

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC

SIMULATION DE LA PERCOLATION INDUITE À L'INTÉRIEUR  
D'UNE GLACE DE MER DE PREMIÈRE ANNÉE SOUS L'EFFET DU  
BLOCAGE HYDRODYNAMIQUE D'UNE QUILLE DE GLACE;  
ANALYSE DE L'IMPACT SUR LE FLUX DE CHALEUR LATENTE  
GLACE-OCÉAN

RAPPORT

PRÉSENTÉ À  
L'UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À RIMOUSKI  
comme exigence partielle  
du programme de Maîtrise en Ingénierie

PAR

JEAN-SÉBASTIEN GOSSELIN

Août 2010

UNIVERSITÉ DU QUÉBEC À RIMOUSKI  
Service de la bibliothèque

Avertissement

La diffusion de ce mémoire ou de cette thèse se fait dans le respect des droits de son auteur, qui a signé le formulaire « *Autorisation de reproduire et de diffuser un rapport, un mémoire ou une thèse* ». En signant ce formulaire, l'auteur concède à l'Université du Québec à Rimouski une licence non exclusive d'utilisation et de publication de la totalité ou d'une partie importante de son travail de recherche pour des fins pédagogiques et non commerciales. Plus précisément, l'auteur autorise l'Université du Québec à Rimouski à reproduire, diffuser, prêter, distribuer ou vendre des copies de son travail de recherche à des fins non commerciales sur quelque support que ce soit, y compris l'Internet. Cette licence et cette autorisation n'entraînent pas une renonciation de la part de l'auteur à ses droits moraux ni à ses droits de propriété intellectuelle. Sauf entente contraire, l'auteur conserve la liberté de diffuser et de commercialiser ou non ce travail dont il possède un exemplaire.

## **AVANT-PROPOS ET REMERCIEMENTS**

J'ai découvert au cours de ce projet de recherche le monde complexe et fascinant de la glace de mer. J'ai eu beaucoup de plaisir à réaliser ce projet et je ne verrai plus jamais la glace de la même façon. La rédaction de mon mémoire a été le défi le plus important que j'ai eu à relever jusqu'à maintenant et je suis très fier d'être passé au travers. Je voudrais prendre le temps de remercier tous ceux qui m'ont soutenu tout au long de mon parcours. Sans eux je n'y serais jamais arrivé.

Je tiens d'abord à remercier mon directeur de maîtrise, M. Éric Hudier qui m'a accordé une confiance exceptionnelle même dans les moments où je doutais de moi-même. Vous avez été un guide et un professeur incroyable durant ce projet. Je réalise à peine tous les acquis que j'ai été chercher au cours de ce projet. Merci pour votre rigueur, vos commentaires toujours constructifs, votre écoute et votre disponibilité inégalable.

Merci également à mes parents qui m'ont soutenu moralement et financièrement, principalement en fin de projet où je n'en finissais plus d'être sur le point de finir. Votre appui m'a été précieux et je vous en remercie.

Je voudrais également remercier tous mes collègues avec qui j'ai partagé le local des étudiants à la maîtrise. J'ai passé d'agréables moments au K250 que je n'oublierai pas.

Merci à M. Adrian Illinca et M. Pierre Larouche pour avoir accepté d'être sur le jury d'évaluation de mon mémoire. Merci pour les précieux commentaires.

Enfin, je voudrais remercier mon épouse, Marie-Claude, pour m'avoir épaulé tout au long de ce projet. Sans toi il est clair que je n'y serais jamais arrivé. La moitié de ce mémoire te revient sans aucun doute. Merci de m'avoir écouté et supporté dans les moments difficiles. Seule toi sait réellement à quel point la rédaction de ce mémoire a pu me demander d'efforts. J'espère également qu'il te reste encore un peu de patience car tu vas en avoir besoin question que je passe au travers de ma thèse de doctorat! Merci de me permettre de réaliser mes rêves. Il n'y a pas de mot qui puisse dire à quel point je suis privilégié de partager ma vie avec une femme telle que toi.

Sur ce, bonne lecture.

## RÉSUMÉ

Au printemps, l'accroissement de la température de l'air et de l'irradiation solaire mènent à la réouverture et à l'expansion du réseau de canaux dans la glace de mer. Ainsi qu'illustré par l'épisode de drainage de la saumure au début de la période de fonte, l'accroissement du diamètre des canaux de saumure se traduit par une augmentation de la perméabilité de la glace permettant des éventuels écoulements poreux.

Les crêtes de pression sont des obstacles de grande échelle qui font un blocage sur le courant marin et génèrent des champs de pression dans leur sillage. L'inversion des courants causée par le cycle de marée conduit à l'établissement d'un cycle semi-diurne sur le champ de pression à l'interface glace-océan aux abords des crêtes. La glace étant perméable au printemps, cela se traduit par un effet de pompage qui suggère l'existence d'un processus d'exportation nette de saumure vers l'océan. D'un point de vue thermodynamique, cela résulterait parallèlement en une exportation de chaleur latente associée à une fonte volumique de la glace. Considérant que les modèles actuels ne prennent en compte qu'une fonte de l'interface glace-océan, cette dynamique serait d'un impact significatif sur les bilans d'énergie des mers recouvertes de glace en période de fonte.

Ce projet de recherche vise à explorer la dynamique des échanges poreux glace-océan aux abords des crêtes. Dans un premier temps, nous avons développé un modèle numérique d'une glace de mer poreuse soumise à un champ de pression à son interface glace-océan. Notre modèle est complètement défini par les équations différentielles de conservation de la masse, du mouvement, des sels et de la chaleur qui sont couplées via l'équation de la température de congélation de l'eau de mer. Les équations sont discrétisées sur une grille numérique rectangulaire de type Arakawa C avec un maillage homogène à pas constant et sont résolues par une méthode numérique aux volumes finis.

Les résultats obtenus à partir de notre modèle nous ont permis de valider l'hypothèse d'une exportation de saumure de la glace vers l'océan dans le sillage d'une crête de pression. En outre, l'étude de la dynamique du bassin de saumure contenue dans la glace située derrière la crête montre que l'écoulement généré dans la glace est principalement orienté verticalement avec une légère composante horizontale en direction de la quille. Le processus vertical d'adaptation hydrodynamique de la saumure au cours d'un cycle de marée peut être décrit en 2 phases: une phase d'expulsion de la saumure et une phase de retour à l'équilibre hydrostatique avec la condition normale de pression sous la glace. La première phase est associée à la génération d'un champ de pression à

l'interface glace-océan dans la zone protégée par la quille et à l'expulsion de la saumure de la glace vers la couche océanique. La seconde phase correspond au retrait du champ de pression et à la remontée de la saumure dans la glace accompagnée d'une infiltration d'eau de mer dans la couche inférieure du pied de glace. Sous certaines conditions, l'épaisseur du pied de glace affecté par la remontée de l'eau de mer peut atteindre une hauteur de plus de 2 cm.

Dans un même ordre d'idées, l'analyse des bilans volumiques dans la zone affectée par la quille a permis de souligner que le bilan expulsion-infiltration est négatif. Ceci suggère que l'écoulement poreux forcé dans le sillage d'une quille par le champ de pression à l'interface induit un effet de pompage qui provoque une migration horizontale interne de la saumure dans la glace depuis les régions hors de la zone d'influence de la crête vers celle-ci.

Au cours d'un cycle expulsion/infiltration, le bilan d'énergie glace-océan peut alors être établie comme étant la chaleur latente libérée pour produire le volume expulsé de saumure à partir d'un volume équivalent d'eau de mer diluée par la fonte de la matrice de glace pure. En effet, négligeant l'apport d'une fonte de la neige en surface, une exportation d'un volume donné de saumure implique une infiltration d'un volume identique d'eau de mer dans la glace. On peut ainsi scinder le bilan d'énergie extraite de la glace en deux composantes: l'une résultant de la fonte volumique dans la région d'influence de la crête et l'autre résultant de l'advection d'eau de fonte depuis la plaque adjacente.

En conclusion, les estimations obtenues à partir de nos simulations suggèrent que l'ordre de grandeur de l'impact global des crêtes de pression sur le bilan énergétique glace-océan est non négligeable et mérite d'être étudié davantage avec un ordre de grandeur sur le flux de chaleur latente glace-océan qui pourrait atteindre jusqu'à  $7 \text{ W/m}^2$ .

## TABLE DES MATIÈRES

AVANT-PROPOS ET REMERCIEMENTS	ii
RÉSUMÉ	iv
TABLE DES MATIÈRES	vi
LISTE DES TABLEAUX	ix
LISTE DES FIGURES	x
LISTE DES SYMBOLES	xiv
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1	
BASES THÉORIQUES ET PROBLÉMATIQUE	5
1.1 Masse volumique et point de congélation de l'eau de mer	5
1.2 Propriétés de la glace de mer	7
1.3 Formation du réseau poreux et perméabilité de la glace de mer	9
1.4 Réchauffement de la glace et ouverture du réseau poreux	12
1.5 Rugosité de grande échelle: introduction aux crêtes de pression	15
1.6 Effet de blocage et champ de pression à l'interface glace-océan	17
1.7 Présentation de la problématique	22

## CHAPITRE 2

ÉQUATIONS FONDAMENTALES DU MODÈLE	24
2.1 La glace de mer et les milieux continus	24
2.2 Loi généralisée de Darcy	25
2.3 Régime d'écoulement dans la glace	28
2.4 Conservation de la masse	30
2.5 Équation de transport du sel	32
2.6 Équation de transport de la chaleur	34
2.7 Hypothèse d'équilibre thermodynamique de la glace de mer	37

## CHAPITRE 3

RÉSOLUTION NUMÉRIQUE	39
3.1 Présentation de la méthode numérique	39
3.2 Présentation du domaine	41
3.3 Résolution de la percolation dans la glace	45
3.4 Résolution de la fonte	47
3.5 Conditions d'écoulement aux limites	50

## CHAPITRE 4

RÉSULTATS ET DISCUSSION	53
4.1 Cadre de la simulation	53
4.2 Caractérisation hydrodynamique	56

4.2.1	Profils des vitesses verticales à l'interface glace-océan	56
4.2.2	Écoulements poreux horizontaux dans le pied de glace	60
4.2.3	Adaptation hydrodynamique de la colonne de saumure	65
4.2.4	Bilans volumiques	71
4.2.5	Représentation de la condition en surface: une analyse des impacts sur l'écoulement	79
4.3	Caractérisation thermodynamique	83
4.3.1	Évolution thermodynamique de la glace de mer	83
4.3.2	Flux de chaleur équivalent	88
4.3.3	Représentation de la couche limite sous la glace: une analyse de l'impact sur la fonte.	91
4.3.4	Effet de l'évolution thermodynamique de la glace de mer sur le comportement hydrodynamique de la saumure.	93
	CONCLUSION	98
	ANNEXE A	
	ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE DE LA GLACE DE MER	100
	BIBLIOGRAPHIE	106

## LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1	Conditions caractérisant les simulations réalisées avec notre modèle	55
Tableau 2	Flux de chaleur équivalent moyen au cours d'un cycle semi-diurne causé par l'infiltration d'eau de mer dans la partie inférieure du pied de glace situé dans le sillage de la crête pour les simulations S1 à S7	90
Tableau 3	Flux de chaleur équivalent moyen au cours d'un cycle semi-diurne causé par l'écoulement horizontal résiduel de saumure provenant de la glace située hors de la zone d'influence de la crête pour les simulations S4 à S7	91

## LISTE DES FIGURES

Figure 1	Photographie du voile d'une crête de pression des régions arctiques (tirée de [49])	3
Figure 2	Photographie de la quille d'une crête de pression des régions arctiques (tirée de [49])	3
Figure 3	Salinité de la saumure en fonction de son point de congélation (adaptée de [42])	6
Figure 4	Photographie (tirée de [51]) d'une fine section d'un cristal de glace de mer montrant les pochettes de saumure individuelles emprisonnées à l'intérieur de la matrice de glace pure. La distance entre deux séries de pochettes de saumure est d'environ 0.6 mm	7
Figure 5	Schématisation de la structure d'un tube de drainage vertical à l'intérieur d'une glace de mer de première année (tirée de [28])	11
Figure 6	Schématisation de l'évolution du profil vertical de température dans la glace de mer au cours de la période de fonte	12
Figure 7	Schématisation d'une crête de pression (adaptée de [17])	15
Figure 8	Distribution de la hauteur moyenne des quilles de glace dans l'Arctique selon les quatre saisons de l'année (droite) et différentes régions de l'océan Arctique (gauche) (adaptée de [5])	16
Figure 9	Schématisation de l'écoulement autour d'un élément bidimensionnel monté à une paroi solide (adaptée de [1])	17
Figure 10	Lignes de courant entourant un obstacle monté à une paroi solide (adaptée de [25])	18
Figure 11	Coefficient de pression à la paroi de part et d'autre d'un obstacle bidimensionnel (adaptée de [12])	19
Figure 12	Profil du coefficient de pression en fonction de la géométrie transversale de l'obstacle (adaptée de [24])	21

Figure 13	Définition de la grille numérique employée dans le modèle. L'incrémentation verticale selon l'axe des z est notée par l'indice j alors que celle à l'horizontale selon l'axe des x est notée par l'indice i. L'axe des x est orienté perpendiculairement à la crête de pression. Les vitesses de percolation verticales et horizontales sont notées par w et u	40
Figure 14	Schématisation du domaine et du profil du coefficient de pression ( $C_p$ )	41
Figure 15	Profils des vitesses verticales le long de l'interface glace-océan pour les simulations S1 à S3 au quart et à la moitié du cycle de marée	57
Figure 16	Profils des vitesses verticales le long de l'interface glace-océan pour les simulations S2 et S4 à S7 au quart et à la moitié du cycle de marée	58
Figure 17	Profils des vitesses horizontales le long du domaine au centre du pied de glace pour la simulation S5 au quart du cycle de marée	60
Figure 18	Profils des vitesses horizontales à travers l'épaisseur du pied de glace à une distance de 8H de la quille pour les simulations S1 à S3 au quart et à la moitié du cycle de marée	62
Figure 19	Profils des vitesses horizontales à travers l'épaisseur du pied de glace à une distance de 8H de la quille pour les simulations S2 et S4 à S7 au quart et à la moitié du cycle de marée	63
Figure 20	Schématisation de la représentation de l'écoulement de la saumure dans la glace telle qu'initialement imaginé en début de projet	64
Figure 21	Vitesse de percolation verticale à l'interface glace-océan (graphique A), déplacement vertical de la saumure dans le réseau poreux (graphique B) et variation de la pression sous la glace (graphique C) à une distance de 1H de la quille pour les simulations S1 à S3. Cycle du courant de marée (graphique D)	66
Figure 22	Vitesse de percolation verticale à l'interface glace-océan (graphique A), déplacement vertical de la saumure dans le réseau poreux (graphique B) et variation de la pression sous la glace (graphique C) à une distance de 1H de la quille pour les simulations S2 et S4 à S7. Cycle du courant de marée (graphique D)	67

Figure 23	Compilation du flux volumique par unité de surface calculé à l'interface glace-océan en fonction de la distance relative à la quille pour la phase d'expulsion de la saumure (graphique A) et la phase d'infiltration d'eau de mer (graphique B). De plus, on présente le bilan volumique au terme du cycle complet de marée (graphique C) pour les simulations S1 à S3	72
Figure 24	Compilation du flux volumique par unité de surface calculé à l'interface glace-océan en fonction de la distance relative à la quille pour la phase d'expulsion de la saumure (graphique A) et la phase d'infiltration d'eau de mer (graphique B). De plus, on présente le bilan volumique au terme du cycle complet de marée (graphique C) pour les simulations S2 et S4 à S7	73
Figure 25	Compilation pour les simulations S1 à S3 des volumes de saumure expulsée de la glace pour toute la zone affectée par la quille en fonction de la variation maximale de la pression calculée au quart du cycle de marée, alors que le courant atteint son intensité maximale	74
Figure 26	Compilation pour les simulations S2 et S4 à S7 des volumes de saumure expulsée de la glace pour toute la zone affectée par la quille en fonction de la salinité initiale de la saumure à l'interface (Sinterface)	76
Figure 27	Compilation pour les simulations S2 et S4 à S7 des volumes d'eau de mer pénétrant dans la glace pour toute la zone affectée par la quille en fonction de la salinité initiale de la saumure à l'interface (Sinterface)	78
Figure 28	Schématisation du comportement de la saumure en surface en réponse à un champ de pression imposé sous la glace	80
Figure 29	Vitesses verticales à l'interface glace-océan (graphique A), déplacement vertical de la saumure à l'intérieur du réseau poreux (graphique B), variation de la porosité (graphique C), variation de la salinité de la saumure (graphique D) et variation de la température (graphique E) à une distance de $1H$ de la quille pour les simulations S1 à S3. Cycle du courant de marée (graphique F)	84

Figure 30	Vitesses verticales à l'interface glace-océan (graphique A), déplacement vertical de la saumure à l'intérieur du réseau poreux (graphique B), variation de la porosité (graphique C), variation de la salinité de la saumure (graphique D) et variation de la température (graphique E) à une distance de 1H de la quille pour les simulations S2 et S4 à S7. Cycle du courant de marée (graphique F)	85
Figure 31	Comparaison de la vitesse verticale de la saumure à l'interface glace-océan entre deux simulations réalisées avec et sans la fonte de la glace (graphique A). Cycle du courant de marée (graphique B)	94
Figure 32	Écart entre la vitesse verticale moyenne estimée à l'interface glace-océan avec le modèle et celle calculée analytiquement à partir de l'équation de Darcy. Le courant de marée a été imposé à une valeur 10 cm/s et la porosité à 0.1	96
Figure 33	Profils de température dans la glace en °C après 10, 180 et 360 minutes de simulation	103
Figure 34	Volume de glace fondue au cours de la simulation en pourcentage du volume total de fonte nécessaire pour un retour complet à l'équilibre thermodynamique	104

## LISTE DES SYMBOLES

$C_p$	Coefficient de pression
$C_s$	Concentration en sels de la saumure
$C_m$	Chaleur massique de la glace de mer
$C_b$	Chaleur massique de la saumure
$C_i$	Chaleur massique de la glace solide
$d$	Diamètre moyen des pores du réseau poreux
$F_a$	Flux de chaleur glace-atmosphère
$F_{local}$	Flux de chaleur équivalent moyen au cours d'un cycle semi-diurne dans la zone sous l'influence d'une quille
$F_{résiduel}$	Flux de chaleur équivalent moyen au cours d'un cycle semi-diurne hors de la zone d'influence de la crête
$F_w$	Flux de chaleur océan-glace
$g$	Accélération gravitationnelle
$H$	Hauteur de la quille de glace
$h_1$	Hauteur de la couche de surface du pied de glace
$h_2$	Hauteur de la couche dense du pied de glace
$\Delta h$	Déplacement vertical de la saumure dans le réseau poreux
$h_b$	Enthalpie de la saumure
$h_{st}$	Enthalpie de changement de phase de la glace de mer
$k$	Tenseur de perméabilité
$k_{xx}$	Perméabilité horizontale

$k_{zz}$	Perméabilité verticale
$p$	Pression
$p_w$	Pression à l'interface glace-océan
$p_{eq}$	Pression aux conditions normales à l'interface glace-océan
$\Delta p$	Variation de la pression sous la glace
$\Delta p_{max}$	Variation maximale de la pression sous la glace
$q$	Flux volumique par unité de surface ou vitesse de Darcy
$Re$	Nombre de Reynolds
$S$	Salinité
$S_b$	Salinité de la saumure
$S_{interface}$	Salinité à l'interface glace-océan
$S_m$	Salinité de la glace de mer
$S_w$	Salinité de l'eau de mer
$T$	Température
$T_b$	Température de la saumure
$T_f$	Température de congélation de la saumure
$T_i$	Température de la glace pure
$T_w$	Température de l'eau de mer
$u$	Vitesse de percolation horizontale de la saumure
$U(t)$	Vitesse du courant marin
$U_0$	Intensité maximale du courant marin
$U_m$	Énergie interne de la glace de mer
$u_b$	Énergie interne par unité de masse de la saumure
$u_i$	Énergie interne par unité de masse de la glace solide

$V_b$	Vitesse de percolation ou vitesse de pore de la saumure
$V_{in}$	Volume d'eau de mer par unité de surface pénétrant dans la glace
$V_{in\_tot}$	Volume total d'eau de mer pénétrant dans la glace dans la zone affectée par la quille
$V_{out}$	Volume de saumure par unité de surface expulsée de la glace
$V_{out\_tot}$	Volume total de saumure expulsée de la glace dans la zone affectée par la quille
$\Delta V$	Bilan volumique expulsion-infiltration calculé à l'interface glace-océan
$w$	Vitesse de percolation verticale de la saumure
$\hat{w}$	Vitesse moyenne de percolation verticale de la saumure
$\Delta x$	Pas d'intégration horizontal
$\Delta z$	Pas d'intégration vertical
$\rho$	Masse volumique
$\rho_b$	Masse volumique de la saumure
$\rho_i$	Masse volumique de la glace pure
$\rho_m$	Masse volumique de la glace de mer
$\rho_w$	Masse volumique de l'eau de mer
$\eta$	Porosité
$\mu$	Viscosité dynamique

## INTRODUCTION

Le couvert de glace recouvrant les mers nordiques joue un rôle de premier plan au niveau du bilan énergétique planétaire et a fait l'objet de nombreuses recherches au cours des dernières décennies. Néanmoins, l'isolement géographique, les conditions climatiques rigoureuses et la vaste étendue des régions nordiques rendent les collectes de données et les études de terrain difficiles, coûteuses et demandant une préparation méticuleuse. Les modèles mathématiques sont alors d'excellents compléments à l'expérimentation in situ. Ils facilitent la compréhension des phénomènes étudiés et permettent dans bien des cas de cibler les variables mesurables, facilitant et guidant la recherche expérimentale.

La modélisation physique des milieux nordiques demeure tout de même un exercice très complexe faisant interagir une multitude de phénomènes aux échelles temporelles et spatiales variées. Cette variabilité d'échelle constitue un défi majeur pour les modèles globaux qui doivent alors recourir à une paramétrisation simplifiée pour intégrer la dynamique de petite échelle.

Dans un même ordre d'idées, la banquise arctique forme une interface solide à 2 échelles de rugosité dont les caractéristiques contrôlent les échanges océan-glace-atmosphère. Dans les modèles globaux, l'effet de la rugosité de grande échelle sur les échanges océan-glace est inclus au moyen d'un coefficient de turbulence appliqué uniformément sous la glace.

Cependant, aucune paramétrisation n'a à ce jour été proposée pour tenir compte de l'effet local sur la thermodynamique de la glace dans la région sous l'influence de l'effet de blocage des éléments de rugosité de grande échelle.

La glace de mer est un milieu poreux à deux phases constitué d'une matrice solide de glace pure et d'une solution saline appelée saumure. Au printemps, l'accroissement de la température de l'air et de l'irradiation solaire mènent à la réouverture et à l'expansion du réseau de canaux dans la glace de mer. Ainsi qu'illustré par l'épisode de drainage de la saumure au début de la période de fonte, l'accroissement du diamètre des canaux de saumure se traduit par une augmentation de la perméabilité de la glace permettant des éventuels écoulements poreux.

Les crêtes de pression sont les principaux éléments de rugosité de grande échelle de la banquise. Ce sont des structures linéaires qui sont formées par l'empilement de blocs de glace au-dessus et en dessous du niveau de la mer lors de la déformation mécanique de la glace causée par les efforts de compression et de friction entre deux plaques de glace. Les figures 1 et 2 montrent respectivement une photographie de la partie supérieure (le voile) et inférieure (la quille) d'une crête de pression telle que retrouvée sur la banquise arctique.

D'un point de vue hydrodynamique, les quilles de glace font un blocage sur le courant marin et génèrent des champs de pression dans leur sillage sur une distance correspondant à 10 à 15 fois leur hauteur. L'inversion des courants causée par le cycle de marée conduit à l'établissement d'un cycle semi-diurne sur le champ de pression à



Figure 1: Photographie du voile d'une crête de pression des régions arctiques (tirée de [49])

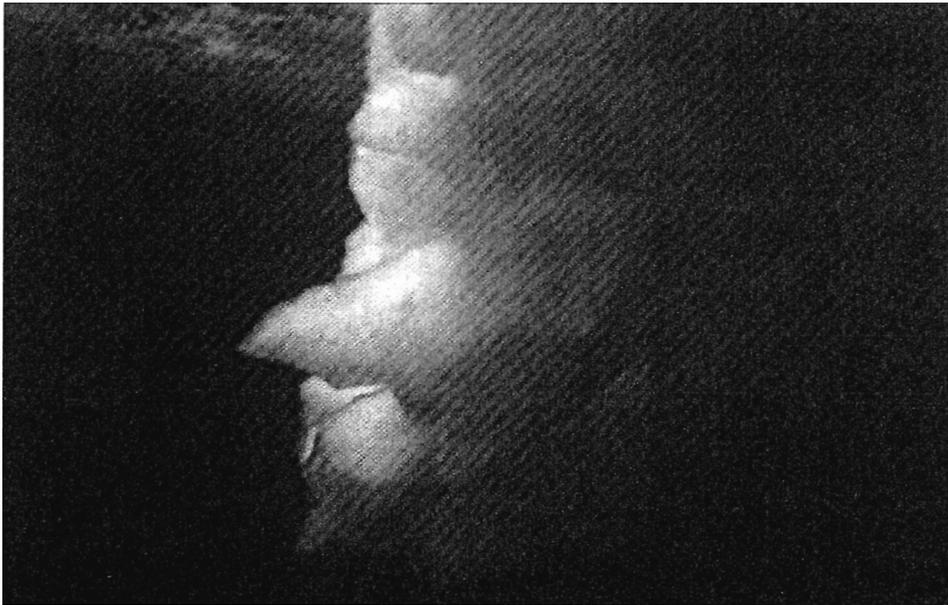


Figure 2: Photographie de la quille d'une crête de pression des régions arctiques (tirée de [49])

l'interface glace-océan aux abords des crêtes. La glace étant perméable au printemps, cela se traduit par un effet de pompage qui suggère l'existence d'un processus d'exportation de la saumure vers l'océan. D'un point de vue thermodynamique, cela résulterait parallèlement en une exportation de chaleur latente associée à une fonte volumique de la glace. Considérant que les modèles actuels ne prennent en compte qu'une fonte de l'interface eau-glace, cette dynamique serait d'un impact significatif sur les bilans d'énergie des mers recouvertes de glace en période de fonte.

L'objectif principal de ce projet de recherche est de développer un modèle numérique d'une glace de mer poreuse soumise à un champ de pression à son interface glace-océan et de valider l'hypothèse d'une exportation de saumure de la glace vers l'océan dans le sillage d'une crête de pression. Les objectifs secondaires sont d'explorer la dynamique du bassin de saumure contenu dans la glace en fonction d'un champ de pression imposé à l'interface glace-océan selon un cycle semi-diurne et d'analyser le bilan thermodynamique associé à l'écoulement poreux résultant.

## CHAPITRE 1

### BASES THÉORIQUES ET PROBLÉMATIQUE

#### *1.1.Masse volumique et point de congélation de l'eau de mer*

L'eau de mer est un fluide composé d'eau, de sels dissous et de gaz dont les propriétés physiques sont déterminées en fonction de la pression ( $p$ ), de la température ( $T$ ) et de la salinité ( $S$ ) [41]. La salinité est une propriété fondamentale de l'eau de mer et est essentiellement une mesure de la masse totale des substances dissoutes à l'intérieur d'une unité de masse d'eau [39][41]. Par convention, cette quantité est exprimée en grammes de sels par kilogramme d'eau et s'écrit sans unité [41]. On retrouve dans les océans une salinité moyenne de l'ordre de 35 [41]. Tout comme la température et la pression, la salinité est une propriété dont la masse volumique ( $\rho$ ) de l'eau est dépendante et constitue en conséquence un paramètre essentiel en dynamique océanique [41].

La masse volumique de l'eau de mer varie typiquement dans les océans entre  $1021 \text{ kg/m}^3$  en surface et  $1070 \text{ kg/m}^3$  à  $10\,000 \text{ m}$  de profondeur [39]. Sa valeur peut être précisément estimée avec l'équation d'état de l'eau de mer de 1980 (IES 80: International Equation of State of Sea Water, 1980). L'IES 80 est une relation empirique contenant 27 termes qui exprime la masse volumique de l'eau de mer ( $\rho_w$ ) en fonction de sa salinité ( $S_w$ ), de sa température ( $T_w$ ) et de la pression ( $p$ ). Elle est

valide pour des valeurs de températures de  $-2^{\circ}\text{C}$  à  $40^{\circ}\text{C}$ , des valeurs de salinité de 0 à 40 et des valeurs de pressions de 0 kPa à  $10^5$  kPa [39]. Notons qu'environ 90 % de l'eau contenue dans les océans a une température se situant entre  $-2^{\circ}\text{C}$  et  $10^{\circ}\text{C}$  et une salinité variant entre 34 et 35 [41][42]. Il est à noter que c'est la salinité qui influence le plus la masse volumique. De façon approximative, une augmentation de la masse volumique de l'eau de  $1\text{ kg/m}^3$  est associée à une diminution de température de  $5^{\circ}\text{C}$ , une augmentation de salinité de 1 ou une augmentation de la pression de 2000 kPa [41].

La salinité de l'eau a également un effet sur sa température de congélation ( $T_f$ ) tel qu'illustré sur le graphique de la figure 3. Pour des températures supérieures à  $-8^{\circ}\text{C}$ , la température de congélation de l'eau est directement proportionnelle à sa salinité et peut être estimée par la relation suivante où  $T_f$  est donnée en  $^{\circ}\text{C}$  [32]:

$$T_f = -0.055 \times S_w \quad (1)$$

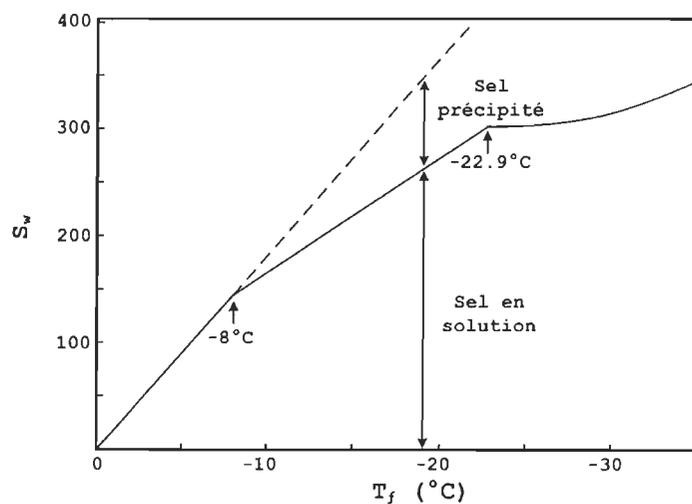


Figure 3: Salinité de la saumure en fonction de son point de congélation (adaptée de [42])

## ***1.2. Propriétés de la glace de mer***

Les sels et les gaz dissouts sont presque complètement insolubles dans la structure cristalline de la glace avec pour résultat que les cristaux de glace qui se forment à partir d'eau de mer sont presque purs [42]. Les sels sont rejetés et incorporés au liquide baignant les cristaux pour former une solution concentrée en sels que l'on nomme la saumure. La vitesse de formation de la glace de mer est trop rapide pour permettre à cette saumure d'être totalement drainée vers l'océan [38] [42]. Une fraction de celle-ci demeure emprisonnée au sein de la glace pure à l'intérieur de tubes et de pochettes tel qu'illustré à la figure 4.

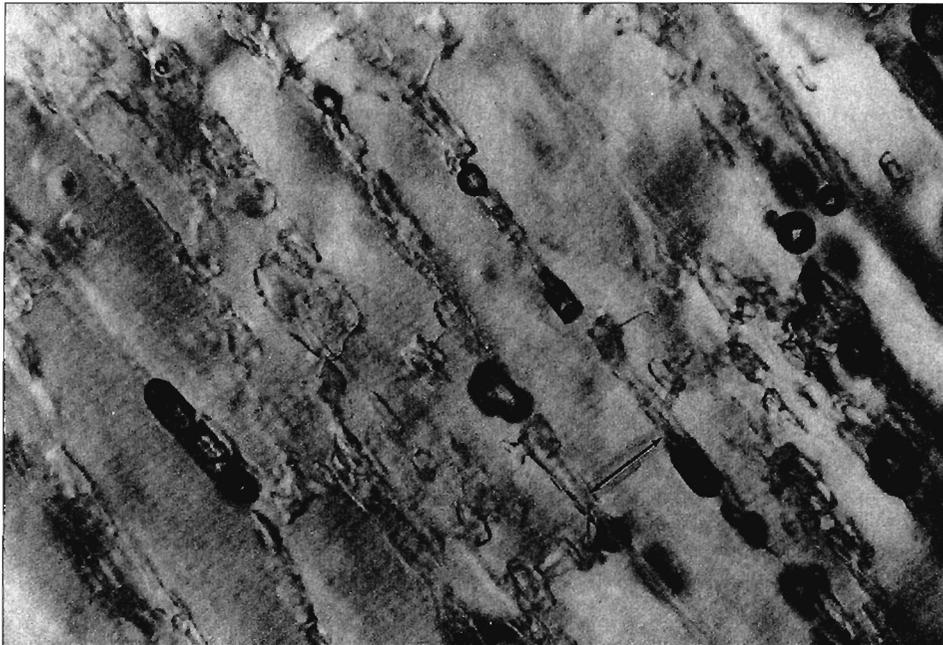


Figure 4: Photographie (tirée de [51]) d'une fine section d'un cristal de glace de mer montrant les pochettes de saumure individuelles emprisonnées à l'intérieur de la matrice de glace pure. La distance entre deux séries de pochettes de saumure est d'environ 0.6 mm

La rétention de sel dans la glace de mer est une propriété fondamentale de celle-ci qui lui donne un aspect poreux et la distingue de la glace formée à partir d'eau douce. Le contenu en sel de la glace de mer est donné sous la forme d'une salinité moyenne ( $S_m$ ). Cette mesure correspond à la masse des sels contenus à l'intérieur d'une unité de masse de glace de mer incluant les phases solide et liquide [15][29]. Similairement à la salinité de l'eau de mer, cette quantité est exprimée en grammes de sels par kilogramme de glace de mer et s'écrit sans unité.

$$S_m = \frac{\text{masse des sels}(g)}{\text{masse de glace}(kg) + \text{masse de saumure}(kg)} \quad (2)$$

Cette définition ne permet par contre pas de décrire la distribution spatiale du sel à l'intérieur de la glace de mer qui est contrôlée par un équilibre de phase entre la saumure et la glace solide. La saumure ne pouvant exister dans la glace qu'à sa température de congélation, tout changement de température interne de la glace de mer est accompagné par une fonte ou un gel des parois des pochettes ayant pour résultat la dilution ou la concentration de la saumure. Cela a également pour conséquence d'augmenter ou de réduire le volume occupé par la saumure à l'intérieur de la glace.

Le volume qui est occupé par la saumure dans la glace est une donnée importante permettant de caractériser l'évolution de la glace de mer sur une base annuelle et interannuelle. Elle offre également un moyen intéressant pour comparer la glace formée dans les différentes régions polaires. Cette quantité est généralement évaluée sous la forme d'une mesure de porosité ( $\eta$ ) qui est définie comme étant le volume occupé par

la phase liquide par unité de volume de glace de mer.

De par l'équilibre de phase qui doit être satisfait entre la saumure et la glace solide, la porosité est une propriété qui est intimement liée à la température interne de la glace. Une augmentation des températures telle qu'observée au printemps est associée à une augmentation de la porosité de la glace de mer. Nous traitons davantage de cet élément dans la section suivante où nous introduisons la notion de perméabilité qui est la propriété d'un milieu poreux à permettre un écoulement fluide à travers un réseau de canaux interconnectés les uns avec les autres [14]

### ***1.3. Formation du réseau poreux et perméabilité de la glace de mer***

Il a été observé que les inclusions de saumure, initialement isolées lors de la formation de la glace, migrent et fusionnent au cours du vieillissement de cette dernière pour former un réseau de canaux interconnectés rendant la glace de mer perméable [15]. Au cours de la période hivernale, l'atmosphère étant beaucoup plus froide que l'océan, un gradient vertical de température est présent à travers le pied de glace. Conséquemment, à l'échelle des pochettes et des canaux de saumure s'installe un gradient de densité vertical avec une eau plus froide et plus salée dans la partie supérieure et plus chaude et moins salée dans la partie inférieure [15]. Au début de l'hiver, alors que le diamètre des canaux permet encore les écoulements de densité, ce gradient génère des cellules de convection. La saumure moins salée est alors transportée vers la paroi plus froide de la partie supérieure des pochettes causant la formation de nouveaux cristaux de glace. Parallèlement, l'écoulement vers le bas d'une saumure enrichie en sel cause la fonte de la paroi

inférieure et la migration des pochettes et des canaux vers le bas.

Le processus amène graduellement une migration des inclusions vers l'océan et la formation d'un réseau de canaux de drainage dits primaires. Ces derniers sont inclinés de  $30^\circ$  à  $60^\circ$  par rapport à la verticale et ont des diamètres caractéristiques inférieurs ou égaux à 0.1 mm [14][15][35]. Il a été observé qu'une fraction des canaux primaires fusionnent pour former des canaux dits secondaires de dimensions plus importantes qui sont orientés verticalement par rapport au pied de glace [49]. Des valeurs de diamètres de l'ordre de 1.0 mm à 5.0 mm ont été estimées pour ces structures à partir de mesures réalisées sur la banquise arctique [14]. La portion intacte du réseau de canaux primaires constitue un ensemble de tributaires qui sont distribués radialement autour des canaux secondaires tel que schématisé à la figure 5 [43]. On observe une distribution de ces structures à travers le couvert de glace selon une densité d'environ 1 par  $33 \text{ cm}^2$  pour les glaces plus minces nouvellement formées [44] et de 1 par  $180 \text{ cm}^2$  pour les glaces épaisses de première année [28][43].

Durant l'hiver, alors que la température interne de la glace est basse, la taille des canaux diminue rendant l'écoulement de la saumure par convection de plus en plus restreinte à travers le pied de glace jusqu'à en causer l'arrêt complet. La glace de mer forme alors un couvert rigide et imperméable qui ne permet pas d'écoulements verticaux significatifs. Par contre, avec l'augmentation de la température au printemps, la saumure encore piégée dans la glace cause une fonte localisée qui amène la réouverture et une expansion du réseau de canaux [14][43][49]. Durant la période de fonte, la glace forme alors un

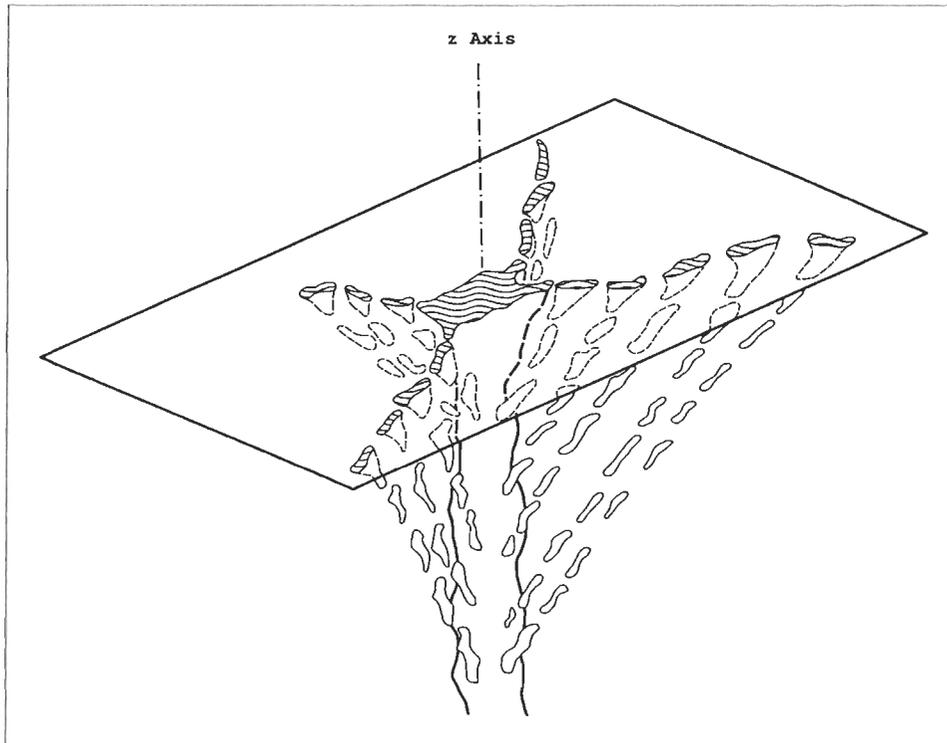


Figure 5: Schématisation de la structure d'un tube de drainage vertical à l'intérieur d'une glace de mer de première année (tirée de [28])

milieu poreux à travers lequel les écoulements fluides sont possibles. C'est cette caractéristique de la glace de mer durant cette période que nous explorons dans ce projet dans le contexte d'un écoulement poreux forcé à travers le pied de glace par un champ de pression tel que présenté à la section 1.7.

Il est pertinent d'ajouter que la différence de diamètre entre les canaux primaires et secondaires se traduit par une anisotropie au niveau de la perméabilité de la glace de mer. Des mesures prises en laboratoire ont démontré que la perméabilité horizontale de la glace est d'un ordre de grandeur inférieur à sa perméabilité verticale [13]. Cela correspond

bien au ratio des échelles géométriques observées au niveau des canaux primaires et secondaires. Cela a une incidence directe sur la capacité de la glace de mer à permettre les écoulements selon les axes verticaux et horizontaux. Les canaux secondaires qui sont beaucoup plus larges que les canaux primaires jouent alors un rôle dominant et contrôlent complètement les écoulements verticaux dans la glace. Les écoulements horizontaux sont quant à eux restreints au réseau de canaux primaires qui sont plus petits [14].

#### 1.4. Réchauffement de la glace et ouverture du réseau poreux

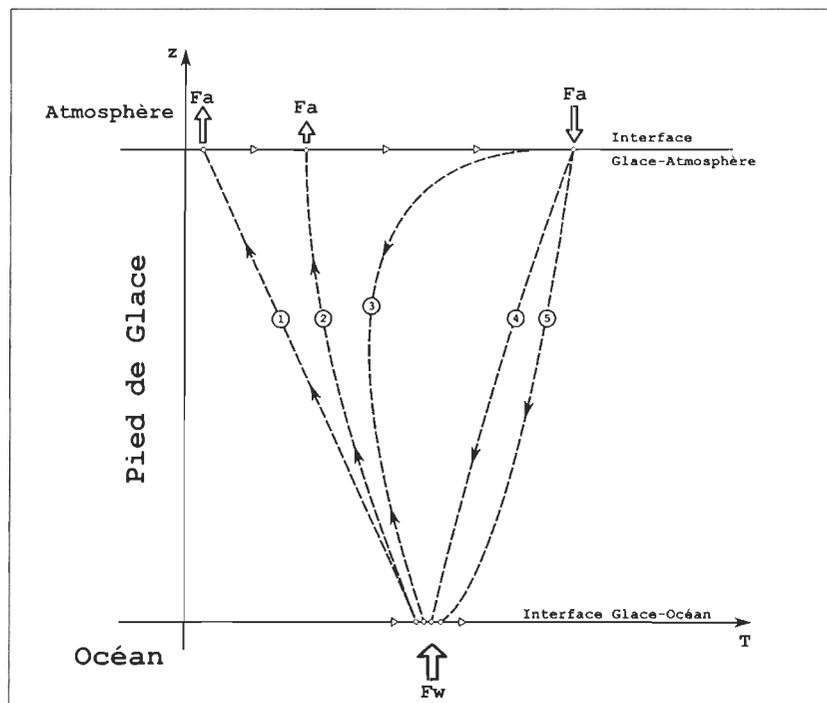


Figure 6: Schématisation de l'évolution du profil vertical de température dans la glace de mer au cours de la période de fonte

La figure 6 schématise l'évolution du profil vertical de température à l'intérieur de la glace de mer au cours de la période de fonte. En

hiver, la glace de mer forme un couvert rigide, isolant la source de chaleur que constitue l'océan du puits de chaleur que représente l'atmosphère (profil 1).

Au printemps, l'augmentation de l'ensoleillement et le réchauffement de la température de l'air modifient le bilan thermique glace-atmosphère. La réduction du flux de chaleur de la glace vers l'atmosphère ( $F_a$ ) provoque une augmentation de la température globale de la glace (profil 2). La diminution du gradient vertical de température dans la partie inférieure du pied de glace a pour effet de réduire la conduction de chaleur vers le centre de la glace, menant à l'initiation de la fonte à l'interface glace-océan [31][33].

Avec l'augmentation de la température et de l'ensoleillement en surface qui se poursuit, l'atmosphère redevient une source de chaleur et les flux  $F_a$  et  $F_w$  convergent alors tous les deux vers le centre de la glace. En surface, cela se traduit par une fonte du couvert de neige générant une accumulation d'eau de fonte sur la glace et fixant la température de la limite supérieure de la glace à 0°C. Cela mène à l'installation progressive d'un profil vertical de température en forme de C (profil 3) [31][32]. À l'intérieur de la glace, la saumure étant en équilibre de phase avec la glace, cette augmentation de température cause une fonte aux parois des pochettes et des canaux du réseau poreux. Cela a pour résultat de diluer la saumure et d'augmenter la porosité de la glace, menant à la réouverture du réseau de canaux et à l'initiation des écoulements poreux à l'intérieur de la glace [15][37].

Durant une courte période suivant l'ouverture du réseau poreux se produit un processus de drainage sous l'effet du gradient vertical de densité présent dans les canaux de saumure et du poids de l'eau accumulée sur la surface de la glace suite à la fonte de la neige [49][51]. Cette phase est caractérisée par l'expulsion d'une eau très salée et riche en nutriments à l'interface glace-océan [19]. Au cours d'une période de quelques jours, le processus de fonte interne de la glace a pour effet de diluer la saumure et de réduire le gradient vertical de densité à l'intérieur des canaux. La stratification qui s'installe entre la couche océanique et la saumure contenue dans le pied de glace inhibe graduellement les échanges par advection entre les deux milieux [19]. Le processus de drainage de la saumure continue pendant une courte période, puis devient rapidement négligeable alors que le réservoir de neige disponible est essentiellement fondu [19].

Alors que les conditions climatiques se stabilisent en surface, on entre graduellement dans un régime de fonte de la glace qui est plus stable. Le processus de dilution de la saumure qui se poursuit à l'intérieur de la glace mène à un redressement du profil vertical de température dans la glace (profil 4), puis à l'augmentation du gradient de température près de l'interface glace-océan (profil 5). La fonte sous la glace est alors réduite à une ablation de l'interface qui est principalement contrôlée par les mécanismes de transport du sel et de la chaleur de l'océan vers l'interface.

### ***1.5. Rugosité de grande échelle: introduction aux crêtes de pression***

Les crêtes de pression constituent les éléments de rugosité de grande échelle les plus importants de la banquise. Elles sont distribuées sur le couvert de glace selon une densité allant de 0.5 à 6.8 crêtes par kilomètre [15][21][30][50][52]. Les crêtes de pression sont formées par l'empilement de blocs de glace au-dessus et en dessous du niveau de la mer lors de la déformation mécanique de la glace causée par les efforts de compression et de friction entre deux plaques de glace [15][20]. La figure 7 donne une schématisation d'une crête de pression d'après des mesures prises sur la banquise arctique [17].

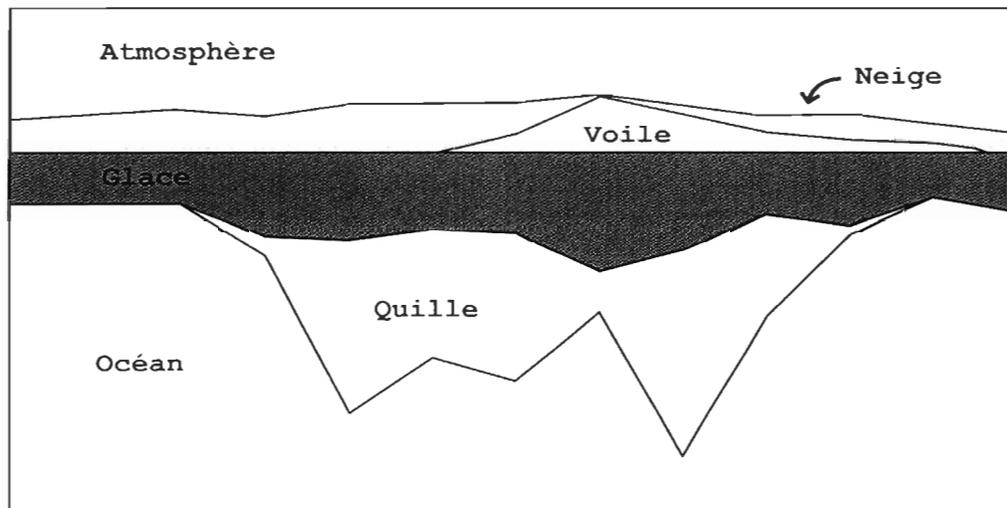


Figure 7: Schématisation d'une crête de pression (adaptée de [17])

Les crêtes de pression sont des structures linéaires qui ne font rarement plus de quelques mètres en largeur et qui peuvent parfois s'étendre sur quelques kilomètres en longueur [15][49]. La partie sous-marine des crêtes se nomme la quille et s'étend verticalement à

l'intérieur de la couche océanique sur une profondeur variant de 1 à 10 mètres en moyenne [15][16][46]. La géométrie des quilles selon le plan transversal est de type trapézoïdal avec un ratio largeur/hauteur qui est de l'ordre de 3.9 [47].

Les caractéristiques géométriques des quilles de glace sont très variables et dépendent fortement des conditions hydrologiques et climatiques du milieu. La figure 8 donne une distribution de la hauteur des quilles en fonction des sous-régions de l'océan Arctique et des saisons de l'année. Typiquement, la hauteur des quilles varie entre 0 et 20 m et peut aller jusqu'à 50 m dans certains cas [49].

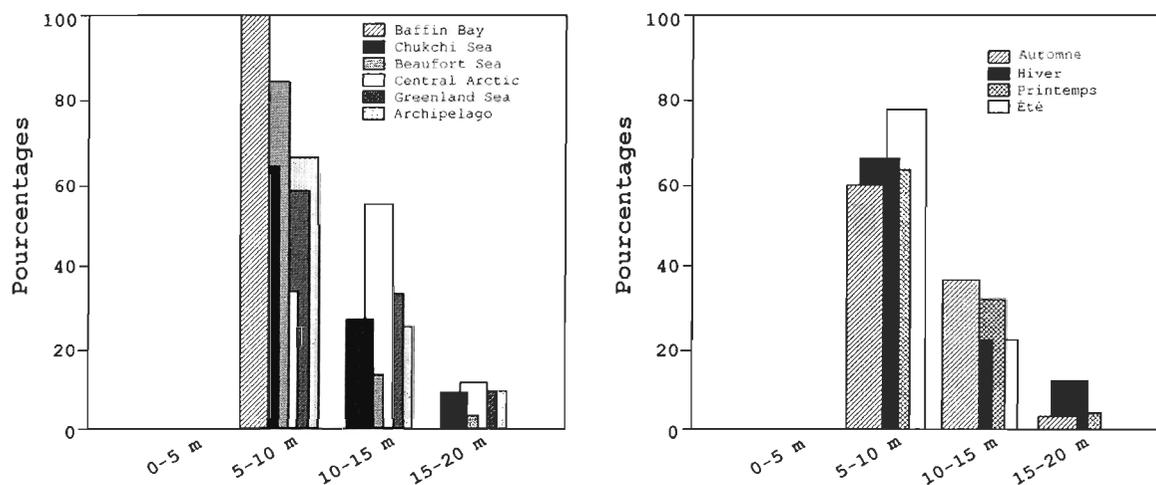


Figure 8: Distribution de la hauteur moyenne des quilles de glace dans l'Arctique selon les quatre saisons de l'année (droite) et différentes régions de l'océan Arctique (gauche) (adaptée de [5])

### 1.6. Effet de blocage et champ de pression à l'interface glace-océan

D'un point de vue hydrodynamique, les quilles de glace sont des obstacles de grande échelle plongées à l'intérieur de la couche océanique de surface. Le comportement d'un écoulement autour d'un élément de rugosité fixé à une paroi rigide est une question complexe qui a fait l'objet de plusieurs études au cours des dernières décennies [3][8][18][25][26][29][45]. Quelques-unes de ces études ont d'ailleurs porté sur le cas plus spécifique correspondant aux quilles de glace [1][7][40][46].

La dimension longitudinale des quilles de glace étant beaucoup plus grande que ses dimensions dans le plan transversal, le problème peut être réduit à deux dimensions tel que schématisé à la figure 9. Ce schéma présente les zones caractéristiques d'un écoulement fluide au-dessus d'un obstacle bidimensionnel monté à une paroi solide.

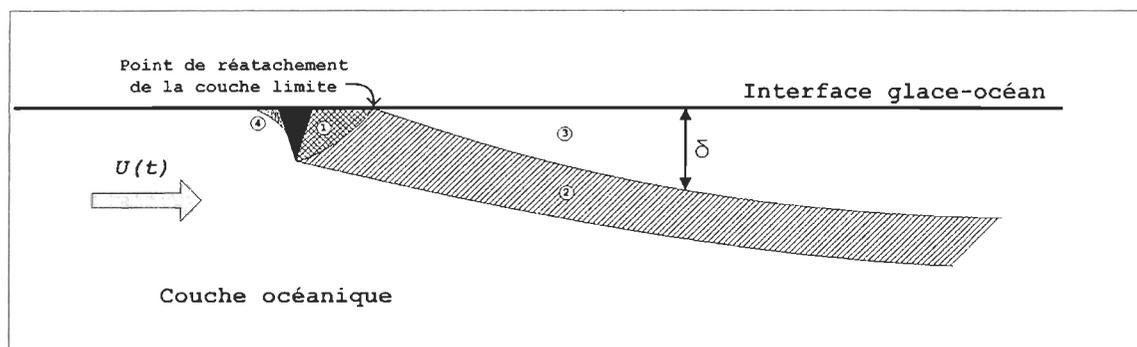


Figure 9: Schématisation de l'écoulement autour d'un élément bidimensionnel monté à une paroi solide (adaptée de [1])

Le blocage hydrodynamique sur l'écoulement se traduit typiquement par la formation d'une zone de surpression en amont et d'une zone de dépression en aval de l'obstacle. Ces deux régions sont représentées sur le graphique de la figure 9 par les zones 4 et 1 respectivement. La zone 3 est caractérisée par le ré-attachement de l'écoulement et le développement d'une couche limite en état d'équilibre avec la rugosité de petite échelle à l'interface de la plaque de glace non déformée. Dans le sillage de la quille, la zone 2 est caractérisée par une génération importante de turbulence qui est causée par le décrochage de la couche limite. Cette énergie de brassage se dissipe graduellement à l'intérieur de la couche océanique à mesure que l'on s'éloigne de l'obstacle.

Dans un même ordre d'idées, la figure 10 présente les lignes de courants d'un fluide s'écoulant au-dessus d'un obstacle monté à une paroi solide tel que mesuré expérimentalement [23]. On observe que l'effet de blocage sur l'écoulement altère significativement la distribution des vitesses par rapport à celles retrouvées pour une paroi uniforme.

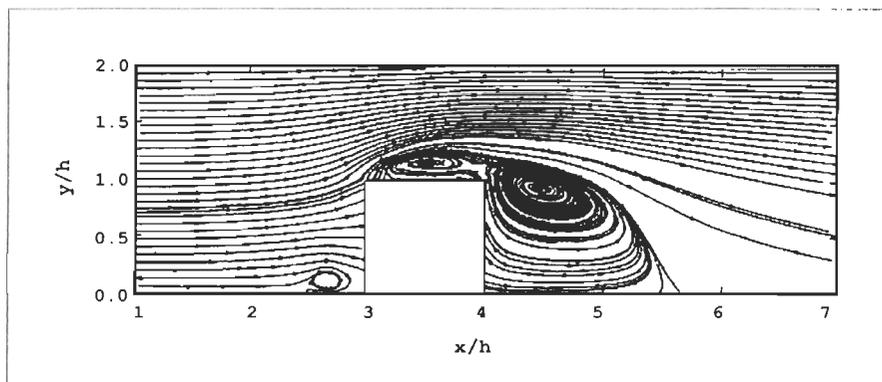


Figure 10: Lignes de courant entourant un obstacle monté à une paroi solide (adaptée de [25])

Derrière l'obstacle, on retrouve une région abritée caractérisée par la présence d'un champ de pression horizontal qui s'étend le long de la paroi solide sur une distance correspondant de 10 à 15 fois la hauteur de l'obstacle [1]. La distribution de la pression à la paroi derrière l'obstacle ( $p_w$ ) peut être exprimée en fonction d'un coefficient de pression ( $C_p$ ) caractéristique de la géométrie de l'obstacle, de la masse volumique de l'eau de mer ( $\rho_w$ ), de la vitesse du courant ( $U(t)$ ) et de la pression à l'équilibre ( $p_{eq}$ ) retrouvée au loin de l'obstacle tel que [24]:

$$p_w = 1/2 \cdot C_p \cdot \rho_w \cdot U(t)^2 + p_{eq} \quad (3)$$

La figure 11 présente une distribution typique du coefficient de pression obtenue expérimentalement pour un prisme rectangulaire ayant un ratio hauteur/largeur de 1 [12]. Mentionnons que nous utilisons une linéarisation de cette distribution de  $C_p$  pour notre modèle tel que présenté à la section 3.2.

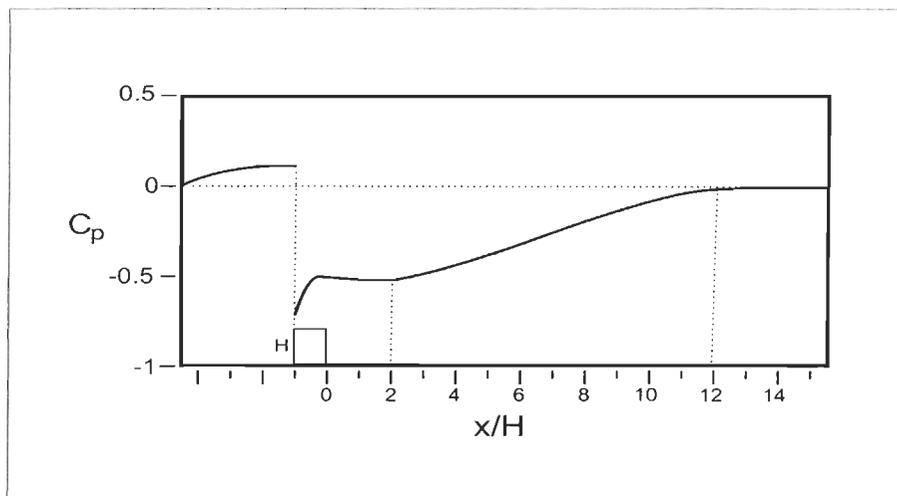


Figure 11: Coefficient de pression à la paroi de part et d'autre d'un obstacle bidimensionnel (adaptée de [12])

On observe derrière l'obstacle une zone à l'intérieur de laquelle le coefficient de pression présente une légère diminution. Cette région est associée à la zone de recirculation du fluide qui est identifiable sur la figure 10. À une distance correspondant à environ 2 fois la hauteur de l'obstacle, nous observons une remontée progressive de  $C_p$  vers un état d'équilibre qui est atteint à environ  $12H$ . Ce retour à l'équilibre de la pression à la paroi est associé à l'établissement du champ de vitesse de la couche limite hydrodynamique développée à l'interface de la plaque non déformée.

Bien que l'allure du profil de  $C_p$  demeure sensiblement le même d'un obstacle à un autre, l'étendue de la région protégée diminue linéairement avec l'augmentation du ratio largeur/hauteur de l'obstacle. Ce comportement est observable jusqu'à une valeur critique de 4, où l'étendue de la région protégée demeure alors indépendante des dimensions de l'obstacle [24]. Les graphiques de la figure 12 présentent les profils de  $C_p$  pour des obstacles ayant des ratios largeur/hauteur différents.

Soulignons que la valeur de  $C_p$  ne revient pas à sa valeur initiale de 0 au loin des obstacles. Cela s'explique par le fait que les mesures présentées à la figure 12 ont été prises à l'intérieur d'un conduit fermé. L'écart entre la valeur initiale du coefficient de pression et celle retrouvée au loin derrière l'obstacle correspond à la perte de charge due à la restriction sur l'écoulement. Dans le cas des quilles de glace plongées à l'intérieur de la couche océanique, l'écoulement sous la glace est libre et le coefficient de pression revient à sa condition initiale au loin de la quille.

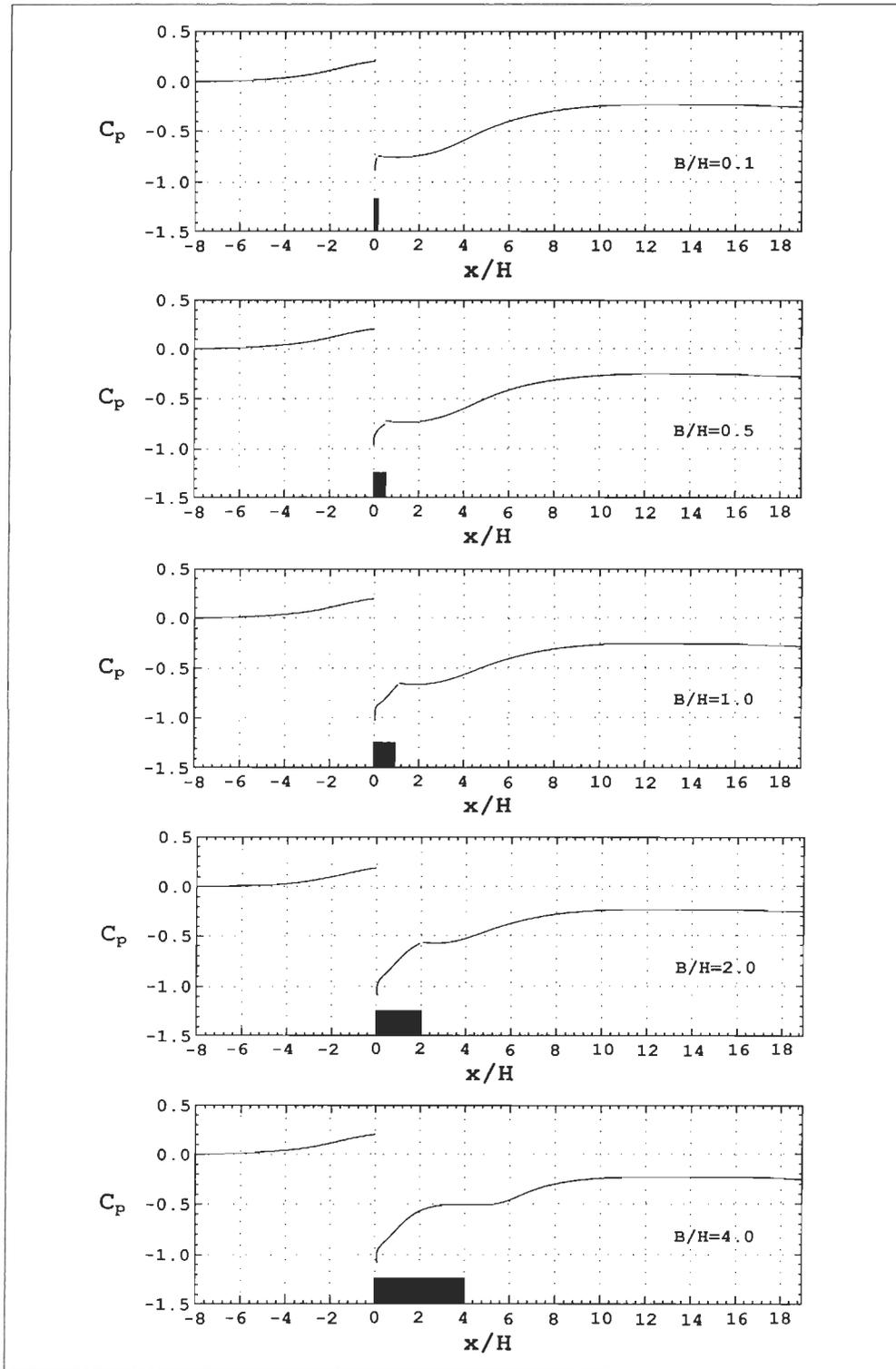


Figure 12: Profil du coefficient de pression en fonction de la géométrie transversale de l'obstacle (adaptée de [24])

### 1.7. Présentation de la problématique

Ce projet a été initialement motivé par les observations faites par Hudier et Ingram au cours d'une campagne d'échantillonnage sur la banquise de la Baie d'Hudson durant la période de fonte [19]. Ces derniers observèrent un phénomène de développement et de dissipation cyclique d'une couche d'eau de fonte stable sous la glace à l'intérieur d'une zone protégée par une quille de glace. Ils démontrèrent également que le phénomène était en phase avec l'orientation du courant marin [19]. Parallèlement, ils observèrent qu'à distance des crêtes, la couche limite saline demeurait bien mélangée pour toute la durée de la campagne d'échantillonnage, suggérant que le phénomène était généré par l'effet de blocage de la quille [18]. Il fut établi par la suite que la quantité d'eau de fonte mesurée sous la glace dans la région abritée ne pouvait être expliquée par la seule fonte de l'interface, suggérant une migration d'eau de fonte de la glace poreuse vers l'océan [Hudier, communication personnelle].

Au printemps, l'accroissement de la température de l'air et de l'irradiation solaire mènent à la réouverture et à l'expansion du réseau de canaux. Ainsi qu'illustré par l'épisode de drainage de la saumure au début de la période de fonte, l'accroissement du diamètre des canaux de saumure se traduit par une augmentation de la perméabilité permettant des éventuels écoulements poreux à travers la glace. Tel que discuté plus haut, les crêtes de pression génèrent des champs de pression dans leur sillage, impliquant une adaptation hydrodynamique de la saumure présente dans le pied de glace. L'inversion des courants causée par le cycle de marée conduit à l'établissement d'un cycle sur le champ de pression à

l'interface glace-océan. Cela se traduit par un effet de pompage qui suggère l'existence d'un processus d'exportation de la saumure vers l'océan, lequel serait suivi d'un épisode d'infiltration d'eau de mer dans le pied de glace lorsqu'à l'inversion du courant, la pression sous la glace retourne à un état d'équilibre. D'un point de vue thermodynamique un tel modèle représente un changement majeur par rapport aux modèles océan-glace-atmosphère dont l'approche ne considère qu'une fonte d'interface. L'établissement d'un flux poreux se traduit par une fonte volumique qui est par conséquent plus importante que la fonte d'interface considérée par les modèles globaux. Cela a pour conséquence un bilan d'énergie glace-océan dans lequel la composante flux de chaleur latente serait grandement sous-évaluée.

Le présent projet de recherche vise à explorer la dynamique des échanges poreux glace-océan. Dans un premier temps, nous avons développé un modèle numérique de glace simulant les conditions retrouvées derrière une crête de pression, à l'intérieur de la zone sous l'influence de l'effet de blocage généré par une quille de glace sur le courant de marée. Nous présentons ensuite les résultats de simulations permettant de mieux comprendre le comportement hydrodynamique du bassin de saumure contenu dans la glace en fonction de l'amplitude du champ de pression imposé à l'interface glace-océan et de la stratification verticale de la saumure dans la glace. Enfin, nous présentons une analyse thermodynamique de ces résultats menant à une estimation des flux de chaleur latente impliqués en vue de donner un ordre de grandeur de l'impact des crêtes de pression sur les bilans globaux d'énergie glace-océan.

## CHAPITRE 2

### ÉQUATIONS FONDAMENTALES DU MODÈLE

#### *2.1. La glace de mer et les milieux continus*

La glace de mer est un milieu poreux à deux phases constitué d'une matrice solide de glace pure et d'une solution saline appelée saumure. La géométrie du réseau de canaux à l'intérieur duquel s'écoule la saumure est trop complexe pour qu'il soit avantageux, voire même possible, de résoudre l'écoulement à l'intérieur de ces conduits. De ce fait, la glace de mer est décrite par une approche macroscopique.

Le domaine formé par les phases solide et liquide de la glace de mer est modélisé comme un milieu continu décrit par des variables continues et réelles sur l'ensemble du domaine étudié telles que la perméabilité, la porosité, la température et la salinité. Ces grandeurs caractéristiques sont déterminées au centroïde des volumes élémentaires à l'intérieur desquels l'ensemble formé par les phases solide et liquide est traité comme un milieu homogène. Cette approche a un certain nombre d'implications au niveau de la représentation physique de la thermodynamique de la glace de mer, particulièrement au niveau de l'applicabilité de l'hypothèse d'équilibre thermodynamique à la glace de mer. Cette hypothèse est présentée à la section 2.7 et discutée plus en détail en annexe.

La description mathématique des milieux poreux à deux phases fut originellement développée dans le domaine de la métallurgie vers la fin des années 60 pour les alliages de métaux [53]. Ce n'est que tout récemment que la théorie fut appliquée aux glaces de mer. Il fut démontré [11] que les équations fondamentales décrivant les milieux poreux à deux phases forment une base solide pour prédire l'évolution de la glace de mer durant la fonte et que, sous certaines conditions d'approximation, le système d'équations se réduit au modèle de glace développé par Maykut et Untersteiner [31].

Le modèle développé dans le cadre de ce projet est complètement défini par les équations différentielles de conservation de la masse, du mouvement, des sels et de la chaleur. Conformément aux hypothèses posées par Worster [53] pour la description des milieux poreux idéaux à deux phases, la saumure est considérée dans notre modèle isotropique, hétérogène, incompressible et de viscosité constante. De plus, les effets d'expansion et de contraction volumique induits par les variations de température et de salinité du fluide sont négligés. Enfin, la matrice solide est considérée hétérogène.

## ***2.2.Loi généralisée de Darcy***

La loi de Darcy est une loi de comportement qui fut développée en 1856 par Henry Darcy à partir d'expérimentations réalisées sur des écoulements verticaux d'un fluide homogène s'écoulant à travers un milieu poreux également homogène [4]. De nombreuses extensions ont par la suite été proposées afin de généraliser cette équation de mouvement pour la description des écoulements tridimensionnels de fluides hétérogènes et

compressibles s'écoulant à l'intérieur de milieux poreux hétérogènes et anisotropes.

L'équation généralisée de Darcy est valide pour les écoulements dont les vitesses sont suffisamment faibles pour que les forces inertielles soient négligeables face aux forces de friction visqueuse à l'intérieur des canaux tortueux et étroits de la matrice poreuse [4]. Sous cette condition, l'équation généralisée de Darcy stipule que le flux volumique par unité de surface ( $\mathbf{q}$ ), communément appelé vitesse de Darcy, d'un fluide s'écoulant à l'intérieur d'un milieu poreux est proportionnel à la perte de charge. Cette loi est valide lorsque l'approche des milieux continus est utilisée, c'est à dire lorsque l'écoulement est moyenné sur une maille beaucoup plus grande que la taille des pores [53]. La vitesse de la saumure à l'intérieur du réseau poreux appelée vitesse de pore ( $\mathbf{V}_b$ ) est liée au flux volumique par unité de surface ( $\mathbf{q}$ ) et à la porosité ( $\eta$ ) par la relation:

$$\mathbf{q} = \eta \mathbf{V}_b \quad (4)$$

L'expression infinitésimale de l'équation du mouvement en milieux poreux décrivant un écoulement tridimensionnel à travers une matrice poreuse hétérogène et anisotrope d'un fluide hétérogène de masse volumique  $\rho_b$  dont la viscosité dynamique ( $\mu$ ) est constante est telle que:

$$\mathbf{q} = -\frac{\mathbf{k}}{\mu} (\nabla p + \rho_b \mathbf{g}) \quad (5)$$

où  $\mathbf{k}$  est le tenseur de perméabilité,  $p$  la pression et  $\mathbf{g}$  l'accélération gravitationnelle. Il est intéressant de mentionner que

l'équation de Darcy n'est pas directement dépendante du temps. Cette particularité sera importante lors de la résolution numérique présentée au chapitre 3.

La perméabilité  $\mathbf{k}$  est un tenseur de second ordre qui dépend des propriétés du milieu poreux. Pour le modèle développé dans le cadre de ce projet, nous avons imposé une dépendance exclusive de la perméabilité à la porosité locale du milieu poreux tel que proposé par Eicken [10]. À partir d'une série de mesures de la perméabilité verticale ( $k_{zz}$ ) et de la porosité locale ( $\eta$ ) de la glace réalisée sur deux années complètes, ces derniers ont proposé une relation empirique donnant une relation exclusive entre la perméabilité verticale de la glace et la porosité de cette dernière:

$$\begin{aligned} k_{zz} &= 4.708 \times 10^{-14} e^{76.90\eta} \text{ m}^2 & \eta \leq 0.096 \\ k_{zz} &= 3.738 \times 10^{-11} e^{7.265\eta} \text{ m}^2 & \eta > 0.096 \end{aligned} \quad (6)$$

Il a été démontré à partir de mesures prises en laboratoire que la perméabilité horizontale ( $k_{xx}$ ) de la glace est non nulle et peut être exprimée en fonction de la perméabilité verticale telle que  $k_{xx} = 0.1k_{zz}$  [13]. Cette relation empirique fut utilisée dans quelques travaux de recherche réalisés sur la perméabilité de la glace au cours de la dernière décennie et a montré des résultats satisfaisants [9][10][14].

Nous supposerons également que les perméabilités verticale et horizontale selon les axes  $x$  et  $z$  sont déterminées de telle sorte qu'elles correspondent aux orientations principales du domaine. Cette hypothèse est raisonnable considérant l'orientation des réseaux de canaux

principaux et secondaires tel que présenté à la section 1.2. Ainsi, les termes de perméabilité  $k_{xz}$  et  $k_{zx}$  seront considérés nuls dans le tenseur de perméabilité  $\mathbf{k}$ .

### **2.3. Régime d'écoulement dans la glace**

Le nombre de Reynolds ( $Re$ ) correspond au ratio entre les forces inertielle et visqueuse à l'intérieur d'un écoulement fluide. Il est largement utilisé comme critère pour distinguer les écoulements laminaires des écoulements turbulents. La définition du nombre de Reynolds à l'intérieur des milieux poreux est similaire à celle qui est établie pour les conduits circulaires, à l'exception que la dimension caractéristique de vitesse correspond au flux volumique par unité de surface au lieu de la vitesse nominale du fluide. Pour les milieux poreux, la porosité ( $\eta$ ) est donc prise en compte lors de l'évaluation du nombre de Reynolds ( $Re$ ) qui est alors exprimé en fonction du diamètre moyen des canaux ( $d$ ) et du flux volumique par unité de surface ( $\mathbf{q}$ ) par la relation [4]:

$$Re = |\mathbf{q}|d/\mu \quad (7)$$

Il a été démontré que pour des écoulements poreux dont le nombre de Reynolds est supérieur à une valeur critique se situant entre 1 et 10, la loi de Darcy s'écarte du comportement réel [4]. À cette limite, l'écoulement demeure laminaire, mais les forces inertielles deviennent significatives par rapport aux forces de friction visqueuses. Le flux volumique par unité de surface n'est alors plus une fonction linéaire du gradient hydraulique et sa valeur réelle est surestimée par la loi de

Darcy [14]. Notons que le régime turbulent n'est atteint que pour un nombre de Reynolds se situant entre 10 et 100 respectivement [4].

En période de fonte, le diamètre caractéristique des canaux contrôlant les écoulements verticaux dans la glace de mer est de l'ordre de  $10^{-3}$  à  $10^{-2}$  m avec une perméabilité correspondante se situant entre  $10^{-11}$  et  $10^{-9}$  m<sup>2</sup> [9][14]. Considérant la génération d'un champ de pression par une crête de pression de l'ordre de  $10^2$  Pa/m à l'interface glace-océan, les vitesses d'écoulement verticales maximales anticipées à l'intérieur de la glace par la loi de Darcy seraient de l'ordre de  $10^{-3}$  m/s. Ce qui correspond à un nombre de Reynolds de l'ordre de  $10^{-3}$ . À l'horizontale, le diamètre des canaux et l'ordre de grandeur des vitesses de l'écoulement étant inférieurs à ceux retrouvés selon la verticale, le nombre de Reynolds en sera d'autant plus petit.

Ainsi, le nombre de Reynolds d'un écoulement induit par une crête de pression sous des conditions maximales se retrouve en tout point sous la valeur critique de 1 suggérée par Bear [4]. Cette affirmation est d'autant plus vraie lorsque l'on considère que le champ de pression à l'interface glace-océan est appliqué progressivement sur une période de 3 heures. On peut ainsi affirmer avec un haut degré de confiance que l'écoulement généré à l'intérieur de la glace exclusivement sous l'effet de blocage d'une quille de glace sera laminaire et caractérisé par un nombre de Reynolds suffisamment petit pour que la loi de Darcy soit applicable et représentative des vitesses réelles observées dans la glace.

## 2.4. Conservation de la masse

L'équation différentielle de conservation de la masse pour un milieu poreux idéal à deux phases s'énonce tel que [53]:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} = -\nabla \cdot \rho_b \eta \mathbf{V}_b \quad (8)$$

où  $\rho_m$  correspond à la masse volumique de la glace de mer. La masse volumique de la glace de mer ( $\rho_m$ ) est exprimée en fonction des masses volumiques de sa phase liquide ( $\rho_b$ ) et solide ( $\rho_i$ ) et de sa porosité ( $\eta$ ) tel que:

$$\rho_m = \eta \rho_b + (1 - \eta) \rho_i \quad (9)$$

L'équation 8 indique que la variation de la masse en tout point du domaine correspond au divergent du flux de masse généré par l'advection de la saumure à travers la glace poreuse. Notons que cette définition ne permet pas de considérer les effets causés par la variation de salinité de la saumure résultante de la fonte ou du gel à l'intérieur du volume de contrôle. Ces effets sont très petits face à ceux causés par le transport par advection de la saumure et peuvent être négligés.

Par la règle de dérivée de produits, il est possible de réécrire l'équation 8 sous la forme suivante:

$$\frac{\eta}{\rho_b} \frac{d\rho_b}{dt} + \frac{(1-\eta)}{\rho_b} \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\rho_b - \rho_i}{\rho_b} \frac{\partial \eta}{\partial t} = -\nabla \cdot \eta \mathbf{V}_b \quad (10)$$

L'équation de conservation de la masse telle que présentée sous cette forme permet d'illustrer la continuité du volume à travers le milieu poreux. Le premier terme de cette équation correspond à la variation de volume qui est générée par une variation de la masse volumique de la saumure s'écoulant en un point donné du domaine. Puisque notre modèle s'appuie sur les hypothèses décrivant les milieux poreux idéaux, nous considérons la saumure incompressible [53]. Cela signifie que le premier terme de l'équation 10 peut être négligé.

Le second terme correspond à la variation de volume généré par une variation de la masse volumique de la phase solide. Nous considérons dans notre modèle que la glace pure a une masse volumique constante. Par conséquent, ce terme peut également être négligé dans notre équation de conservation.

Le troisième terme de cette équation exprime la variation de volume qui est générée en un point donné du domaine lors d'un changement de phase. La phase fluide de l'eau pure a une masse volumique qui est environ 9% inférieure à celle de sa phase solide [42]. Ainsi, le gel ou la fonte de la glace génère une perte ou une création de volume à l'intérieur du milieu poreux. Il a été démontré que la contribution de ce processus sur le transport net de sel vers l'océan n'est pas significative [11]. De plus, nous avons pu constater que l'implémentation de ce terme affectait de façon importante la stabilité de notre modèle numérique, ce qui nous a amené à exclure cet élément de nos équations. Nous supposons donc que la variation de volume généré par le changement de phase à l'intérieur de la glace de mer est négligeable et n'a pas d'effet sur l'advection de la saumure à travers le milieu poreux.

L'équation différentielle de conservation de la masse exprimée sous la forme d'une équation de continuité du volume à l'intérieur d'un milieu poreux hétérogène et anisotrope s'énonce ainsi telle que:

$$\nabla \cdot \eta \mathbf{v}_b = 0 \quad (11)$$

En vertu des conditions simplificatrices que nous avons imposées à l'équation de conservation de la masse, cette équation infinitésimale signifie que le divergent des vitesses de Darcy doit être nul en tout point du domaine. D'un point de vue macroscopique, cela signifie qu'à un temps donné le flux volumique entrant en un volume de contrôle arbitraire dans la glace de mer doit être égal au flux volumique sortant de ce même volume de contrôle.

### ***2.5.Équation de transport du sel***

L'eau de mer est une solution à deux phases dont le solvant est l'eau et le soluté les sels de mer. À l'intérieur d'un écoulement, les sels et l'eau de la solution ont une vitesse et une trajectoire qui leur est propre. Ainsi, pour que l'écoulement soit complètement déterminé sans l'application d'hypothèses simplificatrices, il est nécessaire de résoudre le champ des vitesses pour chacune des phases de la solution [4]. L'approche qui est communément utilisée pour simplifier le problème consiste à considérer la diffusion du sel indépendamment de l'advection du fluide. Autrement dit, on ne regarde pas le mouvement des sels comme un tout, mais plutôt comme la somme d'un mouvement par advection et par diffusion moléculaire.

À l'exception des problèmes de couche limite, le transport moléculaire du sel est généralement négligeable par rapport au transport

global de masse par advection du fluide [39]. C'est pourquoi le transport par diffusion du sel n'apparaît habituellement pas dans l'équation de conservation de la masse. Le transport moléculaire du sel n'apparaît souvent que dans l'équation de conservation même du sel où il est inclus sous la forme de la loi de Flick. Le transport moléculaire du sel n'étant pas considéré dans notre modèle, l'équation différentielle de conservation du sel s'énonce ainsi telle que :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\eta C_s) + \nabla \cdot C_s \eta \mathbf{v}_b = 0 \quad (12)$$

Cette équation différentielle est exprimée en fonction de la concentration en sels ( $C_s$ ) de la saumure. Elle nous donne la variation de la masse de sel à l'intérieur d'un volume infinitésimal en fonction du bilan advectif de sel appliqué à celui-ci. Notons que le gel ou la fonte de la matrice de glace affecte directement la concentration en sel de la saumure, mais non la masse de sel contenu dans le volume de contrôle. Seul un bilan advectif non nul peut créer une variation de la masse de sel à l'intérieur du volume de contrôle.

De façon générale, il est plus commode d'exprimer cette équation de conservation en fonction de la salinité puisque l'équation d'état de l'eau de mer et la majorité des données expérimentales sont exprimées sous cette forme. Mentionnons que la concentration en sels et la salinité sont deux quantités qui n'ont pas la même signification et qui ne correspondent pas à la même quantité physique. La concentration en sels ( $C_s$ ) mesure la masse de sel contenue à l'intérieur d'une unité de volume de saumure alors que la salinité ( $S_b$ ) mesure la masse de sel

contenue à l'intérieur d'une unité de masse de saumure. Les deux quantités peuvent être mises en relation via la masse volumique de la saumure ( $\rho_b$ ) de telle sorte que  $C_s = \rho_b \cdot S_b$ . Cette dernière expression nous permet donc de substituer la salinité à la concentration en sel dans l'équation de conservation.

Considérant que la dérivée totale de la masse volumique de la saumure est nulle en vertu de l'hypothèse d'incompressibilité, l'équation de conservation différentielle du sel exprimée en fonction de la salinité se réduit à l'expression suivante:

$$S_b \frac{\partial \eta}{\partial t} + \eta \frac{\partial S_b}{\partial t} + \nabla \cdot S_b \eta \mathbf{V}_b = 0 \quad (13)$$

Notons que nous avons fragmenté le terme transitoire par la règle de dérivée des produits. Nous verrons au chapitre suivant que cette opération permettra une linéarisation numérique de cette équation qui est non linéaire lorsqu'écrite sous sa forme différentielle.

## **2.6.Équation de transport de la chaleur**

L'équation de conservation de la chaleur est développée par l'approche des milieux continus à partir du premier principe de la thermodynamique appliqué à la glace de mer. Pour notre modèle, nous ne considérons pas le transport de chaleur par radiation. Ce dernier affecte principalement la couche de surface de la glace qui, comme nous le mentionnons au chapitre 3, n'est pas modélisée directement dans notre modèle. De plus, considérant que l'échelle temporelle du phénomène que nous étudions est semi-diurne, le transport par conduction dans la glace

est négligé par rapport au transport par advection de la saumure. Cet effet est bien illustré en annexe où nous présentons une modélisation de la conduction de la chaleur dans la glace autour d'un canal de saumure. Enfin, nous négligeons également les variations de l'énergie cinétique et potentielle à l'intérieur de la saumure. Sous ces conditions d'approximation, la variation locale de l'énergie contenue à l'intérieur de la glace de mer ( $U_m$ ) est égale au divergent du flux par advection de l'enthalpie de la saumure ( $h_b$ ) à travers le milieu poreux :

$$\frac{\partial U_m}{\partial t} = -\nabla \cdot \rho_b h_b \eta \mathbf{V}_b \quad (14)$$

Rappelons que l'enthalpie et l'énergie interne par unité de masse ( $u_b$ ) de la saumure sont liées par la relation:

$$h_b = u_b + p / \rho_b \quad (15)$$

De plus, l'énergie interne de la glace de mer ( $U_m$ ) correspond à la somme de l'énergie interne des phases liquide et solide tel que:

$$U_m = \eta \rho_b u_b + (1 - \eta) \rho_i u_i \quad (16)$$

où  $u_i$  correspondent à l'énergie interne par unité de masse de la glace. En substituant les équations 15 et 16 dans 14 et en réorganisant les termes par la règle de dérivée des produits, l'équation 16 peut être réécrite sous la forme suivante:

$$\eta \rho_b \frac{\partial u_b}{\partial t} + u_b \left[ \frac{\partial \eta \rho_b}{\partial t} + \nabla \cdot \rho_b \eta \mathbf{V}_b \right] + (1 - \eta) \rho_i \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_i \frac{\partial (1 - \eta) \rho_i}{\partial t} = -\rho_b \eta \mathbf{V}_b \cdot \nabla u_b - \nabla \cdot p \eta \mathbf{V}_b \quad (17)$$

La masse volumique de la glace solide ( $\rho_i$ ) pouvant être considérée constante dans la plage de température du pied de glace et en simplifiant les termes entre crochets par l'équation de conservation de la masse présentée à l'équation 8, l'équation 17 devient:

$$\eta\rho_b\frac{\partial u_b}{\partial t}+(1-\eta)\rho_i\frac{\partial u_i}{\partial t}+\rho_i(u_b-u_i)\frac{\partial\eta}{\partial t}=-\rho_b\eta\mathbf{V}_b\cdot\nabla u_b-\nabla\cdot p\eta\mathbf{V}_b \quad (18)$$

Pour les fluides et les solides, la variation de l'énergie interne peut être supposée comme étant directement proportionnelle à la variation de température ( $T$ ) tel que  $du_b=c_bdT_b$  et  $du_i=c_idT_i$ . Les coefficients  $c_i$  et  $c_b$  correspondent respectivement à la chaleur massique de la glace et de la saumure et sont supposés constants dans notre modèle [54]. Cette hypothèse est raisonnable puisque la plage des températures retrouvées à l'intérieur de la glace est relativement restreinte et a une valeur moyenne qui n'est pas excessivement basse.

Le terme  $(u_b-u_i)$  représente dans cette équation le changement d'énergie interne par kilogramme de matière subissant une fonte. Par hypothèse d'incompressibilité et en négligeant l'effet de contraction lié au changement de phase solide-liquide, ce terme correspond à l'enthalpie de changement de phase, soit  $h_{fs}=h_b-h_i$ .

Nous supposons également que la glace de mer est à l'état d'équilibre thermodynamique. Ceci implique que la température de la phase solide et liquide sont, en tout point du volume de contrôle, toutes les deux à la température de congélation de la saumure de telle sorte que  $T_b=T_i=T_f$ . Nous discuterons plus en détail de cette hypothèse et de ses

implications à la section 2.7.

La substitution de ces approximations dans l'équation 18 nous donne l'équation de conservation de la chaleur pour la glace de mer:

$$C_m \frac{\partial T}{\partial t} + \rho_i h_{sf} \frac{\partial \eta}{\partial t} + c_b \rho_b \eta \mathbf{v}_b \cdot \nabla T + \eta \mathbf{v}_b \cdot \nabla p = 0 \quad (19)$$

La chaleur massique de la glace de mer ( $C_m$ ) correspond à la quantité d'énergie nécessaire pour augmenter d'un degré kelvin la température d'une unité de volume de glace de mer et s'exprime tel que:

$$C_m = \eta \rho_b c_b + (1 - \eta) \rho_i c_i \quad (20)$$

Le premier terme de l'équation 19 correspond à la variation locale de la chaleur à l'intérieur de la glace de mer. Le second terme représente la chaleur latente consommée ou dégagée lors de la fonte ou le gel de la glace. Le troisième terme de l'équation correspond au bilan advectif de chaleur à travers le volume de contrôle. Enfin, le quatrième terme correspond à l'énergie d'écoulement. Ce terme est très petit face au flux de chaleur par advection et peut être négligé.

### ***2.7. Hypothèse d'équilibre thermodynamique de la glace de mer***

À l'intérieur de la glace de mer, la saumure est en équilibre de phase avec les parois de glace des pochettes et des canaux de saumure. Cela signifie que la saumure ne peut coexister dans la glace qu'à sa température de congélation dont la valeur est fonction de sa salinité. Toute variation de température ou de salinité à l'intérieur de la glace de mer est donc accompagnée d'une fonte ou d'un gel aux parois des

pochettes et des canaux de saumure qui, par consommation ou libération de chaleur latente et dilution ou concentration de la saumure, fait évoluer le système glace-saumure vers un nouveau point d'équilibre. La vitesse de ce processus d'adaptation thermodynamique n'est pas instantanée. Elle est limitée par la conductivité thermique de la glace solide et par les mécanismes de mélange du sel et de chaleur dans la saumure.

Par contre, dans la littérature, les modèles de glace reposent sur l'hypothèse que le système glace-saumure contenu à l'intérieur d'un volume élémentaire est en tout temps en équilibre thermique, donc au point de congélation de la saumure. Cela suppose que l'évolution thermodynamique du système glace-saumure soit considérée suffisamment rapide pour compenser instantanément les variations de température et de salinité à l'intérieur du volume de contrôle. Nous procéderons à nos simulations en appliquant cette hypothèse, hypothèse appliquée rappelons-le, par l'ensemble des modèles de glace. Nous discutons cependant de la validité de celle-ci dans le cas d'un phénomène dont l'échelle temporelle est semi-diurne en annexe.

## CHAPITRE 3

### RÉSOLUTION NUMÉRIQUE

#### *3.1. Présentation de la méthode numérique*

Nous résolvons les équations du modèle de glace présentées au chapitre 2 par une méthode numérique aux volumes finis. Nous avons choisi cette méthode parce qu'elle permet de représenter aisément la fonte à l'intérieur de la glace de mer par une approche volumique. De plus, cette méthode facilite la modélisation de conditions frontière ouvertes entre deux milieux hétérogènes lorsque les flux des quantités physiques ne sont pas déterminés.

La méthode des volumes finis consiste à scinder le domaine étudié en un ensemble de volumes de contrôles auxquels sont appliquées les équations de conservation de la masse, de la chaleur et du sel. Les équations sont fractionnées en un schéma d'approximation numérique, ce qui permet de résoudre le champ de vitesses, la variation de salinité et de température de la saumure et la fonte à l'intérieur de chacun des volumes finis à un temps donné. Cette approche a l'avantage d'être à un niveau de résolution mathématique qui demeure près de la physique du phénomène modélisé. L'interprétation des résultats obtenus via cette méthode numérique est alors facilitée.

Les équations de conservation sont appliquées sur une grille numérique rectangulaire de type Arakawa C avec un maillage homogène à pas constant. Sur une telle grille numérique, les valeurs de salinité, température, pression, masse volumique et porosité sont déterminées aux centroïdes des cellules alors que les vitesses sont calculées aux centres des frontières tel que schématisé à la figure 13.

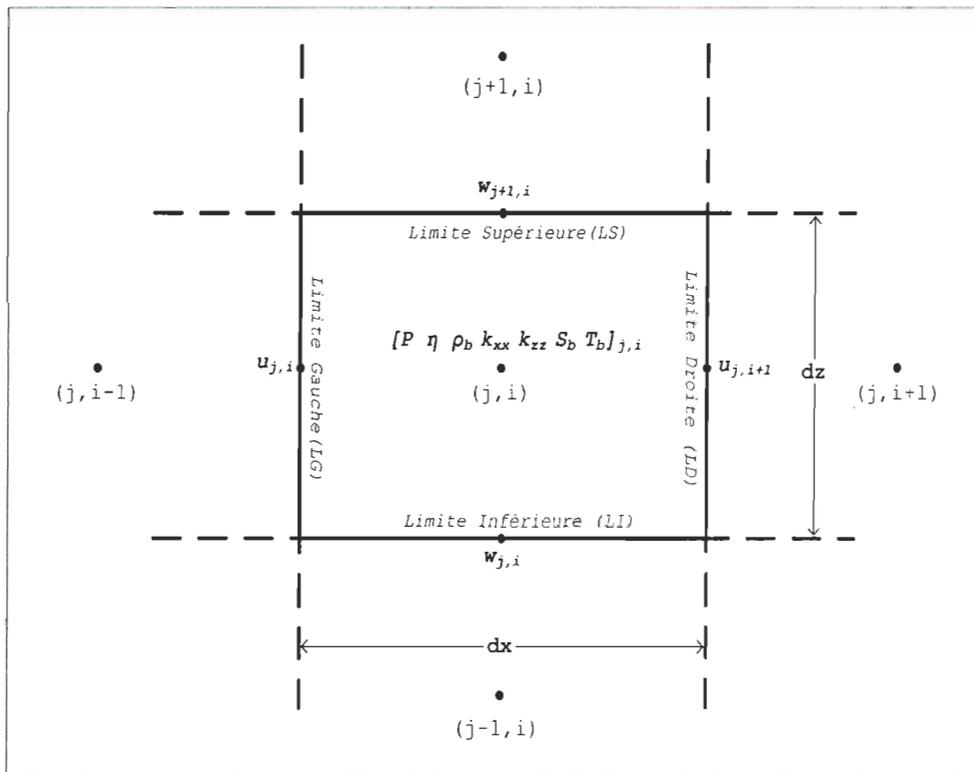


Figure 13: Définition de la grille numérique employée dans le modèle. L'incrémentaire verticale selon l'axe des  $z$  est notée par l'indice  $j$  alors que celle à l'horizontale selon l'axe des  $x$  est notée par l'indice  $i$ . L'axe des  $x$  est orienté perpendiculairement à la crête de pression. Les vitesses de percolation verticales et horizontales sont notées par  $w$  et  $u$

### 3.2. Présentation du domaine

Le domaine modélisé par notre modèle est schématisé à la figure 14. Il est constitué d'une crête de pression unique contiguë à une plaque de glace non déformée d'une épaisseur correspondant à la somme des couches de glace représentées par  $h_1$  et  $h_2$ .

On considère que la dimension longitudinale de la quille est suffisamment grande par rapport à ses deux autres dimensions pour que le problème puisse être abordé en deux dimensions. L'axe des  $x$  correspond à la direction horizontale perpendiculaire à la quille et pointe de la quille vers l'extérieur de la zone modélisée. L'axe des  $z$  correspond à la direction verticale et est orienté de l'océan vers la glace.

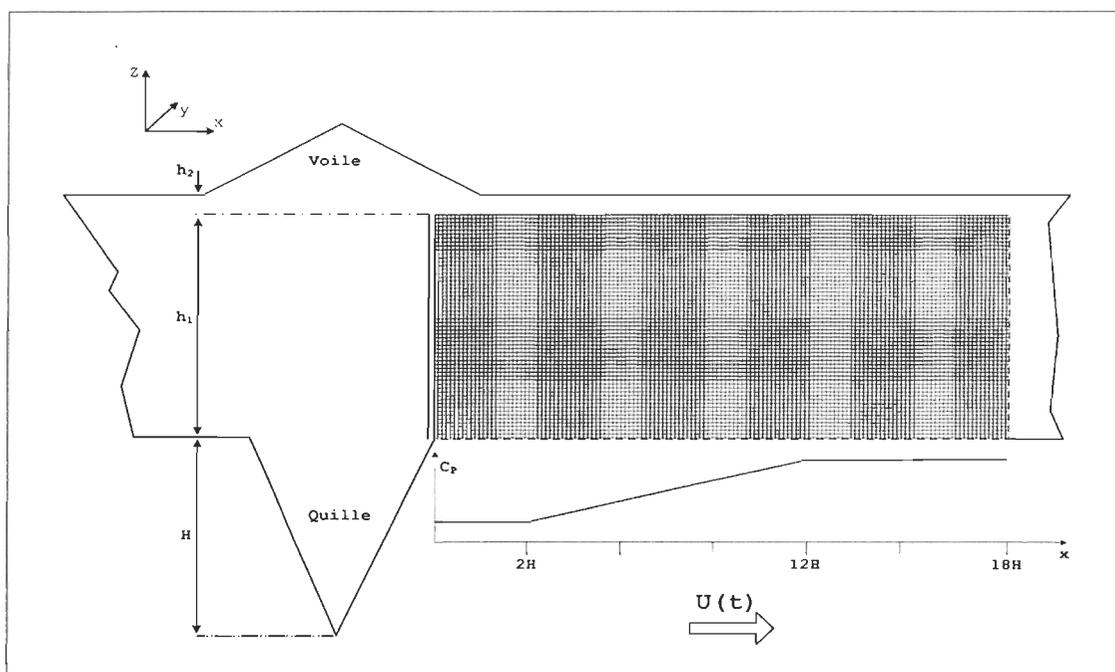


Figure 14: Schématisation du domaine et du profil du coefficient de pression ( $C_p$ )

La glace de mer est résolue à l'intérieur d'un domaine rectangulaire qui est situé immédiatement derrière la crête de pression tel que représenté par la zone quadrillée sur le schéma. Le domaine s'étend à l'horizontale sur une distance correspondant à 18 fois la hauteur de la quille notée  $H$ . À la verticale, le domaine est contraint à l'intérieur de la couche représentée par  $h_1$ . La hauteur de cette couche correspond aux  $3/4$  de l'épaisseur du pied de glace.

En surface, on suppose l'existence d'une couche de glace hautement détériorée par la fonte du couvert de neige et par l'exposition aux rayonnements solaire [9][14][34]. Cette couche est représentée par  $h_2$  sur notre schéma. Sa hauteur est établie à une valeur de 15 cm dans notre modèle d'après les estimations de Freitag et Eicken [14]. Il a été observé que cette couche contient une teneur en eau de fonte élevée pouvant s'écouler sur de grandes distances horizontales le long de la limite physique formée par les deux couches de glace [9][10][14][34]. La percolation verticale de cette eau de fonte à travers le pied de glace est limitée par la couche de glace  $h_1$  qui est plus dense et moins perméable.

Dans notre modèle, nous supposons que la couche de surface est saturée en eau de fonte à l'équilibre hydrostatique pouvant circuler librement à l'horizontale. Cela signifie que le volume de fluide échangé avec la couche de glace en dessous peut continuellement être compensé par un flux horizontal de fluide. La hauteur de la colonne d'eau contenue à l'intérieur de la couche de surface peut alors être supposée constante. Cela se traduit dans notre modèle par l'imposition d'une pression uniforme et constante dans le temps le long de la frontière supérieure

bornant le domaine. Nous discutons de notre approche plus en détail à la section 4.2.5 où nous y faisons une analyse des impacts en rapport avec les résultats obtenus avec notre modèle.

Dans un autre ordre d'idées, sous la glace, on suppose que la couche océanique demeure parfaitement mélangée durant tout le cycle de marée. De ce fait, l'eau directement sous la glace est maintenue à un état thermodynamique constant sur toute la période couverte par la simulation. Nous verrons au chapitre 4 que dans le cas d'un écoulement poreux caractérisé par une phase d'expulsion de la saumure suivie d'une infiltration d'eau de mer dans la couche inférieure du pied de glace, cette hypothèse a un impact sur l'évaluation de la fonte à l'interface glace-océan. Nous discutons plus en détail de cette question à la lumière de nos résultats à la section 4.3.3.

Sous la glace, les conditions d'écoulement sont imposées de façon à reproduire un cycle de marée. Pour ce faire, la composante  $U(t)$  du courant perpendiculaire à la crête de pression est imposée suivant une relation de type sinusoïdale. La première moitié du cycle simule l'effet de blocage de la quille sur le courant marin associé au développement d'une zone protégée derrière cette dernière et au développement et retrait d'un champ de pression à l'interface glace-océan. À l'inversion du courant, durant la seconde moitié du cycle, le domaine modélisé se retrouve en amont de la crête de pression et la pression à l'interface glace-océan est alors considérée uniforme et constante. En réalité et tel qu'il est illustré à la figure 11, on observe une augmentation de la pression à la parois en amont de l'obstacle. Cet aspect n'a pas été inclus dans notre modèle. Notre approche demeure néanmoins conservatrice

car la considération de cet effet augmenterait davantage les échanges volumiques à l'interface glace-océan dont nous voulons démontrer l'importance.

Le champ de pression imposé le long de la frontière inférieure du domaine est calculé à partir de l'équation 3. Ce dernier est fonction de l'orientation et de la vitesse du courant marin par rapport à l'axe de la crête et du profil du coefficient de pression qui est caractéristique de la géométrie de la quille. Durant la phase du cycle de marée où le champ de pression à l'interface est non nul, nous avons établi un profil de  $C_p$  à partir d'une linéarisation du profil mesuré par Feng [12] pour un écoulement turbulent tel que présenté à la figure 11 du chapitre 1. La linéarisation du profil de  $C_p$  le long de la frontière inférieure du domaine est illustrée à la figure 14. La valeur de  $C_p$  est maintenue constante à  $-0.5$  sur une distance de  $2H$  à partir du pied de la quille. À partir de  $2H$ , le coefficient de pression augmente linéairement jusqu'à atteindre une valeur nulle à une distance de la quille correspondant à  $12H$ . Au-delà de cette limite, nous supposons que l'effet de blocage de la quille sur l'écoulement est négligeable. Une valeur de  $C_p$  de  $0$  est conséquemment imposée pour le reste du domaine jusqu'à une distance de  $18H$  par rapport à la quille.

La limite horizontale du domaine au loin de la quille se situe donc à une distance de  $6H$  du point où le blocage de celle-ci n'a plus d'influence sur la pression à l'interface glace-océan. Nous avons établi cette distance à partir d'observations que nous avons faites sur la sensibilité du modèle. Nous avons déterminé qu'à une telle distance la saumure pouvait en tout temps être considérée à l'équilibre hydrostatique

à l'intérieur de la glace, signifiant que l'influence de la quille n'est plus sentie dans la glace. Les caractéristiques de la glace de mer au-delà de cette limite sont donc supposées constantes dans le temps et représentatives de celle d'une glace non déformée durant la période de fonte.

### **3.3.Résolution de la percolation dans la glace**

La glace de mer est un milieu poreux à deux phases dont la porosité varie dans le temps et l'espace en réponse aux variations de température et de salinité de la saumure. Ainsi, la porosité et la perméabilité doivent être déterminées simultanément avec la résolution des équations de conservation de la chaleur, du sel, de la masse et du mouvement en tout point du domaine. Sans l'application d'hypothèses simplificatrices, il faudrait résoudre un système à quatre équations pour calculer nos variables sur chaque maille du modèle et ceci pour chaque pas d'intégration temporel. Cette approche serait très lourde et nécessiterait un temps de calcul important.

En raison des hypothèses que nous avons posées sur les équations du mouvement et de conservation de la masse, le système formé par ces dernières est indépendant du temps. Le champ des vitesses à l'intérieur de la glace peut alors être résolu indépendamment des équations de conservation de la chaleur et du sel. Il est alors possible de développer un schéma numérique permettant de résoudre le champ des vitesses instantanées à l'intérieur de la glace pour une distribution donnée de la masse volumique de la saumure à travers le domaine. Pour ce faire, l'équation de conservation de la masse est intégrée sur un volume fini dU

rectangulaire de dimensions  $dx$  et  $dz$ . L'intégrale de volume est ensuite convertie par le théorème de divergence en une intégrale de contour:

$$\iint_{dU} \nabla \cdot (\eta \mathbf{v}_b) dU = \oint_{ds} \mathbf{n} \cdot (\eta \mathbf{v}_b) ds = 0 \quad (21)$$

La méthode des volumes finis présuppose que les variables physiques sont distribuées uniformément à l'intérieur de chacun des volumes finis. Suivant ce principe, l'équation différentielle se réduit à l'expression suivante:

$$[\eta u]_{LD} \cdot \Delta z - [\eta u]_{LG} \cdot \Delta z + [\eta w]_{LS} \cdot \Delta x - [\eta w]_{LI} \cdot \Delta x = 0 \quad (22)$$

où  $\Delta x$  et  $\Delta z$  sont les pas d'intégration horizontal et vertical respectivement. La substitution des équations de Darcy à l'intérieur de cette expression permet enfin d'obtenir un schéma numérique exprimé exclusivement en fonction de la pression et de la masse volumique de la saumure.

$$\frac{1}{\Delta x} \left[ \frac{k_{xx}}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right]_{LD} - \frac{1}{\Delta x} \left[ \frac{k_{xx}}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right]_{LG} + \frac{1}{\Delta z} \left[ \frac{k_{zz}}{\mu} \left( \frac{\partial p}{\partial z} + \rho_b g \right) \right]_{LS} - \frac{1}{\Delta z} \left[ \frac{k_{zz}}{\mu} \left( \frac{\partial p}{\partial z} + \rho_b g \right) \right]_{LI} = 0 \quad (23)$$

Les indices LD, LG, LS et LI indiquent que l'ensemble des termes contenus à l'intérieur des crochets sont évalués à la frontière droite, gauche, supérieure et inférieure du volume fini.

Les dérivées partielles de pression aux frontières de chacun des volumes finis peuvent ensuite être discrétisées par un schéma numérique aux différences finies centré d'ordre deux. Connaissant la distribution de la masse volumique de la saumure à l'intérieur de la glace en un temps

donné, il est alors possible de résoudre le champ de pression pour l'ensemble des points du maillage par une méthode directe de résolution. Les valeurs des pressions calculées aux centroïdes des volumes finis peuvent ensuite être substituées dans les équations de Darcy pour calculer le champ des vitesses de percolation à l'intérieur du domaine.

Le champ des vitesses à l'intérieur du domaine évolue dans le temps en fonction de la condition de pression imposée à l'interface glace-océan et de la variation du champ de densité de la saumure à l'intérieur de la glace. Pour chaque pas de temps de la simulation, un nouveau champ de vitesses doit donc être recalculé en fonction des nouvelles conditions de pression à l'interface glace-océan et de densité de la saumure à l'intérieur de la glace.

### 3.4. Résolution de la fonte

Tout comme pour l'équation de continuité du volume, les équations de conservation du sel et de la chaleur sont intégrées sur un volume fini  $dU$  rectangulaire de dimensions  $dx$  et  $dz$ . Le théorème de divergence est ensuite utilisé pour transformer l'intégrale de volume du terme de transport advectif en une intégrale de contour. Les équations différentielles pour le transport du sel et de la chaleur transformées selon la méthode des volumes finis peuvent alors être écrites de la façon suivante:

$$\iint_{dU} S_b \frac{\partial \eta}{\partial t} dU + \iint_{dU} \eta \frac{\partial S_b}{\partial t} dU + \oint_{ds} \mathbf{n} \cdot S_b \eta \mathbf{V}_b ds = 0 \quad (24)$$

$$\iint_{dU} C_m \frac{\partial T}{\partial t} dU + \iint_{dU} h_{sf} \rho_i \frac{\partial \eta}{\partial t} dU + \oint_{ds} \mathbf{n} \cdot c_b \rho_b \eta \mathbf{V}_b \cdot T ds = 0 \quad (25)$$

Considérant que les variables sont uniformément distribuées à l'intérieur des volumes finis, on obtient les schémas numériques suivants pour la salinité et la température respectivement:

$$S_b \frac{\partial \eta}{\partial t} + \eta \frac{\partial S_b}{\partial t} + \frac{1}{\Delta x} [S_b \eta u]_{LD} - \frac{1}{\Delta x} [S_b \eta u]_{LG} + \frac{1}{\Delta z} [S_b \eta w]_{LS} - \frac{1}{\Delta z} [S_b \eta w]_{LI} = 0 \quad (26)$$

$$C_m \frac{\partial T}{\partial t} + h_{sf} \rho_i \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{1}{\Delta x} [c_b \rho_b T \eta u]_{LD} - \frac{1}{\Delta x} [c_b \rho_b T \eta u]_{LG} + \frac{1}{\Delta z} [c_b \rho_b T \eta w]_{LS} - \frac{1}{\Delta z} [c_b \rho_b T \eta w]_{LI} = 0 \quad (27)$$

Contrairement au système d'équations que nous avons pour la résolution du champ des vitesses, les équations de conservation du sel et de la chaleur contiennent des termes transitoires et sont donc dépendantes du temps. Différentes méthodes numériques existent pour traiter ce type d'équations aux dérivées partielles. Nous avons opté dans notre modèle pour une méthode qui consiste à fractionner les dérivées partielles selon un schéma de type Euler. Cette méthode de discrétisation temporelle a pour avantage de permettre une résolution explicite, ce qui allège considérablement la complexité et la quantité des calculs numériques.

Par contre, sous certaines conditions, le système d'équations formé est numériquement instable et mène à une divergence des résultats [27]. C'est-à-dire que ce schéma de discrétisation temporelle est conditionnellement stable. Pour que le système soit stable numériquement, le pas de discrétisation temporelle doit être petit par rapport aux vitesses de transport des quantités physiques à travers la grille

numérique. Ainsi, pour un pas de discrétisation spatial donné, la stabilité du modèle peut être atteinte par la réduction du pas en temps. Pour un pas en temps de 60 secondes, nous avons été en mesure de constater que notre modèle demeurerait stable pour l'ensemble des simulations.

Une fois les équations de conservation du sel et de la chaleur discrétisées selon l'espace et le temps, il est alors possible de résoudre l'évolution thermodynamique de la glace de mer en chacun des volumes finis du domaine. Les équations de transport du sel et de la chaleur forment un système linéaire couplé via l'expression de la température de congélation de la saumure (équation 1).

Ainsi, supposant que la glace de mer soit complètement définie au temps  $\tau$  pour l'ensemble des volumes finis du domaine, il suffit de résoudre le système d'équations pour obtenir les salinités, températures et porosités correspondantes au temps  $\tau+1$  en chacune des cellules du domaine. Une fois les champs de salinité, température et porosité complètement déterminés au temps  $\tau+1$  pour l'ensemble du domaine, on substitue les nouvelles valeurs dans l'équation de mouvement et de conservation de la masse et on recalcule un nouveau champ de vitesses au temps  $\tau+1$ . L'évolution du champ des vitesses tient ainsi compte de l'évolution du champ de densité dans la glace et de l'évolution du champ de pression à l'interface glace-océan. Ce champ de vitesses est par la suite utilisé pour calculer les champs de salinité, température et porosité au temps  $\tau+2$ . On répète ainsi cette suite d'opérations pour la durée totale de la simulation.

### 3.5. Conditions d'écoulement aux limites

À la limite supérieure du domaine, nous avons imposé une condition d'écoulement ouverte de façon à représenter la discontinuité de milieu qui existe entre les deux couches de glace  $h_1$  et  $h_2$ . La vitesse verticale à cette frontière est donnée par un schéma aux différences finies de premier ordre établi à partir de la condition de pression hydrostatique imposée à la limite supérieure tel que discuté à la section 3.2. La condition sur les caractéristiques de salinité et de température du fluide échangé à cette frontière est fonction de l'orientation de l'écoulement. Lorsque l'écoulement est sortant, les caractéristiques du fluide échangé sont celles de la saumure contenue dans les cellules situées immédiatement sous la frontière supérieure du domaine. Lorsque l'écoulement est entrant, l'état du fluide échangé est celui de l'eau de surface correspondant à une eau de fonte ayant une salinité nulle et une température de 0 °C.

L'interface glace-océan est également modélisée par une frontière ouverte et permet de représenter la discontinuité de milieu entre la glace et la couche océanique. La stratégie utilisée pour modéliser cette frontière est similaire à celle employée pour la limite supérieure du domaine. La condition sur la vitesse verticale du fluide à l'interface glace-océan est donnée par un schéma de discrétisation aux différences finies de premier ordre établi à partir de la condition instantanée de pression imposée sous la glace. Les caractéristiques du fluide échangé à la frontière sont également dépendantes du sens de l'écoulement vertical. Lorsque le flux volumique est sortant, les caractéristiques du fluide sont celles de la saumure des cellules situées juste au-dessus de la

frontière. Inversement, lorsque le flux volumique est entrant, les caractéristiques du fluide sont celles de l'eau de mer présente dans la couche océanique sous la glace.

Tel que présenté à la section 3.2, le domaine est borné à gauche par la crête de pression. Puisque les caractéristiques thermodynamiques de la glace et du réseau poreux à l'intérieur des crêtes ne sont pas bien connues à ce jour, il aurait été difficile d'incorporer de façon réaliste la zone occupée par la crête dans le modèle. À cette limite nous imposons donc une condition d'imperméabilité de façon à exclure cette dernière du domaine. Le fait de bloquer les échanges à cette frontière demeure néanmoins une solution viable puisqu'elle correspond à un scénario conservateur. Le fait d'exclure la crête du modèle ne fait que sous-estimer l'ampleur du phénomène dont nous voulons démontrer l'importance au niveau des échanges entre la glace et l'océan. En effet, la région située en amont de la crête est le site d'une surpression imposée par le déplacement de la couche limite lorsque le courant rencontre celle-ci. Si considérée, cette surpression ne pourrait qu'alimenter davantage l'écoulement poreux pour accroître le volume de saumure sortant dans la zone abritée en aval de la crête. Cependant, nous verrons au chapitre 4 que l'écoulement dans la glace est principalement vertical. On peut supposer que les échanges volumiques entre la glace située au-dessus de la zone protégée et celle contenue dans le corps de la crête de pression demeureraient tout de même limités même si la frontière entre les deux milieux était ouverte.

Enfin, à une distance de  $18H$  de la quille, le domaine est borné à droite par une limite ouverte. Les états thermodynamique et

hydrodynamique de la saumure au-delà de cette frontière étant connus, la condition de vitesse imposée à cette limite est donnée par un schéma de discrétisation aux différences finies centré de second ordre. Enfin, les caractéristiques du fluide échangé à la frontière sont obtenues par une moyenne calculée entre les cellules adjacentes à la limite et les valeurs que nous avons imposées pour une glace non déformée.

## CHAPITRE 4

### RÉSULTATS ET DISCUSSION

Nous présentons dans ce chapitre les résultats d'un ensemble de simulations dans lesquelles nous testons la sensibilité de notre modèle de glace poreuse soumise à un champ de pression à son interface glace-océan aux différents paramètres contrôlant la stabilité de l'écoulement. Nous discutons en parallèle de l'impact d'un cycle semi-diurne du champ de pression sur l'établissement d'un processus d'exportation de saumure accompagné d'une infiltration d'eau marine dans le réseau poreux de la glace. Enfin, nous dressons un bilan thermodynamique de cette dynamique et discutons des implications sur le traitement des échanges globaux océan-glace-atmosphère.

#### ***4.1. Cadre de la simulation***

La hauteur de la quille de glace est établie à 1.5 m [18]. Le domaine ou portion de la glace étudiée est contigu à une plaque de glace non déformée et d'une épaisseur égale à 1 m [18]. La stratification de la saumure à l'intérieur de la glace est déterminée par le profil de salinité, lui-même imposé par le profil de température vertical. Comme condition initiale au modèle, nous imposons un profil linéaire entre la salinité à l'interface glace-océan ( $S_{interface}$ ) et une salinité nulle à la limite supérieure du domaine poreux. Cette condition initiale est caractéristique de la période de fonte alors que la phase de transition

hiver-printemps est achevée. À ce stade, le drainage de la saumure et la dilution de celle-ci causée par l'augmentation de la température interne de la glace permettent l'établissement d'un gradient de densité stable et croissant dans la glace. Dans notre modèle, le niveau initial de stratification de la saumure à l'intérieur de la glace est donc caractérisé directement par la salinité imposée à l'interface glace-océan.

Sous la glace, le champ de pression est établi en fonction de l'orientation et de la vitesse du courant marin perpendiculaire à l'axe de la crête et du profil du coefficient de pression tel que présenté au chapitre 3. Il est connu que les dimensions et la forme des quilles de glace sont variables [47]. Se rappelant que le profil de  $C_p$  est directement lié à la géométrie de l'obstacle [24], le cas simulé ici ne peut représenter qu'un cas type. Cependant, la méthode permet d'explorer l'ensemble des dimensions physiques du phénomène pour un cas réaliste. D'autres simulations pourraient être nécessaires pour évaluer l'impact sur d'autres profils de quilles et permettre une exploitation de nos résultats à l'intérieur de modèles de glace globaux.

Pour toutes les simulations, une porosité uniforme de 0.1 a été imposée pour l'ensemble des cellules du domaine d'après les mesures de Eicken et al. [9]. La perméabilité verticale est par la suite calculée selon la relation empirique présentée à l'équation 6. Enfin, la valeur de la perméabilité horizontale est établie au dixième de la perméabilité verticale conformément à ce que nous avons présenté au chapitre 2.

Le domaine modélisé, tel que présenté à la figure 14, est divisé en une grille numérique de 100 cellules horizontales par 25 cellules verticales. Les cellules ont une largeur de 27 cm et une hauteur de 3 cm. Le pas de temps de la simulation est de 60 secondes. Les simulations sont menées sur un cycle de marée dont nous avons défini la période à 12 heures, ce qui correspond à un nombre de 720 itérations numériques. Le temps zéro de nos simulations correspond au moment où le champ de pression derrière la quille commence à se développer suite à l'inversion du courant de marée orienté perpendiculairement à la quille.

Le tableau 1 présente les paramètres établissant les conditions pour chacune des simulations réalisées. Les simulations S1 à S3 ont une même valeur de salinité imposée à l'interface glace-océan ( $S_{interface}$ ) de 27, mais ont des valeurs d'intensité maximale du courant marin ( $U_0$ ) variant de 5 à 10 cm/s. Les simulations S4 à S7 ont des valeurs de salinité imposées à l'interface glace-océan ( $S_{interface}$ ) variant de 10 à 25, mais ont une même intensité maximale du courant marin de 10 cm/s.

**Tableau 1: Conditions caractérisant les simulations réalisées avec notre modèle**

	$U_0$ (cm/s)	$S_{interface}$
S1	5	27
S2	10	27
S3	15	27
S4	10	25
S5	10	20
S6	10	15
S7	10	10

Nous présentons les résultats dans ce chapitre en deux blocs. Le premier bloc contient les simulations S1 à S3 et permet d'étudier la sensibilité du modèle à différentes amplitudes du champ de pression dont les valeurs sont déterminées par l'intensité maximale du courant marin. Le second bloc rassemble la simulation S2 et les simulations S4 à S7 et permet de comparer, pour un courant donné, le comportement de l'écoulement poreux pour différents niveaux de stratification verticale de la saumure dont les valeurs sont déterminées par la salinité à l'interface glace-océan.

## ***4.2. Caractérisation hydrodynamique***

### ***4.2.1. Profils des vitesses verticales à l'interface glace-océan***

Pour l'ensemble des simulations, nous avons d'abord regardé la distribution des vitesses verticales le long de l'interface glace-océan. Mentionnons en premier lieu que l'on anticipe un écart entre les vitesses de percolation verticales et horizontales de la saumure de 2 ordres de grandeur. Cet écart est attendu parce que la percolation horizontale est limitée en premier lieu par la perméabilité horizontale de la glace qui est inférieure d'un ordre de grandeur à la perméabilité verticale [13]. Deuxièmement, les dimensions verticales du domaine sont inférieures d'un ordre de grandeur aux dimensions horizontales. Sous ces conditions, on s'attend à ce que l'écoulement généré dans la glace soit principalement orienté verticalement et qu'il comporte une légère composante horizontale en direction de la quille.

Les figures 15 et 16 présentent les profils des vitesses verticales le long de l'interface glace-océan au quart et à la moitié du cycle de marée. On observe pour l'ensemble des simulations que les vitesses demeurent constantes à l'intérieur d'une zone située immédiatement derrière la quille. À partir d'une distance de  $2H$  de la quille,  $H$  étant la hauteur de la quille, on observe une réduction linéaire des vitesses verticales jusqu'à l'atteinte d'une valeur nulle à la limite de  $12H$ . Cette limite correspond, rappelons-le, à l'étendue de la zone affectée

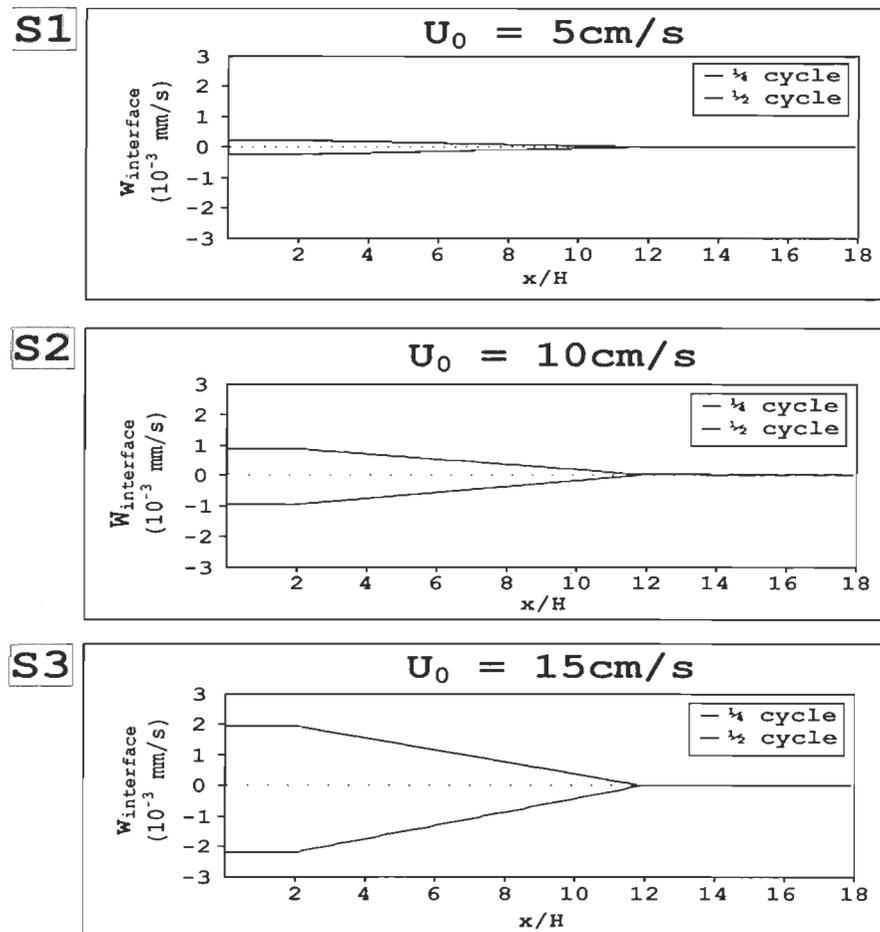


Figure 15: Profils des vitesses verticales le long de l'interface glace-océan pour les simulations S1 à S3 au quart et à la moitié du cycle de marée

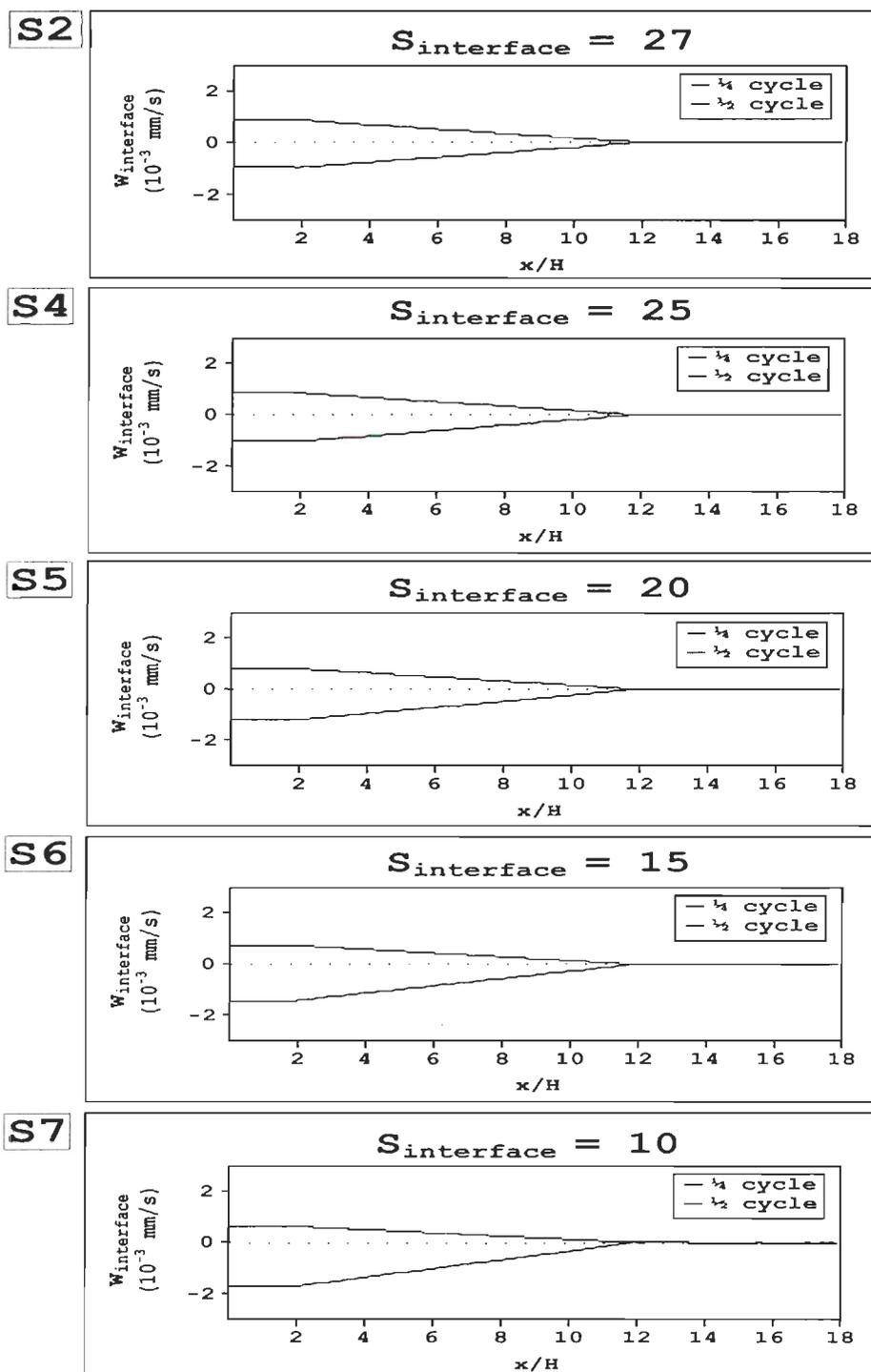


Figure 16: Profils des vitesses verticales le long de l'interface glace-océan pour les simulations S2 et S4 à S7 au quart et à la moitié du cycle de marée

par l'effet de blocage de la quille. La distribution des vitesses observées derrière la quille est fortement corrélée avec le profil du champ de pression imposé sous la glace tel que décrit à la section 3.2 et illustré à la figure 14.

Tel qu'anticipé, les vitesses de percolation verticales sont supérieures de 2 ordres de grandeur aux vitesses de percolation horizontales dont nous présentons les profils à la section 4.2.2. Il est pertinent de mentionner que la différence observée entre les vitesses horizontales et verticales est indépendante de la vitesse du courant marin et de la stratification de la saumure.

Durant le premier quart du cycle de marée, les vitesses verticales données aux figures 15 et 16 sont négatives. Cela suggère une expulsion de la saumure vers l'océan associée à la période de développement du champ de pression sous la glace. Inversement, la seconde moitié du cycle est caractérisée par des vitesses verticales positives à l'interface, indiquant une infiltration d'eau de mer dans la glace. Ce balancement vertical de la saumure suivant l'imposition d'un cycle semi-diurne sur le champ de pression à l'interface glace-océan sera traité plus en détail à la section 4.2.3.

À l'intérieur de la glace, on observe enfin que les vitesses de percolation verticales sont presque parfaitement uniformes sur toute la colonne de la glace avec des variations de l'ordre de 0.01%. Les profils présentés aux figures 15 et 16 donnent donc une bonne représentation de l'allure des vitesses verticales retrouvées pour toute l'épaisseur du pied de glace. Ceci s'explique par les faibles vitesses horizontales

comparativement aux vitesses verticales. En vertu de la conservation de la masse, l'écoulement vertical est nécessairement quasi uniforme sur toute la colonne de la glace.

#### 4.2.2.Écoulements poreux horizontaux dans le pied de glace

Conformément à notre hypothèse de départ, les vitesses horizontales observées dans la glace sont inférieures de 2 ordres de grandeur par rapport à celles calculées selon la verticale. Le transport horizontal de la saumure à l'intérieur de la glace est toujours orienté vers la quille et n'est significatif que sur la portion du domaine où le champ de pression sous la glace présente un gradient linéaire. C'est à dire, à l'intérieur de la région située entre  $2H$  et  $12H$  derrière la quille tel qu'illustré sur le graphique de la figure 17 donnant les vitesses de percolation horizontale le long du domaine au centre du pied de glace pour la simulation S5.

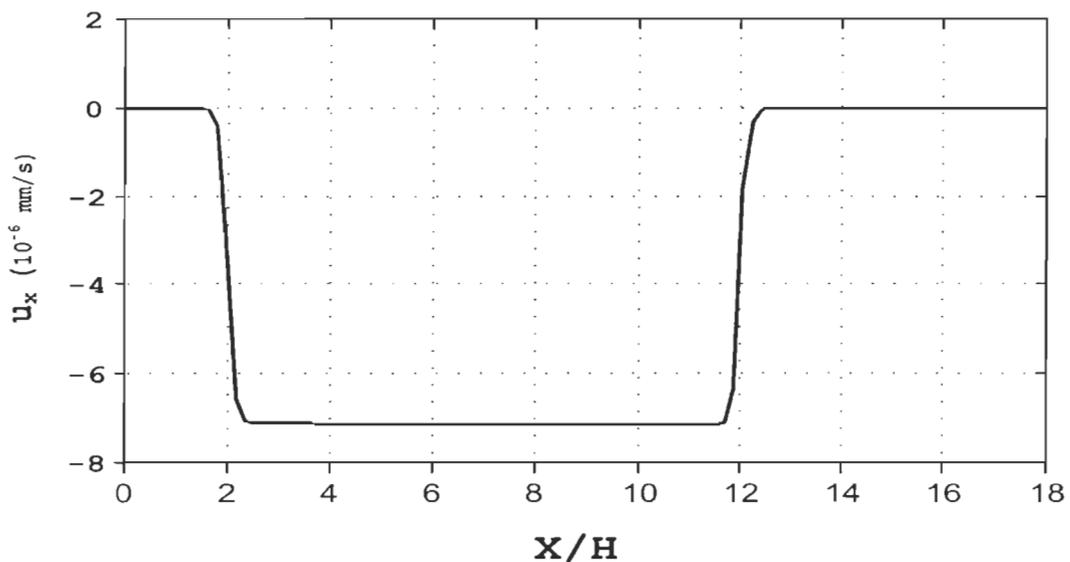


Figure 17: Profils des vitesses horizontales le long du domaine au centre du pied de glace pour la simulation S5 au quart du cycle de marée

Il est clair que l'imposition d'un champ de pression présentant 2 points de discontinuité à 2H et 12H limite la validité de ces résultats. Cependant, les résultats obtenus dans le centre du domaine sont cohérents et permettent de valider le modèle. De plus, compte tenu de l'impact négligeable des écoulements poreux horizontaux sur le bilan global du transport de saumure, cette limitation ne compromet aucunement les conclusions de cette recherche.

Dans un même ordre d'idées, les figures 18 et 19 présentent les profils des vitesses de percolation horizontales à travers l'épaisseur du pied de glace au centre du domaine à une distance de 8H de la quille. Chaque graphique donne le profil de vitesse au quart et à la moitié du cycle de marée. On observe que la vitesse est maximale à l'interface glace-océan et diminue graduellement jusqu'à l'atteinte d'une valeur nulle à la limite supérieure du domaine. Ceci illustre qu'à mesure que l'on remonte dans la glace, l'effet du champ de pression sur la percolation horizontale est graduellement atténué par la friction dans le réseau de canaux, friction paramétrée par le coefficient de perméabilité.

La percolation horizontale est stimulée par deux facteurs dans la glace: le gradient horizontal de pression à l'interface glace-océan et le gradient horizontal de densité de la saumure. Durant le premier quart du cycle de marée, les profils de vitesses présentés aux figures 18 et 19 suggèrent que l'écoulement horizontal de la saumure est en phase avec le cycle de développement du champ de pression à l'interface. Cela se traduit par un accroissement linéaire des vitesses horizontales dans l'épaisseur du pied de glace. Alors que le courant s'inverse et que le champ de pression sous la glace se dissipe, l'effet de ce dernier sur

l'écoulement horizontal devient moins important. L'écoulement horizontal résiduel qui subsiste dans la glace est alors stimulé par le gradient horizontal de densité qui s'est installé dans la glace sous l'effet de l'infiltration d'eau de mer dans le réseau poreux. Cela se traduit par une déviation des vitesses horizontales près de l'interface glace-océan. L'effet est particulièrement bien souligné pour les simulations S4 à S7 où l'écart entre la salinité imposée à l'interface et celle de l'eau de mer cause le développement d'un gradient de densité horizontal plus marqué dans la partie inférieure du pied de glace.

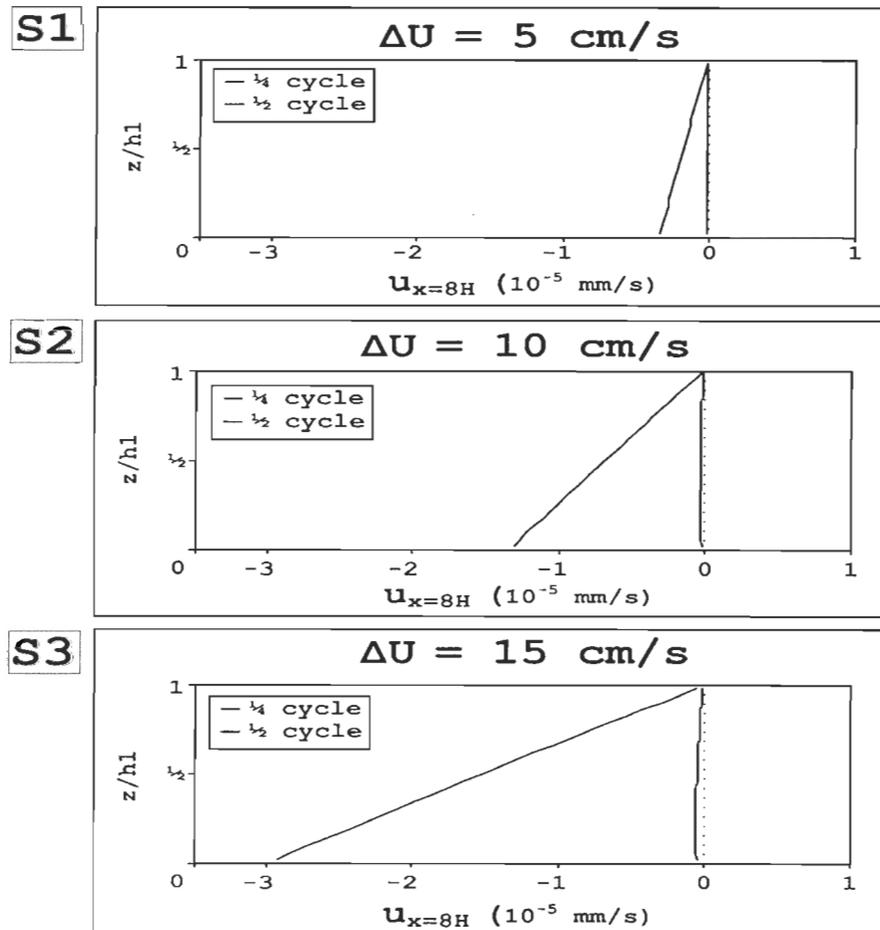


Figure 18: Profils des vitesses horizontales à travers l'épaisseur du pied de glace à une distance de  $8H$  de la quille pour les simulations S1 à S3 au quart et à la moitié du cycle de marée

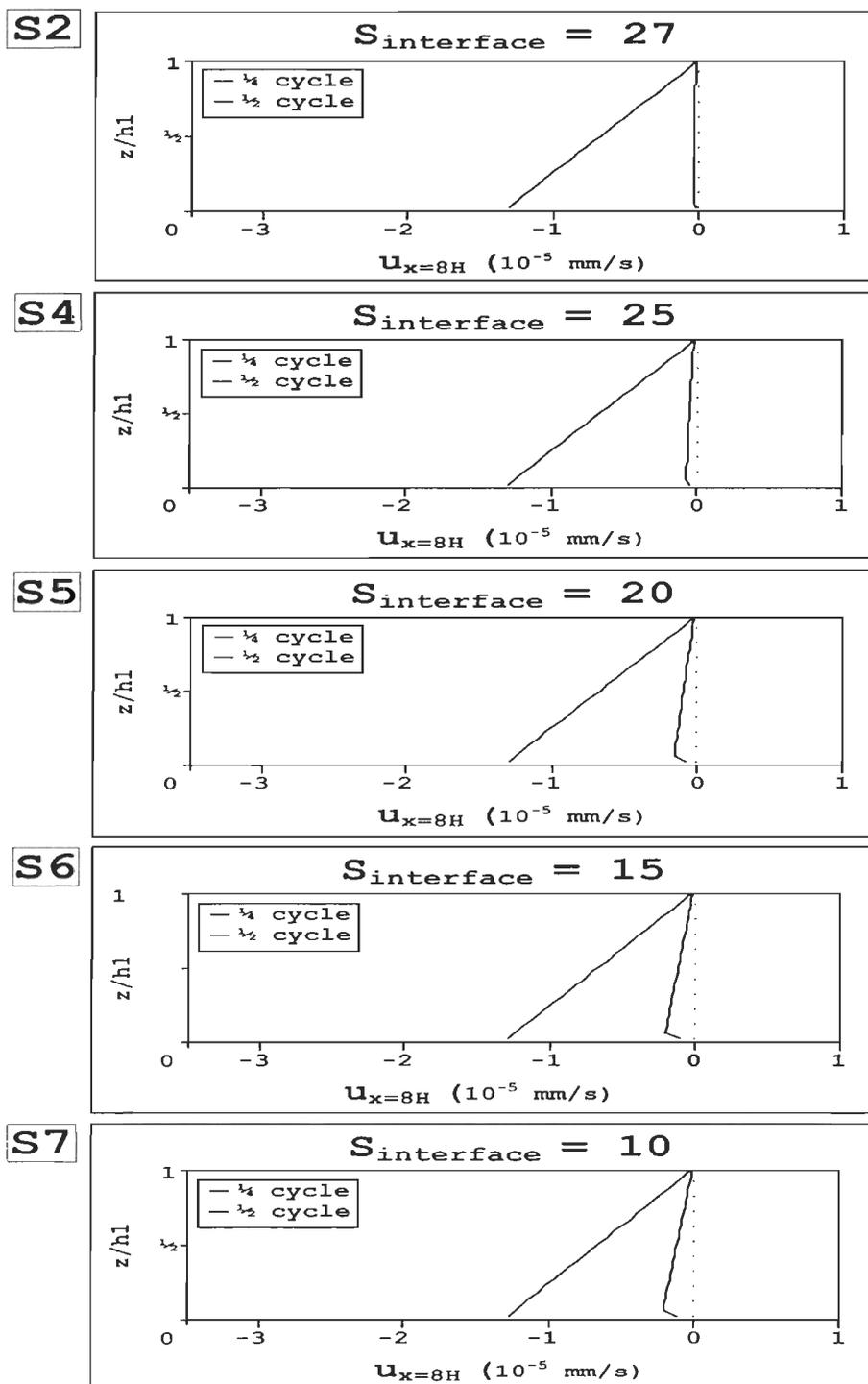


Figure 19: Profils des vitesses horizontales à travers l'épaisseur du pied de glace à une distance de  $8H$  de la quille pour les simulations S2 et S4 à S7 au quart et à la moitié du cycle de marée

En conclusion, les résultats présentés aux sections 4.2.1 et 4.2.2 confirment l'essence de l'hypothèse principale posée en prémices à ce projet. C'est-à-dire l'établissement d'un écoulement poreux forcé par le champ de pression développé dans le sillage d'une crête de pression et plus particulièrement une exportation de saumure dans la zone abritée par la quille. La figure 20 présente une adaptation d'un schéma que nous avons réalisé en début de projet lors de la présentation de la problématique.

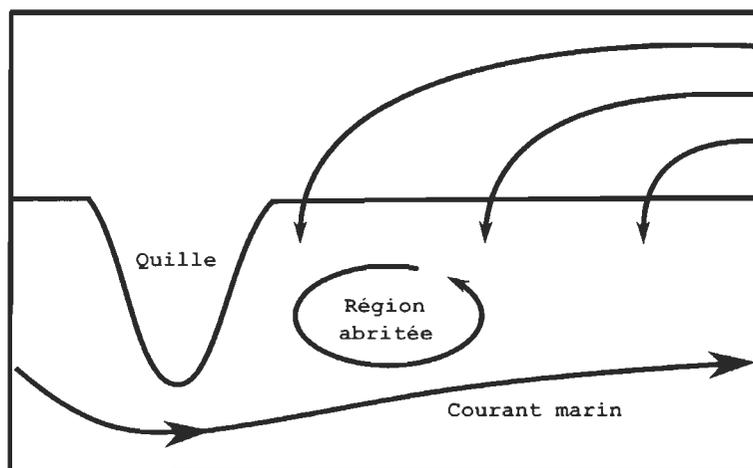


Figure 20: Schématisation de la représentation de l'écoulement de la saumure dans la glace telle qu'initialement imaginé en début de projet

Cependant, à la lumière des résultats numériques que nous avons présentés dans cette section, nous constatons que le modèle de circulation dans le pied de glace initialement proposé n'était pas tout à fait exact. Grâce aux simulations réalisées avec notre modèle de glace, nous avons illustré que le mouvement horizontal de l'écoulement était beaucoup plus restreint que ce que nous avons conceptualisé au départ. Le comportement hydrodynamique du bassin de saumure dans la glace, tel

que nous le décrivons en détail à la section suivante, est principalement une adaptation verticale de toute la colonne de saumure à la variation de la pression à l'interface glace-océan. L'écoulement horizontal joue un rôle très limité pour les conditions simulées par notre modèle.

#### **4.2.3. Adaptation hydrodynamique de la colonne de saumure**

Cette section présente une compilation de nos simulations afin d'analyser le comportement hydrodynamique du bassin de saumure en fonction du champ de pression imposé à l'interface glace-océan et du gradient vertical de salinité dans la glace. Les figures 21 et 22 présentent l'évolution temporelle de la vitesse de percolation verticale ( $w$ ) à l'interface glace-océan (graphique A) et du déplacement vertical ( $\Delta h$ ) de la colonne de saumure dans le réseau poreux (graphique B) à une distance de  $1H$  de la quille.

Le processus vertical d'adaptation hydrodynamique de la saumure au cours d'un cycle de marée peut être décrit pour l'ensemble des simulations en 2 phases: une phase d'expulsion de la saumure et une phase de retour à l'équilibre hydrostatique avec la condition normale de pression sous la glace. La première phase est associée à la génération d'un champ de pression à l'interface glace-océan dans la zone protégée par la quille et à l'expulsion de la saumure de la glace vers la couche océanique. La seconde phase correspond au retrait du champ de pression et à la remontée de la saumure dans la glace accompagnée d'une infiltration d'eau de mer dans la couche inférieure du pied de glace.

Lors de la phase d'expulsion de la saumure, la baisse de la pression sous la glace crée une instabilité hydrodynamique qui induit des vitesses

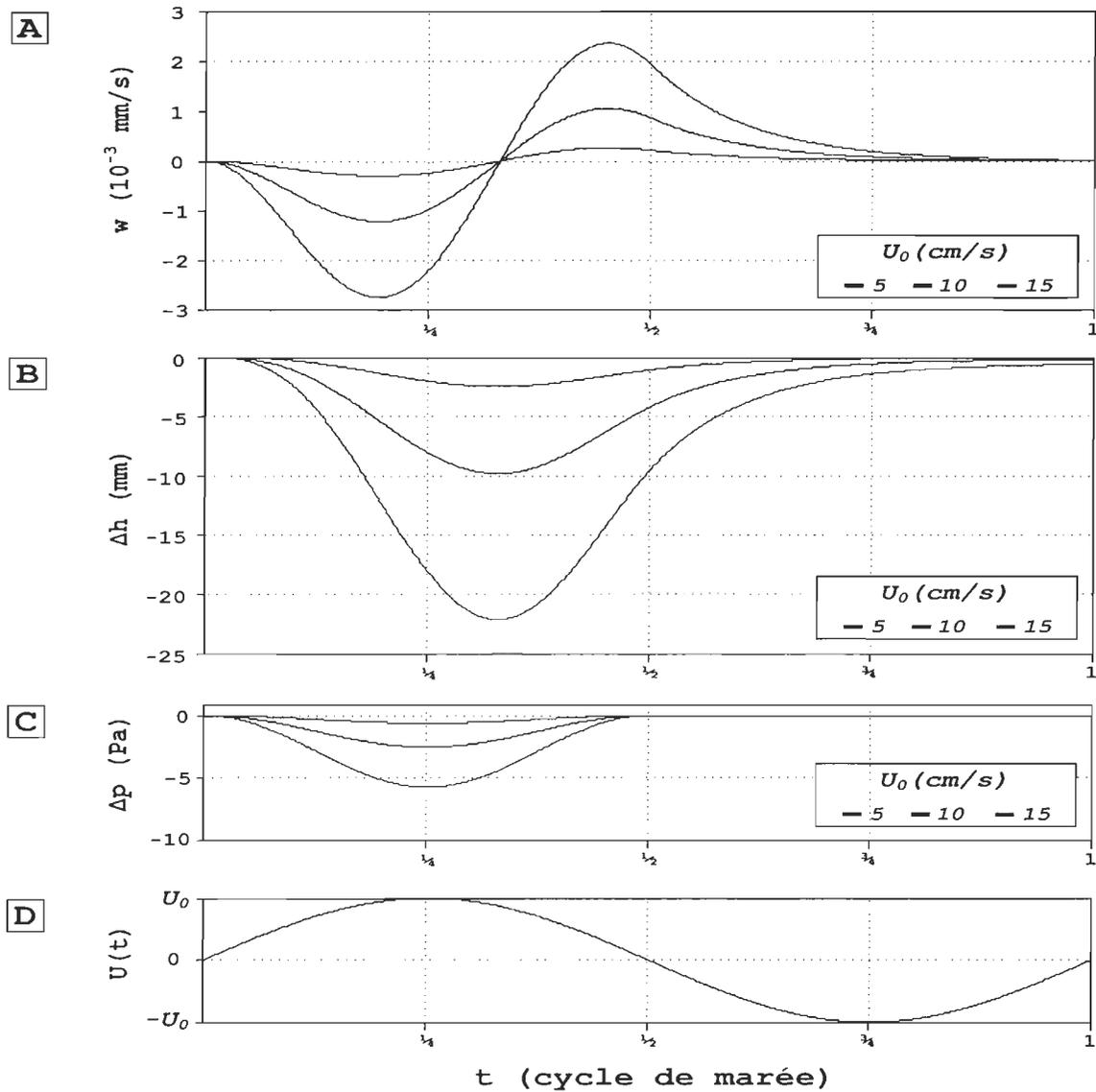


Figure 21: Vitesse de percolation verticale à l'interface glace-océan (graphique A), déplacement vertical de la saumure dans le réseau poreux (graphique B) et variation de la pression sous la glace (graphique C) à une distance de  $1H$  de la quille pour les simulations S1 à S3. Cycle du courant de marée (graphique D)

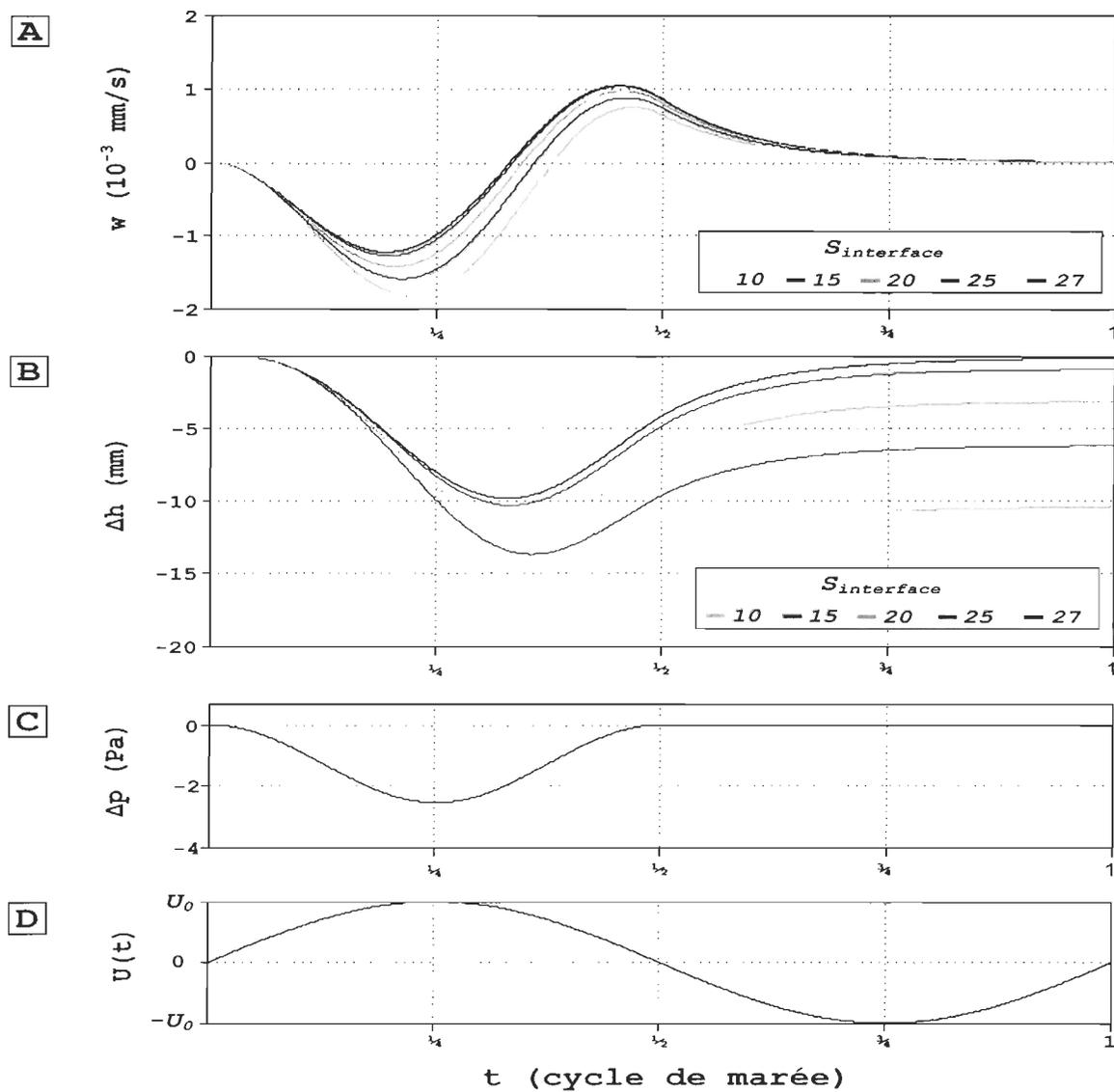


Figure 22: Vitesse de percolation verticale à l'interface glace-océan (graphique A), déplacement vertical de la saumure dans le réseau poreux (graphique B) et variation de la pression sous la glace (graphique C) à une distance de  $1H$  de la quille pour les simulations S2 et S4 à S7. Cycle du courant de marée (graphique D)

de percolation verticales négatives dans la colonne de saumure. Il en résulte un déplacement vertical de celle-ci vers le bas et une exportation de saumure vers l'océan, ceci validant notre hypothèse initiale. Par conservation de la masse, la saumure qui est expulsée de la glace est remplacée en surface par de l'eau de fonte issue d'un écoulement transversal dans la couche de glace hautement dégradée [34]. Ceci est discuté plus en détail à la section 4.2.5. La saumure expulsée de la glace ayant une masse volumique supérieure à celle de l'eau de fonte qui la remplace en surface, il en résulte une réduction graduelle du poids de la colonne de saumure.

Au quart du cycle de marée, la pression sous la glace commence à remonter graduellement vers sa valeur normale. L'expulsion de la saumure se poursuit alors jusqu'à ce que la pression sous la glace et le poids de la colonne de saumure rencontrent un point d'équilibre. L'atteinte de cette condition signifie le passage entre la phase d'expulsion de la saumure et celle associée à l'infiltration d'eau de mer dans la glace.

Le début de la seconde phase est alors marqué par une inversion de la vitesse de percolation verticale à l'interface glace-océan, indiquant une remontée de la saumure dans le réseau poreux et une infiltration d'eau de mer dans la couche inférieure du pied de glace. Par conservation de la masse, l'eau de mer pénétrant dans la partie inférieure de la glace est compensée à la limite supérieure par un rejet de saumure dans la couche de surface. La masse volumique de l'eau de mer étant supérieure à celle de l'eau rejetée en surface, il en résulte une augmentation du poids de la colonne de saumure venant contrebalancer la réduction produite lors de la phase d'expulsion. La seconde phase se poursuit

jusqu'au retour du système à un état d'équilibre hydrostatique avec la condition normale de pression sous la glace.

À la suite de la description que nous avons faite du processus vertical d'adaptation hydrodynamique de la saumure au cours d'un cycle de marée, il est pertinent d'ajouter quelques observations supplémentaires pouvant être tirées de nos résultats. On remarque pour l'ensemble des simulations que l'écoulement poreux de la saumure n'est pas en phase avec la variation de la pression sous la glace. Ceci est particulièrement bien illustré au graphique A de la figure 21 alors que l'inversion des vitesses de percolation verticales à l'interface, signifiant la fin de l'expulsion de la saumure et le début de l'infiltration d'eau de mer, survient après que la pression sous la glace ait commencé à remonter vers sa condition normale. Ce comportement indique clairement que la réduction du poids de la colonne de saumure produite au cours de la phase d'expulsion est inférieure à la dépression maximale de la pression obtenue au quart du cycle de marée, alors que la vitesse du courant atteint son intensité maximale. Cela s'explique par le fait que l'écoulement de la saumure dans la glace est restreint par la perméabilité verticale de cette dernière. En raison d'un écoulement vertical insuffisant, la réduction du poids de la colonne de saumure est retardée par rapport à la variation de la pression sous la glace durant le cycle.

Dans un même ordre d'idées, on observe au graphique A de la figure 22 que plus la salinité de la saumure expulsée de la glace est faible, plus l'inversion des vitesses de percolation verticales à l'interface est retardée dans le cycle de marée. Ceci indique que, pour

une même condition de pression imposée sous la glace, la réduction du poids de la colonne saumure produite au cours de la phase d'expulsion diminue lorsque les valeurs de salinité à l'interface sont plus basses et ce, malgré le fait que l'expulsion de la saumure associée soit plus importante tel qu'illustré au graphique B de la figure 22. Nous verrons à la section suivante, où nous faisons une analyse des bilans volumiques à l'interface glace-océan dans la zone affectée par la quille, que cela a un impact direct sur les volumes d'eau de mer remontant dans la couche inférieure du pied de glace. Nous verrons également que cela joue un rôle dans l'asymétrie de l'écoulement pouvant être observée entre la phase d'expulsion et celle de remontée de la saumure dans la glace. Cette asymétrie est particulièrement bien illustrée au graphique B de la figure 22 où la remontée de la saumure dans la glace au terme du cycle de marée est inférieure au déplacement vers le bas produit lors de la phase d'expulsion.

En résumé, la compilation des résultats présentés dans cette section nous a permis de décrire la dynamique d'expulsion de la saumure sous la glace, laquelle est suivie par un retour à l'équilibre hydrostatique du bassin de saumure accompagné d'une infiltration d'eau de mer dans la partie inférieure du pied de glace. Il faut souligner en outre que sous certaines conditions, l'épaisseur du pied de glace affecté par la remontée de l'eau de mer peut atteindre une hauteur de plus de 2 cm. Cette infiltration d'eau de mer à l'intérieur du pied de glace se traduit par une augmentation de la salinité sur la seconde moitié du cycle semi-diurne et ceci pour l'épaisseur de la couche sujette à l'infiltration seulement. Pour cette couche de glace, la dynamique cyclique

d'importation d'eau marine suivie de l'expulsion de celle-ci à l'inversion du courant conduit à soumettre la paroi des canaux de saumure à une succession de périodes de fonte lorsque l'eau de mer pénètre puis de gel en phase d'expulsion lorsque les eaux moins salées situées plus haut dans la glace descendent vers l'interface. En parallèle, l'eau expulsée de la glace emporte avec elle le produit de la fonte des parois du réseau vers l'océan et en conséquence, cela constitue un transfert net de chaleur latente de la glace vers l'océan. La section 4.3.1 décrit plus en détail ce processus et discute des implications au niveau du flux de chaleur latente glace-océan.

#### **4.2.4. Bilans volumiques**

Nous présentons dans cette section une analyse des bilans volumiques compilés pour un cycle de marée dans de la zone affectée par la quille en fonction du champ de pression imposé à l'interface glace-océan et du gradient vertical de salinité dans la glace. Les figures 23 et 24 présentent, en fonction de la distance horizontale relative à la quille, une compilation du flux volumique par unité de surface calculé à l'interface glace-océan pour la phase d'expulsion de la saumure (graphique A) et la phase associée à l'infiltration d'eau de mer (graphique B). De plus, on présente au graphique C le bilan expulsion-infiltration mettant en évidence une asymétrie au niveau de l'écoulement vertical de la saumure dans la zone affectée par la quille.

Tout d'abord, la figure 23 présente les bilans volumiques pour les simulations S1 et S3 pour lesquelles l'amplitude du champ de pression imposé à l'interface glace-océan est différente. Ces résultats nous

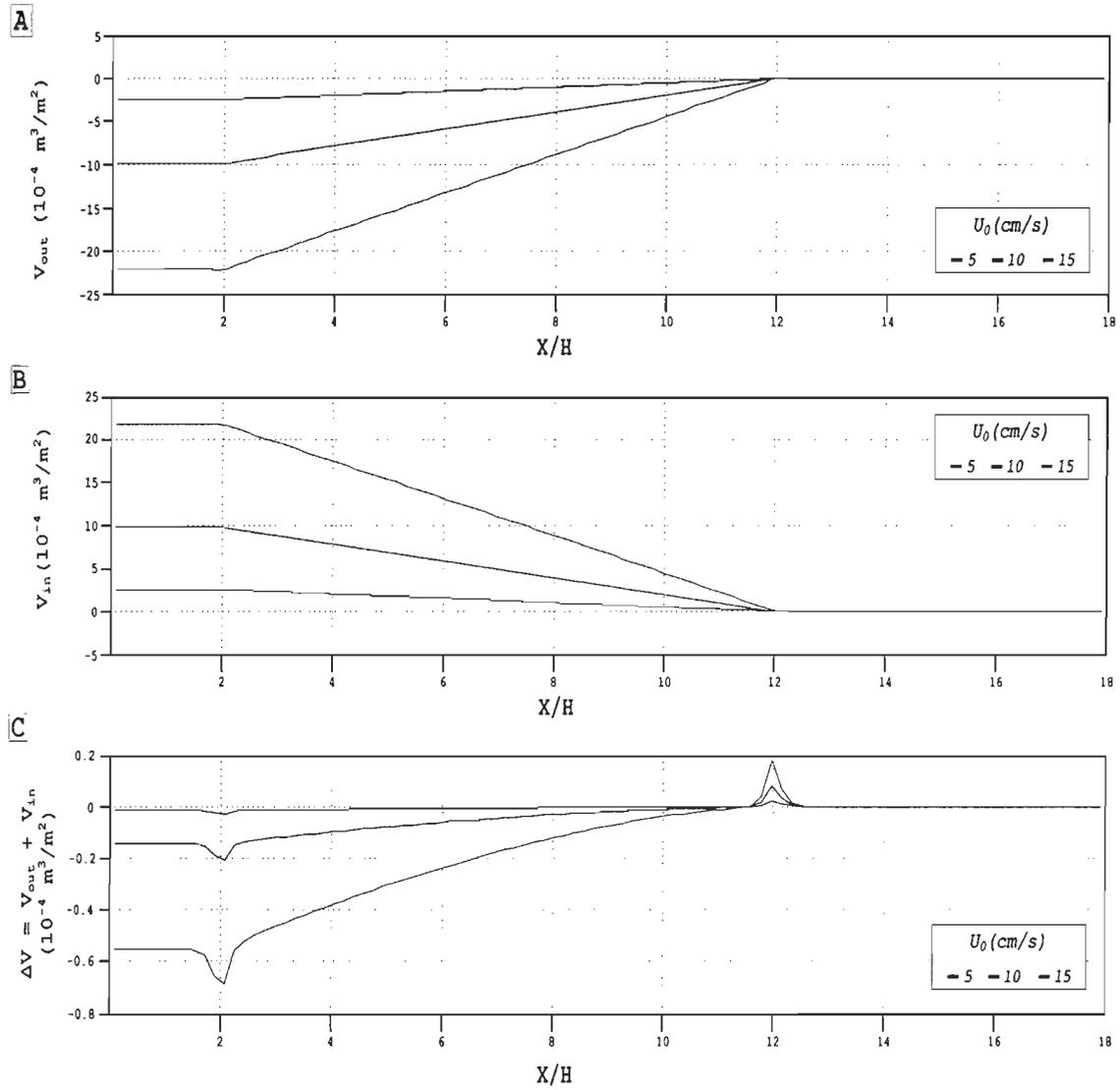


Figure 23: Compilation du flux volumique par unité de surface calculé à l'interface glace-océan en fonction de la distance relative à la quille pour la phase d'expulsion de la saumure (graphique A) et la phase d'infiltration d'eau de mer (graphique B). De plus, on présente le bilan volumique au terme du cycle complet de marée (graphique C) pour les simulations S1 à S3

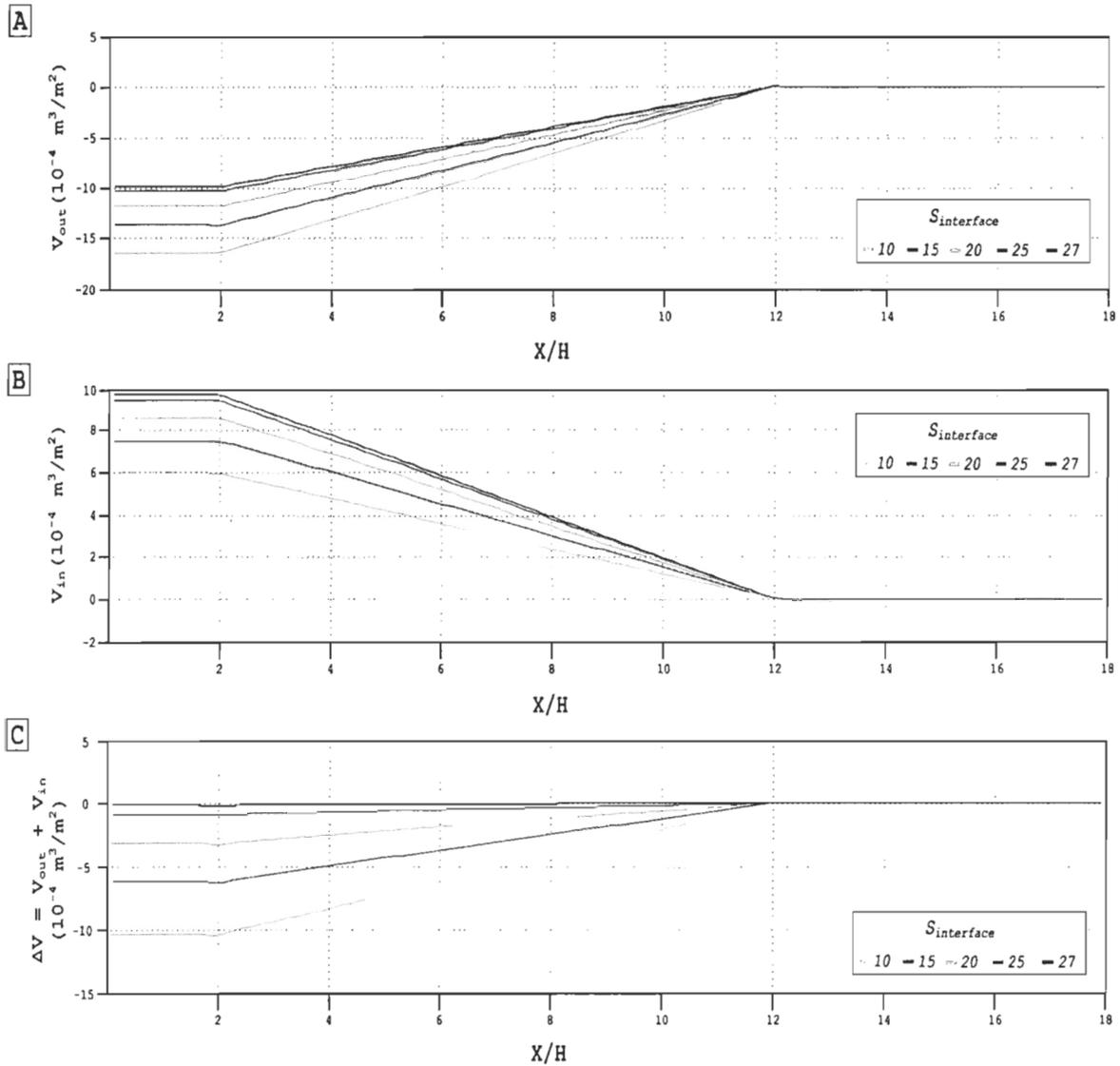


Figure 24: Compilation du flux volumique par unité de surface calculé à l'interface glace-océan en fonction de la distance relative à la quille pour la phase d'expulsion de la saumure (graphique A) et la phase d'infiltration d'eau de mer (graphique B). De plus, on présente le bilan volumique au terme du cycle complet de marée (graphique C) pour les simulations S2 et S4 à S7

permettent en premier lieu de constater que le volume de saumure expulsée est directement proportionnel à l'amplitude du champ de pression imposé sous la glace qui est lui-même, rappelons-le, proportionnel au carré de la vitesse du courant marin. Ce comportement est bien illustré à la figure 25 où nous présentons une compilation pour les simulations S1 à S3 des volumes totaux de saumure expulsée de la glace à l'intérieur de la zone affectée par la quille ( $V_{out\_tot}$ ) en fonction de la variation maximale de la pression ( $\Delta p_{max}$ ) calculée au quart du cycle de marée, alors que le courant atteint son intensité maximale.

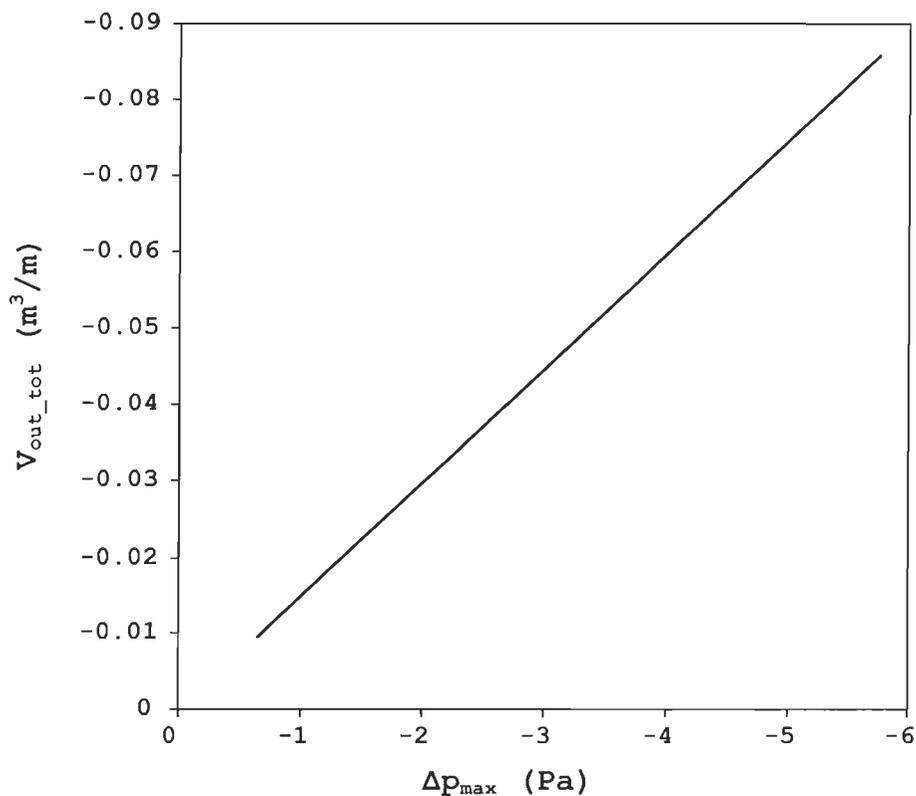


Figure 25: Compilation pour les simulations S1 à S3 des volumes de saumure expulsée de la glace pour toute la zone affectée par la quille en fonction de la variation maximale de la pression calculée au quart du cycle de marée, alors que le courant atteint son intensité maximale

On observe également au graphique C de la figure 23, un bilan volumique expulsion-infiltration presque nul. Cela s'explique par le fait que pour les simulations S1 à S3 la masse volumique de la saumure à l'interface demeure sensiblement la même que celle de l'eau de mer durant la totalité de la phase d'expulsion. Ainsi, la réduction du poids de la colonne de saumure produite par l'expulsion d'un volume de saumure de la glace est contrebalancée à la phase suivante par une infiltration d'un volume quasi égal d'eau de mer dont la masse volumique est similaire. Le bilan demeure néanmoins négatif car la salinité de la saumure à l'interface diminue au cours de la phase d'expulsion à mesure que la colonne de saumure est déplacée vers le bas. L'effet est simplement beaucoup moins marqué que pour les simulations S4 à S7.

Soulignons également la présence de deux extremums locaux qui apparaissent sur le graphique C de la figure 22 à 2H et 12H respectivement. Ces extremums résultent de la discontinuité du profil du champ de pression imposé à l'interface. Comme nous l'avons discuté précédemment à la section 4.2.2, le champ des vitesses horizontales et verticales près de ces points de discontinuité est altéré. Cependant, compte tenu de la différence d'échelle entre l'horizontal et le vertical, cela ne contrevient pas à la validité de nos résultats au niveau des bilans volumiques verticaux calculés à l'interface. Ceci est bien illustré par les résultats des simulations S4 à S7 à la figure 24 où ces discontinuités sont noyées par la différence d'échelle avec le vertical alors que le bilan expulsion-infiltration est plus important.

La figure 24 présente les bilans volumiques pour les simulations S2 et S4 à S7 pour lesquelles la salinité de la saumure à l'interface glace-

océan est fixée à des valeurs différentes. On observe d'abord sur le graphique A que le volume de saumure expulsée de la glace augmente avec la diminution de la salinité imposée à l'interface. Cette relation est illustrée à la figure 26 où nous présentons une compilation pour les simulations S2 et S4 à S7 des volumes totaux de saumure expulsée de la glace à l'intérieur de la zone affectée par la quille ( $V_{out\_tot}$ ) en fonction de la salinité initiale de la saumure à l'interface ( $S_{interface}$ ). Ce comportement s'explique par le fait que pour une salinité plus faible à

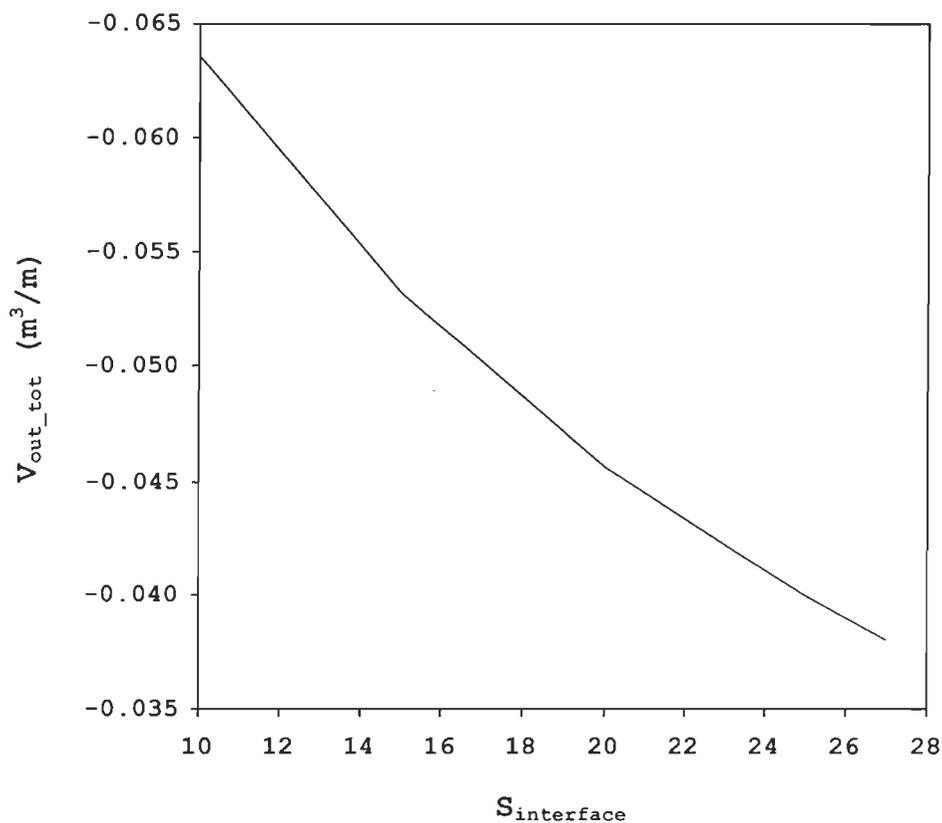


Figure 26: Compilation pour les simulations S2 et S4 à S7 des volumes de saumure expulsée de la glace pour toute la zone affectée par la quille en fonction de la salinité initiale de la saumure à l'interface ( $S_{interface}$ )

l'interface glace-océan, l'écart entre la masse volumique de la saumure expulsée de la glace et celle de l'eau de surface advectée au-dessus du domaine est moins important et nécessite l'expulsion d'un volume plus grand pour répondre à la variation de la pression sous la glace. Inversement, une salinité à l'interface plus élevée est associée à l'expulsion d'un volume inférieur de saumure. Cependant, comme nous l'avons illustré à la section précédente, en raison de la restriction de la perméabilité de la glace sur l'écoulement, la réduction du poids de la colonne de saumure produite au cours de la phase d'expulsion diminue pour une valeur de salinité moins élevée près de l'interface. Ceci est fondamental et conditionne les volumes d'eau de mer pénétrant dans la glace au cours de la phase de retour à l'équilibre hydrostatique.

Dans un même ordre d'idées, on observe sur le graphique B de la figure 24 une réduction du volume d'eau de mer pénétrant dans la glace avec la diminution de la salinité à l'interface. Ce comportement est bien illustré à la figure 27 où nous présentons une compilation pour les simulations S2 et S4 à S7 des volumes totaux d'eau de mer pénétrant dans la glace à l'intérieur de la zone affectée par la quille ( $V_{in\_tot}$ ) en fonction de la salinité initiale de la saumure à l'interface ( $S_{interface}$ ). Il est pertinent de mentionner que si l'écoulement vertical de la saumure n'était pas restreint par la perméabilité de la glace, la réduction du poids de la colonne d'eau dans la glace serait alors indépendante du gradient de salinité et serait directement proportionnelle à l'amplitude du champ de pression imposé sous la glace. Négligeant l'effet de la fonte sur l'écoulement, il résulterait un volume d'eau de mer égal pour l'ensemble des simulations partageant une même condition de pression.

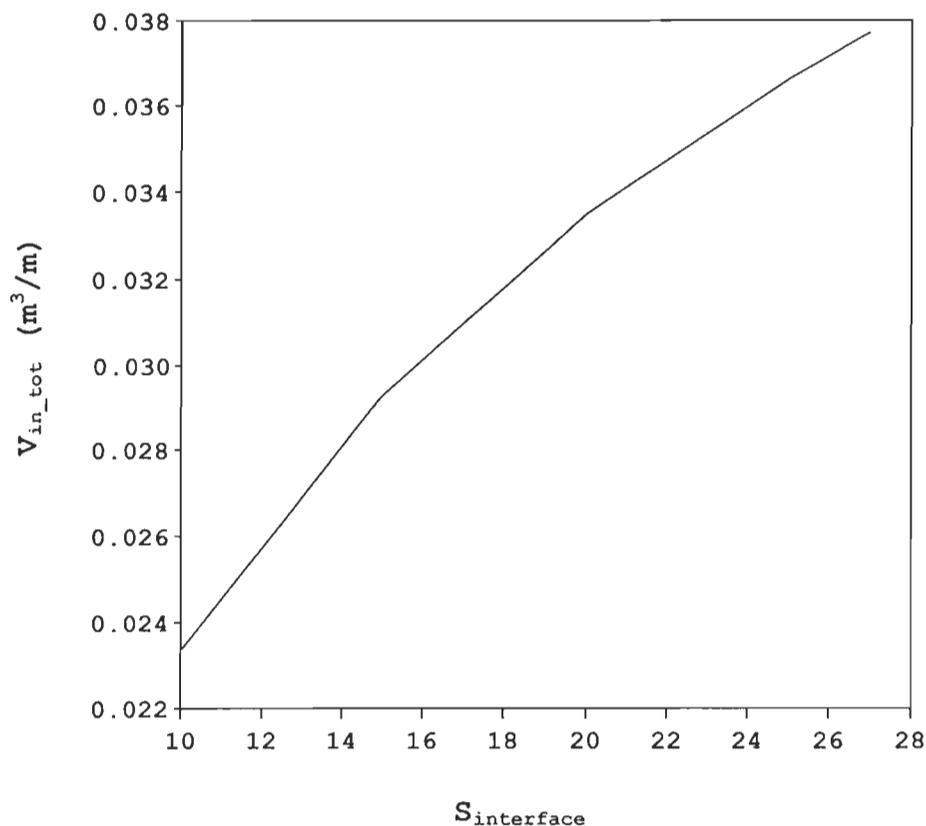


Figure 27: Compilation pour les simulations S2 et S4 à S7 des volumes d'eau de mer pénétrant dans la glace pour toute la zone affectée par la quille en fonction de la salinité initiale de la saumure à l'interface ( $S_{interface}$ )

Ces résultats soulignent clairement l'importance du rôle joué par le profil de salinité dans la partie inférieure du pied de glace sur la dynamique du bassin de saumure dans la zone affectée par la quille de glace. En effet, nous avons démontré que ce gradient de salinité a un double effet sur le bilan volumique expulsion-infiltration. En somme, plus le profil est faible, plus le volume de saumure expulsé est important et inversement, moins le volume d'eau de mer infiltrée est grand. Il en résulte un bilan expulsion-infiltration négatif dans la zone d'effet de la quille qui est d'autant plus important.

En conclusion, nous avons présenté dans cette section une analyse des bilans volumiques dans la zone affectée par la quille en fonction du champ de pression et de la salinité de la saumure imposés à l'interface glace-océan. Il faut souligner également que le bilan expulsion-infiltration négatif suggère que l'écoulement poreux forcé dans le sillage d'une quille par le champ de pression à l'interface induit un effet de pompage qui provoque une migration horizontale interne de la saumure dans la glace depuis les régions hors de la zone d'influence de la crête vers celle-ci. Compte tenu de la faible porosité horizontale dans le corps de la glace, il est anticipé que ce phénomène résulte d'un écoulement dans la couche dégradée au-dessus du domaine. La section 4.3.2 discute de l'impact sur le flux de chaleur latente glace-océan qu'aurait un tel écoulement résiduel causé par l'asymétrie de l'écoulement de la saumure dans la région affectée par la quille. Cependant, compte tenu des limitations qu'imposent la modélisation de la glace, particulièrement au niveau du manque de données fiables sur la variabilité spatiale et temporelle de la perméabilité de la glace près de l'interface, nos simulations ne permettent que de tirer des conclusions sur les ordres de grandeur impliqués.

#### ***4.2.5. Représentation de la condition en surface: une analyse des impacts sur l'écoulement***

La modélisation de la portion supérieure du pied de glace et du comportement hydrodynamique de la saumure en surface est une question complexe qui mérite d'être revue plus en détail. Nous discutons dans cette section du rôle joué par la condition imposée à la limite supérieure du modèle sur la réponse hydrodynamique de la saumure au champ

de pression imposé à l'interface glace-océan. Nous abordons également des pistes de solutions qui permettraient de raffiner le modèle dans le futur.

Comme nous l'avons illustré précédemment à la section 4.2.3, l'application d'un champ de pression à l'interface glace-océan se traduit par une déstabilisation de l'équilibre hydrostatique de la colonne de saumure et l'induction d'un écoulement vertical orienté de la glace vers l'océan. Par conservation de la masse, la saumure qui est expulsée du pied de glace est compensée en surface par un puits de potentiel tel que schématisé à la figure 28. Cela a pour effet de réduire rapidement le poids de la colonne de saumure vers un état d'équilibre avec la pression sous la glace.

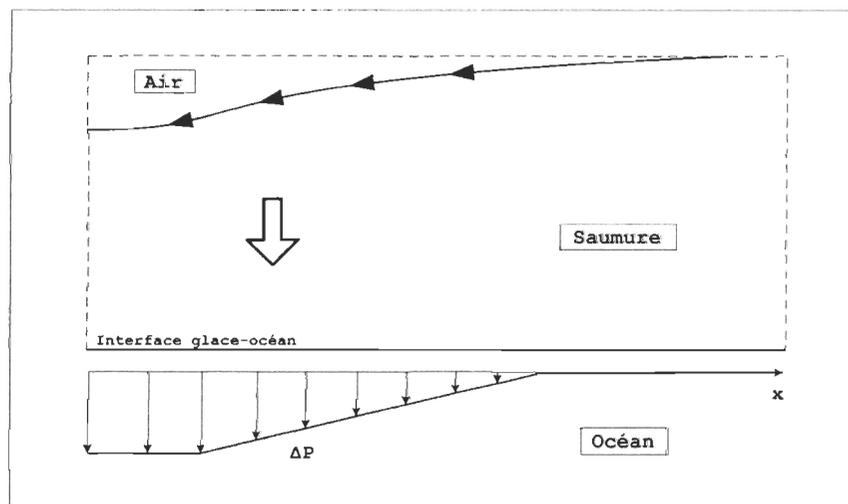


Figure 28: Schématisation du comportement de la saumure en surface en réponse à un champ de pression imposé sous la glace

Parallèlement, ce puit de potentiel induit un écoulement horizontal de surface qui vient compenser par un apport d'eau de fonte l'expulsion de la saumure de la partie inférieure du pied de glace. Ce renouvellement de fluide en surface a pour effet de retarder la réduction du poids de la colonne de saumure et de maintenir le déséquilibre hydrodynamique avec la condition de pression sous la glace. Il en résulte un écoulement vertical de saumure plus important comparativement à la situation où l'écoulement de surface serait inexistant ou restreint.

Dans notre modèle, comme nous l'avons présenté au chapitre 3, nous supposons que le renouvellement horizontal de la saumure en surface est complet et instantané. Le niveau de la saumure à la surface peut alors être considéré constant et uniforme en tout temps. C'est ce qui nous permet de poser une distribution de pression statique et homogène le long de la limite supérieure du domaine. L'avantage de cette approche est de nous éviter la modélisation de l'écoulement horizontal généré dans la couche de surface. Nous avons justifié cette hypothèse par la présence d'une couche de glace hautement détériorée qui se développe sur le dessus du couvert de glace durant la période de fonte [9][10][14][34]. Bien que cette représentation soit cohérente avec des conditions de terrain observées et documentées dans la littérature, elle ne couvre pas l'ensemble des conditions en période de fonte. Ainsi, pour pouvoir étendre le champ d'application de notre modèle il serait nécessaire d'obtenir des données fiables sur la variabilité dans le temps de la perméabilité horizontale de la couche de surface. En outre, on peut supposer par exemple qu'au début de la période de fonte, l'écoulement horizontal au-dessus de la glace ait un certain degré de restriction.

En fait, les mesures terrain [18] ont montré que l'expulsion d'eau de fonte au travers de la glace commence de façon abrupte alors que la couche de glace imperméable d'eau douce s'étant formée à l'interface neige-glace rompt soudainement et permet l'écoulement libre des eaux accumulées en surface de la glace issues de la fonte de la neige [22]. Ce changement soudain représente vraisemblablement le passage entre les 2 conditions limites décrites ci-dessus, soit un confinement de la limite supérieure du domaine par une couche de glace d'eau douce imperméable (condition de début de fonte) puis une circulation horizontale libre au-dessus du domaine (condition de fonte « post-flushing »)

Il est certain que l'introduction d'une restriction au niveau de l'apport horizontal en eau de surface aurait un impact important sur l'ordre de grandeur des vitesses de percolation verticales mesurées dans la glace. Dans le cas limite où cet apport horizontal serait nul en raison de la formation d'une couche imperméable d'eau de fonte en surface, l'écoulement poreux dans la glace serait alors complètement conditionné par le transport horizontal de la saumure à travers le corps du pied de glace. On peut estimer dans ce cas une baisse des vitesses de percolation verticales de l'ordre de 1 à 2 ordres de grandeur par rapport à ce que nous avons obtenu avec notre modèle.

Compte tenu de la sensibilité du modèle à la condition imposée à la limite supérieure, il serait intéressant de raffiner celle-ci de façon à ce qu'elle simule l'écoulement horizontal de la saumure en surface. En outre, une paramétrisation spécifique de la perméabilité horizontale dans la couche supérieure du domaine permettrait de mieux reproduire les conditions réelles.

### **4.3. Caractérisation thermodynamique**

#### **4.3.1 Évolution thermodynamique de la glace de mer**

Nous avons présenté aux sections 4.2.3 et 4.2.4 le comportement hydrodynamique de la saumure par rapport au cycle semi-diurne de développement et de dissipation d'un champ de pression à l'interface glace-océan dans le sillage d'une quille de glace. Nous avons illustré que ce cycle se traduisait par une exportation de la saumure de la couche inférieure du pied de glace vers l'océan durant la phase de développement. Cette exportation est par la suite suivie d'une infiltration d'eau de mer dans la glace lors du retour à l'équilibre hydrostatique de la saumure durant la phase de dissipation du champ de pression.

De par l'échange volumique qui est forcé entre la glace et l'océan, le comportement thermodynamique de la glace dans la partie située près de l'interface glace-océan au cours du cycle de marée est sensiblement différent de celui observé au coeur du pied de glace. Nous présentons donc dans cette section l'évolution thermodynamique de la partie inférieure du pied de glace qui est directement affectée par le cycle d'exportation/infiltration, lequel se traduit à l'intérieur de celle-ci par un échange de chaleur latente entre la glace et l'océan tel que discuté à la section 4.3.2. À cet effet, les figures 29 et 30 présentent l'évolution de la porosité, de la salinité de la saumure et de la température à l'intérieur d'une cellule adjacente à l'interface glace-océan située à une distance de  $1H$  de la quille. La variation de la vitesse verticale à l'interface glace-océan et la compilation du déplacement vertical de la saumure à l'intérieur du réseau poreux, tel

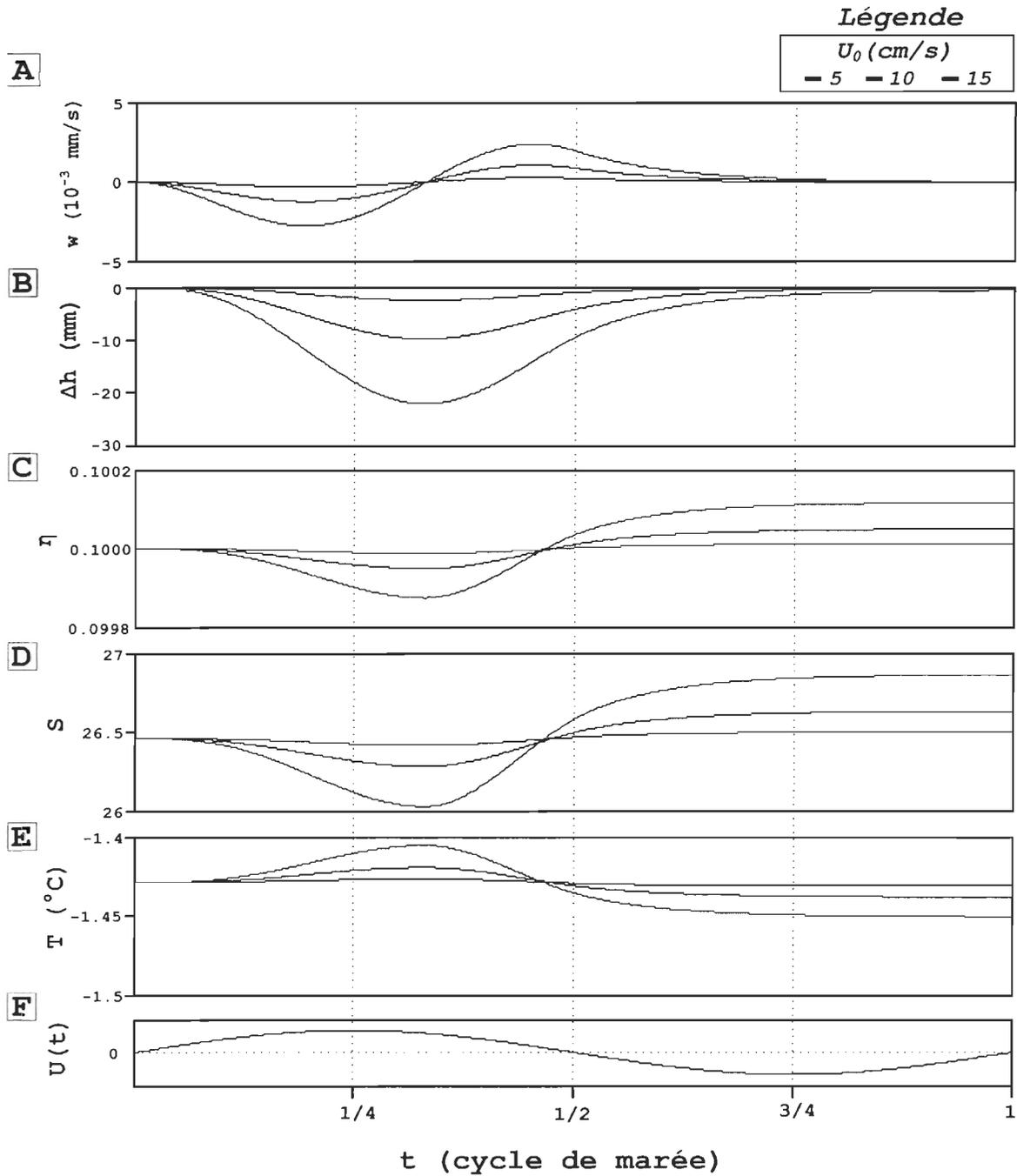


Figure 29: Vitesses verticales à l'interface glace-océan (graphique A), déplacement vertical de la saumure à l'intérieur du réseau poreux (graphique B), variation de la porosité (graphique C), variation de la salinité de la saumure (graphique D) et variation de la température (graphique E) à une distance de  $1H$  de la quille pour les simulations S1 à S3. Cycle du courant de marée (graphique F)

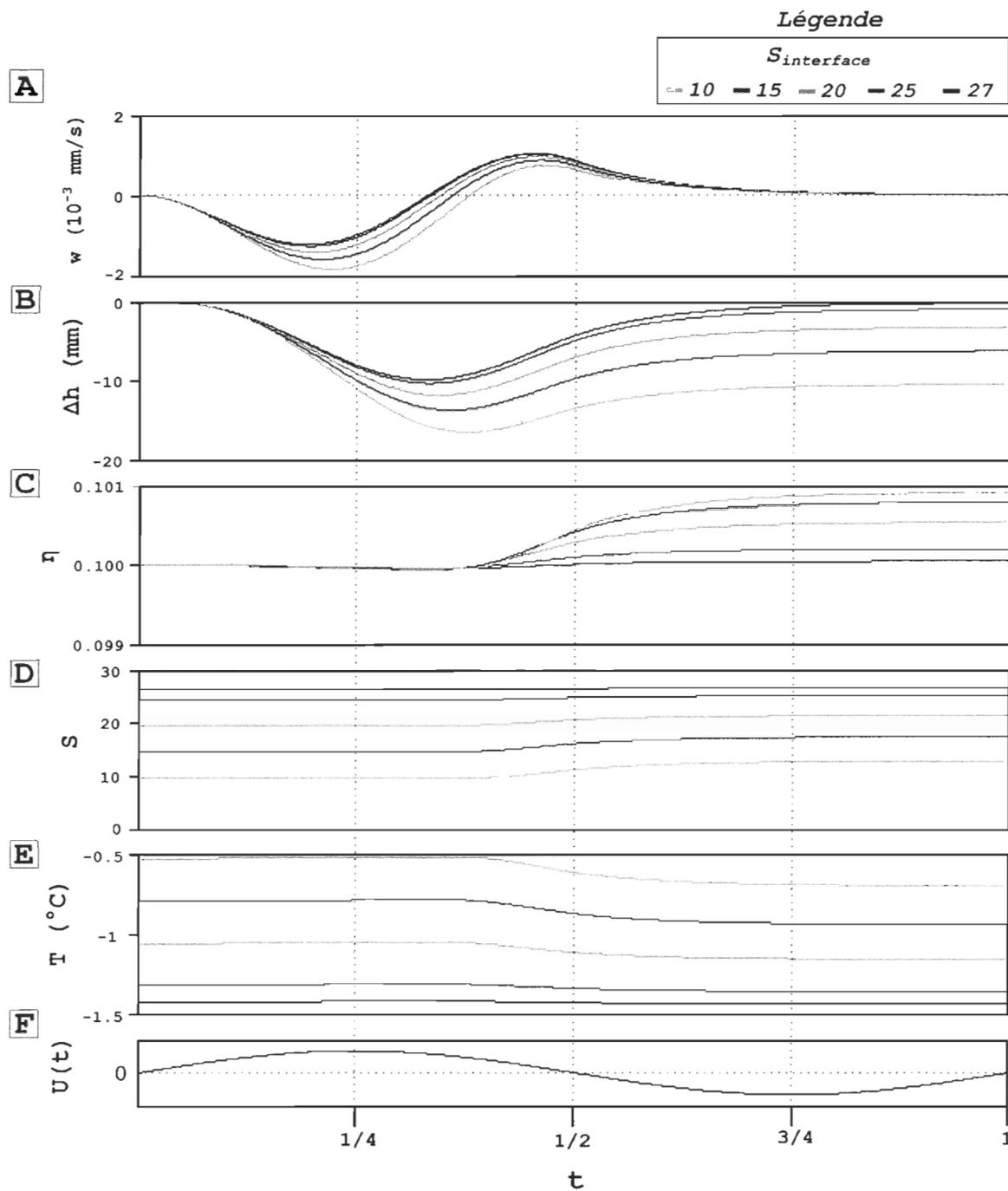


Figure 30: Vitesses verticales à l'interface glace-océan (graphique A), déplacement vertical de la saumure à l'intérieur du réseau poreux (graphique B), variation de la porosité (graphique C), variation de la salinité de la saumure (graphique D) et variation de la température (graphique E) à une distance de  $1H$  de la quille pour les simulations S2 et S4 à S7. Cycle du courant de marée (graphique F)

que nous les avons présentées précédemment aux figures 21 et 22 de la section 4.2.3, sont également données.

En premier lieu, il est important de mentionner que le maillage vertical du modèle est trop grossier pour représenter finement le processus d'infiltration de l'eau de mer dans la partie inférieure du pied de glace. Le pas de discrétisation spatial vertical est de 30 mm dans le modèle alors que l'eau de mer ne pénètre dans la glace que sur une hauteur maximale de l'ordre de 20 mm. En raison de l'hypothèse d'homogénéité qui est appliquée à chacun des volumes finis du domaine, l'eau de mer entrant à l'intérieur d'un volume fini et la fraction de saumure restante dans ce dernier sont considérées bien mélangées en tout temps, formant une solution homogène. Les résultats présentés aux figures 29 et 30 constituent alors des bilans moyens à l'intérieur d'une maille du modèle et ne prétendent donc pas résoudre fidèlement la dynamique de cette partie du domaine.

Toutefois, il est à noter que la réduction de la taille des cellules numériques a une limite en modélisation et dans notre cas, ne représente pas une option valide pour résoudre ce problème. En effet, l'échelle spatiale des mailles doit être suffisamment grande pour que la paramétrisation par l'approche des milieux continus reste cohérente. En l'occurrence pour notre modèle, la taille doit être suffisamment grande par rapport à la géométrie du réseau poreux pour que celui-ci puisse être paramétré par des variables continues à travers le domaine. Un modèle résolvant les écoulements à l'échelle des canaux poreux devrait alors être développé.

Cependant, le comportement des variables thermodynamiques observé pour nos simulations au cours d'un cycle demeure cohérent avec la thermodynamique de la glace de mer. Ainsi, cette partie de notre simulation permet tout de même d'analyser la sensibilité des différents paramètres ( $w$ ,  $\Delta h$ ,  $\eta$ ,  $S_b$ ,  $T$ ) à l'intensité du courant et au profil de salinité dans la glace. De plus, les ordres de grandeur des bilans thermodynamiques calculés à partir de notre modèle, tel que présenté à la section suivante, demeurent qualitativement viables.

Dans cet ordre d'idées, durant la phase de développement du champ de pression à l'interface, alors que la saumure est aspirée vers la couche océanique, on observe une diminution de la porosité, accompagnée par une diminution de la salinité et une augmentation de la température. Cela est causé par l'advection vers le bas d'une saumure moins salée provenant des couches supérieures du pied de glace. Durant la phase de retour à l'équilibre hydrostatique, alors que le champ de pression se retire et que de l'eau de mer remonte dans la glace, on observe une augmentation de la porosité, accompagnée par une augmentation de la salinité et une baisse de la température. Cela est causé par l'apport d'une eau plus salée dont le point de congélation est inférieur à la température de la glace. En vertu de la condition d'équilibre thermodynamique, on a alors une fonte qui abaisse la température de la phase solide à la température de la saumure par absorption de chaleur latente.

Au terme du cycle de marée, on observe pour l'ensemble des simulations une augmentation nette de la porosité par rapport à la valeur imposée initialement au modèle. Ceci est accompagné par une augmentation de la salinité de la saumure et par une diminution de la température. Ce

comportement est le résultat de l'infiltration d'eau de mer à l'intérieur de la glace, lequel provoque une fonte des parois des canaux. Notons également que pour les simulations S4 à S7 qui présentent un écart entre la salinité initiale à l'interface et celle de l'océan, le comportement est beaucoup plus marqué que pour les simulations S1 à S3.

En conclusion, nous avons décrit dans cette section le comportement thermodynamique de la partie inférieure de la glace qui est affectée par le cycle d'expulsion/infiltration dans la zone affectée par la quille. Nous illustrons à la section suivante que ce processus permet un échange de chaleur entre la glace et l'océan par libération de chaleur latente au cours de la fonte. Nous présentons également, à partir d'une compilation de nos résultats, une estimation de l'ordre de grandeur du flux de chaleur équivalent associé.

#### ***4.3.2 Flux de chaleur équivalent***

De façon à mieux comprendre le mécanisme par lequel le phénomène décrit à la section précédente permet un échange de chaleur entre la glace et l'océan, regardons étape par étape l'évolution thermodynamique de la glace durant le cycle de marée. Pour simplifier le problème, nous scinderons la hauteur du pied de glace en deux couches distinctes: une couche inférieure correspondant à la portion du pied de glace affectée par l'infiltration d'eau de mer et une couche supérieure correspondant au reste du pied de glace.

Durant la phase d'expulsion, la saumure moins salée et plus chaude de la couche supérieure descend dans la couche inférieure du pied de glace. Cela cause une baisse de la salinité et une augmentation de la

température de la saumure de la couche inférieure, provoquant un gel aux parois des canaux. La chaleur latente qui est dégagée durant le changement de phase est alors cédée à la glace avoisinante, augmentant la température de celle-ci vers le nouveau point de congélation de la saumure et rétablissant l'équilibre de phase dans la glace de mer. Parallèlement, la création de glace a pour effet de concentrer légèrement la saumure. Pour que sa température soit maintenue à son point de congélation, celle-ci cède une partie de son énergie interne à la glace. Ceci représente un processus de transfert net de chaleur du corps de la glace vers l'interface glace-océan.

Lors de la phase de remontée de la saumure, de l'eau de mer plus salée et plus froide s'infiltré dans la couche inférieure du pied de glace. La matrice de glace pure étant à une température supérieure à la température de congélation de l'eau de mer, il en résulte une fonte de la glace aux parois des canaux de saumure, ce qui par consommation de chaleur latente, abaisse la température de la glace vers le nouveau point de congélation de la saumure. Ceci explique l'augmentation de la porosité de la glace observée aux figures 29 et 30 pour les cellules adjacentes à l'interface glace-océan au terme du cycle de marée. Il est pertinent à ce point de souligner que par le processus d'infiltration poreuse d'eau de mer dans le pied de glace, la fonte de la glace prend une dimension volumique alors que sans ce processus, elle ne touche que l'interface glace-océan et n'a alors qu'une dimension surfacique.

Au cours d'un cycle expulsion/infiltration, le bilan d'énergie glace-océan peut être établi comme étant la chaleur latente libérée pour produire le volume expulsé de saumure à partir d'un volume équivalent

d'eau de mer diluée par la fonte de la matrice de glace pure. En effet, négligeant l'apport d'une fonte de la neige en surface, une exportation d'un volume donné de saumure implique une infiltration d'un volume identique d'eau de mer dans la glace. Comme nous l'avons souligné à la section 4.2.4, le bilan expulsion-infiltration est négatif, suggérant que l'effet de pompage mis en évidence dans le sillage de la crête amène un transfert de masse d'eau depuis les régions hors de la zone d'influence de la crête vers celle-ci.

Ceci étant, on peut scinder le bilan d'énergie extraite de la glace en deux composantes: l'une résultant de la fonte volumique dans la région d'influence de la crête et l'autre résultant de l'advection d'eau de fonte depuis la plaque de glace adjacente. Les tableaux suivants complètent une évaluation des bilans de chaleur latente exportée vers l'océan pour les deux régions, soit dans le sillage de la crête ( $F_{local}$ ) et hors de la zone d'influence de celle-ci ( $F_{résiduel}$ ).

**Tableau 2: Flux de chaleur équivalent moyen au cours d'un cycle semi-diurne causé par l'infiltration d'eau de mer dans la partie inférieure du pied de glace situé dans le sillage de la crête pour les simulations S1 à S7**

#	$F_{local}$ (W/m <sup>2</sup> )
S1	0.0028
S2	0.0112
S3	0.0289
S4	0.0443
S5	0.1179
S6	0.1727
S7	0.1948

Tableau 3: Flux de chaleur équivalent moyen au cours d'un cycle semi-diurne causé par l'écoulement horizontal résiduel de saumure provenant de la glace située hors de la zone d'influence de la crête pour les simulations S4 à S7

#	$F_{\text{résiduel}}$ (W/m <sup>2</sup> )
S4	0.03
S5	0.45
S6	2.03
S7	7.29

Il est généralement admis qu'une valeur de l'ordre de 2 W/m<sup>2</sup> constitue une bonne estimation du flux océanique [2][6][36][48]. Considérant que les crêtes de pression sont distribuées sur le couvert de glace selon une densité allant de 0.5 à 6.8 crêtes par kilomètre [15][21][30][52][50], les estimations présentées aux tableaux 2 et 3 soulignent que l'ordre de grandeur de l'impact global des crêtes de pression sur le bilan énergétique glace-océan est non négligeable et mérite d'être étudié davantage. En outre, une meilleure représentation de la partie inférieure du pied de glace serait à prévoir pour un projet futur. Ceci étant d'autant plus pertinent considérant l'importance du rôle joué par le gradient de salinité près de l'interface sur la dynamique de l'écoulement poreux tel que nous l'avons montré à la section 4.2.4 et conséquemment sur le flux de chaleur latente, ceci étant particulièrement bien illustré au tableau 3.

#### **4.3.3. Représentation de la couche limite sous la glace: une analyse de l'impact sur la fonte.**

Au chapitre 3, nous mentionnons que la couche océanique sous la glace est considérée parfaitement mélangée durant tout le cycle de marée.

Cela implique que l'eau directement sous la glace est en tout temps maintenue aux mêmes conditions de température et de salinité. Comme nous l'avons illustré précédemment, cette hypothèse signifie que la saumure qui est expulsée de la glace vers l'océan est instantanément dissipée dans la couche océanique. Il en découle que l'eau pénétrant dans la glace par la suite est aux conditions de température et de salinité de l'eau de mer.

En réalité, on peut supposer que la saumure expulsée sous la glace n'est pas complètement et instantanément dissipée dans l'océan. Rappelons que ce projet a été motivé initialement par la mise en évidence d'un phénomène cyclique de développement et de dissipation d'une couche d'eau de fonte stable sous la glace aux abords des crêtes de pression [18]. D'après ces observations, l'expulsion de la saumure du pied de glace amène au développement d'une couche d'eau saumâtre stable dans la zone située derrière la quille par rapport au courant. Cependant, les observations de Hudier et Ingram [18] montrent qu'après l'étale cette couche est dissipée dès qu'il y a renverse du courant.

En fait, l'hypothèse que nous imposons dans notre modèle amène à une surestimation dans nos résultats. En effet, une portion de la saumure expulsée sous la glace reste sous l'interface alors que le champ de pression s'atténue et, à l'étale, elle se dissipe complètement. Il en résulte que l'eau pénétrant dans le pied de glace est en réalité à des conditions de salinité et de température intermédiaires entre celles de la saumure et de l'eau de mer. De façon à rendre notre modélisation plus réaliste, il serait nécessaire de coupler au modèle de glace un modèle de

couche limite qui permettrait de simuler le mélange de la saumure à l'intérieur de la couche limite océanique derrière la quille.

#### ***4.3.4 Effet de l'évolution thermodynamique de la glace de mer sur le comportement hydrodynamique de la saumure.***

Reprenant les mêmes conditions que celles imposées pour la simulation S5, nous avons fait rouler notre modèle sans inclure la fonte. C'est-à-dire que seuls l'écoulement poreux et le transport par advection du sel y sont résolus. La porosité de la glace est maintenue à une valeur constante durant toute la simulation et la température est supposée au point de congélation de la saumure. La figure 31 présente la différence entre la vitesse moyenne de percolation verticale ( $\Delta\bar{w}$ ) à l'interface glace-océan obtenue sans et avec la résolution de la thermodynamique de la glace de mer. La vitesse moyenne est calculée à partir de l'ensemble des valeurs calculées à l'intérieur de la région qui est sous l'effet du champ de pression généré par la quille.

On observe que l'évolution thermodynamique de la glace au cours du cycle de marée a un impact limité sur le comportement hydrodynamique de la saumure. L'écart observé entre les deux simulations est inférieur de 3 ordres de grandeur par rapport aux vitesses de percolation qui sont observées à l'interface glace-océan.

Quelques observations additionnelles peuvent être faites en rapport de ces tests comparatifs. Durant la première phase du cycle, alors que l'écoulement de la saumure est orienté de la glace vers l'océan, on observe que la vitesse estimée à l'interface glace-océan est inférieure si la thermodynamique est incluse au modèle. Ceci est cohérent avec le

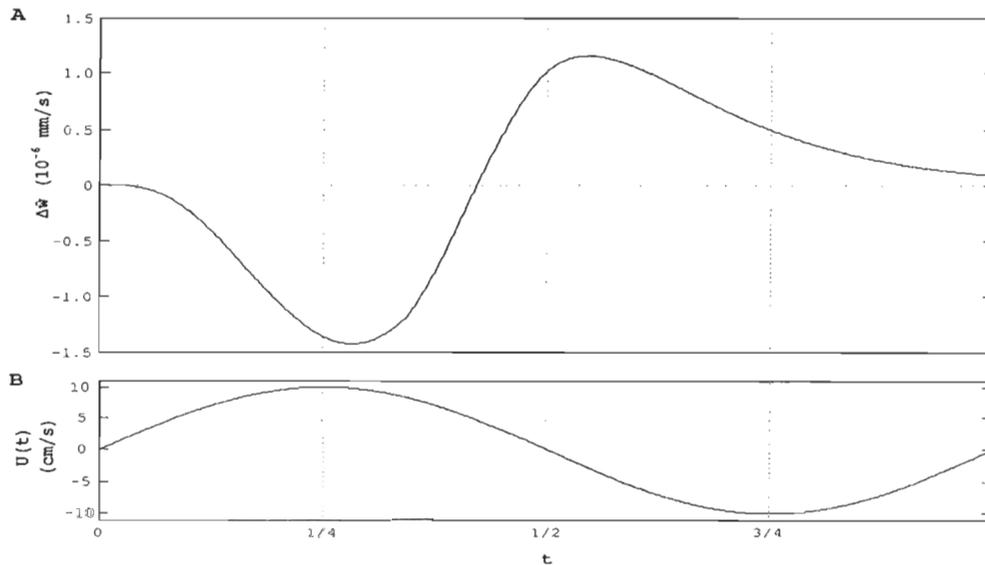


Figure 31: Comparaison de la vitesse verticale de la saumure à l'interface glace-océan entre deux simulations réalisées avec et sans la fonte de la glace (graphique A). Cycle du courant de marée (graphique B)

comportement thermodynamique de la glace de mer observé à la section 4.3.1 durant la phase d'expulsion de la saumure. En effet, lorsque la saumure descend dans la glace, elle cause un gel aux parois des canaux en vertu de l'équilibre de phase glace-saumure. Cela amène une diminution de la porosité sur toute l'épaisseur du pied de glace et conséquemment une réduction de sa perméabilité, d'où les vitesses de percolation verticales plus faibles. Inversement, durant la seconde phase, la remontée de la saumure dans la glace crée une fonte aux parois des canaux. Cela est associé à une augmentation de la porosité de la glace et d'une hausse de la perméabilité. C'est ce qui explique les vitesses de percolation verticales plus élevées pour la simulation incluant la fonte.

En outre, on peut observer que la courbe n'atteint pas la valeur de zéro au terme du cycle de marée. Cela s'explique par le fait que le système est en adaptation permanente. La fonte causée par l'infiltration d'eau de mer crée une variation de l'état de la saumure qui induit une déstabilisation de l'équilibre hydrostatique de la glace. Cela induit à nouveau une infiltration d'eau de mer qui cause une fonte de la glace et ainsi de suite. L'atteinte d'un état d'équilibre complet nécessite une échelle de temps qui est plus longue qu'un cycle de marée. Cela serait d'autant plus vrai si la conduction de la chaleur dans la glace était prise en compte dans notre modèle tel que nous l'illustrons en Annexe.

#### ***4.4. Validation du modèle et stabilité numérique***

Les équations de Darcy peuvent être facilement résolues pour un écoulement unidimensionnel d'un fluide de densité homogène. De façon à valider notre modèle à partir d'un cas simple pouvant être résolu analytiquement, nous avons réalisé une simulation en imposant une distribution initiale homogène de la saumure pour l'ensemble du domaine. Pour les besoins de cette simulation, nous avons également forcé la salinité de l'océan et celle de la couche de surface à une valeur égale à celle imposée à l'intérieur de la glace.

Le graphique de la figure 32 illustre l'écart obtenu entre la vitesse moyenne de percolation verticale ( $\hat{w}$ ) évaluée à l'interface glace-océan le long de la région protégée par la quille et celle calculée analytiquement à partir de l'équation de Darcy. L'écart observé entre les deux séries de résultats est inférieur de 11 ordres de grandeur comparé à l'ordre de grandeur des vitesses de percolation verticales obtenues dans

nos simulations. En conséquence, on peut supposer que notre modèle résout correctement l'écoulement de la saumure dans la glace. La déviation observée à la figure 32 est cohérente avec l'erreur induite par une approche numérique.

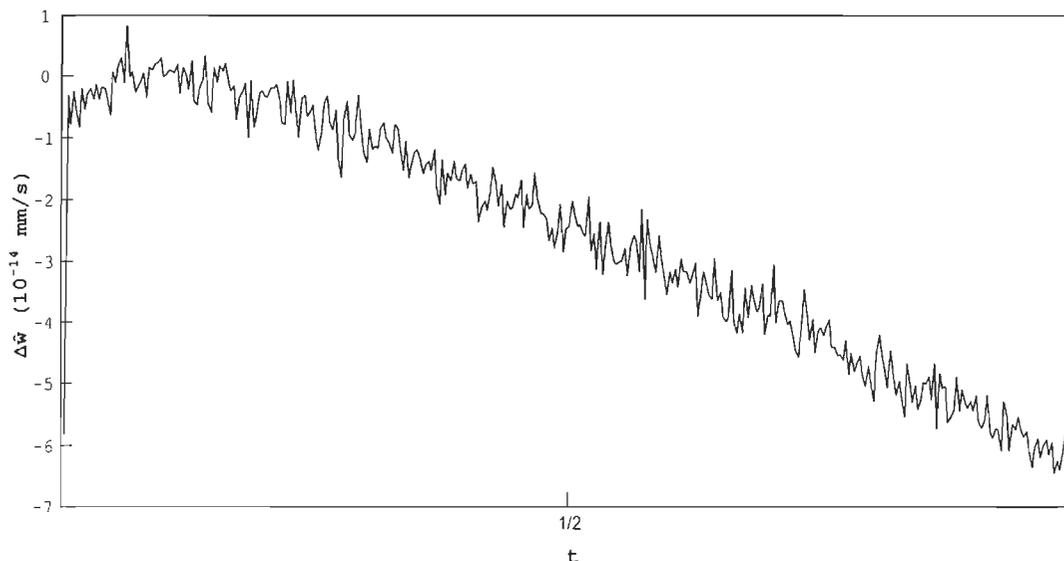


Figure 32: Écart entre la vitesse verticale moyenne estimée à l'interface glace-océan avec le modèle et celle calculée analytiquement à partir de l'équation de Darcy. Le courant de marée a été imposé à une valeur 10 cm/s et la porosité à 0.1

De plus, puisque nous avons imposé initialement une saumure homogène à l'intérieur du domaine, la température dans tout le pied de glace est constante et égale au point de congélation de la saumure. La saumure étant homogène, son advection à travers le pied de glace ne crée pas de variation locale de son état. De ce fait, l'équilibre thermodynamique demeure constant avec une salinité, une température et une porosité de la glace constantes. Les résultats obtenus avec cette simulation constituent donc un bon indicateur pour valider que la conservation de la chaleur et du sel est respectée à l'intérieur du modèle. Pour l'ensemble de la simulation, nous observons une variation maximale de  $3.6e-9$  et de  $6.2e-11$

pour la salinité et la porosité respectivement. Ces valeurs sont d'un ordre de grandeur largement inférieur à celui observé pour nos simulations dont les résultats sont présentés aux figures 29 et 30 et restent cohérentes avec l'incertitude engendrée par la méthode de résolution numérique. On peut donc supposer que la résolution de la thermodynamique par notre modèle respecte la conservation de la chaleur et du sel dans la glace de mer.

## CONCLUSION

Dans la présente recherche, un modèle numérique d'une glace de mer poreuse soumise à son interface inférieure à un champ de pression suivant un cycle semi-diurne a été réalisé. Les résultats obtenus à partir de notre modèle ont permis de valider notre hypothèse initiale, soit que le champ de pression généré par l'effet de blocage de la quille sur le courant cause une exportation de saumure de la glace vers l'océan.

En outre, l'étude de la dynamique du bassin de saumure a mis en évidence un processus d'export/import de fluide entre la glace et l'océan dans la zone affectée par la quille. De plus, nos résultats soulignent un bilan volumique exportation-importation négatif, suggérant une migration horizontale interne de la saumure dans la glace depuis les régions hors de la zone d'influence de la crête vers celle-ci. Parallèlement, ceci implique une entrée d'eau de mer dans la glace située hors de la zone d'influence de la crête. D'un point de vue thermodynamique, ceci correspond à une exportation nette d'eau de fonte de la glace vers l'océan et conséquemment, à un flux positif de chaleur latente glace-océan. Ce flux étant associé à une fonte volumique, il représente une contribution significative par rapport aux bilans thermodynamiques des modèles globaux de glace pour lesquels seule la fonte de l'interface glace-océan est prise en compte.

Les conclusions obtenues au terme de ce projet suggèrent que l'influence des crêtes de pression sur la thermodynamique de la glace est non négligeable et mériterait d'être étudiée davantage. Dans le futur, il serait intéressant de raffiner le modèle en vue d'obtenir une évaluation plus fine du bilan thermodynamique impliqué aux abords des crêtes de pression en vue de paramétrer cet effet pour une incorporation aux modèles globaux océan-glace-atmosphère. Entre autres, il serait nécessaire de recueillir plus de données sur la distribution spatiale de la perméabilité de la glace, particulièrement en ce qui a trait à la perméabilité horizontale des couches inférieures et supérieures du pied de glace qui jouent un rôle de premier plan au niveau de la dynamique du bassin de saumure contenue dans la glace. Enfin, nous avons montré que dans le cadre de processus dont l'échelle temporelle est semi-diurne, la conductivité thermique de la glace ne permet pas d'atteindre l'équilibre thermique pour l'ensemble de la phase solide tel que posé dans les modèles de glace saisonnière. Il apparaît donc que cette dimension devrait être explorée plus en profondeur, plus spécialement pour tout développement ultérieur d'une modélisation à des échelles temporelles de l'ordre de 12 heures.

## ANNEXE A

### ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE DE LA GLACE DE MER

La condition d'équilibre thermodynamique imposée dans notre modèle repose la théorie des milieux poreux idéaux à deux phases [53] et les modèles découlant des travaux de Maykut et Understeiner [31]. Elle fait l'hypothèse que les phases solide et liquide sont en tout temps à l'équilibre thermodynamique. En d'autres termes, la température est uniforme et égale au point de congélation de la saumure. Cette approche est acceptable lorsque la perturbation de l'équilibre thermodynamique de la glace de mer à l'échelle locale est causée par une variation lente de la température globale du pied de glace.

Par contre, cette même approche nécessite d'être explorée plus en profondeur lorsque la perturbation de l'équilibre est causée par une variation locale de l'état de la saumure due à un transport par advection à travers le réseau de canaux poreux. En effet, la variation de l'état de la saumure est alors comparable à la vitesse de l'adaptation thermodynamique locale de la glace de mer. Rappelons que cette dernière est limitée par la conduction de la chaleur à travers la glace solide et les processus de mélange du sel et de la chaleur à l'intérieur de la saumure. Sous ces conditions, on peut supposer qu'à l'intérieur d'un volume élémentaire donné, le maintien instantané de l'équilibre thermodynamique complet entre la glace et la saumure ne peut être

respecté.

Suivant ce raisonnement, nous avons modélisé l'évolution de l'état thermodynamique qui serait généré à l'intérieur d'un volume élémentaire de glace de mer par une variation locale et instantanée de l'état de la saumure. Le volume élémentaire est constitué d'un canal de saumure cylindrique de rayon  $r$  entouré d'une paroi solide de glace pure d'une épaisseur de  $10r$ . Le ratio entre l'épaisseur de la paroi de glace et le rayon du canal de saumure permet de représenter une glace de mer ayant une porosité de 0.1.

L'équation de diffusion de la chaleur est discrétisée dans la glace par une méthode aux différences finies d'ordre 2 dans la direction perpendiculaire à la paroi du canal de saumure. L'évolution du profil de température est calculée par un schéma temporel explicite d'Euler. À la paroi du canal de saumure, nous avons imposé une condition d'équilibre thermodynamique. À l'intérieure de la glace, à une distance de  $10r$  de la paroi du canal de saumure, le domaine est borné par une condition de symétrie.

À l'intérieur de la saumure on impose en tout temps une distribution homogène de la température et de la salinité, de telle sorte que le mélange du sel et de la chaleur à l'intérieur du canal est supposé complet et instantané. Ainsi, la vitesse à laquelle le système évolue vers un nouvel état d'équilibre est contrôlée uniquement par la conduction de la chaleur à l'intérieur de la glace solide. De ce fait, on peut supposer que les résultats obtenus avec ce modèle surestiment la vitesse à laquelle le système évoluerait réellement vers son nouvel état

d'équilibre puisqu'il ne tient pas compte du temps nécessaire aux processus de mélange dans la saumure même.

Nous présentons les résultats d'une simulation réalisée à partir d'un volume de glace qui était initialement à une température d'équilibre de  $-1.242\text{ }^{\circ}\text{C}$ , ce qui est associé à une salinité de la saumure de 23 au point de congélation. Nous imposons alors un changement de salinité de la saumure simulant l'advection d'une eau provenant d'une couche inférieure du pied de glace. La salinité et la température de celle-ci sont établies à 25 et  $-1.35\text{ }^{\circ}\text{C}$ , soit le point de congélation correspondant à cette salinité. Puisque la température de la glace est au-dessus du point de congélation de la saumure, on anticipe alors une fonte à la paroi du canal de saumure. Le pas de temps de la simulation est de 1 seconde, la durée totale de 6 heures et la grille numérique est composée de 150 noeuds. Le graphique de la figure 33 présente les profils de température dans la glace en  $^{\circ}\text{C}$  obtenus avec le modèle après 10, 180 et 360 minutes de simulation.

Nous observons que l'évolution thermodynamique de la glace de mer est principalement une adaptation de la température de la phase solide à la variation de l'état de la phase liquide. La température de la saumure varie très peu au cours du processus comparé à celui de la glace solide. Cela est dû à la valeur élevée de la chaleur latente absorbée ou libérée lors d'un changement de phase par rapport aux chaleurs massiques de l'eau sous sa forme solide ou liquide. Ainsi, seul un petit volume de fonte ou de gel est nécessaire pour produire une variation importante de la température à l'intérieure du volume de contrôle. Parallèlement, ce faible volume de fonte ou de gel cause une faible variation de salinité

de la saumure. La température de la saumure étant contrôlée par sa salinité, il en découle une variation de la température plus faible que celle de la glace solide. La salinité de la saumure joue par le fait même un rôle de premier plan au niveau de la thermodynamique de la glace de mer car elle a un rôle tampon au niveau des variations de la température interne de la glace.

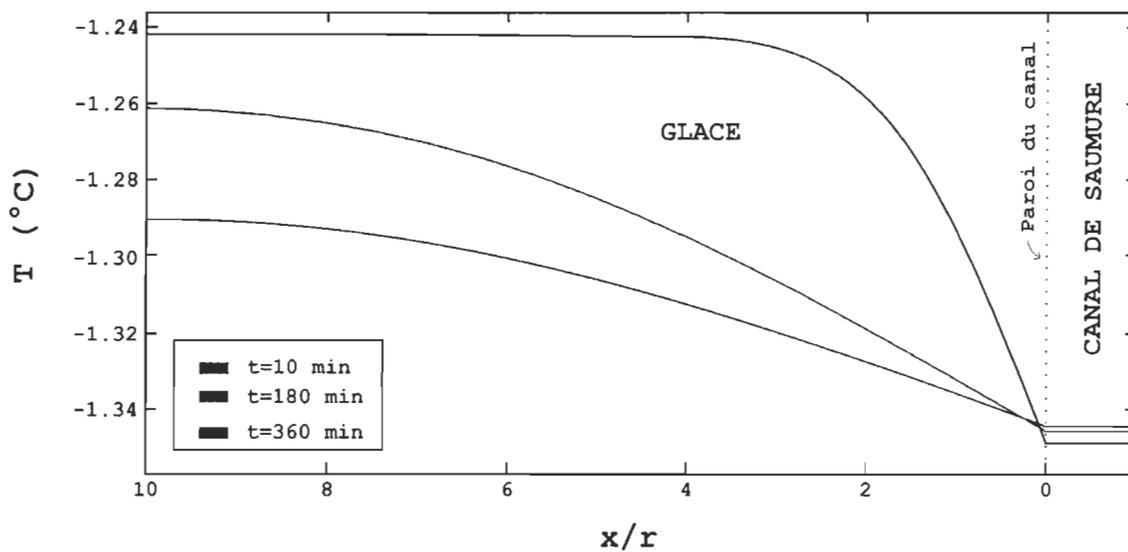


Figure 33: Profils de température dans la glace en °C après 10, 180 et 360 minutes de simulation

L'état d'équilibre thermodynamique du système est atteint de nouveau lorsque la glace solide et la saumure parviennent toutes deux à la température de congélation de la saumure. En supposant que le système est adiabatique, l'état final à l'équilibre peut être calculé analytiquement à partir du premier principe de la thermodynamique. Pour les conditions initiales du système que nous avons imposées, nous obtenons à l'équilibre une température finale du système de  $-1.342$  °C et une

salinité correspondante de la saumure de 24.85.

Connaissant l'état final du système à l'équilibre, il est possible de calculer le volume total de fonte qui est impliqué au terme du processus. Le graphique de la figure 34 exprime le volume de glace fondue au cours de la simulation en pourcentage du volume total de glace fondue nécessaire à l'atteinte de l'équilibre. Cela permet de visualiser l'évolution thermodynamique de la glace de mer au cours de la simulation.

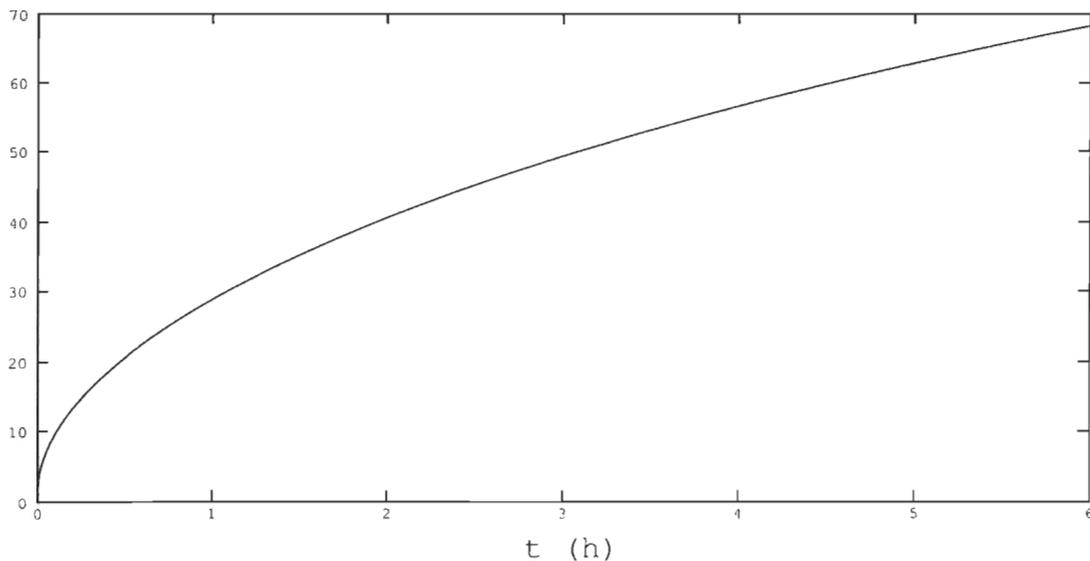


Figure 34: Volume de glace fondue au cours de la simulation en pourcentage du volume total de fonte nécessaire pour un retour complet à l'équilibre thermodynamique

Ce graphique permet de mettre en évidence que l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique est valable que lorsque la perturbation provient d'une variation lente des flux thermiques appliqués au pied de glace telles que les variations saisonnières. Cependant dans le cadre d'une évolution de fréquence semi-journalière, telle qu'imposée par le cycle de marée, cette hypothèse ne tient plus. En extrapolant la courbe du graphique on peut imaginer que le système sera très près de sa

condition d'équilibre qu'après une période de l'ordre de 12 heures.

Il serait possible de remédier grossièrement à cette situation dans notre modèle en incorporant un paramètre  $f$  à l'intérieur du terme transitoire dans l'équation de conservation de la chaleur tel que:

$$C_m \frac{\partial T}{\partial t} = [\eta \rho_b c_b + f(1-\eta) \rho_i c_i] \frac{\partial T}{\partial t} \quad (28)$$

Le terme  $f$  est un paramètre permettant de limiter la portion de la glace solide qui est affectée par une variation de l'état de la saumure à l'intérieur d'un volume élémentaire donné. Cette approche implique également qu'une fraction de  $1-f$  du volume de glace contenu à l'intérieur de ce même volume élémentaire n'est pas affectée par la variation de l'état de la saumure et demeure à sa température initiale durant toute la simulation.

Dans le cas où l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique est valide, la valeur de  $f$  serait de 1. Inversement, pour une glace où la fonte ou le gel ne serait pas considéré, la valeur de  $f$  serait de 0. L'incorporation de ce paramètre dans le modèle permet de prendre en compte l'inertie thermique de la glace, inertie qui a pour effet d'atténuer la réponse du milieu poreux à un changement de la salinité de la saumure.

**BIBLIOGRAPHIE**

- [1] Arya, S.P.S., 1975. *A Drag Partition Theory for Determining the Large-Scale Roughness Parameter and Wind Stress on the Arctic Pack Ice*. **J. of Geophysical Research**, 80, 3447-3454.
  
- [2] Bagley, F.I., 1961. *Heat Balance at the Surface of the Arctic Ocean*. **Western Snow Conference**, Spokane, Washington, pp. 101-104.
  
- [3] Baines, P.G. et K.P. Hoinka, 1985. *Stratified flow over Two-Dimensional Topography in Fluid of Infinite Depth: A Laboratory Simulation*. **J. of the Atmospheric Sciences**, 42, 1614-1630.
  
- [4] Bear, J., 1988. *Dynamics of Fluids in Porous Media*. **Dover Publications, Inc**, 756 p.
  
- [5] Bourke, R.H. et R.P. Garrett, 1987. *Sea Ice Thickness Distribution in the Arctic Ocean*. **Cold Regions Science and Technology**, 13, 259-280.
  
- [6] Crary, A.P., 1960. *Arctic Ice Island and Shelf Ice Studies Part2*. **Arctic**, 13, 32-50.
  
- [7] Debernard, J., 2003. *Modeling the Drift of Ridged Sea Ice: A View from Below*. **J. of Geophysical Research**, 108, 3309.
  
- [8] Durbin, P.A., 1995. *Separated Flow Computations with the k- $\epsilon$ -v2 Model*. **AIAA J**, 33, 659-664.

- [9] Eicken, H., H.R. Krouse, D. Kadko et D.K. Perovich, 2002. *Tracer Studies of Pathways and Rates of Meltwater Transport Through Arctic Summer Sea Ice*. **J. of Geophysical Research**, 107, 8046.
- [10] Eicken, H., T.C. Grenfell, D.K. Perovich, J.A. Richter-Menge et K. Frey, 2004. *Hydraulic Controls of Summer Arctic Pack Ice Albedo*. **J. of Geophysical Research**, 109, 12 p.
- [11] Feltham, D.L., N. Untersteiner, J.S. Wettlaufer et M.G. Worster, 2006. *Sea Ice Is a Mushy Layer*. **Geophysical Research Letters**, 33, L14501.
- [12] Feng, K.E., L. Ying-sheng, J. Chun-yu et W. Wei-zhe, 2006. *Experimental Measurements of Turbulent Boundary Layer Flow Over a Square-Edged Rib*. **J. of Hydrodynamics, Ser.B**, 18, 461-464.
- [13] Freitag, J., 1999. *The hydraulic properties of Arctic sea ice : Implications for the small-scale particle transport (in German)*. **Ber. Polarforsch**, 350, 150 p.
- [14] Freitag, J. et H. Eicken, 2003. *Meltwater Circulation and Permeability of Arctic Summer Sea Ice Derived from Hydrological Field Experiments*. **J. of Glaciology**, 49, 349-358.
- [15] Gow, A.J. et W.B. Tucker, 1990. *Sea Ice in the Polar Regions dans Polar Oceanography, Part A: Physical Science*, édité par W.O. Smith, Academic press, 47-122.
- [16] Hopkins, M.A., W.D. Hibler III et G.M. Flato, 1991. *On the Numerical Simulation of the Sea Ice Ridging Process*. **J. of Geophysical Research**, 96, 4809-4820.
- [17] Høyland, K.V. et S. Løset, 1999. *Measurements of temperature distribution, consolidation and morphology of a first year-year sea ice ridge*. **Cold regions science and technology**, 29, 59-74.
- [18] Hudier, E. et G. Ingram, 1999. *Effects of Pressure Ridge Sheltering on the Spatial and Temporal Variability of Boundary Layer Stability Under First Year Sea Ice*. **Oceanologica Acta**, 22, 487-497.

- [19] Hudier, E. et G. Ingram, 1994. *Small Scale Melt Processes Governing the Flushing of Nutrients from a First-Year Ice, Hudson Bay, Canada*. **Oceanologica Acta**, 17, 397-403.
- [20] Hudier, E. et P. Larouche, 2005. *A Potential of Polarimetric SAR Data in Mapping First Year Sea Ice Pressure Ridges from the Coherent and Non-Coherent Components of HH and VV Channels*. **EARSeL eProceedings**, 4, 130-138.
- [21] Hudier, E., D. DeLisle et P. Larouche, 1993. *Analyse de la Distribution des Crêtes de Pression sur Image Satellitaire*. **Canadian J. Remote sensing**, 19, pp. 83-87.
- [22] Hudier, E., R.G. Ingram et K. Shirasawa, 1995. *Upward Flushing of Sea Water Through First Year Ice*. **Atmosphere-Ocean**, 33, 569-580.
- [23] Hussein, H.J. et R.J. Martinuzzi, 1996. *Energy Balance for the Turbulent Flow Around a Surface Mounted Cube Placed in a Channel*. **Physics of Fluids**, 8, 764-780.
- [24] Hwang, R.R., Y.C. Chow et Y.F. Peng, 1999. *Numerical Study of Turbulent Flow over Two-Dimensional Surface-Mounted Ribs in a Channel*. **International J. for Numerical Methods in Fluids**, 31, 767-785.
- [25] Iaccarino, G., A. Ooi, P.A. Durbin et M. Behnia, 2003. *Reynolds Averaged Simulation of Unsteady Separated Flow*. **International J. of Heat Fluid Flow**, 24, 147-156.
- [26] Kalitzin, G., G. Medic, G. Iaccarino et P.A. Durbin, 2005. *Near-wall Behavior of RANS Turbulence Models and Implications for Wall Functions*. **J. Computational Physics**, 204, 265-291.
- [27] Kreyszig, E., 1999. *Advanced Engineering Mathematics*. **John Wiley & Sons Inc**, 942-989.
- [28] Lake, R.A. et E.L. Lewis, 1970. *Salt Rejection by Sea Ice During Growth*. **J. of Geophysical Research**, 75, 583-597.

- [29] Lapointe, F.P.H., 2000. *Simulation numérique unidimensionnelle du coefficient de diffusion turbulente pour la salinité (KS) durant les phases de développement et de dissipation d'une couche d'eau de fonte près d'une quille de glace. Mémoire de maîtrise en océanographie, Université du Québec à Rimouski, Rimouski, 114 p.*
- [30] Lytle, V.I. et S.F. Ackley, 1992. *Sea Ice Ridging in the Eastern Weddell Sea. J. of Geophysical Research*, 96, 18411-18416.
- [31] Maykut, G.A. et N. Untersteiner, 1971. *Some Results from a Time-Dependent Thermodynamic Model of Sea Ice. J. of Geophysical Research*, 76, 1550-1575.
- [32] Maykut, G.A., 1985. *The Ice Environment* dans **Sea Ice Biota**, édité par R.A. Horner, **CRC Press**, pp. 21-82.
- [33] McPhee, M.G., 1986. *The Upper Ocean* dans **The Geophysics of Sea Ice**, édité par N. Untersteiner, **Plenum Press**, 339-394.
- [34] Nicolaus, M., C. Haas et J. Bareiss, 2003. *Observations of Superimposed Ice Formation at Melt-onset on Fast Ice on Kongsfjorden, Svalbard. Physics and Chemistry of the Earth*, 28, 1241-1248.
- [35] Niedrauer, T.M. et S. Martin, 1979. *An Experimental Study of Brine Drainage and Convection in Young Sea Ice. J. of Geophysical Research*, 84, 1176-1186.
- [36] Panov, A.N. et A.O. Shpaikher, 1964. *Influence of Atlantic Waters on Some Features of the Hydrology of the Arctic Basin and Adjacent Seas. Deep-Sea Research*, 11, 275-285.
- [37] Perovich, D.K. et A.J. Gow, 1991. *A Statistical Description of the Microstructure of Young Sea Ice. J. of Geophysical Research*, 96, 16943-16953.
- [38] Petrenko, V.F. et R.W. Whitworth, 1999. *Physics of Ice. Oxford University Press*, 373 p.

- [39] Pickard, G.L. et W.J. Emery, 1990. *Descriptive Physical Oceanography, An Introduction, 5th edition*. **Butterworth-Heinemann**, 320 p.
- [40] Pite, H.D., D.R. Topham et B.J. van Hardenberg, 1995. *Laboratory Measurements of the Drag Force on a Family of Two-Dimensional Ice Keel Models in a Two-Layer Flow*. **J. of physical Oceanography**, 25, 3008-3030.
- [41] Pond, S. et G.L. Pickard, 1983. *Introductory Dynamical Oceanography, 2nd edition*. **Elsevier Butterworth-Heinemann**, 329 p.
- [42] Pounder, E.R., 1965. *The Physics of Ice*. **Pergamon Press**, 151 p.
- [43] Reeburgh, W.S., 1984. *Fluxes Associated with Brine Motion in Growing Sea Ice*. **Polar Biology**, 3, pp. 29-33.
- [44] Saito, T. et N. Ono, 1980. *Percolation of Sea Ice II. Brine Drainage Channels in Young Sea Ice*. **Low Temperature Science, Srs. A**, 39, 127-132.
- [45] Schmidt, S. et F. Thiele, 2002. *Comparison of Numerical Methods Applied to the Flow Over Wall-Mounted Cubes*. **International J. of Heat and Fluid Flow**, 23, 330-339.
- [46] Skyllingstad, E.D., C.A. Paulson et W.S. Pegau, 2003. *Effects of Keels on Ice Bottom Turbulence Exchange*. **J. of Geophysical Research**, 108, 3372.
- [47] Timco, G.W. et R.P. Burden, 1997. *An analysis of the shapes of sea ice ridges*. **Cold regions science and technology**, 25, 65-77.
- [48] Understeiner, N., 1964. *Calculations of Temperature Regime and Heat Budget of Sea Ice in the Central Arctic*. **J. of Geophysical Research**, 69, pp. 4755-4766.

- [49] Wadhams, P., 2000. *Ice in the Ocean*. **Gordon and Breach Science Publishers**, 351 p.
- [50] Wadhams, P. et T. Davy, 1986. *On the Spacing and Draft Distributions for Pressure Ridge Keels*. **J. of Geophysical Research**, 91, 10,697-10,708.
- [51] Weeks, W.F. et S.F. Ackley, 1982. *The Growth, Structure and Properties of Sea Ice*. **US Army Corps of Engineers**, CRREL Monograph 82-1, 130 p.
- [52] Weeks, W.F., S.F. Ackley et J. Govoni, 1989. *Sea Ice Ridging in the Ross Sea, Antarctica, as Compared With Sites in the Arctic*. **J. of Geophysical Research**, 94, 4984-4988.
- [53] Worster, M.G., 1997. *Convection in mushy layers*. **Annual Review of Fluid Mechanics**, 29, 91-122.
- [54] Wylen, V. et R.E. Sonntag, 1985. *Fundamentals of Classical Thermodynamics, 3rd Edition*. **John Wiley & Sons Inc**, 736 p.

