empirique exponentielle à la concentration de la glace. D'autre part, ce sont les points où la concentration est la plus faible que le terme élastique est le plus grand.

Pour s'assurer de la meilleure convergence possible, bien qu'imparfaite, tout en gardant la charge computationnelle raisonnable, nous avons choisi $N = 3600$, bien au-delà du critère de stabilité. Le tableau A.1 montre l'évolution des performances du modèle de glace en fonction du nombre de sous-itérations N . Il est à noter que, conformément aux suggestions de Hunke (2001) pour améliorer la convergence de la solution, les viscosités sont calculées à chaque pas de temps élastique. Pour compenser l'augmentation du nombre de calcul que cela nécessite à chaque pas de temps élastique, l'auteure propose une nouvelle expression pour E qui ne dépend que de la viscosité et d'un paramètre constant ajustable ce qui réduit le nombre de coefficients non-constants à calculer de manière répétée. Cependant, cette dernière modification n'est pas incluse dans le présent modèle. Son efficacité peut donc potentiellement être augmentée. Malgré son caractère bidimensionnel, le modèle mobilise rapidement une proportion significative des ressources computationnelles.

Tableau A.1 Proportion du temps de calcul consacré aux principales composantes du modèle pour une simulation de 5 jours sur 2 processeurs.

	$N=1$	5	45	90	450	900	1800	3600	7200
Init./term.	<1 %	<1 %	<1 %	<1 %	<1 %	<1 %	<1 %	-	-
Glace	25 %	25 %	31 %	38 %	63 %	77 %	86 %	93 %	96 %
Océan	58 %	55 %	51 %	45 %	27 %	17 %	10 %	5 %	3 %
Couplage	16 %	19 %	17 %	15 %	9 %	6 %	3 %	2 %	1 %
Temps total (s)	1411	1530	1603	1760	2617	4422	7908	23092	25701

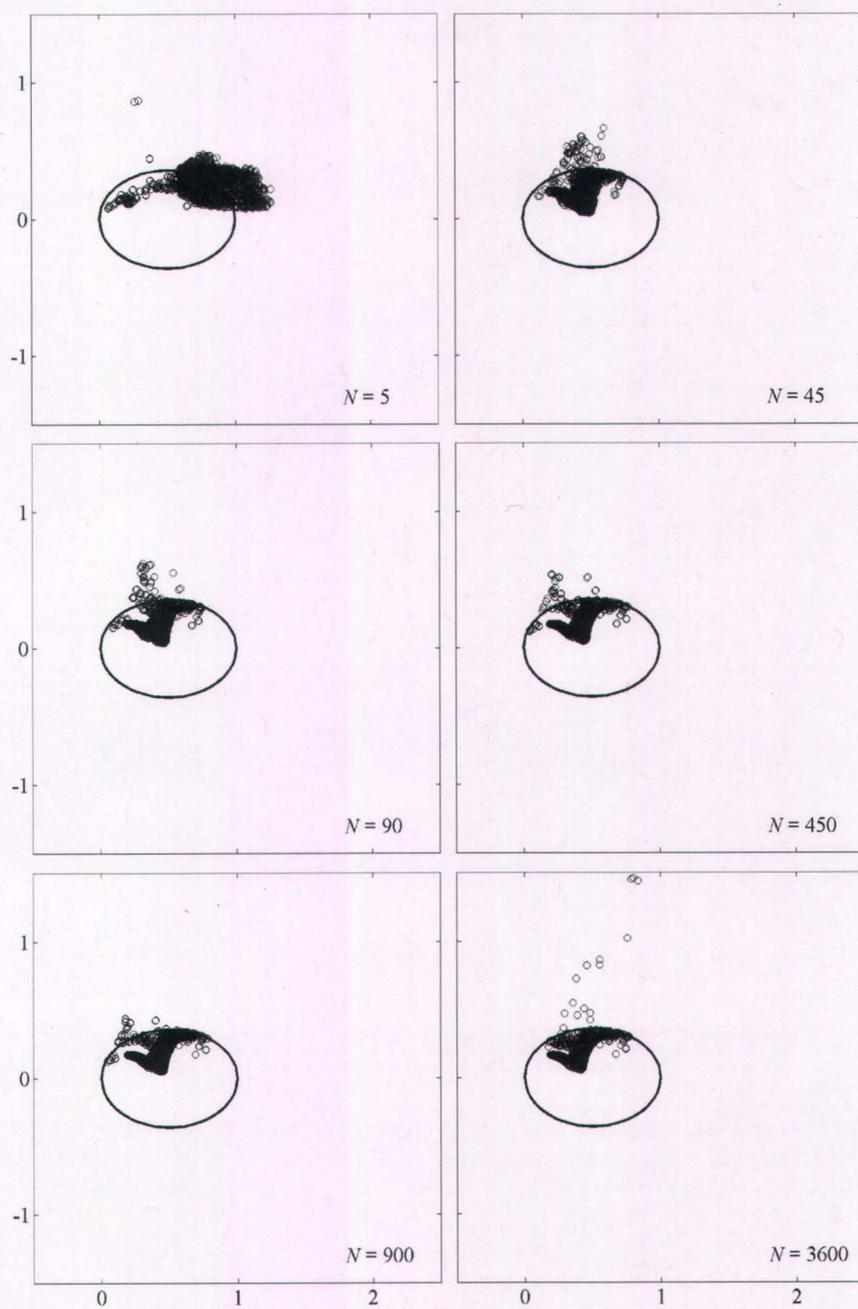


Figure A.2 Ensemble des états des contraintes après 24 heures de simulation dans l'espace des contraintes invariantes normalisées pour différentes valeurs de N et $e = 1.4$. La configuration utilisée est celle du modèle idéalisée de Dumont et al. (2009a).

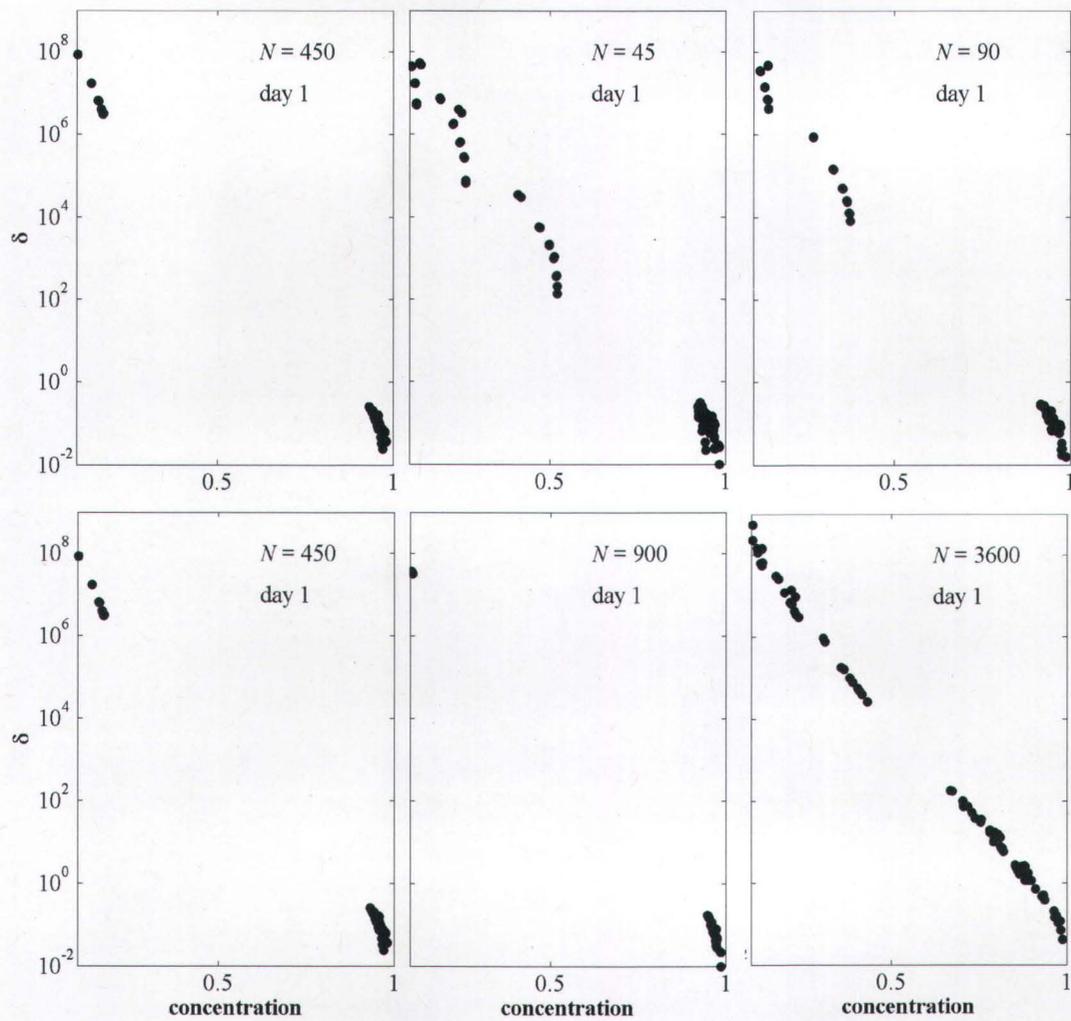


Figure A.3 Ensemble des états des contraintes après 24 heures de simulation en fonction de la concentration de glace pour différentes valeurs de N et $e = 1.4$.

Annexe B

Organigrammes de la transformation des données sources pour l'initialisation et le forçage du modèle

La mise en place d'une expérience numérique requiert la préparation méticuleuse des données d'initialisation et de forçage qui doivent être correctement formatées (format NetCDF) avant d'être utilisées par les différents modules du modèle. La figure B.1 présente la légende qui relie la couleur des boîtes au type de fichier, script, fonction ou programme utilisé. Les figures B.2 à B.5 présentent l'architecture générale du modèle et décrivent les opérations de prétraitement des données sources avant leur entrée dans le modèle.

Légende

	Fichier MAT
	Fichier NetCDF
	Fonction/Script Matlab
	Script Linux de MOM4
	Fichier (autres formats)

Figure B.1 Légende utilisée pour les figures B2 à B7.

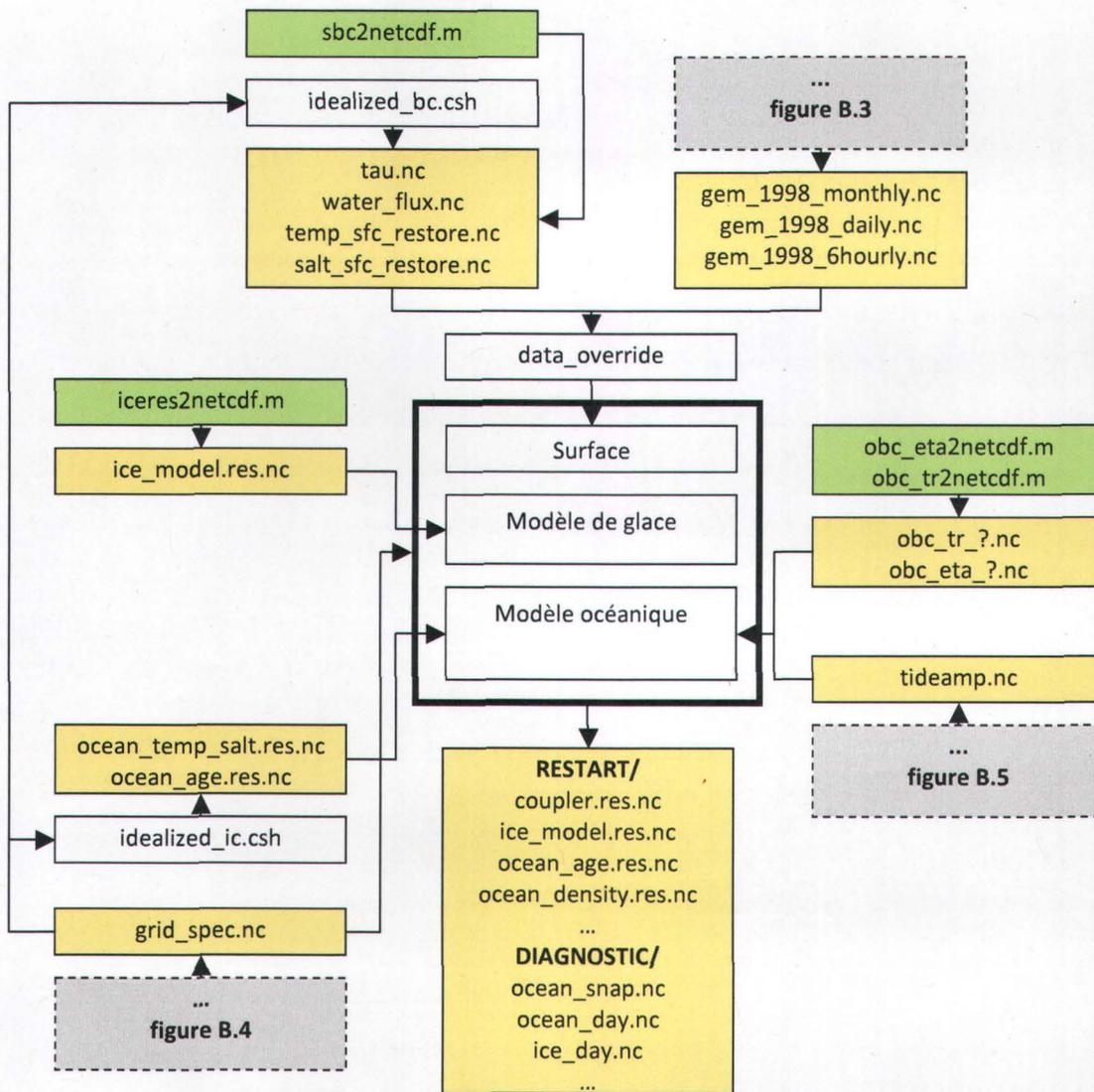


Figure B.2 Organigramme des opérations de prétraitement des données d'entrée et de sortie de MOM. Les boîtes pointillées réfèrent aux diagrammes des figures subséquentes où les opérations y sont détaillées.

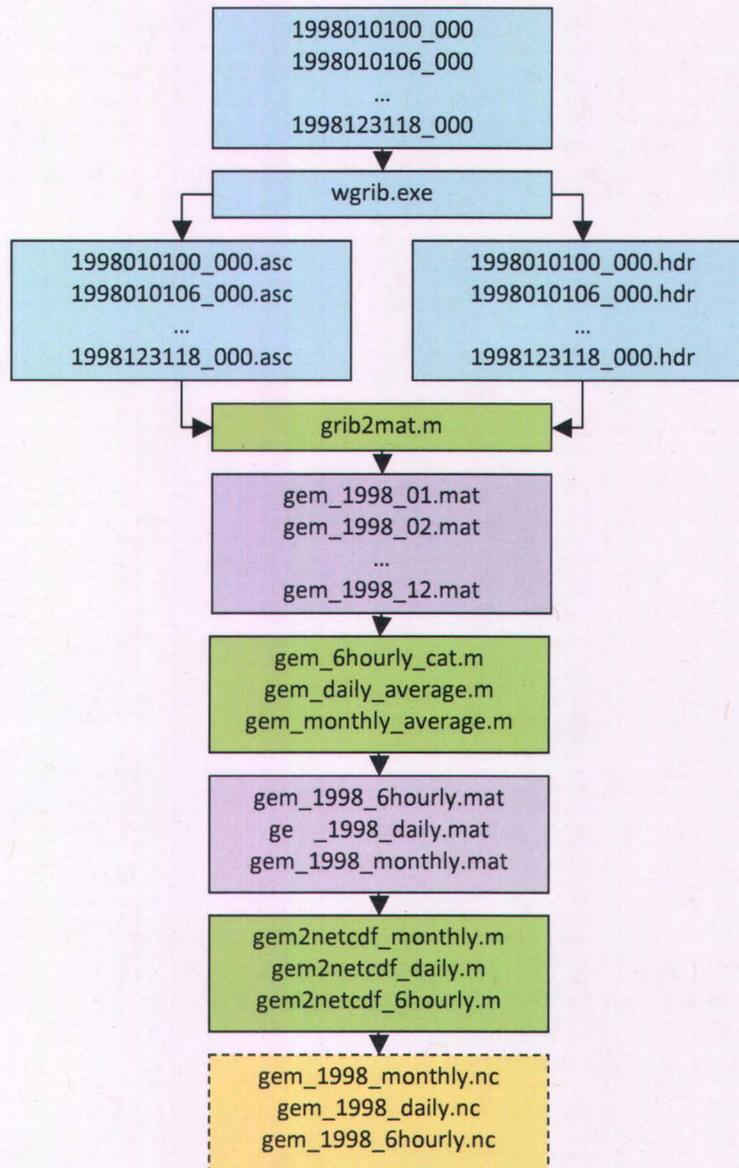


Figure B.3 Transformation des données du modèle GEM en format GRIB original vers le format NetCDF. Les opérations incluent l'harmonisation des unités, le calcul de la contrainte due au vent et les moyennages journalier et mensuel.

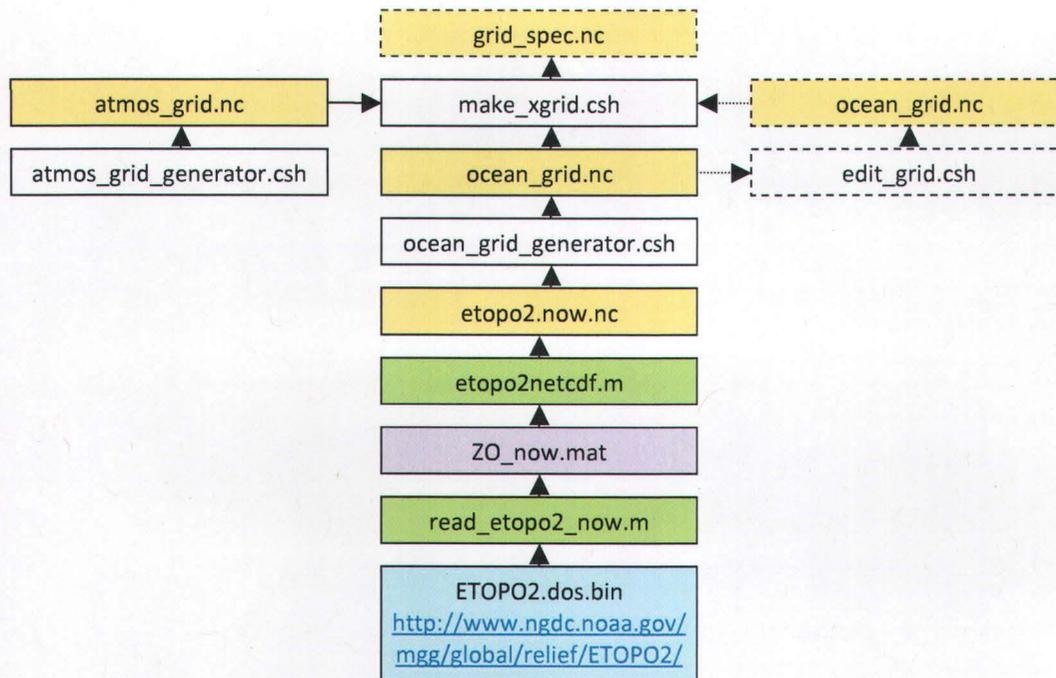


Figure B.4 Création de la grille du modèle couplé à partir des données topographiques sources (ex. ETOPO2, disponible sur <http://www.ngdc.noaa.gov/mgg/global/relief/ETOPO2/>). Au moment de l'impression de cette thèse, une version NetCDF de la topographie IBCAO d'une résolution d'une minute d'arc est disponible et peut remplacer le fichier `etopo2.now.nc`.

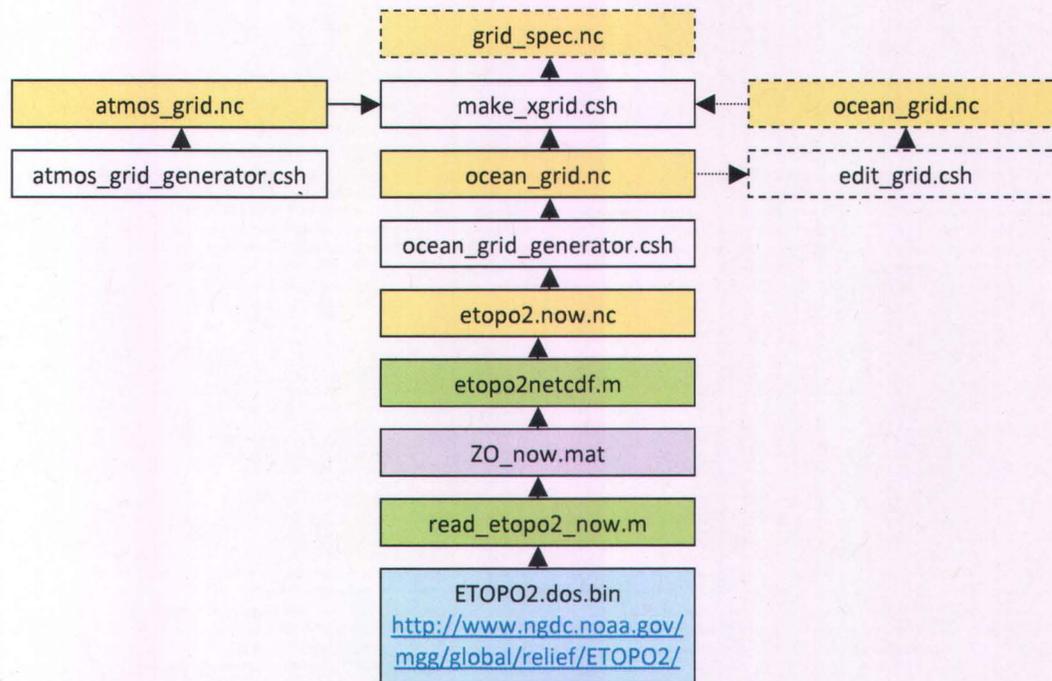


Figure B.4 Création de la grille du modèle couplé à partir des données topographiques sources (ex. ETOPO2, disponible sur <http://www.ngdc.noaa.gov/mgg/global/relief/ETOPO2/>). Au moment de l'impression de cette thèse, une version NetCDF de la topographie IBCAO d'une résolution d'une minute d'arc est disponible et peut remplacer le fichier `etopo2.now.nc`.

