



**HAL**  
open science

# Surveillance des propriétés de la glace de mer à partir du bruit sismique

Agathe Serripierri

► **To cite this version:**

Agathe Serripierri. Surveillance des propriétés de la glace de mer à partir du bruit sismique. Milieux et Changements globaux. Université Grenoble Alpes [2020-..], 2023. Français. NNT : 2023GRALU007 . tel-04137571

**HAL Id: tel-04137571**

**<https://theses.hal.science/tel-04137571v1>**

Submitted on 22 Jun 2023

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES**

École doctorale : STEP - Sciences de la Terre de l'Environnement et des Planètes

Spécialité : Sciences de la Terre et de l'Environnement

Unité de recherche : Institut des Sciences de la Terre

**Surveillance des propriétés de la banquise à partir du bruit sismique**

**Monitoring properties of sea ice with seismic noise**

Présentée par :

**Agathe SERRIPIERRI**

Direction de thèse :

Ludovic MOREAU  
MAITRE DE CONFERENCES, UGA

Directeur de thèse

Rapporteurs :

Barbara NICOLAS  
DIRECTEUR DE RECHERCHE, CNRS  
Antonin EDDI  
CHARGE DE RECHERCHE, CNRS

Thèse soutenue publiquement le 16 mars 2023, devant le jury composé de :

Ludovic MOREAU MAITRE DE CONFERENCES, UGA	Directeur de thèse
Barbara NICOLAS DIRECTEUR DE RECHERCHE, CNRS	Rapporteuse
Antonin EDDI CHARGE DE RECHERCHE, CNRS	Rapporteur
Claire PRADA DIRECTEUR DE RECHERCHE, CNRS	Examinatrice
Nathalie FAVRETTO-CRISTINI DIRECTEUR DE RECHERCHE, CNRS	Examinatrice
David MARSAN PROFESSEUR DES UNIVERSITES, USMB	Président
Olivier COUTANT PHYSICIEN, UGA	Examineur

Invités :

Philippe ROUX  
DIRECTEUR DE RECHERCHE, CNRS





# Résumé

Durant ces quatre dernières décennies, le déclin de l'extension et l'épaisseur moyenne de la glace de mer Arctique s'est accéléré de manière spectaculaire face au réchauffement climatique. Ce déclin est beaucoup plus rapide que celui prédit par les modèles de climat existant. L'évolution de l'étendue de la glace de mer est soumise à des processus thermodynamiques qui sont affectés par des paramètres importants évoluant à un rythme accéléré, tels que les propriétés mécaniques et l'épaisseur de la glace. Bien que les processus physiques expliquant ce déclin soient compris, les modèles actuels de banquise et climatiques ne reproduisent pas clairement les variations observées. Par conséquent, une surveillance continue et précise de ces paramètres est essentielle compte tenu de la nécessité de mettre à jour nos modèles climatiques. L'utilisation de méthodes sismiques pour étudier la glace de mer a longtemps été délaissée malgré leur potentiel pour des estimations très précises des propriétés de la glace. Toutefois, grâce aux rapides progrès technologiques et méthodologiques de la dernière décennie, ces approches ont été récemment reconsidérées.

Une partie de cette thèse vise à prouver l'efficacité d'une méthodologie basée sur la mesure des ondes sismiques guidées dans la glace pour estimer son module de Young, son coefficient de Poisson, sa densité et son épaisseur dans différentes directions en utilisant le bruit sismique ambiant enregistré par un réseau dense de capteurs. Pour illustrer le potentiel de cette méthode, nous présentons l'exploitation des données sismiques continues enregistrées par un réseau autonome de 247 géophones déployés entre le 1er et le 24 mars 2019, sur la banquise côtière du lac Vallunden, dans le fjord de Van Mijen, dans l'archipel norvégien de Svalbard. La méthode consiste à extraire une fonction de corrélation de bruit puis à inverser les courbes de dispersion des modes guidés se propageant dans la glace de mer. Pour calculer la fonction de corrélation de bruit quotidienne, nous montrons que la sélection des fenêtres de temps où la source sismique dominante est alignée avec les récepteurs améliore significativement le rapport signal/bruit. Les courbes de dispersion des trois modes guidés fondamentaux sont inversées avec un échantillonnage de type Monte Carlo par chaînes de Markov pour déduire la fonction de densité de probabilité des paramètres de la glace de mer. Nous obtenons des résultats cohérents avec les observations et les mesures effectuées in situ. Ainsi, nous démontrons qu'en utilisant cette méthode, il est possible d'estimer l'épaisseur, la densité et les propriétés élastiques de la glace de mer avec précision et sur une base quotidienne.

Ensuite, nous avons exploité des événements particuliers contenus dans le bruit sismique enregistré : les icequakes. Il s'agit de libérations soudaines et impulsives d'énergie issues de divers mécanismes propres à la glace tels que la fracturation. On en compte plus d'une centaine par jour dans nos enregistrements. Ils ont l'avantage d'être isotropes autour de notre réseau sismique. Pour isoler ces signaux spécifiques des enregistrements continus de bruit, une méthode de hiérarchisation des formes d'ondes basée sur un réseau de diffusion profond a été utilisée. Nous avons ensuite sélectionné manuellement et minutieusement les fenêtres temporelles associées aux icequakes. Finalement, les premières étapes antérieures à une inversion tomographique ont été réalisées en mesurant les décalages temporels d'arrivée du champ d'ondes au sein de notre réseau. Nous discutons des perspectives de ce travail qui ouvre la voie à l'imagerie à partir du champ d'ondes émis par les icequakes.

## Remerciements

Je tiens à remercier l'ensemble de mon jury de thèse pour l'intérêt porté à mes travaux de recherche. Je remercie particulièrement mes rapporteurs Barbara Nicolas et Antonin Eddi pour la lecture attentive de ce manuscrit. Merci à Claire Prada et Nathalie Favretto-Cristini pour toutes vos remarques qui m'ont permis de corriger et améliorer ce manuscrit.

Je tiens évidemment à remercier mon directeur de thèse, Ludovic Moreau, de m'avoir offert la possibilité de réaliser ce travail de recherche et de travailler avec l'équipe ondes et structures d'ISTerre. Je remercie particulièrement Philippe Roux, qui est devenu mon encadrant en cours de route, pour son investissement passionné, ses conseils et nos échanges fructueux qui m'ont permis de mener cette thèse à terme. Je voudrais également remercier Mai-Linh pour son soutien et qui m'a permis de faire mes premiers pas dans l'enseignement académique.

Je remercie tout particulièrement Laurent pour sa contribution non-négligeable à ce manuscrit. Merci de m'avoir accordé du temps pour relire mon manuscrit, ou tout simplement m'encourager. Merci pour ta bonne humeur sans faille en toute circonstance, que ce soit en Arctique ou sur le terrain d'ultimate! Ce fut toujours un réel plaisir de te croiser à ISTerre.

Ensuite, je voudrais remercier toutes ces personnes incroyables que j'ai eues la chance de rencontrer à ISTerre. En premier lieu mes amis-doctorants incontournables et exceptionnels : Nour et Destin. Merci pour votre soutien indéfectible, pour toutes ces pauses-café, pour tous ces rires (et parfois pleurs) entre deux corrélations! Merci d'avoir été là en toute circonstance, pendant les mauvais comme les bons jours!! Je suis très reconnaissante et fière de vous compter parmi mes amis. Merci à Laura pour ton soutien constant, ta capacité d'écoute et tes précieux conseils qui m'ont permis de tenir le cap!

Je tiens également à remercier Valentin, le meilleur des amis, présent depuis le tout début de mes études supérieures, d'un soutien inconditionnel et sans faille. Tu as toujours su trouver les mots pour m'épauler et m'aider. Merci pour ton soutien constant, ta capacité d'écoute, tes précieux conseils et toutes tes qualités qui font de toi quelqu'un d'unique.

Merci à Estelle et André, quelle joie d'avoir partagé avec vous tous ces moments inoubliables à la Nouvelle-Orléans et ensuite. Merci à toutes ces personnes de m'avoir soutenu et pour ces bons moments passés ensemble, je pense à Marine, Marco, René et aussi Hooshmand pour toutes ces conversations pour percer le secret de l'équation du mode QS!

Je tiens aussi à remercier Lisa. Merci pour ton soutien, ton écoute, ta présence et tous ces échanges qui me permettent de devenir quelqu'un de meilleur!

Je voudrais remercier le personnel d'ISTerre, toujours présent et efficace dans leur travail : Magali, Fabienne et Jean-Noël, toujours là pour répondre à mes (nombreuses) questions!

Enfin, que serait ces remerciements sans mentionner mes fidèles compagnons? : félins (Filou et Milou), canin (mon très cher Atom) et équin (Jalinour du Yucca ou Jimmy pour les intimes du labo!!) sans qui ma vie ne serait pas si animée!

Finalement, je dédie cette thèse à ma famille qui ont toujours cru en moi : mes parents, mes soeurs : Clotilde et Pernelle, et le meilleur des petits frères que j'aime tant : Timéo.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
1.1	La glace de mer Arctique : rôle, déclin et conséquences globales . . . . .	2
1.1.1	La glace de mer Arctique : un déclin accéléré . . . . .	2
1.1.2	Lien entre la glace de mer Arctique et la circulation atmosphérique et océanique globale . . . . .	4
1.1.3	Les effets de la disparition de la glace de mer Arctique . . . . .	5
1.2	Propriétés élastiques et densité de la glace de mer . . . . .	8
1.2.1	Le module d'Young . . . . .	8
1.2.2	Le coefficient de Poisson . . . . .	9
1.2.3	La densité . . . . .	9
1.3	Méthodes d'estimation de l'épaisseur de la glace de mer Arctique . . . . .	12
1.3.1	Techniques altimétriques basées sur la mesure du franc-bord . . . . .	12
1.3.2	Méthodes électromagnétiques . . . . .	14
1.3.3	Méthodes SONAR . . . . .	15
1.3.4	Méthodes sismiques . . . . .	16
	Sismique active . . . . .	16
	Sismique passive . . . . .	17
1.4	Conclusion . . . . .	19
<b>2</b>	<b>Ondes sismiques guidées dans une couche de glace</b>	<b>20</b>
2.1	Propagation des ondes de Lamb dans une plaque aux surfaces libres . . . . .	21
2.1.1	Équations de dispersion . . . . .	21
2.1.2	Approximations aux basses fréquences . . . . .	25
2.2	Mode transverse horizontal $SH$ . . . . .	26
2.3	Propagation des ondes guidées dans une plaque flottante sur l'eau . . . . .	28
2.3.1	Équation de dispersion . . . . .	28
2.3.2	Approximations aux basses fréquences . . . . .	29
	Mode quasi-symétrique $QS_0$ . . . . .	29
	Mode transverse horizontal $SH_0$ . . . . .	30
	Modes de flexion . . . . .	30
2.4	Conclusion . . . . .	32

<b>3</b>	<b>Acquisition des données expérimentales</b>	<b>34</b>
3.1	De l'expérience en laboratoire à l'expérience sur le terrain . . . . .	35
3.1.1	Expérience en laboratoire . . . . .	35
3.1.2	Expérience sur le terrain . . . . .	36
3.2	Le réseau sismique . . . . .	38
3.2.1	Installation du réseau sismique . . . . .	38
3.2.2	Géométrie du réseau . . . . .	40
<b>4</b>	<b>Retrouver les propriétés de la glace de mer à partir du bruit sismique</b>	<b>42</b>
4.1	Calcul de la fonction de corrélation de bruit . . . . .	43
4.1.1	La fonction de corrélation de bruit . . . . .	43
4.1.2	Optimisation de la fonction de corrélation de bruit en utilisant une méthode de beamforming . . . . .	45
4.2	Extraction du spectre de fréquence en fonction de la longueur d'onde à partir de la fonction de corrélation de bruit via un filtrage SVD . . . . .	49
4.3	Estimation des paramètres de la glace de mer par inférence bayésienne . . . . .	54
4.3.1	Modèle direct, paramétrisation du problème et fonction coût . . . . .	54
4.3.2	Estimation de la fonction de densité de probabilité des paramètres de la glace par inférence bayésienne . . . . .	56
4.4	Résultats et discussion . . . . .	62
4.5	Conclusion . . . . .	65
<b>5</b>	<b>Introduction la tomographie 2D à partir des icequakes</b>	<b>68</b>
5.1	Extraction des icequakes . . . . .	69
5.1.1	Introduction . . . . .	69
5.1.2	Hiérarchisation des formes d'onde . . . . .	70
	Extraction automatique de caractéristiques . . . . .	70
	Réduction des dimensions . . . . .	71
	Regroupement hiérarchique des caractéristiques . . . . .	71
5.1.3	Extraction des temps d'arrivée et de fin des icequakes . . . . .	71
5.2	Mesure de la vitesse du champ d'ondes dominé par le mode QS entre paires de capteurs . . . . .	74
5.2.1	Prétraitement des données . . . . .	74
5.2.2	Mesure du décalage temporel de l'arrivée du champ d'ondes dominé par le mode QS au sein du réseau . . . . .	80
5.2.3	Discussion et perspectives . . . . .	82
<b>6</b>	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>85</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>88</b>

# Table des figures

1.1	Évolution de la température moyenne globale terrestre par rapport à la température du dernier millénaire estimée à partir des gaz piégés dans les bulles d'air de la glace Antarctique. La courbe rouge représente le changement de température (°C) relatif à la température moyenne du dernier millénaire. En fond rouge : les périodes interglaciaires et en bleu les périodes glaciaires. Figure modifiée de Hansen (2004). . . . .	2
1.2	Carte de la région Arctique modifiée de Chester (2016). . . . .	3
1.3	Modélisation de l'évolution de l'étendue de la glace Arctique en septembre 1984 et septembre 2016. Credit : NASA's Goddard Space Flight Center/Jefferson Beck. . . . .	6
1.4	Schéma présentant les relations géométriques utilisées en altimétrie pour mesurer l'épaisseur d'une couverture de glace. $h_s$ représente la hauteur de la surface du système {glace + neige} par rapport à l'ellipsoïde de référence. $h_{sm}$ représente la hauteur de la surface de la mer par rapport à l'ellipsoïde de référence. $h_{fb}$ représente la hauteur du franc-bord. $h_{gi}$ représente la hauteur de glace immergée et $h_{ge}$ la hauteur de glace émergée. $h_n$ représente la hauteur de la couverture de neige par rapport à la surface supérieure de la glace. . . . .	13
1.5	Schéma représentant le principe de l'acquisition de données électromagnétiques pour obtenir des données d'épaisseur d'une couche de glace . . . . .	15
2.1	Schémas représentant une plaque aux surfaces libres, de dimensions infinies dans les directions $x_1$ et $x_2$ et d'épaisseur $h$ dans la direction $x_3$ . a) plaque représentée dans le plan $[x_1, x_2, x_3]$ . La section en couleur représente le plan sagittal des ondes guidées se propageant dans la direction $x_1$ dans le plan $[x_1, x_3]$ en b). . . . .	21
2.2	Construction des ondes de Lamb à partir des composantes longitudinales (en pointillés bleus sur la figure 2.2) et transversales (en traits pleins rouges). À chaque réflexion sur l'une des interfaces, les composantes transverses (ou longitudinales) engendrent une composante transverse et longitudinale partielle (ou longitudinale et transverse partielle). Figure adaptée de Legrand (2020). . . . .	22
2.3	Schéma présentant la déformation subie par une plaque lors du passage du mode symétrique (a) et antisymétrique (b) d'une onde. La ligne en pointillés représente le plan médian de la plaque. Figure modifiée de Xeridat (2011) . . . . .	23
2.4	Evolution du nombre d'onde en fonction produit {fréquence x épaisseur} des premiers modes symétriques et antisymétriques se propageant dans une couche de glace isotrope d'une densité de $916 \text{ kg.m}^{-3}$ de vitesse longitudinale $c_L = 3875 \text{ m.s}^{-1}$ et de vitesse transversale $c_T = 1950 \text{ m.s}^{-1}$ . . . . .	24



2.5	Évolution du nombre d'onde en fonction produit {fréquence x épaisseur} des trois premiers modes <i>SH</i> se propageant dans une couche de glace isotrope. . . . .	27
2.6	Cette figure est issue de l'article de Moreau et al. (2017) et permet la comparaison entre les branches de dispersion obtenues numériquement dans une couche de glace d'épaisseur 21 mm, avec des surfaces libres (croix noires) et avec une interface solide-liquide unilatérale (points bleus). Les calculs ont été effectués en utilisant $c_L = 3875 \text{ m.s}^{-1}$ , $c_T = 1950 \text{ m.s}^{-1}$ , et une densité de glace de $\rho_g = 916 \text{ kg.m}^{-3}$ . Les courbes de dispersion ont été obtenues en résolvant les racines de l'équation de dispersion des ondes de Lamb se propageant dans une plaque en tenant compte ou non de la condition limite d'interface solide-liquide à l'une des surfaces de la plaque. . . . .	33
3.1	Photo du dispositif expérimental issu de l'article de Moreau et al. (2017) utilisé pour mesurer la propagation des ondes guidées dans une couche de glace flottante . . . .	36
3.2	Carte de la zone où le réseau sismique a été installé (rouge) sur le lac Vallunden, Svalbard, qui est naturellement délimité par des moraines et relié au fjord Van Mijen par un petit canal. La ville de Sveagrava est située à environ 1 km au nord-ouest du réseau. . . . .	37
3.3	a) Photo extraite de l'article de Moreau et al. (2020a) montrant un géophone installé directement au contact de la glace. b) Photo d'un géophone utilisé monté sur sa pointe métallique qui a été retirée pour son installation dans la glace. . . . .	38
3.4	Représentation schématique du réseau sismique. Les points rouges indiquent les géophones à trois composantes (3C) et les points bleus indiquent les géophones à une composante (1C : composante verticale). Dans le réseau principal, les géophones 1C sont espacés de 4 m, et les géophones 3C sont organisés en une croix dense avec un espacement de 1 m orienté dans les directions est-ouest (EW) et nord-sud (NS). À l'est, au nord, au sud et à l'ouest se trouvent des réseaux linéaires de quatre géophones (LAE, LAN, LAS, LAW). La figure n'est pas à l'échelle, les distances sont indiquées en vert . . . . .	41
4.1	Fenêtres de beamforming obtenues à partir du bruit sismique ambiant enregistré le 9 mars 2019, sur une fenêtre de 5 minutes à partir de 3h50 dans quatre bandes de fréquences : a) [3-5] Hz; b) [7-9] Hz; c) [11-13] Hz; d) [15-17] Hz. La source dominante est située dans une ouverture angulaire de $\pm 10^\circ$ (lignes pointillées rouges) par rapport à la ligne de capteurs EW. . . . .	45

4.2	(a) Fenêtres de corrélation de 5 minutes en fonction du temps entre la station la plus à l'est du LAE et le récepteur central de la ligne de capteurs EW, filtrées entre 1 Hz et 60 Hz. Les corrélations indiquées en couleur sont celles dont la source dominante est alignée avec la ligne EW. Les corrélations ont été calculées à partir du champ d'ondes sismiques ambiant enregistré le 9 mars 2019. (b) Beamforming calculé à partir du jour complet de bruit sismique ambiant enregistré le 9 mars 2019, dans la bande de fréquences [15-17] Hz. Les sources de bruit sont dominantes dans le nord-ouest. (c) Beamforming à partir de la sommation des segments de bruit sismique de 5 minutes sélectionnés pour une NCF optimale. Les sources de bruit dominantes sont alignées avec la ligne EW. (d) En bleu : sommation des 288 corrélations. En rouge : NCF optimisée. Le rapport signal/bruit est significativement amélioré. . . . .	46
4.3	Schéma présentant les étapes du processus de calcul de la NCF à partir du bruit sismique. . . . .	48
4.4	a) Quatre représentations du réseau dense de capteurs avec le réseau linéaire Est (LAE) pour les 4 sources virtuelles utilisées. La ligne de capteurs utilisée est encadrée en vert. b) Matrice de corrélation des signaux d'émission-réception dans le domaine temporel à gauche et dans le domaine spectral à droite. . . . .	50
4.5	Représentation de la décomposition de la matrice des NCF (a) pour chaque fréquence (section encadrée en rouge) en trois sous-matrices : U, S et V . . . . .	50
4.6	Graphe des valeurs singulières associées aux niveaux d'énergie du signal. La ligne en pointillés rouges représente le seuil défini manuellement qui correspond à la limite entre les valeurs singulières contenant le signal qui nous intéressent et celles contenant du bruit. . . . .	51
4.7	a) Matrice U contenant les vecteurs singuliers. b) Vecteurs tests créés et représentatifs du problème de la propagation des ondes dans la base des récepteurs. c) Comparaison entre le vecteur test et le premier vecteur singulier de la matrice U. d) Comparaison des phases du premier vecteur singulier de la matrice U et du vecteur test calculé approximant au mieux le premier vecteur singulier de la matrice U. . . . .	52
4.8	Spectres fréquence-nombre d'onde obtenus à partir de la fonction de corrélation du bruit calculée le 9 mars 2019, avec la méthode décrite dans la section 4.1 et le traitement de la section 4.2, pour des enregistrements dans la direction EW. (a) Spectre de la composante verticale, dominé par le mode $QS_0$ . La zone avec un contour en pointillés met en évidence une signature sismique avec des pentes correspondant à un mélange entre les modes $SH_0$ et $QS_0$ . Ces modes apparaissent sur la composante verticale car les géophones étaient légèrement inclinés. (b) Spectre de la composante transversale, dominé par le mode $SH_0$ . (c) Spectre de la composante radiale, dominé par le mode $QS_0$ . Les points verts montrent la moyenne des courbes de dispersion extraites dans les directions EW et WE. Les lignes pointillées rouges montrent les courbes de dispersion obtenues à partir des équations 2.14 et 2.15, avec les paramètres de la glace de mer déduits de l'inférence bayésienne : $E = 4.1 \text{ GPa}$ , $\nu = 0.28$ , $\rho_g = 917 \text{ kg.m}^{-3}$ , et $h = 0.60 \text{ m}$ . . . . .	53

4.9	Évolution journalière de la variance des erreurs de mesure (dans les directions EW en rouge et NS en bleu) estimée avec l'algorithme de recuit simulé, tel que décrit dans la section 4.3.2. La variance dans la direction EW reste stable, à environ $0.5 \cdot 10^{-6}$ . Celle dans la direction NS semble montrer une tendance légèrement décroissante, qui semble être la conséquence des variations temporelles des propriétés de la glace dans cette direction. . . . .	58
4.10	Exemple de la fonction de densité de probabilité pour $E$ , $h$ , $\nu$ et $\rho_g$ obtenue après l'inversion des courbes de dispersion calculées le 9 mars 2019, pour LEW. La courbe rouge est une estimation de la distribution de la PDF calculée à partir de l'estimateur de densité à noyau. La courbe bleue montre le maximum de notre distribution. Le module d'Young, l'épaisseur de la glace et le coefficient de Poisson sont contraints de manière satisfaisante par notre méthode. La densité de la glace est moins bien contrainte, avec une distribution plus plate. Les valeurs obtenues sont néanmoins cohérentes avec la littérature. . . . .	59
4.11	Évolution journalière des paramètres de la glace de mer : a) épaisseur, b) coefficient de Poisson, c) module de Young, et d) densité, obtenus pour les lignes de capteurs dans la direction NS (bleu) et EW (rouge). La bande colorée représente la déviation standard associée à chaque courbe. Nous observons une augmentation de l'épaisseur de glace dans chacune des directions, tandis que les paramètres élastiques restent stables, autour de valeurs consistantes avec la littérature pour une glace de première année. . . . .	64
4.12	a) Une heure d'enregistrement du champ d'ondes sismiques pendant la nuit du 11 mars 2019, avec b) la transformée de Fourier correspondante, et c) la densité spectrale de puissance de l'enregistrement. . . . .	66
4.13	Mêmes représentations que dans la figure 4.12, mais durant l'après-midi, avec des activités anthropiques . . . . .	66
4.14	Covariance entre le module de Young, l'épaisseur, la densité et le coefficient de Poisson, avec les coefficients de corrélation associés. . . . .	67
5.1	Signaux temporels des 3 composantes de 2 icequakes (a et b) extraits à partir des enregistrements 3C de la station 125505 le 2 mars 2019. En bleu la composante verticale Z, en vert la composante Est et en rouge la composante Nord . . . . .	69
5.2	a) Dendrogramme présentant le lien entre les différents groupes en fonction de la distance de Ward. b) Taille relative de chacun des groupes. c) Occurrence journalière des signaux issus des groupes. d) Occurrence horaire des signaux issus des groupes. . . . .	72
5.3	Illustration du processus d'extraction des icequakes. Icequake dans le domaine spectral (a) et dans le domaine temporel (b), affiché pour 5 stations du réseau. Les lignes rouge représentent la délimitation temporelle avec le temps de début $t_i$ et le temps de fin de l'icequake $t_f$ fixé manuellement. . . . .	73
5.4	Répartition azimutale des icequakes extraits pour les trois premiers jours de mars 2019 (a, b et c) calculés à partir d'une relocalisation par beamforming (Rost and Thomas, 2002) de chaque icequake extrait. L'axe radial représente les vitesses. . . . .	73

5.5	Histogramme présentant la répartition azimutale du nombre d'icequakes extraits le 3 mars 2019 regroupés en bin de $12^\circ$ . . . . .	75
5.6	a) ICF moyennées par bin de $12^\circ$ pour la paire de capteurs 125501 et 125549 à partir des corrélations des icequakes filtrées dans la bande [2 6] Hz entre le 2 et le 4 mars 2019 . b) ICF finale calculée à partir de la sommation des ICF a) avec optimisation (rouge) et sans (bleu). . . . .	77
5.7	Section sismique représentant les ICF calculées pour toutes les paires de capteurs du réseau. Les ICF finales optimisées ont été calculées à partir des 823 icequakes extraits entre le 2 et 4 mars 2019 pour une bande de fréquences de [1 100] Hz. Elles ont été moyennées en fonction des distances interstations par bin de 2 m. Les parties numérotées de 1 à 3 sont liées à la géométrie de notre réseau. . . . .	78
5.8	Section sismique représentant les ICF finales calculées pour toutes les paires de capteurs du réseau. Les ICF optimisées ont été calculées à partir des 823 icequakes extraits entre le 2 et le 4 mars 2019 pour une bande de fréquences de [2 6] Hz. Elles ont été moyennées en fonction des distances interstations par bin de 2 m. . . . .	78
5.9	Répartition azimutale par bin de $12^\circ$ du nombre d'icequakes du a) 3 mars 2019, b) 3 et 4 mars 2019 c) 2,3 et 4 mars 2019. b) d) f) Corrélations calculés pour la paire de capteurs 125501 et 125549 associées à chaque bin de la figure a), c) et e) respectivement. . . . .	79
5.10	Courbes représentant la vitesse de groupe (croix) et la vitesse de phase (points) entre 0 et 50 Hz calculées à partir de la courbe de dispersion du mode QS synthétisée pour une glace de mer d'épaisseur 0.55 m, de densité $910 \text{ kg.m}^{-3}$ et dont le module d'Young et le coefficient de Poisson sont de respectivement 4 GPa et 0.25 . . . . .	81
5.11	Cette figure illustre le processus d'extraction des $\Delta t_i$ pour la période allant du 2 au 4 mars pour la bande de fréquences [2 6] Hz et une distance interstations comprise entre 47 et 49m. a) Comparaison entre la ICF de référence (pointillés rouges) et son enveloppe (trait plein rouge) et une ICF à comparer (pointillés bleus) et son enveloppe (trait plein bleu). b) Enveloppe de la ICF de référence (trait plein rouge) et enveloppe de la ICF à comparer (trait plein bleu). Le $\Delta t_i$ est calculé comme la différence entre le maximum de ces deux enveloppes. c) à gauche : Représentation des $\Delta t_i$ extraits en fonction de la distance interstations. c) à droite : représentation des enveloppes de toutes les ICF (en couleur) et de la ICF de référence (trait noir). . . . .	82
5.12	Histogramme présentant la répartition des déphasages temporelles extraits par rapport à la référence. La courbe rouge représente l'estimation par noyau de la densité de distribution . . . . .	83
5.13	Cartes représentant la projection des variations spatiales de vitesse extraites. Chaque ligne relie une paire de capteurs dont la distance interstation est comprise entre 47 et 49 m. La couleur de la ligne représente le $\Delta t_i$ mesurée pour cette paire de capteurs dans la bande de fréquence a) [2 6] Hz et b) [4 8] Hz. . . . .	83

## Chapitre 1

# Introduction

---

1.1	La glace de mer Arctique : rôle, déclin et conséquences globales . . . . .	2
1.1.1	La glace de mer Arctique : un déclin accéléré . . . . .	2
1.1.2	Lien entre la glace de mer Arctique et la circulation atmosphérique et océanique globale . . . . .	4
1.1.3	Les effets de la disparition de la glace de mer Arctique . . . . .	5
1.2	Propriétés élastiques et densité de la glace de mer . . . . .	8
1.2.1	Le module d'Young . . . . .	8
1.2.2	Le coefficient de Poisson . . . . .	9
1.2.3	La densité . . . . .	9
1.3	Méthodes d'estimation de l'épaisseur de la glace de mer Arctique . . . . .	12
1.3.1	Techniques altimétriques basées sur la mesure du franc-bord . . . . .	12
1.3.2	Méthodes électromagnétiques . . . . .	14
1.3.3	Méthodes SONAR . . . . .	15
1.3.4	Méthodes sismiques . . . . .	16
	Sismique active . . . . .	16
	Sismique passive . . . . .	17
1.4	Conclusion . . . . .	19

---

Ce chapitre introduit le contexte scientifique dans lequel s'inscrit cette thèse. Le déclin de l'étendue et de l'épaisseur de la glace de mer Arctique est l'une des conséquences les plus spectaculaires et rapides du réchauffement climatique. Bien que les mécanismes physiques derrière ce déclin soient compris, la modélisation de son évolution reste difficile à établir. Dans ce chapitre, nous allons présenter l'état actuel de la région Arctique, ses interactions avec la circulation atmosphérique et océanique globale et les conséquences de son déclin. Nous présenterons les paramètres de la glace de mer d'intérêts dans cette étude. Il sera ensuite question des méthodes usuelles existantes pour mesurer ces paramètres.

## 1.1 La glace de mer Arctique : rôle, déclin et conséquences globales

Le système climatique Arctique est constitué d'un ensemble de processus physiques imbriqués et hautement interactifs. Cette section a pour objectif d'introduire le contexte global dans lequel s'inscrit la région Arctique ainsi que les causes et conséquences déjà visibles de son déclin.

### 1.1.1 La glace de mer Arctique : un déclin accéléré

Au cours des 800 000 dernières années, le climat terrestre a oscillé périodiquement entre des périodes glaciaires, durant lesquelles les longues périodes froides permettent la formation de vastes calottes de glace dans l'hémisphère nord, et des périodes interglaciaires, plus chaudes et plus courtes, engendrant la fonte de ces mêmes calottes (figure 1.1). En cause, les variations orbitales de la Terre autour du Soleil, qui contrôlent la répartition et l'intensité de l'énergie solaire reçue (Raynaud and Lorius, 2004).

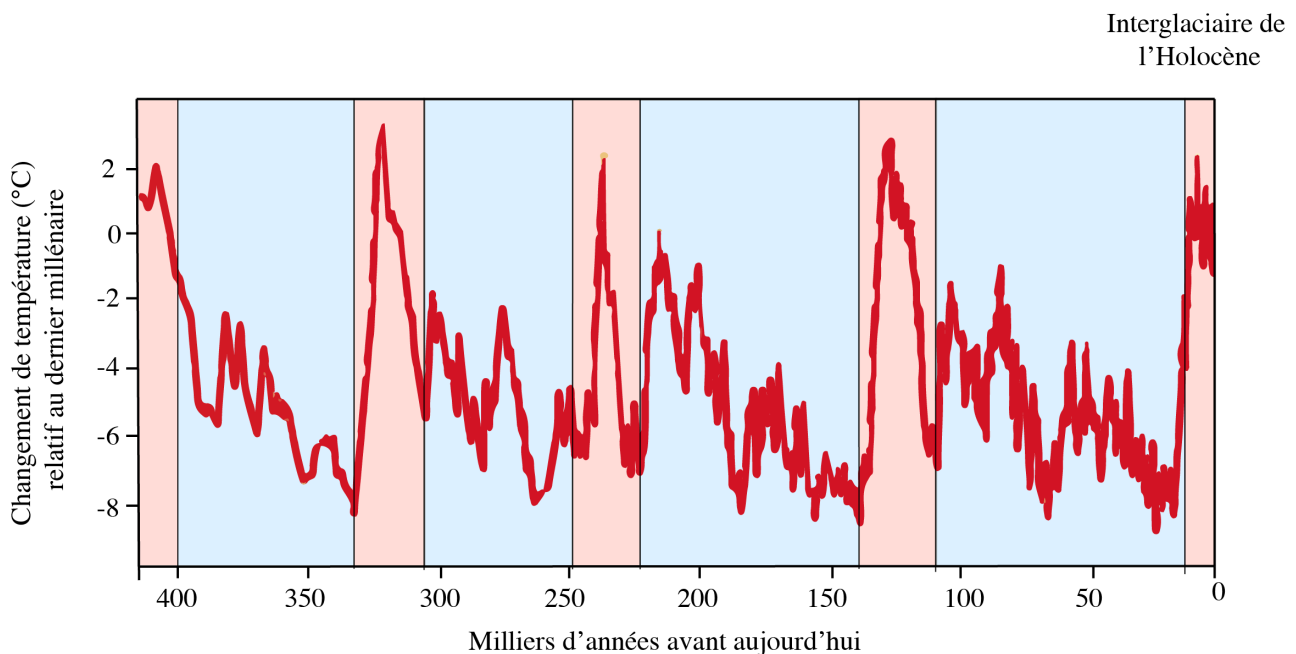


FIGURE 1.1 – Évolution de la température moyenne globale terrestre par rapport à la température du dernier millénaire estimée à partir des gaz piégés dans les bulles d'air de la glace Antarctique. La courbe rouge représente le changement de température (°C) relatif à la température moyenne du dernier millénaire. En fond rouge : les périodes interglaciaires et en bleu les périodes glaciaires. Figure modifiée de Hansen (2004).

Dans les deux zones polaires, la quantité d'énergie émanant du Soleil est distribuée sur une plus grande surface qu'à l'équateur du fait de la trajectoire rasante des rayons du Soleil. De plus, l'axe incliné de la Terre engendre une absence de rayonnement solaire plusieurs mois par an dans ces zones. Ceci a permis l'établissement d'un climat froid et constant avec la formation de glaces et banquises recouvertes de neige.

Ces zones jouent un rôle fondamental dans la stabilité du climat terrestre qui est assurée par différents processus complexes imbriqués. Les rayons du soleil réchauffent les sols et les océans qui renvoient une partie de ce rayonnement sous forme d'énergie thermique vers l'espace. Dans le bassin Arctique, au printemps, lorsque les glaces de mer sont recouvertes de neige, l'albédo de la

surface se situe entre 80 et 90 %. Cela signifie que 90 % de l'énergie reçue est directement renvoyée vers l'espace (Hanson, 1961).

Mon travail de thèse s'intéresse plus particulièrement à la région Arctique, à l'intérieur du cercle polaire. Sa superficie est d'environ 21 millions de  $km^2$ , dont les deux tiers sont recouverts par l'océan Arctique (figure 1.2).



FIGURE 1.2 – Carte de la région Arctique modifiée de Chester (2016).

Depuis ces quatre dernières décennies, le déclin de l'extension et l'épaisseur de la glace de mer Arctique s'est accéléré de manière spectaculaire face au réchauffement climatique. La vitesse de ce déclin est beaucoup plus rapide que celles prédites par les modèles de climat existants (Stroeve et al., 2007; Rampal et al., 2011). La date d'estimation d'un Arctique sans glace de mer ne fait que

reculer au fil des années. En 2012, un Arctique sans glace de mer était prévu quelque temps après 2050 (Stroeve et al., 2012; Steffen et al., 2018), alors qu'en 2019, cette prévision a été modifiée et avancée à 2030 au plus tôt (Screen and Deser, 2019).

En cause principale, l'émanation importante de gaz à effet de serre, notamment le dioxyde de carbone, qui a modifié le bilan radiatif terrestre. Ils empêchent le renvoi du rayonnement solaire vers l'espace ce qui réchauffe l'atmosphère (Solomon et al., 2009). Ce réchauffement a engendré une réaction en chaîne appelée rétroaction positive. En disparaissant, l'albédo de la banquise diminue ce qui accentue sa disparition en cours (Hudson, 2011; Stroeve and Notz, 2018). Ainsi, la température en Arctique augmente 3 à 4 fois plus vite que la température moyenne de l'atmosphère terrestre (Rantanen et al., 2022). De plus, le réchauffement des eaux océaniques entraîne un gel des eaux plus tard dans l'année, ce qui réduit le temps de formation de la banquise, or, une fine couche de glace fond plus facilement.

### 1.1.2 Lien entre la glace de mer Arctique et la circulation atmosphérique et océanique globale

La glace de mer Arctique joue un rôle clé dans la régularisation du climat terrestre via la circulation atmosphérique et océanique (Serreze et al., 2003).

La circulation atmosphérique compense les différences d'énergie entre les températures très basses des régions polaires et celles élevées des zones équatoriales. Les masses d'air circulent de l'équateur vers les pôles, avec, du fait de la rotation terrestre, des vents orientés ouest dans les moyennes latitudes de l'hémisphère nord. La forte différence de températures entre ces masses d'air chaudes et celles des pôles empêche leur mélange et crée un front polaire, aussi appelé courant jet qui emprunte une trajectoire sinueuse autour de la terre. Ce courant-jet, circulant à une vitesse de 200 à 500  $km.h^{-1}$ , fait office de protection en empêchant que des masses d'air chaudes et humides pénètrent dans l'Arctique et stoppe la progression de l'air polaire vers le sud. De part et d'autre de la frontière du courant-jet, des zones tourbillonnaires de basses et hautes pressions, responsables des conditions météorologiques dans les latitudes moyennes, sont créées. Une autre composante empêchant l'introduction des masses d'air chaudes et humides dans l'Arctique est le vortex polaire. Il est composé de vents de hautes altitudes qui tournent autour de l'Arctique.

Les effets du déclin de la glace de mer Arctique sur la circulation atmosphérique sont sujets à débat. En effet, de multiples interactions sont en jeu dans le système climatique en changement, ce qui rend difficile l'estimation de cet impact seul. Plusieurs études combinant les observations et la modélisation du déclin récent de la glace de mer ont établi un lien avec le changement climatique des moyennes latitudes. Honda et al. (2009) combinent les observations et les simulations numériques pour démontrer que des anomalies froides significatives sur l'Extrême-Orient au début de l'hiver et des anomalies froides allongées zonalement de l'Europe à l'Extrême-Orient à la fin de l'hiver sont associées à la diminution de la couverture de glace de mer Arctique au cours des saisons d'été à automne. Kim et al. (2014) et Nakamura et al. (2015) ont étudié la réponse de



la stratosphère au déclin de la glace de mer avec des circulations anormales refroidissant les latitudes moyennes et réchauffant l'Arctique. Ils démontrent l'affaiblissement du vortex polaire et le lien entre la récente réduction de l'étendue de la glace de mer Arctique et les modifications de l'oscillation Arctique et Atlantique Nord.

Le lien entre le déclin de la glace de mer et une augmentation des événements météorologiques extrêmes au niveau des moyennes latitudes reste toutefois controversé. Francis and Vavrus (2012) ont proposé, à partir d'observations, l'hypothèse que le déclin de l'étendue de la glace de mer Arctique engendrerait un ralentissement de la propagation des ondes stationnaires vers l'est et un affaiblissement du courant-jet polaire. Celui-ci pourrait rendre la circulation du courant-jet plus sinueuse. Ces deux effets engendreraient une augmentation des événements climatiques extrêmes dans les moyennes latitudes. À l'inverse, Screen (2014) a exposé que l'amplification Arctique de ces dernières décennies engendrerait une diminution de la variabilité des températures et de la fréquence des valeurs extrêmes sur les moyennes latitudes.

Comme mentionné plus haut, le dévoilement des océans par la disparition de la glace de mer engendre l'augmentation des flux de chaleur ce qui augmenterait le flux de chaleur des zones tourbillonnaires vers le nord et favoriserait ainsi la propagation des ondes planétaires vers la stratosphère. La dissipation de ces ondes pourrait engendrer l'affaiblissement du vortex polaire. Ceci favoriserait l'intrusion d'air froid polaire vers les plus basses latitudes (Cohen et al., 2013).

Ainsi, l'évolution future de la circulation atmosphérique reste incertaine, particulièrement en hiver. Le rôle du déclin de la glace de mer Arctique dans les changements climatiques futurs reste encore indéterminé.

À l'instar de la circulation atmosphérique, la circulation océanique assure la redistribution d'énergie à l'ensemble de la planète de par sa haute capacité de transport de la chaleur. La circulation thermohaline est une composante majeure de ces échanges d'énergie. Les régions polaires produisent des eaux plus denses de par la combinaison de la perte de chaleur de la surface de l'océan et du rejet de sel pendant la formation des glaces. La dérive nord Atlantique est un courant se déplaçant du nord vers le sud dont l'intensité dépend fortement de la formation de ces eaux denses qui s'écoulent en profondeur par advection dans la mer du Labrador (Dickson et al., 2008). La stabilité de la circulation thermohaline dans l'océan est mal connue. Néanmoins, son équilibre pourrait être directement impacté par la fonte des glaces liée au réchauffement climatique. Veltinga and Wood (2002) ont présenté des estimations de la réponse des variables climatiques en cas d'effondrement de la circulation thermohaline dans l'océan Atlantique. Pour cela, ils ont simulé l'apport soudain d'une importante quantité d'eau douce en Atlantique nord, équivalant à une fonte rapide des glaces de mer. Il vient un refroidissement d'une grande partie de l'hémisphère nord (localement jusqu'à 8°C, 1 à 2°C en moyenne) et un faible réchauffement de l'hémisphère Sud (localement jusqu'à 1°C, 0.2°C en moyenne). Ces changements s'accompagneront d'une redistribution globale des vents, des précipitations, de l'évaporation et de l'humidité des sols.

### 1.1.3 Les effets de la disparition de la glace de mer Arctique

Les effets du réchauffement climatique sont déjà visibles, le plus spectaculaire étant la diminution continue de l'étendue de la glace de mer Arctique (figure 1.3), avec un déclin de plus

de 35 % de sa couverture de glace en été depuis 1979 soit plus de 2 millions de  $km^2$  depuis la fin du siècle dernier. L'épaisseur de glace a également subi un déclin d'environ 48 % de son épaisseur passant d'une moyenne de 3.64 m en 1980 à 1.89 m en 2008 (Kwok and Rothrock, 2009).

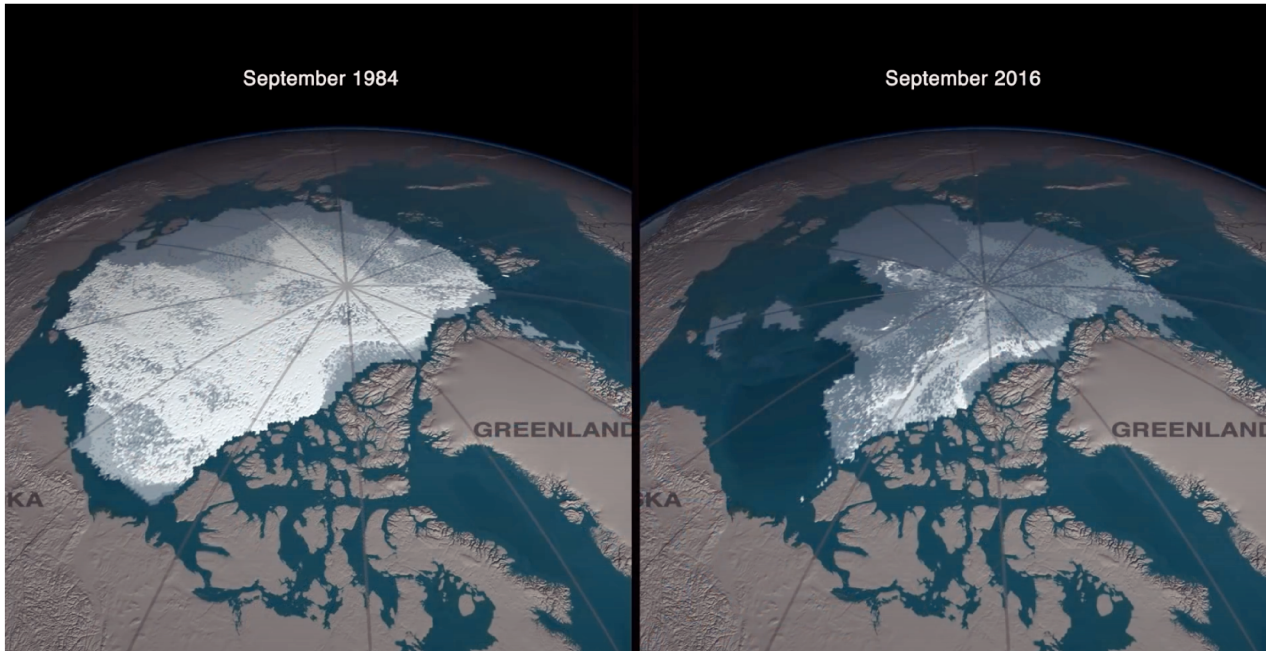


FIGURE 1.3 – Modélisation de l'évolution de l'étendue de la glace Arctique en septembre 1984 et septembre 2016. Credit : NASA's Goddard Space Flight Center/Jefferson Beck.

Parmi les effets directs de la disparition de l'étendue de la glace de mer Arctique, on peut citer des décalages et un raccourcissement de la durée de la fenêtre annuelle de la productivité primaire marine arctique avec des conséquences sur la chaîne alimentaire et le cycle du carbone (Post et al., 2013). On peut également citer le déclin de la condition physique et du nombre des ours polaires qui s'explique par la perte d'habitat et d'alimentation (Hezel et al., 2012). La perte de glace a un effet direct sur la diminution de population des morses du Pacifique dans certaines zones, qui n'ont plus accès aux eaux peu profondes, lieu essentiel d'alimentation, avec le recul de la glace de mer vers les côtes (MacCracken, 2012).

Parmi les effets indirects, on peut citer une diminution des migrations trans-glaciaires et inter-insulaires des espèces en dehors de la saison estivale ce qui va accroître l'isolement génétique entre les populations de ces espèces. En effet, la glace de mer joue un rôle clé dans la différenciation génétique de certaines espèces : le renard Arctique par exemple (Geffen et al., 2007). Pour d'autres espèces comme les populations de morses du Pacifique Nord et de l'Atlantique Nord (Lindqvist et al., 2009) et certaines baleines (O'Corry-Crowe et al., 2010), la glace de mer joue un rôle de barrière de dispersion génétique. Sa disparition entraînera irrémédiablement des contacts entre des espèces étroitement apparentées et actuellement isolées par la glace de mer, augmentant le risque d'hybridation (Kelly et al., 2010).

La disparition de la glace de mer engendrera également des invasions par de nouveaux hôtes, agents pathogènes et vecteurs de maladies en permettant le contact entre des espèces actuellement isolées avec des implications importantes pour la santé des populations qui n'y étaient pas

exposées auparavant (Post et al., 2013). La végétation est également impactée par la disparition de la glace de mer. Bhatt et al. (2010) ont démontré une forte corrélation entre le réchauffement des terres et l'indice de végétation par différence normalisée dans la majeure partie de l'Arctique. Ces changements dans la productivité végétale auront des conséquences sur de nombreux systèmes : changements des profondeurs de la couche active, du pergélisol, de la biodiversité, de la faune et de l'utilisation humaine de ces régions.

## 1.2 Propriétés élastiques et densité de la glace de mer

Dans notre étude, nous nous intéressons à une glace de mer dite de première année, qui se forme durant l'automne et l'hiver et disparaît au printemps et à l'été. La glace de mer est composée de glace solide, de saumure, de gaz et, selon la température, de divers types de sels solides. Ses mécanismes de croissance et sa composition sont directement contrôlés par les facteurs environnementaux dominants in situ (Timco and Weeks, 2010) tels que l'apport d'eau douce, les courants marins et les variations du niveau de la mer. Plusieurs paramètres permettent de caractériser les propriétés intrinsèques de la glace de mer dont la température et la salinité. L'un des objectifs de notre étude est de développer une méthode permettant de surveiller certains de ces paramètres. Il s'agit du coefficient de Poisson, la densité et le module de Young qui vont nous permettre de calculer la rigidité élastique de la glace. Dans la suite de notre étude, chaque mesure de ces paramètres est effective. En effet, à moins d'utiliser des méthodes de mesure où seule la réponse élastique du matériau est impliquée, les valeurs mesurées sont effectives. Dans cette section, nous proposons d'étudier les différentes méthodes permettant de les approximer. Nous discuterons des méthodes permettant d'approximer son épaisseur dans les sections 1.3 et 1.3.4.

### 1.2.1 Le module d'Young

En réponse à une contrainte appliquée, on distingue 3 domaines de comportement d'un matériau :

- Le domaine élastique, dans lequel le matériau revient à sa forme initiale lorsqu'on relâche la contrainte appliquée.
- Le domaine plastique, dans lequel la déformation du matériau est irréversible
- La zone de rupture, dans laquelle le matériau se déforme localement de manière très importante jusqu'à la rupture.

Le module de Young, ou module d'élasticité  $E$ , est une grandeur permettant de quantifier l'élasticité d'un matériau. Il s'agit d'une constante de proportionnalité qui relie la contrainte  $\sigma$  qu'un matériau subit et sa déformation  $\varepsilon$  dans le domaine élastique selon :  $E = \sigma \cdot \varepsilon$  Il s'agit d'un paramètre physique important pour le calcul des contraintes applicables à la glace (Weeks and Anderson, 1958).

Depuis les années 1950, de nombreuses études ont été menées pour déterminer le module de Young de la glace de mer. Elles ont montré une dépendance de ce paramètre à la structure cristalline, la température, la salinité et le taux de contrainte. Plusieurs études ont constaté un lien entre les variations du module d'élasticité et le volume de saumure que contient la glace de mer. Butkovich (1956) et Weeks and Anderson (1958) ont établi que la résistance à la flexion de la glace de mer diminue avec l'augmentation de sa salinité et avec la hausse de sa température. Blanchet et al. (1997) ont établi une relation mathématique entre le module d'Young et la racine carrée du volume de saumure. Timco and Weeks (2010) ont déterminé sa diminution comme une fonction linéaire du volume de saumure.

### 1.2.2 Le coefficient de Poisson

Le coefficient de Poisson  $\nu$  caractérise l'effet Poisson. Il permet de quantifier la déformation (expansion ou contraction) d'un matériau dans des conditions de déformation uniaxiale. Il se calcule comme le rapport négatif entre la déformation transversale et la déformation axiale subies par un matériau dans le cas d'une force uniaxiale. Le rapport de Poisson varie généralement entre 0 et 0.5 pour les matériaux d'ingénierie. Sa valeur augmente sous contrainte de traction et diminue sous contrainte de compression.

Peu d'études ont été menées pour caractériser avec précision le coefficient de Poisson de la glace de mer et l'influence de certains paramètres sur celui-ci tels que la température, la taille et la structure des grains de glace, la direction du chargement ou l'état de la microfissuration de la glace.

Langleben and Pounder (1964) ont estimé le coefficient de Poisson de la glace de mer en utilisant la théorie de l'élasticité à partir des mesures des vitesses des ondes P et d'une étude des fréquences de résonance dans de petits échantillons de carotte de glace. La valeur moyenne calculée est de  $0.295 \pm 0.009$ . Weeks (1967) ont proposé une formule qui exprime le coefficient de Poisson comme une fonction extrêmement faible de la température de la glace basée sur les résultats d'observations sismiques de Lin'kov (1958) réalisées sur une couche de glace en Sibérie. Hutter (1975) a mis en évidence la difficulté à détecter expérimentalement la dépendance du coefficient de Poisson à la teneur en saumure pour la glace de mer. Schwarz and Weeks (1977) ont passé en revue les différentes études menées jusqu'alors pour calculer le coefficient de Poisson de la glace de mer et l'influence de certains facteurs sur celui-ci. Murat and Lainey (1982) ont mesuré les déformations longitudinales et transversales sur des poutres en appui simple chargées en flexion à différents taux et à différentes températures. Il a été constaté que le coefficient de Poisson diminuait avec l'augmentation du taux de contrainte et la diminution de la température.

Ainsi, le coefficient de Poisson et les facteurs l'influencent restent mal connus. Néanmoins, il est couramment utilisé une valeur de 0.3 pour la glace de mer suggérée par Langleben and Pounder (1964) à la suite de leurs expériences de résonance (Sinha, 1987).

### 1.2.3 La densité

La densité est un paramètre important dans les modèles de l'atmosphère, de la glace de mer et de l'océan (Ji et al., 2021) et un paramètre crucial dans l'estimation de l'épaisseur. Il peut impacter jusqu'à 30 % l'incertitude totale des mesures d'épaisseur via les méthodes altimétriques (Kwok and Cunningham, 2008; Zygmuntowska et al., 2014; Kern et al., 2015).

La densité de la glace de mer Arctique varie temporellement et spatialement (Ji et al., 2021). Elle dépend de nombreux facteurs tels que la densité et la quantité de glace pure, la densité et la quantité de bulles de saumure, et la teneur en air de la glace (Timco and Frederking, 1996). Elle dépend aussi du type de glace de mer. Alexandrov et al. (2010) ont utilisé la méthode altimétrique, décrite ci-après, pour déterminer la densité moyenne d'une glace de mer de première année et d'une glace de mer pluriannuelle Arctique. Ils ont obtenu une densité moyenne de  $916.7 \text{ kg.m}^{-3}$  pour la glace

de première année et de  $882.0 \text{ kg.m}^{-3}$  pour la glace pluriannuelle. La température de l'air joue également un rôle important, ses variations entraînant des changements complexes dans la quantité et la densité relative des solides, des liquides et des gaz dans la glace de mer (Timco and Frederking, 1996). Lorsque la température de l'air est basse (janvier à mai), la glace de mer conserve un état physique relativement stable, contenant de nombreuses poches de saumure avec quelques bulles d'air. Sa densité est très élevée. Lors de la période de fonte (juin à août), elle diminue. La saumure liquide contenue dans la glace est évacuée en raison de la gravité et est remplacée par de l'air.

Il s'agit d'un paramètre difficile à estimer, il existe principalement 4 techniques de mesure (Timco and Frederking, 1996).

- La technique la plus utilisée consiste à extraire un échantillon de dimensions connues issu d'un bloc de glace ou d'une carotte prélevés in situ. Le volume étant estimé à partir des dimensions, l'échantillon est pesé pour déterminer sa masse puis sa densité. Cette technique, bien que facile d'application, présente de nombreuses sources d'erreurs impactant la densité estimée. Une première source d'erreurs réside dans le calcul des dimensions de l'échantillon, et notamment des erreurs d'équerrages, donnant lieu à un volume estimé biaisé. Une seconde source d'erreurs réside dans l'extraction de l'échantillon. Si la température de l'air n'est pas suffisamment basse, un drainage de saumure de l'échantillon se produit et celle-ci est remplacée par de l'air, donnant lieu à une estimation de densité inférieure à celle réelle.
- Une seconde technique, rarement utilisée, consiste à mesurer la charge  $P$  nécessaire pour immerger dans l'eau de densité  $\rho_e$ , un bloc de glace de volume  $V$  connu. La densité  $\rho_g$  de la glace est alors donnée par :

$$\rho_g = \rho_e - \frac{P}{V} \quad (1.1)$$

Les sources d'erreurs sont les mêmes que précédemment. De plus, si la glace est poreuse, le liquide de submersion pénètre dans l'échantillon, déplaçant l'air et donnant des résultats erronés.

- Une troisième technique consiste à placer un échantillon de glace dans un récipient hermétique et à le laisser fondre. La gravité spécifique de la glace est ensuite mesurée à l'aide d'un hydromètre. Dans ce cas, tout l'air piégé dans la glace est libéré lorsque la glace fond, et ne contribue donc pas à la valeur mesurée. Cette approche présente donc de multiples sources d'erreurs et présente le même problème du drainage de la saumure énoncé précédemment lors de l'introduction de l'échantillon de glace dans l'appareil de test.
- Une dernière technique, très répandue, consiste à déterminer la densité via des mesures altimétriques du franc-bord et du tirant d'eau d'une couverture de glace. En se basant sur l'hypothèse d'équilibre isostatique, et en tenant compte d'une épaisseur de neige  $h_n$  de densité  $\rho_n$  recouvrant la glace, la densité de glace de mer  $\rho_g$  d'épaisseur  $h_g$  peut être déterminée

à partir de l'équation suivante (voir figure 1.4) :

$$\rho_n h_n + \rho_g h_g = \rho_e (h_g - h_{fb}) \quad (1.2)$$

Dans cette équation,  $\rho_e$  est la densité de l'eau et  $h_{fb}$  est la hauteur du franc-bord, définie comme la hauteur entre la surface de la mer et la hauteur du système {glace + neige} émergé. Cette méthode présente de nombreuses sources d'erreurs. En premier lieu, la condition d'équilibre isostatique doit être respectée, ce qui n'est pas toujours le cas (à proximité d'une crête de pression par exemple). Les mesures de l'épaisseur de neige, de glace et du franc-bord doivent être les plus précises possibles. L'estimation de la densité de la neige et celle de l'eau environnante également. L'imprécision de ces mesures sera discutée dans la section 1.3.1.

La plupart des mesures de densité de la glace de mer Arctique disponibles ont été réalisées dans le cadre d'un programme de mesures de terrain plus vaste. Wadhams et al. (1992) ont reporté une densité moyenne de la glace de mer de  $915 \pm 5 \text{ kg.m}^{-3}$ . Cette valeur a été choisie comme référence pour les futurs travaux scientifiques.

Timco and Frederking (1996) ont examiné les mesures de densité de glace de mer Arctique données par la littérature entre 1927 et 1988. Ils en ont conclu que la densité variait sur une large plage allant de  $720 \text{ kg.m}^{-3}$  à  $940 \text{ kg.m}^{-3}$ , avec une valeur moyenne de  $910 \text{ kg.m}^{-3}$ .

Ji et al. (2021) ont réalisé un travail similaire en analysant les données de densité de la glace de mer dans l'Arctique sur une période récente allant de 2000 à 2015. Ils ont conclu que la densité de la glace de mer mesurée variait sur une gamme plus large allant de  $675 \text{ kg.m}^{-3}$  à  $954 \text{ kg.m}^{-3}$  pour la période de 2000 à 2015, et la densité moyenne mensuelle de la glace de mer variait de  $832 \text{ kg.m}^{-3}$  à  $916 \text{ kg.m}^{-3}$  de janvier à septembre. L'augmentation de la plage de densité pourrait s'expliquer par les changements subits par l'Arctique en lien avec le réchauffement climatique et le passage d'une glace pluriannuelle épaisse à une glace de première année plus mince au cours des 15 dernières années (Maslanik et al., 2011).

### 1.3 Méthodes d'estimation de l'épaisseur de la glace de mer Arctique

La télédétection par satellite reste à ce jour l'approche privilégiée pour surveiller l'épaisseur et l'étendue de la glace de mer Arctique. Dans la première section, nous présenterons le principe général des méthodes altimétriques basées sur la mesure du franc-bord. Dans la seconde section, nous introduirons le principe des méthodes électromagnétiques puis des méthodes SONAR (SOund NAVigation and RAnging), majoritairement utilisées à des fins militaires. Dans la dernière section, nous discuterons des méthodes sismiques actives et passives pour mesurer l'épaisseur de la glace de mer.

#### 1.3.1 Techniques altimétriques basées sur la mesure du franc-bord

Au vu des conditions d'accès et de la logistique difficile imposées par l'environnement Arctique, la télédétection par satellite reste l'approche privilégiée pour surveiller l'épaisseur et l'étendue de la glace de mer Arctique (Kwok, 2010; Wadhams, 2012).

La télédétection spatiale permet une couverture à grande échelle de l'étendue du bassin Arctique. Contrairement à l'étendue, l'épaisseur de la glace de mer est directement liée à son volume et plus difficile à observer depuis l'espace. En effet, les capteurs altimétriques (radar ou lidar) installés sur les satellites n'enregistrent que le rayonnement émis ou diffusé par la surface supérieure ou le volume situé dans les quelques dizaines de centimètres supérieurs de la glace et ne voient pas la surface inférieure, ce qui empêche des observations directes de l'épaisseur de la glace (Kwok and Cunningham, 2008).

Les principales méthodes basées sur la mesure du franc-bord par altimétrie sont l'altimétrie radar, l'altimétrie laser et la profilométrie laser.

L'altimétrie radar, utilisé sur Envisat et CryoSat-2, consiste à émettre des faisceaux radars hautes fréquences et à mesurer la différence de temps entre l'émission de ces faisceaux et le retour des échos, réfléchis sur la surface de la glace recouverte de neige. Il est également nécessaire d'obtenir une réflexion depuis l'eau libre située à proximité pour estimer le franc-bord. L'amplitude et la forme des échos contiennent des informations sur les caractéristiques de la surface réfléchie, parfois complexes à interpréter.

À la différence de l'altimétrie radar, l'altimétrie laser (LIDAR) utilise non pas les ondes radios, mais la lumière pour mesurer des distances.

La détermination de l'épaisseur est dérivée de mesures altimétriques (lidar ou radar) dont le principe est de mesurer la fraction de glace de mer située au-dessus du niveau de la mer, appelée franc-bord. Géométriquement, le franc-bord s'exprime ainsi (voir figure 1.4) :

$$h_{fb} = h_{ge} + h_n \quad (1.3)$$



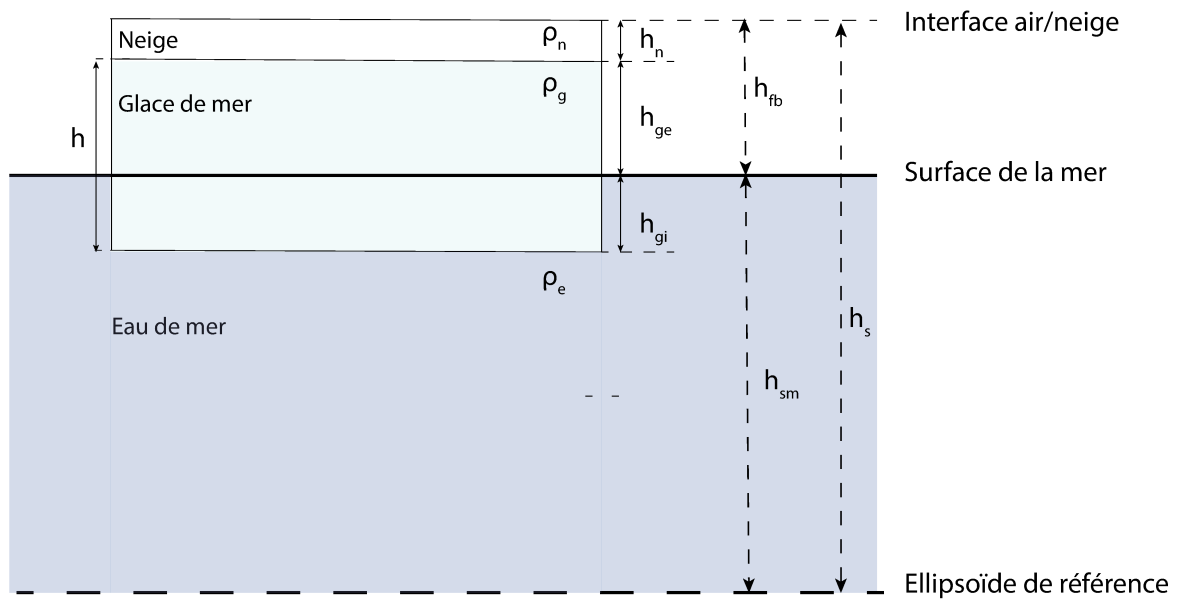


FIGURE 1.4 – Schéma présentant les relations géométriques utilisées en altimétrie pour mesurer l'épaisseur d'une couverture de glace.  $h_s$  représente la hauteur de la surface du système {glace + neige} par rapport à l'ellipsoïde de référence.  $h_{sm}$  représente la hauteur de la surface de la mer par rapport à l'ellipsoïde de référence.  $h_{fb}$  représente la hauteur du franc-bord.  $h_{gi}$  représente la hauteur de glace immergée et  $h_{ge}$  la hauteur de glace émergée.  $h_n$  représente la hauteur de la couverture de neige par rapport à la surface supérieure de la glace.

avec  $h_{fb}$  correspondant à la hauteur du franc-bord,  $h_{ge}$ , la hauteur de glace émergée et  $h_n$ , la hauteur de neige recouvrant la glace de mer.

A partir d'un altimètre, la hauteur du franc-bord s'exprime :

$$h_{fb} = h_s - h_{sm} \quad (1.4)$$

avec  $h_s$ , la hauteur de surface et  $h_{sm}$ , la hauteur de la surface de la mer, toutes deux exprimées à partir de l'ellipsoïde de référence choisi. Les mesures du franc-bord peuvent ensuite être converties en estimation de l'épaisseur de la glace de mer en supposant un équilibre hydrostatique (Laxon et al., 2003; Kwok et al., 2009). Néanmoins, les incertitudes liées à la mesure du franc-bord et les algorithmes utilisés pour cette conversion entraînent de grandes incertitudes de sorte qu'il peut y avoir de grandes différences entre la même estimation d'épaisseur suivant le modèle et les hypothèses utilisés dans ce calcul. Ceci est documenté dans l'étude de Wang et al. (2016), qui ont fait la comparaison de six produits d'épaisseur de la glace de mer Arctique obtenus à partir de méthodes d'extraction différentes : une approche du bilan énergétique, des mesures du franc-bord de la glace et la relation entre les températures de brillance des micro-ondes passives et l'épaisseur de la glace mince.

L'extraction du franc-bord exige une connaissance de la hauteur de la surface de la mer qui est variable le long d'un segment altimétrique. Il est donc nécessaire d'extraire plusieurs références de la hauteur de surface de la mer dans la couverture de glace. La mesure du franc-bord est donc basée

sur un modèle de hauteur de la surface de la mer qui va dépendre de plusieurs paramètres directement impliqués dans l'incertitude de la mesure tels que les ondulations du géoïde (Wagner, 1979), les contributions des marées, la réaction de la surface de la mer à la pression atmosphérique, la topographie dynamique associée aux courants de surface géostrophiques (Kwok et al., 2006; Kwok, 2010). Les premiers résultats géophysiques d'estimations du franc-bord/épaisseur de la glace à partir d'altimètres radars spatiaux sont donnés par Laxon et al. (2003). La difficulté d'extraction des hauteurs de références de la surface de la mer dans les profils d'élévation des altimètres s'explique par plusieurs facteurs :

- Lorsque des chenaux issus de la fracturation de la glace de mer permettent une circulation d'eau libre, une mesure directe de la hauteur de la surface de la mer est possible. Néanmoins, leur fréquence d'apparition est très faible et, lorsqu'elles existent, la hauteur de la surface de la mer récupérée peut être biaisée par l'élévation de la couverture de glace voisine.
- Une autre difficulté réside dans les capacités de discrimination de l'eau libre et de la glace mélangée à l'eau des capteurs et notamment dans les retours d'échos mixtes glace/océan. Cette différenciation est possible grâce à des algorithmes de discrimination propres aux caractéristiques spécifiques d'un système altimétrique et à sa longueur d'onde. La sensibilité de l'instrument est également un facteur à prendre en considération dans la précision avec laquelle le franc-bord peut être déterminé.
- La présence d'une couverture neigeuse sur la surface de la glace et sa répartition en termes d'épaisseur engendre une complication supplémentaire pour les mesures du franc-bord qui risquent d'être surestimées (Kwok and Cunningham, 2008). Pour tenir compte de ce paramètre, il faut à la fois connaître son épaisseur et sa densité. Étant donné que ces paramètres sont variables spatialement et temporellement, différentes approches sont utilisées. Kwok et al. (2009) ont utilisé les climatologies et produits météorologiques disponibles en utilisant les estimations quotidiennes des précipitations neigeuses incluant des estimations de précipitation-évaporation, les conditions d'accumulation de la neige sur la couverture de glace, l'advection de la glace, la variabilité saisonnière de la densité de la neige et la couverture de neige initiale à la fin de l'été. D'autres études (Laxon et al., 2003) ont choisi d'utiliser la climatologie de la neige de la couverture de glace de mer de l'océan Arctique établie par Warren et al. (1999) à partir de données in situ collectées entre 1954 et 1991. Néanmoins, cette climatologie ne reflète pas les conditions de neige actuelles.

### 1.3.2 Méthodes électromagnétiques

C'est à partir de la fin des années 1980, avec les travaux des pionniers de Kovacs et al. (1987) et Kovacs and Holladay (1990), que le sondage par induction électromagnétique (EM) hélicopté a été utilisé pour réaliser une cartographie de l'épaisseur de la glace de mer arctique.

Le sondage par induction EM a pour but de déterminer la distance entre l'instrument EM et la surface de l'eau de mer située sous la glace de mer. Cela est rendu possible par les différences de

conductivité entre la glace et l'eau (de 0 à  $50 \text{ mS.m}^{-1}$  pour la glace (Haas et al., 1997) et de 2400 à  $2700 \text{ mS.m}^{-1}$  pour l'eau de mer). La méthode électromagnétique doit donc être couplée avec une méthode altimétrique pour déterminer la hauteur entre l'instrument EM et la surface de la glace ou de la neige. Il est important de noter qu'il n'existe aucun moyen de discriminer la neige de la glace par méthodes EM hélicoptérées.

La figure 1.5 schématise, de façon simplifiée, le système d'acquisition de données EM pour mesurer l'épaisseur d'une couche de glace flottante sur l'eau. Il est composé d'une bobine qui va émettre un champ électromagnétique primaire (en pointillés bleus sur la figure 1.5) aux basses fréquences proche de la glace de mer qu'il va pénétrer jusqu'à atteindre l'eau de mer, très conductrice. Lorsqu'il atteint l'eau de mer localisée sous la face inférieure de la glace de mer, il génère alors des courants de Foucault (en pointillés noirs sur la figure 1.5), qui génèrent à leur tour un champ EM secondaire (en pointillés rouges sur la figure 1.5). Ce champ EM secondaire va se propager vers le haut à travers la glace de mer et son intensité est mesurée par la bobine réceptrice du système EM.

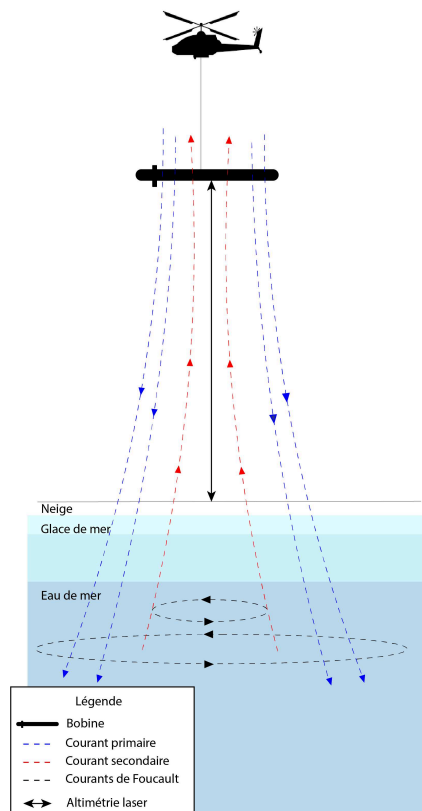


FIGURE 1.5 – Schéma représentant le principe de l'acquisition de données électromagnétiques pour obtenir des données d'épaisseur d'une couche de glace

### 1.3.3 Méthodes SONAR

Les systèmes SONAR sont basés sur l'émission et la réception d'ondes acoustiques. Ils permettent d'obtenir des informations sur le tirant d'eau  $h_{gi}$  (figure 1.4) de la glace et la topographie sous la glace. Ces systèmes ont été majoritairement exploités à des fins militaires, ce qui a longtemps posé problème en termes de disponibilité des données pour les chercheurs mais aussi

concernant les données elles-mêmes. En effet, le profilage de la glace étant un ajout à leurs missions opérationnelles, obtenir des profils répétés avec une densité de point suffisante sur une zone souhaitée pour l'exploitation scientifique est compliqué. Wadhams (1988) publie une étude sur l'utilisation d'un sonar à balayage latéral, pour établir et étudier la distribution des caractéristiques de la glace de mer à l'interface glace/eau.

Pour parer à ce problème de disponibilité de données militaires, un sonar AUV (Autonomous Underwater Vehicle) a été déployé pour la première fois et les données exploitées dans l'étude de Francois and Nodland (1972). Depuis, d'autres études ont utilisé ce système pour réaliser une cartographie tridimensionnelle de la face inférieure de la glace (Wadhams et al., 2004, 2006).

Il existe également des systèmes de bouées dérivantes sur lesquels est installé un SONAR pour étudier l'évolution temporelle de l'épaisseur de la glace.

### 1.3.4 Méthodes sismiques

La conformation de la glace de mer engendre un confinement des ondes se propageant à l'intérieur de celle-ci et donnant lieu à des ondes dites guidées. Leur étude peut permettre une surveillance des propriétés élastiques, de la densité et de l'épaisseur de la glace de mer. Néanmoins, pendant longtemps, les méthodes sismiques pour la surveillance des propriétés de la glace de mer ont été délaissées au profit de méthodes satellites ou radar. En cause, l'environnement hostile et difficile d'accès limitant la réalisation d'expériences in situ. Depuis deux décennies, le développement de la sismologie passive a permis l'exploitation de données passives issues de réseaux sismiques autonomes ne nécessitant pas la présence humaine autrement que pour leur installation et désinstallation. Le lecteur est invité à se référer au chapitre 2 : "Ondes guidées" pour plus d'explications sur la propagation des ondes dans une couche de glace.

#### Sismique active

Avant l'émergence des méthodes de sismique passive des deux dernières décennies, on utilisait des sources sismiques actives – c'est-à-dire artificielles et nécessitant la présence de l'Homme pour les créer : coup de marteau, explosion, chute de poids - pour étudier les caractéristiques d'un milieu. En raison de la difficulté des conditions environnementales et de la présence indispensable de l'Homme, peu d'études ont été menées avant les années 2000 sur l'exploration des caractéristiques de la glace de mer à partir des méthodes actives.

Anderson (1958) relate dans son article un bilan des études menées jusqu'alors sur les propriétés élastiques de la glace de mer. À partir de la masse de données accumulées par la force aérienne du centre de recherche de Cambridge et l'Institut Arctique de la glace de mer, il fait état de l'influence des paramètres physiques de la glace (température, taux de liquide et air dans la glace) sur ses propriétés élastiques. Les méthodes utilisées sont la déflexion (statique et dynamique) et les méthodes de sismiques actives (ondes de choc générées par la chute de poids, de détonateurs ou de TNT).

Hunkins (1960) propose une étude sismique de la glace de mer. Il étudie les vitesses des ondes longitudinales et transversales dans la glace et établit un lien avec les variations de la température de la glace. Il détermine l'épaisseur de la glace de mer à partir de la dispersion des ondes de

flexion et des ondes de flexion couplées à l'air. Les données sismiques sont obtenues à partir de l'utilisation d'explosifs, de coups de marteau, de tirs et de poids.

Yang and Giellis (1994) publient une étude basée sur les données sismiques produites par une source active et enregistrées via un alignement de capteurs 3 composantes (3C). La source sismique a été générée en frappant avec des marteaux sur un tuyau d'acier gelé dans la glace en Arctique. À partir de ces données, ils ont réalisé l'étude des courbes de dispersion associées et estimé les atténuations des ondes par la glace.

Stein et al. (1998) déploient des géophones 3C sur la glace. À partir du champ d'onde créé par la génération de signaux impulsifs, ils recouvrent l'épaisseur de la glace.

### **Sismique passive**

À partir de 2003, l'émergence de nouvelles méthodes sismiques basées sur l'enregistrement et le traitement du bruit sismique marque un tournant dans l'utilisation de la sismicité pour l'exploration du sous-sol (Shapiro and Campillo, 2004). Il est ainsi possible d'extraire les caractéristiques d'un milieu à partir de l'enregistrement de la propagation des multiples ondes sismiques dont les sources ne sont pas actives dans ce milieu. De plus, grâce aux progrès technologiques en termes de miniaturisation des composants électroniques et d'allongement de l'autonomie des batteries, il est actuellement possible de transporter facilement de petits géophones autonomes (par exemple, moins de 1 kg pour un géophone) qui peuvent enregistrer un champ sismique pendant plusieurs mois.

La combinaison de ces avancées scientifiques et technologiques réduit fortement les contraintes de l'utilisation des méthodes sismiques. Il est, en effet, possible d'extraire les propriétés de la glace de mer à partir d'un réseau de géophones autonomes sur plusieurs semaines ne nécessitant plus l'intervention de l'Homme autrement que pour l'installation et la désinstallation des géophones. Ainsi, depuis 2010, les études des propriétés de la glace de mer à partir de la sismologie passive se succèdent.

Marsan et al. (2011) font état des résultats du déploiement de sismomètres à larges bandes sur la glace de mer en Arctique au printemps 2007. L'enregistrement et l'exploitation d'ondes basses fréquences permettent de compléter, avec un échantillonnage temporel plus précis, les mesures de déformation de la couverture de glace déjà observées par satellite et ont permis une meilleure caractérisation des processus impliqués lors de ces événements de déformation.

Marsan et al. (2012) déduisent l'épaisseur de la glace de mer localement à partir de l'enregistrement passif des ondes se propageant dans la couverture de glace de mer Arctique. Ils démontrent ainsi la faisabilité de l'utilisation de sismomètres à larges bandes déployés sur la glace de mer pour mesurer son épaisseur, sans nécessiter de sources actives ni d'intervention humaine.

Marsan et al. (2019) font l'étude du champ d'ondes sismiques se propageant dans la couverture de glace de mer Arctique à partir des enregistrements passifs de 3 stations sismiques dérivantes sur la glace de mer Arctique pendant l'hiver 2014-2015, avec un espacement variable compris entre 30 et 80 km. Ils observent ainsi plusieurs modes de propagation distincts. Ils soulignent l'importance

des méthodes de réseau pour identifier ces modes et font l'hypothèse que l'un de ces modes est excité préférentiellement par la déformation de la couverture de glace.

Moreau et al. (2020a) présentent la campagne menée pour l'acquisition des données exploitées dans cette thèse, avec la présentation de résultats préliminaires d'estimation de l'épaisseur, du module de Young et du coefficient de Poisson. Pour se faire, il a été combiné des approches de sismologie passive avec des méthodes spécifiques de traitement en réseau. Il a été démontré que les courbes de dispersion multimodales de la glace de mer peuvent être calculées sans source active et ensuite utilisées pour déduire les propriétés de la glace de mer.

Dans leur étude précédente, Moreau et al. (2020a) se sont basés sur les enregistrements passifs d'une cinquantaine de géophones. Puis, Moreau et al. (2020b) s'intéressent à des événements particuliers contenus dans l'enregistrement du bruit sismique : les tremblements de glace. Ils démontrent qu'il est possible de combiner deux méthodes pour estimer l'épaisseur et les propriétés élastiques de la glace de mer avec 3 à 5 géophones. Pour cela, ils combinent l'interférométrie du bruit pour estimer les propriétés élastiques, et une inversion bayésienne de la dispersion des formes d'onde des tremblements de glace pour déduire l'épaisseur.

Romeyn et al. (2021) développent un modèle pour estimer l'épaisseur d'une couche de glace flottante. Celui-ci est basée sur le couplage entre les ondes guidées se propageant dans la glace (excitées par des sources impulsives) et l'atmosphère.

## 1.4 Conclusion

Au siècle dernier, la région Arctique est surtout étudiée par la communauté scientifique. Aujourd'hui, l'intérêt pour cette région s'est étendu aux politiciens, aux dirigeants, aux militaires et aux médias. En cause, les changements spectaculaires engendrés par le réchauffement climatique, plus intense que partout ailleurs dans le monde.

Le déclin de la banquise Arctique, tant en termes d'étendue que d'épaisseur, s'est accéléré au cours des quatre dernières décennies (Stroeve et al., 2007; Rampal et al., 2011). Bien que les processus physiques expliquant ce déclin soient compris, les modèles actuels de banquise et climatiques ne reproduisent pas clairement les variations observées. Les processus thermodynamiques responsables de l'évolution de l'étendue de la glace de mer dépendent de paramètres importants, tels que les propriétés mécaniques et l'épaisseur de la glace. Ils sont étudiés depuis le début du siècle dernier, mais l'intérêt pour ces données a augmenté au cours de la dernière décennie. En cause, la fonte des glaces qui augmente les possibilités d'accès aux vastes ressources naturelles et biologiques de l'océan Arctique et des mers adjacentes accentuées par les besoins croissants de production en pétrole et en gaz et l'exploration des ressources minérales en mer. En effet, l'United States Geological Survey a évalué qu'environ 30 % du gaz et 13 % du pétrole non découverts dans le monde pourraient s'y trouver, principalement en mer, sous moins de 500 mètres d'eau (Gautier et al., 2009). L'Arctique est également un réservoir d'eau douce mondial.

Des informations sur les propriétés de la glace de mer sont également nécessaires pour les activités opérationnelles, notamment la navigation, pour établir s'il est possible ou non d'ouvrir de nouvelles routes maritimes commerciales et touristiques, en particulier dans des zones où les déplacements se font essentiellement en motoneige. Ces paramètres sont également nécessaires pour des applications écologiques. Stirling (1980) étudie l'importance des polynies pour les oiseaux et mammifères marins. Massicotte et al. (2019) étudient la sensibilité de la production primaire du phytoplancton en Arctique.

## Chapitre 2

# Ondes sismiques guidées dans une couche de glace

---

2.1	Propagation des ondes de Lamb dans une plaque aux surfaces libres . . . . .	21
2.1.1	Équations de dispersion . . . . .	21
2.1.2	Approximations aux basses fréquences . . . . .	25
2.2	Mode transverse horizontal SH . . . . .	26
2.3	Propagation des ondes guidées dans une plaque flottante sur l'eau . . . . .	28
2.3.1	Équation de dispersion . . . . .	28
2.3.2	Approximations aux basses fréquences . . . . .	29
	Mode quasi-symétrique $QS_0$ . . . . .	29
	Mode transverse horizontal $SH_0$ . . . . .	30
	Modes de flexion . . . . .	30
2.4	Conclusion . . . . .	32

---

La glace de mer flottante sur l'eau est un système confinant les ondes qui se propagent à l'intérieur de celle-ci. Elle se comporte comme un guide d'onde et donne lieu à la propagation d'ondes guidées, aux caractéristiques particulières qui vont nous permettre de réaliser une surveillance de ses propriétés élastiques, sa densité et son épaisseur. Les ondes guidées se propageant dans une couche de glace flottante sont de trois types : les modes de Lamb, le mode transverse horizontal et le mode flexural. Pour parvenir à une bonne compréhension de la propagation des modes de Lamb dans une couche de glace flottante, nous étudierons d'abord leur propagation dans une plaque libre. Nous discuterons ensuite du mode transverse horizontal et dans une dernière section, de la propagation des ondes guidées dans une plaque flottante sur l'eau.



## 2.1 Propagation des ondes de Lamb dans une plaque aux surfaces libres

Lorsqu'une onde se propage dans une couche élastique isotrope placée dans le vide, elle se retrouve piégée et la structure du milieu va déterminer sa direction de propagation et ses caractéristiques. Ce type de structure s'appelle un guide d'onde. Il existe plusieurs types d'ondes guidées dont l'existence dépend de la géométrie du milieu et la plage de fréquences étudiées. Parmi elles, on peut citer les ondes de surface (ondes de Rayleigh), les ondes de plaque (ondes de Lamb et ondes transverses horizontales  $SH$ ) et les ondes d'interfaces (Scholte, Stoneley, Love). Dans cette section, nous nous intéressons à la propagation des ondes de Lamb dans une plaque infinie placée dans le vide. Dans ce type de configuration, nous observons aussi la propagation du mode transverse horizontal  $SH$  non décrite ici, mais dans la section 2.2.

### 2.1.1 Équations de dispersion

Soit une plaque homogène et isotrope, infinie dans les directions  $x_1$  et  $x_2$  et d'épaisseur  $h$  constante (figure 2.1).

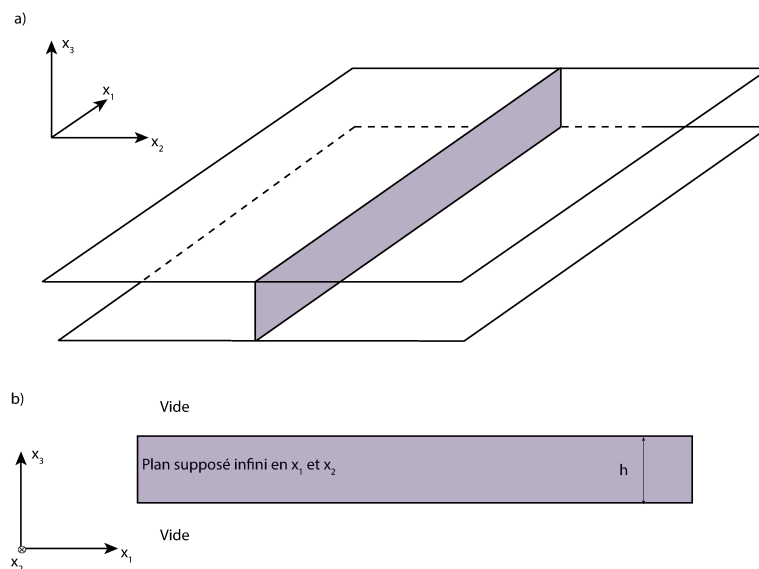


FIGURE 2.1 – Schémas représentant une plaque aux surfaces libres, de dimensions infinies dans les directions  $x_1$  et  $x_2$  et d'épaisseur  $h$  dans la direction  $x_3$ . a) plaque représentée dans le plan  $[x_1, x_2, x_3]$ . La section en couleur représente le plan sagittal des ondes guidées se propageant dans la direction  $x_1$  dans le plan  $[x_1, x_3]$  en b).

Dans le cas d'une plaque dont l'épaisseur est du même ordre de grandeur ou inférieure à la longueur d'onde, lorsque les ondes longitudinales et transversales atteignent l'une des interfaces, il en résulte une réflexion et une conversion partielle de l'onde incidente (figure 2.2). Ainsi, pour une onde incidente de composante longitudinale (en pointillés bleus sur la figure 2.2), il en résulte la réflexion de l'onde longitudinale incidente et une onde transversale partielle (en rouge sur la figure 2.2) obtenue par conversion de ce mode. De même pour une onde incidente transversale qui donnera lieu à une réflexion de l'onde transversale et une onde longitudinale partielle obtenue par conversion de ce mode. De la combinaison de ces ondes partielles résulte les modes de

Lamb (Lamb, 1917; Royer and Dieulesaint, 1999). La propagation de ces modes, polarisés dans le plan sagittal et ne possédant que des composantes de déplacement selon  $x_1$  et  $x_3$ , engendrent des déformations symétriques et antisymétriques de la plaque.

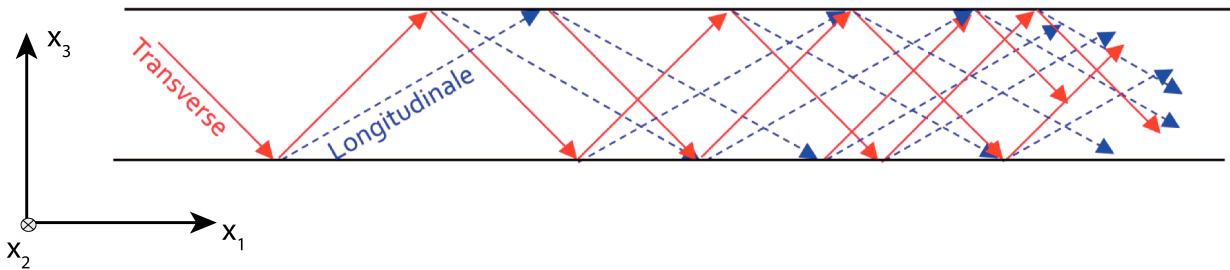


FIGURE 2.2 – Construction des ondes de Lamb à partir des composantes longitudinales (en pointillés bleus sur la figure 2.2) et transversales (en traits pleins rouges). À chaque réflexion sur l’une des interfaces, les composantes transversales (ou longitudinales) engendrent une composante transverse et longitudinale partielle (ou longitudinale et transverse partielle). Figure adaptée de Legrand (2020).

La théorie de la propagation des ondes de Lamb dans une plaque infinie placée dans le vide a été décrite pour la première fois par Lamb (1917). Cette théorie a été étendue aux cas des plaques placées dans l’eau (Osborn and Hart, 1945) et flottantes (Press et al., 1951). D’autres études ont établi un lien entre les propriétés élastiques du milieu et les vitesses des ondes s’y propageant (Ewing et al., 1934).

Plusieurs méthodes permettent de déterminer les solutions de la propagation des ondes de Lamb. Parmi elles, la théorie dite des potentiels développée par Victorov (1967) est valable uniquement dans le cas de matériaux isotropes. Elle consiste à décomposer le champ de déplacement dans la plaque en un potentiel scalaire, décrivant la propagation des ondes longitudinales, et un potentiel vecteur, décrivant la propagation des ondes transversales. Cette méthode est mathématiquement la plus simple à mettre en application dans le cas isotrope.

Par la suite, Auld (1973) a utilisé la méthode dite de superposition des ondes ou encore des ondes partielles pour résoudre ce même problème. Cette méthode est plus générale puisqu’elle s’applique également au cas des matériaux anisotropes. Celle-ci consiste à trouver les solutions des équations d’onde pour le milieu considéré sous la forme d’ondes partielles. La combinaison de ces solutions permet de traiter le cas des ondes de Lamb mais aussi des ondes transversales horizontales  $SH$  dans les matériaux anisotropes.

Ces méthodes permettent d’obtenir l’équation de dispersion des modes de Lamb, aussi appelée équation de Rayleigh-Lamb :

$$\frac{\omega^4}{c_T^4} = 4k^2 q^2 \left[ 1 - \frac{p \tan(p \frac{h}{2} + \alpha)}{q \tan(q \frac{h}{2} + \alpha)} \right] \quad (2.1)$$

$k$  dénote le nombre d'onde des ondes de Lamb. On note :  $p^2 = k_L^2 - k^2$  et  $q^2 = k_T^2 - k^2$  avec  $k_L = \frac{\omega}{c_L}$  et  $k_T = \frac{\omega}{c_T}$  qui définissent respectivement les nombres d'onde des ondes longitudinales et transversales se propageant dans la plaque d'épaisseur  $h$  à une vitesse  $c_L$  et  $c_T$  telle que :

$$c_L = \sqrt{\frac{E(1-\nu)}{\rho(1+\nu)(1-2\nu)}} \quad (2.2a)$$

$$c_T = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\nu)}} \quad (2.2b)$$

$E$  et  $\nu$  représentent respectivement le module de Young et le coefficient de Poisson de la plaque et  $\rho$  sa densité.

L'équation de dispersion de Rayleigh-Lamb (2.1) présente une infinité de solutions correspondant à deux types de modes :

- le mode symétrique dans le cas où  $\alpha = 0$ . Il s'apparente aux ondes de compression avec une composante longitudinale du champ de déplacement prédominante. Le champ de déplacement dans la direction  $x_1$  est symétrique par rapport au plan médian de la plaque (figure 2.3-a).
- le mode antisymétrique dans le cas où  $\alpha = \frac{\pi}{2}$ . Il s'apparente aux ondes de flexion avec une composante verticale du champ de déplacement prédominante. Le champ de déplacement dans la direction  $x_1$  est antisymétrique par rapport au plan médian de la plaque (figure 2.3-b).

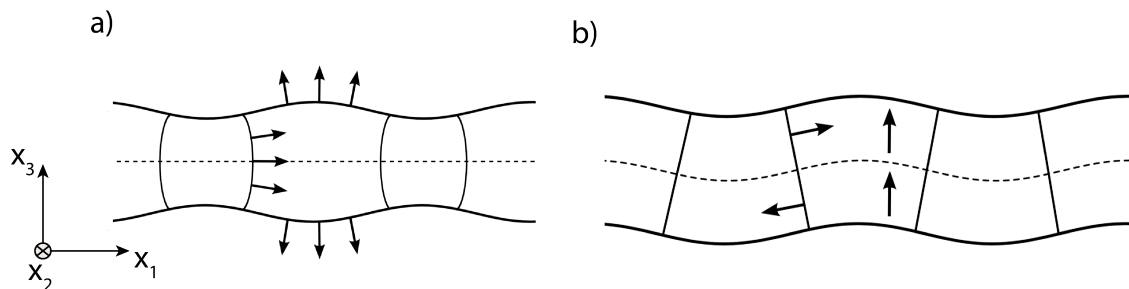


FIGURE 2.3 – Schéma présentant la déformation subie par une plaque lors du passage du mode symétrique (a) et antisymétrique (b) d'une onde. La ligne en pointillés représente le plan médian de la plaque. Figure modifiée de Xeridat (2011)

Les racines solutions de l'équation de Rayleigh-Lamb (2.1) peuvent être de différentes natures. Il en existe une infinité avec un nombre d'onde complexe correspondant aux modes atténués mais seulement un nombre fini avec un nombre d'onde réel correspondant aux modes propagatifs. Il en existe également avec un nombre d'onde imaginaire pur correspondant aux modes évanescents, non propagatifs.

L'existence de ces modes est liée à la fréquence et à l'épaisseur de la plaque. Pour un produit {fréquence x épaisseur} donné de la plaque, chaque racine de l'équation de Rayleigh-Lamb (2.1)

détermine un mode propagatif, défini par l'indice  $n$ , pour les modes symétriques  $S_n$  et antisymétriques  $A_n$ . Il est ainsi possible de tracer les courbes de dispersion des modes symétriques et antisymétriques à partir de la résolution numérique de l'équation de Rayleigh-Lamb (2.1).

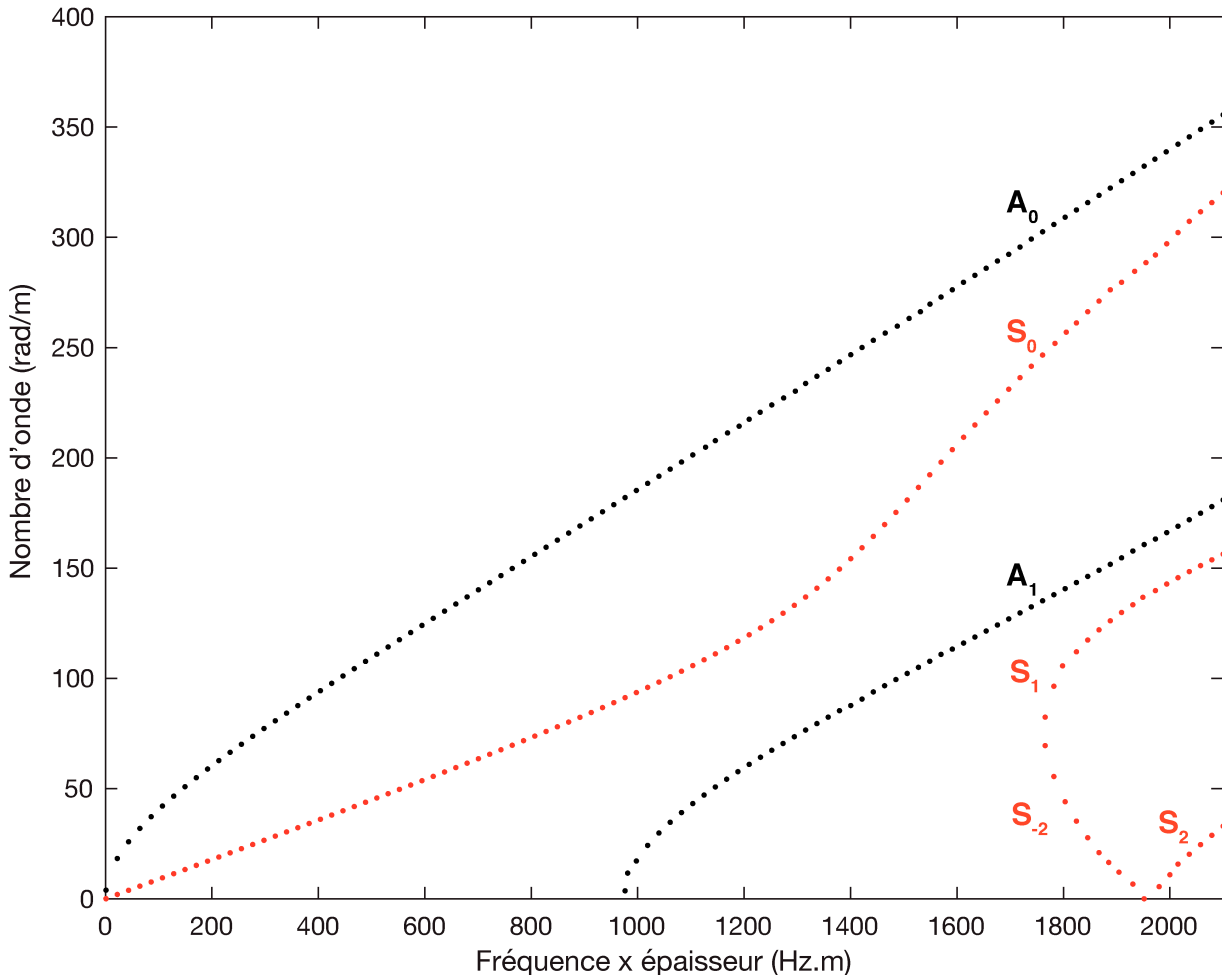


FIGURE 2.4 – Evolution du nombre d'onde en fonction produit {fréquence x épaisseur} des premiers modes symétriques et antisymétriques se propageant dans une couche de glace isotrope d'une densité de  $916 \text{ kg.m}^{-3}$  de vitesse longitudinale  $c_L = 3875 \text{ m.s}^{-1}$  et de vitesse transversale  $c_T = 1950 \text{ m.s}^{-1}$

La figure 2.4 représente l'évolution du nombre d'onde en fonction produit {fréquence x épaisseur} des deux premiers modes symétriques et antisymétriques. Cette représentation est couramment utilisée pour des raisons pratiques. Ces courbes ont été établies numériquement en simulant la propagation des ondes de Lamb dans une plaque isotrope de densité  $\rho_g = 916 \text{ kg.m}^{-3}$ , et dans laquelle la vitesse des ondes longitudinales vaut  $c_L = 3875 \text{ m.s}^{-1}$  et celle des ondes transversales vaut  $c_T = 1950 \text{ m.s}^{-1}$ . Seuls les modes fondamentaux  $S_0$  et  $A_0$  ne présentent pas de fréquence de coupure. Ils sont les seuls modes solutions de l'équation de Rayleigh-Lamb (2.1) en dessous de la fréquence de coupure du mode  $A_1$ .

Pour les modes d'ordre supérieur, les conditions aux limites d'annulation des contraintes normales et tangentielles sur les surfaces libres de la plaque engendrent l'apparition de fréquences

de coupure. En deçà de ces fréquences, le nombre d'onde est complexe ou imaginaire pur, soit un mode atténué, non propagatif.

### 2.1.2 Approximations aux basses fréquences

Pour des faibles produits {fréquence x épaisseur}, nous pouvons linéariser les termes tangentiels de l'équation de Rayleigh-Lamb (2.1).

Pour le mode  $S_0$ , quand  $k$  et  $\omega$  tendent vers 0, les termes tangentiels peuvent être approximés tels que :

$$\tan\left(p\frac{h}{2}\right) \approx p\frac{h}{2} \quad (2.3a)$$

$$\tan\left(q\frac{h}{2}\right) \approx q\frac{h}{2} \quad (2.3b)$$

L'équation de Rayleigh-Lamb (2.1) peut donc être simplifiée telle que :

$$\frac{\omega^4}{c_T^4} \approx 4k^2(q^2 - p^2) \quad (2.4a)$$

$$\approx 4k^2\omega^2\left(\frac{1}{c_T^2} - \frac{1}{c_L^2}\right) \quad (2.4b)$$

A partir de cette équation, nous pouvons en déduire la vitesse de phase du mode symétrique fondamental  $S_0$ , appelée également vitesse de plaque, qui s'approche d'une valeur constante telle que :

$$v_p = 2c_T \sqrt{1 - \frac{c_T^2}{c_L^2}} \quad (2.5)$$

La relation de dispersion du mode symétrique  $S_0$  se réduit donc à :

$$k_{S_0} = \frac{\omega}{v_p} \quad (2.6)$$

En substituant la vitesse de plaque dans l'équation 2.6, on obtient :

$$k_{S_0}(\omega) = \omega \sqrt{\frac{\rho(1 - \nu^2)}{E}} \quad (2.7)$$

L'onde peut donc être considérée comme non dispersive, avec une composante  $x_1$  du déplacement prédominante, c'est-à-dire un mode correspondant à une onde quasi longitudinale.

Pour le mode  $A_0$ , quand  $k$  et  $\omega$  tendent vers 0, les termes tangentiels de l'équation 2.1 peuvent être approximés tel que :

$$\tan\left(p\frac{h}{2} + \frac{\pi}{2}\right) = -\cotan\left(p\frac{h}{2}\right) \approx -\frac{2}{ph} + \frac{ph}{6} \quad (2.8a)$$

$$\tan\left(q\frac{h}{2} + \frac{\pi}{2}\right) = -\cotan\left(q\frac{h}{2}\right) \approx -\frac{2}{qh} + \frac{qh}{6} \quad (2.8b)$$

On obtient alors :

$$\omega^4 \approx \frac{4}{12}h^2k^2q^2(p^2 - q^2) \quad (2.9)$$

Par substitution des coefficients p et q, on obtient :

$$\omega = \frac{v_p}{\sqrt{3}}k^2h \quad (2.10)$$

On constate que la relation de dispersion du mode  $A_0$  dans l'approximation basses fréquences est quadratique. Les vitesses de phase et de groupe de ce mode dependent de la fréquence, il est donc dispersif.

## 2.2 Mode transverse horizontal SH

En réalisant une étude analytique du champ de déplacement selon les trois composantes dans les trois directions ( $x_1, x_2, x_3$ ) dans une plaque mince, il apparaît dans ce système un découplage entre les équations associées aux composantes  $x_1$  et  $x_3$  du champ de déplacement et celle associée à la deuxième composante du champ de déplacement. Ce découplage engendre l'existence de deux types de mode de propagation découplés et indépendants : les modes de Lamb étudiés précédemment et dont la polarisation est contenue dans le plan sagittal et un autre type de mode appelé transverse horizontal - ou *Shear horizontal* en anglais (SH) - dont la polarisation est perpendiculaire au plan sagittal. Il est issu de la superposition des réflexions des ondes de volume SH et se propage selon la direction  $x_1$ .

La relation de dispersion de ce mode s'exprime :

$$\omega = c_T \sqrt{k^2 + \left(\frac{n\pi}{2h}\right)^2} \quad (2.11)$$

A partir de cette relation, il est possible de tracer les différents modes de propagation  $SH_n$ .

Dans la figure 2.5, ils ont été calculés et tracés pour la même plaque de glace que celle de la figure 2.4. On observe que le mode transverse horizontal fondamental  $SH_0$  n'est pas dispersif. Dans la suite de notre étude, le produit {fréquence x épaisseur} ne dépasse pas la fréquence de coupure des modes SH d'ordre supérieur. Nous nous intéressons donc uniquement au mode fondamental.

Par substitution de la vitesse de propagation transversale  $c_T$  (2.2b-b), il vient, à partir de l'équation de dispersion 2.11 pour le mode fondamental ( $n=0$ ) :

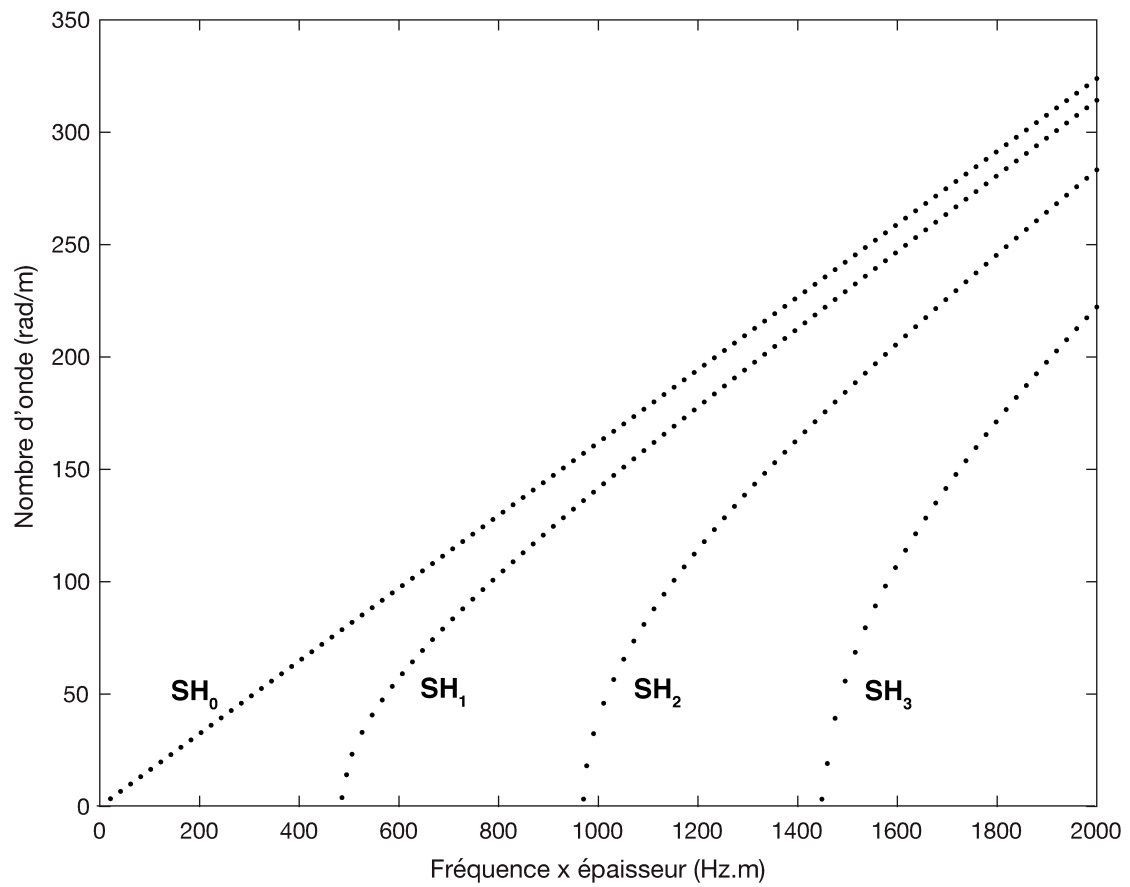


FIGURE 2.5 – Évolution du nombre d'onde en fonction produit {fréquence x épaisseur} des trois premiers modes SH se propageant dans une couche de glace isotrope.

$$k_{SH_0} = \omega \sqrt{\frac{2\rho(1+\nu)}{E}} \quad (2.12)$$

## 2.3 Propagation des ondes guidées dans une plaque flottante sur l'eau

Dans cette section, nous nous intéressons à un guide d'onde de type plaque particulier : une couche de glace flottante sur l'eau. A contrario d'une plaque aux surfaces libres, la présence d'un liquide modifie les conditions aux limites de la surface de la plaque en contact avec l'eau. Pour une plaque aux surfaces libres, les contraintes normales et cisailantes sur les surfaces supérieure et inférieure sont nulles, ce qui rend possible l'existence des modes de propagation symétriques et antisymétriques. La contrainte normale sur la surface inférieure d'une couche de glace flottante sur l'eau n'est pas nulle : elle doit être égale à la pression dans le liquide. Ainsi, les conditions aux limites sur les surfaces inférieure et supérieure de la plaque ne sont ni symétriques ni antisymétriques par rapport au plan médian. Néanmoins, les modes guidés dans une plaque flottante se rapprochent fortement des modes symétriques et antisymétriques. Ainsi, nous utiliserons le terme quasi-symétriques ( $QS_n$ ) pour mentionner la propagation des modes similaires aux modes de Lamb symétriques ( $S_n$ ) et quasi-antisymétriques ( $QA_n$ ) pour mentionner la propagation des modes similaires aux modes de Lamb antisymétriques ( $A_n$ ). L'interface solide-eau d'une couche de glace flottante sur l'eau donne lieu à l'apparition d'un nouveau mode, semblable à l'onde de Scholte, appelée mode quasi-Scholte QS et engendrant un comportement en flexion de la plaque.

### 2.3.1 Équation de dispersion

Soit une couche de glace d'épaisseur  $h$  semi-immersée dans l'eau sur une face, l'autre restant libre.

Comme dans le cas de la plaque libre, les contraintes normales et cisailantes sur la surface supérieure sont nulles.

Sur la surface inférieure de la plaque, la propagation des ondes peut se transmettre à l'eau dans la mesure où le déplacement et la contrainte normale sont continus à l'interface plaque/eau. En revanche, la contrainte de cisaillement reste nulle à l'interface puisque seul un liquide visqueux permet la propagation d'une composante cisailante.

La composante verticale des ondes de Lamb va donc engendrer une onde dans l'eau qui se propage selon la direction  $x_1$  et qui décroît exponentiellement dans la direction  $x_3$ . L'influence de l'eau sur la propagation des modes de Lamb est contrôlée par le rapport entre la vitesse de ces modes et la vitesse de l'onde longitudinale dans l'eau : si la vitesse des ondes de Lamb dans la plaque est supérieure à celle de l'onde longitudinale dans le liquide, les ondes de Lamb vont dissiper une partie de leur énergie dans le liquide et vice-versa.

La substitution des conditions aux limites permet d'obtenir un système d'équations pouvant s'exprimer sous forme matricielle dont les solutions sont non triviales lorsque le déterminant est nul tel que (Yu and Tian, 2015) :

$$\begin{vmatrix} q^2 - k^2 & q^2 - k^2 & -2qk & 2qk & 0 \\ 2pk & -2pk & q^2 - k^2 & q^2 - k^2 & 0 \\ (q^2 - k^2)e^{iph} & \frac{q^2 - k^2}{e^{iph}} & -2qe^{iqh} & \frac{2qk}{e^{iqh}} & \frac{\omega^2 \rho_e}{\mu} \\ 2pke^{iph} & \frac{-2pk}{e^{iph}} & (q^2 - k^2)e^{iqh} & \frac{q^2 - k^2}{e^{iqh}} & 0 \\ pe^{iph} & \frac{-p}{e^{iph}} & -ke^{iqh} & \frac{-k}{e^{iqh}} & \sqrt{\frac{\omega^2}{c_s^2} - k^2} \end{vmatrix} = 0 \quad (2.13)$$



$c_e$  représente la vitesse des ondes longitudinales dans l'eau.

Contrairement au cas de la propagation des ondes dans une plaque aux surfaces libres, la matrice obtenue n'est pas symétrique. Nous n'obtenons donc pas 2 équations caractéristiques des ondes de Lamb symétriques et antisymétriques comme dans le cas de la plaque libre. Néanmoins, nous obtenons la propagation de modes similaires aux ondes de Lamb et la propagation d'un mode supplémentaire semblable à l'onde de Scholte, le mode quasi-Scholte  $QS$  (Cegla et al., 2005).

### 2.3.2 Approximations aux basses fréquences

Plusieurs modèles permettent de décrire analytiquement la propagation des ondes dans une couche de glace flottante. Ils diffèrent en fonction des conditions aux limites et des hypothèses générales sur les fluides prises en compte.

Dans notre étude, nous avons choisi de travailler avec le modèle applicable aux basses fréquences établi par Stein (1986) et Stein et al. (1998) et utilisant trois types d'ondes :

- les ondes longitudinales
- les ondes transverses horizontales
- les ondes flexurales.

#### Mode quasi-symétrique $QS_0$

Les ondes longitudinales correspondent à la propagation du mode quasi-symétrique  $QS_0$  dont la composante longitudinale est prédominante. Dans le régime des basses fréquences, il est non dispersif et quasi superposable au mode  $S_0$  dans une plaque libre (figure 2.6). On peut approximer sa vitesse par la vitesse de plaque vers laquelle le mode  $S_0$  tend lorsque le nombre d'onde tend vers 0 comme démontré dans la section 2.1.2. Sa relation de dispersion s'exprime donc :

$$k_{QS_0}(\omega) = \omega \sqrt{\frac{\rho_g(1 - \nu^2)}{E}} \quad (2.14)$$

Cette équation est valable tant que le mode  $QS_0$  ne devient pas dispersif, ce qui se produit pour des produits {fréquence x épaisseur} supérieures à 500 Hz.m. Dans la suite de notre étude, la fréquence d'échantillonnage des signaux est de 500 Hz, cette condition est donc toujours satisfaite.

### Mode transverse horizontal $SH_0$

Les ondes transverses horizontales sont polarisées perpendiculairement au plan sagittal de la plaque. Il n'y a donc pas de couplage avec l'eau sous-jacente et nous observons ce mode dans le cas de la plaque libre ou en contact avec l'eau. Dans la suite de notre étude, nous ne travaillons pas à des produits {fréquence x épaisseur} supérieurs à 120 Hz.m. Nous nous intéressons donc uniquement au mode fondamental non dispersif  $SH_0$  (décrit dans la section 2.2).

### Modes de flexion

L'onde de flexion dans une plaque libre est l'approximation asymptotique aux basses fréquences du mode fondamental antisymétrique  $A_0$ . Dans notre cas, cette approximation est modifiée en raison d'un couplage des modes propagatifs dans la plaque avec l'eau. La vitesse de phase du mode quasi-antisymétrique dans la plaque est inférieure à celle de l'onde longitudinale dans le liquide, ce qui engendre une forte dissipation de ce mode dans l'eau. Dans la suite du manuscrit, nous ne travaillerons pas avec des produits {fréquence x épaisseur} nous permettant d'observer ce mode de flexion propagatif. Néanmoins, le couplage entre l'eau et la plaque produit une onde d'interface de flexion dont la propagation est semblable à celle de l'onde de Scholte produite par le couplage entre un milieu solide semi-infini et un milieu fluide semi-infini. Cependant, comme la couche de glace est un domaine borné, sa propagation est modifiée et nous choisissons de nommer cette onde Quasi-Scholte  $QS$  (Cegla et al., 2005).

Stein et al. (1998) ont établi l'équation du mode  $QS$  pour le régime des basses fréquences avec un modèle similaire à celui établi par Yang and Yates (1995). Dans ces modèles, le liquide est considéré comme compressible et non visqueux. Le couplage entre la propagation des ondes et l'air à l'interface plaque/air est négligé.

L'équation de dispersion approximée pour l'onde  $QS$  dépend de la rigidité en flexion  $D$  de la glace qui est contrôlée par son épaisseur, sa densité et ses propriétés élastiques telles que :

$$\left(\frac{\omega}{c_f}\right)^4 - \frac{h\rho_g\omega^2}{D} + \frac{\rho_e g}{D} - \frac{\rho_e\omega^2}{D\sqrt{\left(\frac{\omega}{c_f}\right)^2 - \left(\frac{\omega}{c_e}\right)^2}} = 0 \quad (2.15)$$

avec  $D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}$ .

Cette équation comporte 4 termes :

- Le premier terme caractérise le déplacement flexural subi par la plaque. Il peut être approximé par le nombre d'onde de l'onde Quasi-Scholte à la puissance 4 tel que  $\left(\frac{\omega}{c_f}\right)^4 = k_{QS}(\omega)^4$ .
- Le second terme caractérise l'accélération subie par la plaque de glace d'épaisseur  $h$  et de densité  $\rho_g$  avec  $\omega$  la fréquence angulaire .
- Le troisième terme permet de prendre en compte la flottabilité de la plaque avec  $g = 9.81 \text{ m.s}^{-2}$  représentant l'accélération gravitationnelle.

- Le dernier terme caractérise la pression dans le liquide avec  $c_e$  et  $\rho_e$  représentant le vitesse du son dans l'eau et sa densité respectivement.

Cette équation est valable lorsque le produit {fréquence x épaisseur} reste inférieur à environ 50 Hz.m. Dans la suite de notre étude, la glace étudiée avait une épaisseur inférieure à 0.8 m; par conséquent, cette équation peut être utilisée à des fréquences allant jusqu'à  $\sim 65$  Hz. Cette relation de dispersion, couplée aux approximations basses fréquences des équations de dispersion du mode  $QS_0$  (2.14) et  $SH_0$  (2.12), va nous permettre d'inverser simultanément les propriétés élastiques, l'épaisseur et la densité de la couche de glace avec un traitement numérique adapté.

Un autre type de modèle existant prend en compte le couplage entre les ondes flexurales et l'air. En effet, l'onde de flexion dans la glace dissipe une partie de son énergie dans l'air et vice-versa. Pour des produits {fréquence x épaisseur} particuliers, lorsque la vitesse de phase de l'onde de flexion est égale à celle de la vitesse du son dans l'air, cette dissipation est plus importante. L'extraction de ces fréquences particulières est valable pour un ensemble donné de paramètres de la glace. Press et al. (1951) ont été les premiers à décrire les fondements théoriques de ce couplage et à ajouter un terme d'inertie dans l'air à l'équation de dispersion du mode  $QS$  en considérant un fluide compressible et non visqueux.

Récemment, Romeyn et al. (2021) se sont basés sur le modèle de Squire et al. (1996) en considérant un fluide non visqueux et incompressible mais en considérant néanmoins un couplage entre la propagation des ondes flexurales dans la glace et dans l'air. À partir de ces hypothèses, ils ont extrait des épaisseurs de glace sur la base d'enregistrements d'ondes sonores transmises dans l'air avec un microphone.

## 2.4 Conclusion

Dans notre étude, nous nous intéressons à l'étude aux basses fréquences d'un champ d'ondes se propageant dans une couche de glace homogène flottante sur l'eau. Par rapport à une couche de glace placée dans le vide, l'interface glace-eau engendre la propagation d'un nouveau mode semblable à l'onde de Scholte : le mode Quasi-Scholte  $QS$ , très dispersif aux basses fréquences, et se rapprochant du mode propagation non dispersif de l'onde de Scholte aux plus hautes fréquences (Cegla et al., 2005). Aux plus hautes fréquences, l'interface glace-eau engendre une division dans la branche de dispersion du mode  $S_0$  (figure 2.6). La partie supérieure de la branche devient similaire au mode  $S_0$  de Lamb tandis que la partie inférieure devient similaire au mode  $S_1$  de Lamb. Néanmoins, aux basses fréquences, l'onde  $QS_0$  peut être approximée par le mode  $S_0$ . Les modes de dispersion  $QA_0$  et  $QS_0$  présentent également une légère déviation par rapport aux modes de Lamb  $A_0$  et  $S_0$  se propageant dans une plaque aux surfaces libres. Dans notre cas, le fort couplage glace-eau entraîne une très forte dissipation de l'énergie du mode  $QA_0$  dans l'eau. Par conséquent, ce mode n'est pas visible. Néanmoins, nous avons tracé sa partie réelle dans la figure 2.6.

Dans une couche de glace homogène flottante sur l'eau, pour un produit {fréquence x épaisseur} inférieur à 50 Hz.m (Stein et al., 1998), il est possible d'approximer le champ d'onde par 3 modes de propagation distincts :

- Le mode Quasi-Scholte  $QS$ , très dispersif aux basses fréquences et pouvant être approximé par une onde flexurale. La composante normale est prédominante pour ce type d'onde. Dans la suite de notre étude, nous allons utiliser l'équation de dispersion du modèle de Stein et al. (1998) (2.15).
- Le mode transverse horizontal  $SH_0$ , non dispersif, dont la composante est transversale et dont l'équation de dispersion est donnée en 2.12.
- Le mode quasi-symétrique  $QS_0$ , non dispersif, dont la composante longitudinale est prédominante et dont l'équation de dispersion est donnée en 2.14.

Dans la suite de notre étude, nous utiliserons ces équations pour modéliser les courbes de dispersion synthétiques du champ d'ondes aux basses fréquences se propageant dans une glace flottante. Ces courbes seront ensuite comparées aux courbes de dispersions expérimentales calculées à partir du champ d'ondes enregistré dans une glace flottante afin d'inverser ses propriétés élastiques, sa densité et son épaisseur.

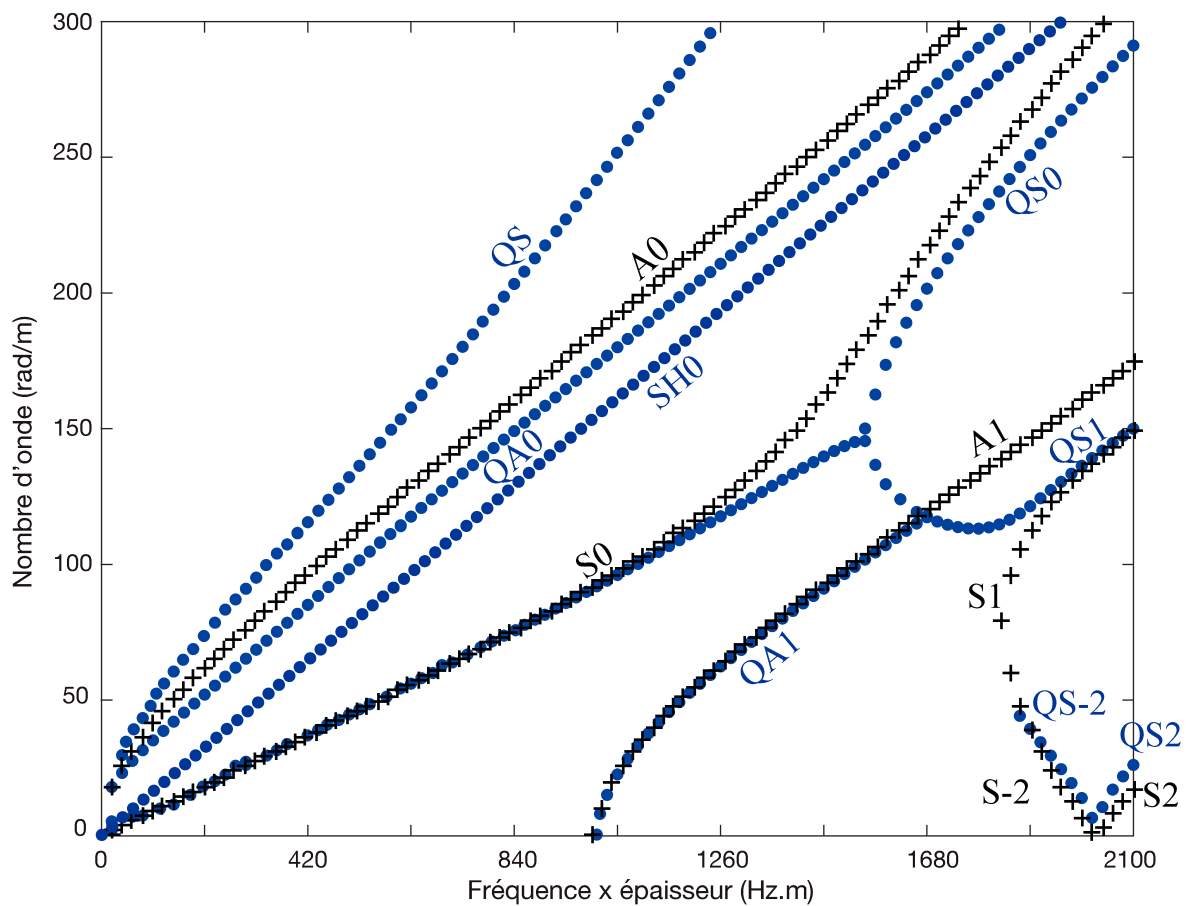


FIGURE 2.6 – Cette figure est issue de l'article de Moreau et al. (2017) et permet la comparaison entre les branches de dispersion obtenues numériquement dans une couche de glace d'épaisseur 21 mm, avec des surfaces libres (croix noires) et avec une interface solide-liquide unilatérale (points bleus). Les calculs ont été effectués en utilisant  $c_L = 3875 \text{ m.s}^{-1}$ ,  $c_T = 1950 \text{ m.s}^{-1}$ , et une densité de glace de  $\rho_g = 916 \text{ kg.m}^{-3}$ . Les courbes de dispersion ont été obtenues en résolvant les racines de l'équation de dispersion des ondes de Lamb se propageant dans une plaque en tenant compte ou non de la condition limite d'interface solide-liquide à l'une des surfaces de la plaque.

## Chapitre 3

# Acquisition des données expérimentales

---

3.1	De l'expérience en laboratoire à l'expérience sur le terrain . . . . .	35
3.1.1	Expérience en laboratoire . . . . .	35
3.1.2	Expérience sur le terrain . . . . .	36
3.2	Le réseau sismique . . . . .	38
3.2.1	Installation du réseau sismique . . . . .	38
3.2.2	Géométrie du réseau . . . . .	40

---

Le projet de recherche dans lequel s'inscrit cette thèse vise à prouver le concept d'une méthodologie basée sur la mesure des ondes sismiques guidées dans la glace. Avant d'appliquer cette méthodologie à l'échelle réelle, sur une glace de mer, des tests ont été réalisés à l'échelle du laboratoire. Dans ce chapitre, nous proposons de présenter en première partie l'expérience en laboratoire menée par L. Moreau et qui a conduit à son adaptation à grande échelle, décrite dans une seconde partie.

### 3.1 De l'expérience en laboratoire à l'expérience sur le terrain

Dans cette section, nous présentons la démarche de L. Moreau qui a conduit à l'acquisition des données exploitées dans cette thèse. En premier lieu, l'expérience menée à petite échelle, en laboratoire, est décrite puis l'adaptation de cette expérience à grande échelle est présentée.

#### 3.1.1 Expérience en laboratoire

Moreau et al. (2017) ont mené une expérience à l'échelle du laboratoire visant à démontrer la faisabilité de l'estimation des paramètres d'une couche de glace de mer à partir de l'enregistrement en réseau d'ondes ultrasoniques guidées dans la glace. L'expérience a consisté à créer une couche de glace d'épaisseur variable entre 10 et 20 mm à la surface d'un réservoir d'eau douce de 1 m de large sur 0.5 m de profondeur. Pour cela, le réservoir a été placé dans une chambre froide à une température de  $-10\text{ C}^\circ$ .

Il a été utilisé une source active piézoélectrique collée directement sur la glace en utilisant du gel de silicone. Trente-deux accéléromètres Bruel & Kjaer qui mesurent la composante de déplacement normal à la surface ont été légèrement chauffés afin d'être collés sur la surface libre de la couche de glace.

Dans des conditions réelles, une glace de mer a généralement une épaisseur comprise entre 1 et 5 m, soit une différence de trois ordres de grandeur par rapport à l'expérience en laboratoire et les ondes guidées sont excitées entre 1-500  $\text{Hz.m}$ . Pour approcher au mieux des conditions à l'échelle réelle, la bande de fréquences d'émission de la source a donc été comprise entre 1-100 kHz afin de reproduire des produits {fréquence x épaisseur} similaires à ceux trouvés dans la glace de mer. Néanmoins, en raison d'une forte dissipation d'énergie dans l'eau, deux impulsions distinctes ont été émises à la place d'une seule émission large bande pour couvrir la bande de fréquences d'intérêts. La première impulsion, avec une fréquence centrale de 25 kHz, a permis d'envoyer de l'énergie dans la gamme 0-50 kHz, et la seconde, avec une fréquence centrale de 75 kHz, a permis d'envoyer de l'énergie dans la gamme 50-100 kHz. Dans cette gamme de produits {fréquence x épaisseur}, la longueur d'onde du mode de Lamb  $A_0$  varie entre 0.017 et 0.35 m, tandis que celle du mode  $S_0$  varie entre 0.019 et 3.1 m. Ainsi, l'espacement entre accéléromètres a été fixé à 10 mm pour bien échantillonner ces modes. Les accéléromètres sont reliés à un préamplificateur et l'ensemble de l'acquisition est contrôlé via une interface Matlab. La figure 3.1 montre une photo du dispositif expérimental utilisé. Plusieurs enregistrements avec 8 positions de source différentes espacées de 1 cm ont été réalisés afin d'utiliser un traitement des données spécifique décrit en section 4.2.

Cette expérience, menée à l'échelle du laboratoire, a permis de démontrer qu'il était possible de calculer les courbes de dispersion des ondes guidées à partir d'une ligne de capteurs installée sur la glace et de plusieurs positions de source alignées avec les capteurs. Néanmoins, l'échelle du laboratoire ne reproduit pas exactement les conditions réelles d'une glace de mer flottante sur l'eau. En effet, la composition de la glace utilisée ne représente pas celle d'une glace de première année constituée notamment de saumure, de gaz et de divers types de sels solides et dont la formation dépend des conditions environnementales. De plus, en conditions réelles, la glace de mer est soumise aux courants marins et aux variations du niveau de la mer. Cet article fut toutefois

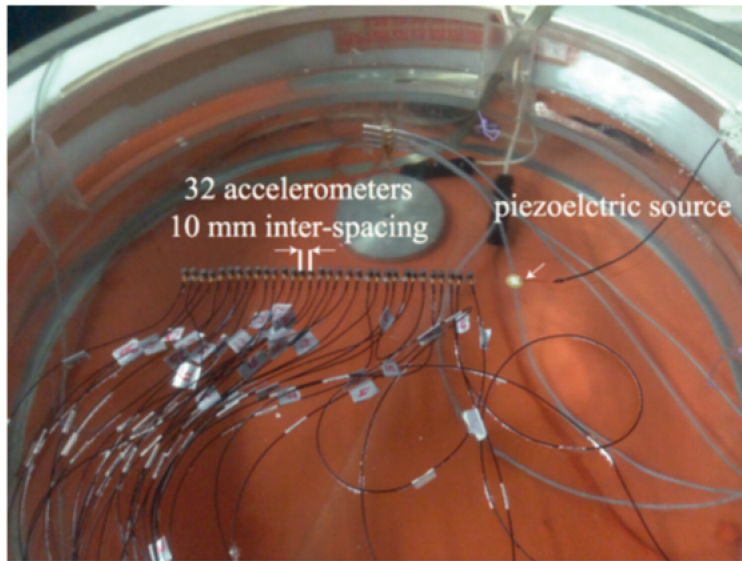


FIGURE 3.1 – Photo du dispositif expérimental issu de l'article de Moreau et al. (2017) utilisé pour mesurer la propagation des ondes guidées dans une couche de glace flottante

le point de départ de la mise en place d'une stratégie et de méthodes de traitement en réseau pour l'application à l'échelle réelle, sur une glace de mer.

### 3.1.2 Expérience sur le terrain

L'expérience menée en laboratoire a ensuite été appliquée à plus grande échelle afin de prouver le concept d'une possible surveillance sismique passive des propriétés de la glace de mer. La zone d'étude a été choisie par L. Moreau pour des raisons techniques et pratiques. En effet, la zone nécessitait d'être à la fois facile d'accès par motoneige, proche d'accommodations, mais aussi à l'écart des principales routes de motoneige afin de se rapprocher au maximum des conditions expérimentales de la banquise, soit isolé des sources de bruit sismiques anthropiques. L'expérience a été menée en mars 2019, sur la banquise côtière dans le fjord de Van Mijen, qui est situé sur la côte sud de l'île de Spitzberg, dans l'archipel norvégien de Svalbard. La figure 3.2 présente la zone d'étude. Le réseau sismique a été déployé sur le lac Vallunden qui mesure environ 1 km de long, 600 m de large et 10 m de profondeur (Marchenko et al., 2021). Le lac Vallunden est relié au fjord par un canal de 100 m de long et 10 m de large et est entouré de moraines. En raison des fortes marées dans le fjord, le canal ne gèle pas, même en hiver, et apporte d'importantes quantités d'eau surfondue et de frasils qui plongent sous la glace dans le lac qui est donc soumis aux marées et aux courants. La ville de Sveagrauva est située non loin, à 1 km au nord-ouest.



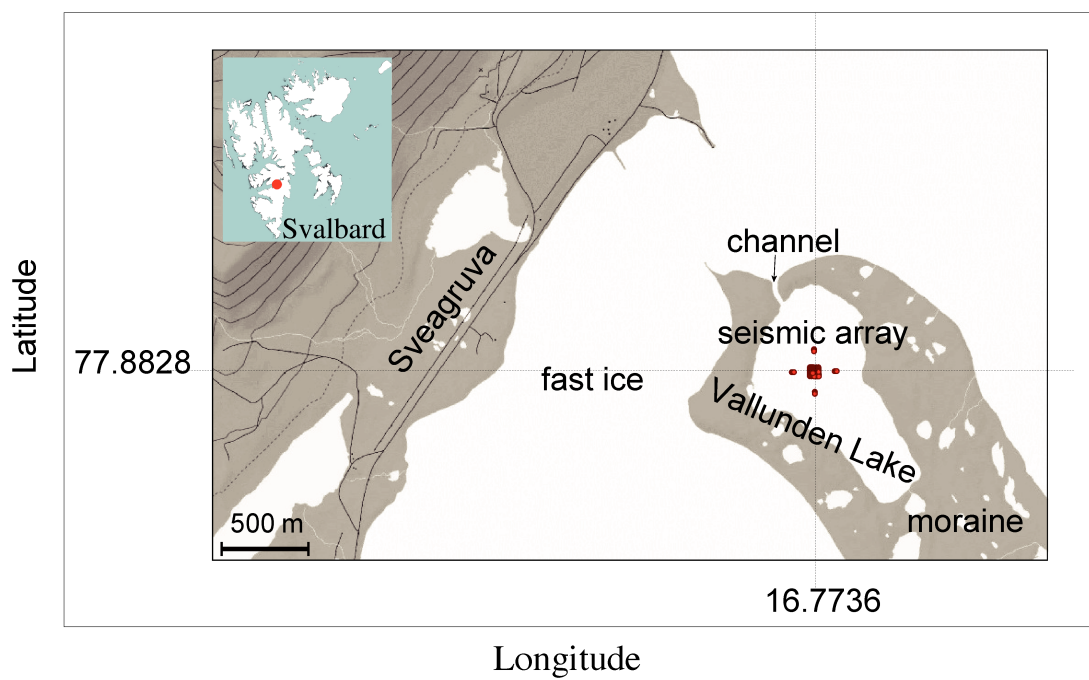


FIGURE 3.2 – Carte de la zone où le réseau sismique a été installé (rouge) sur le lac Vallunden, Svalbard, qui est naturellement délimité par des moraines et relié au fjord Van Mijen par un petit canal. La ville de Sveagruva est située à environ 1 km au nord-ouest du réseau.

## 3.2 Le réseau sismique

Dans cette section, une description détaillée et précise de l'installation du système d'acquisition des données sismiques va être faite. La campagne sismique se décompose en 3 phases : 1) la première phase réalisée au début du mois de mars 2019, consiste en l'installation du réseau. 2) La deuxième phase est l'enregistrement autonome continu par le réseau du bruit sismique en mars 2019. 3) La dernière phase, réalisée à la fin du mois de mars 2019 consiste en la désinstallation du matériel déployé.

### 3.2.1 Installation du réseau sismique

Le déploiement des capteurs sismiques s'est déroulé sans difficulté particulière et a nécessité environ 2.5 jours de travail pour une équipe de cinq personnes, y compris le temps nécessaire à l'activation des géophones.

Le type de géophones utilisé pour l'expérience a une géométrie cylindrique d'environ 17 cm de hauteur et 12 cm de diamètre. Ils sont montés sur une pointe en métal détachable pour un meilleur couplage avec le sol. Cependant, les géophones ont été installés directement dans la glace sans leur pointe, la pointe n'étant pas idéale dans la glace (figure 3.3).

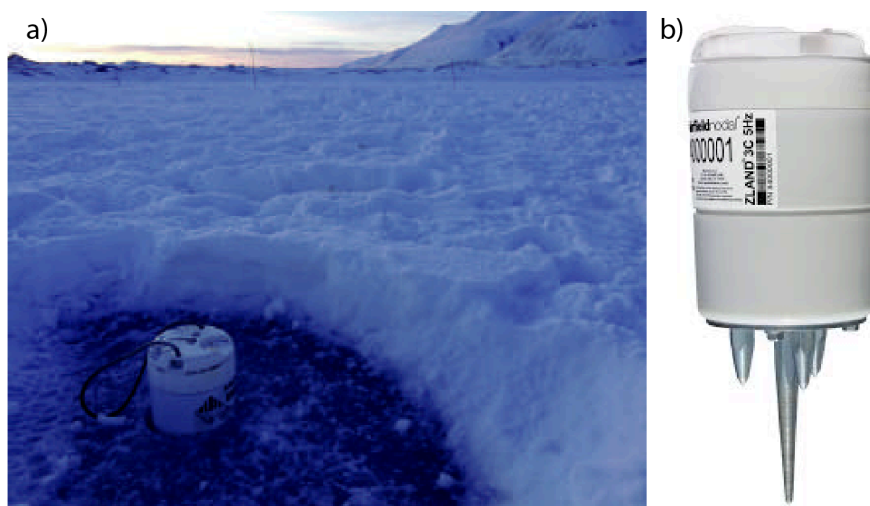


FIGURE 3.3 – a) Photo extraite de l'article de Moreau et al. (2020a) montrant un géophone installé directement au contact de la glace. b) Photo d'un géophone utilisé monté sur sa pointe métallique qui a été retirée pour son installation dans la glace.

Pour un positionnement précis, nous avons utilisé des cordes tendues que nous avons attachées à chaque extrémité des rangées et des colonnes du réseau, et un décimètre. Pour maximiser le couplage, une fraise a été spécialement conçue pour percer la glace au diamètre des capteurs. La neige a été enlevée avant de percer les trous, et les géophones ont été installés dans les trous à environ la moitié de leur hauteur. Nous les avons recouverts de neige pour les isoler afin de préserver la durée de vie de leur batterie. Au moment du déploiement, la température interne de plusieurs capteurs a été mesurée, avant et après les avoir recouverts de neige, montrant une augmentation de  $-21$  à  $-16^{\circ}\text{C}$ . Des marqueurs ont été soigneusement placés tout autour du réseau

principal et à l'emplacement des quatre antennes linéaires (figure 3.4), afin de les retrouver plus facilement à la fin de l'expérience.

### 3.2.2 Géométrie du réseau

Le réseau sismique est composé de géophones à une composante (1C : composante verticale) et à trois composantes (3C) FairFieldNodal Zland. Il a été divisé en cinq zones : un grand réseau carré bidimensionnel de 48 m par 48 m et quatre réseaux linéaires plus petits situés à 100 m du réseau dense. Chaque capteur est nommé par 6 chiffres. Les capteurs du réseau dense sont nommés selon la ligne (3 premiers chiffres) et la colonne (3 derniers chiffres) où ils se trouvent. Les lignes sont numérotées de 101 à 149 et les colonnes de 501 à 549 comme indiqué sur la figure 3.4. Le réseau dense comprend des géophones espacés de 4 m qui forment un carré. À l'intérieur de ce carré, il y a une croix plus dense de géophones 3C. Les deux premiers géophones au bord de cette croix sont espacés de 2 m, et tous les autres le long de la croix ont un espacement régulier de 1 m. Les deux lignes de géophones qui forment cette croix dense sont appelées la ligne est-ouest (EW) et la ligne nord-sud (NS). À l'est, à l'ouest, au nord et au sud du réseau, il y a des antennes supplémentaires de quatre capteurs qui sont appelées réseau linéaire est (LAE), ouest (LAW), nord (LAN) et sud (LAS). Dans ce qui suit, LAN et LAS (figure 3.4) sont utilisées comme sources virtuelles pour les récepteurs de la ligne NS, tandis que LAE et LAW sont utilisées comme sources virtuelles pour les récepteurs de la ligne EW. La structure de ce déploiement a été conçue avec un échantillonnage spatial et une géométrie permettant de mesurer les modes  $QS_0$  et  $SH_0$  jusqu'à environ 250 Hz et le mode QS jusqu'à environ 150 Hz (Moreau et al., 2020a). De plus, toutes les données utilisées dans ce travail sont échantillonnées avec une fréquence d'échantillonnage de 500 Hz (Moreau and RESIF, 2019).

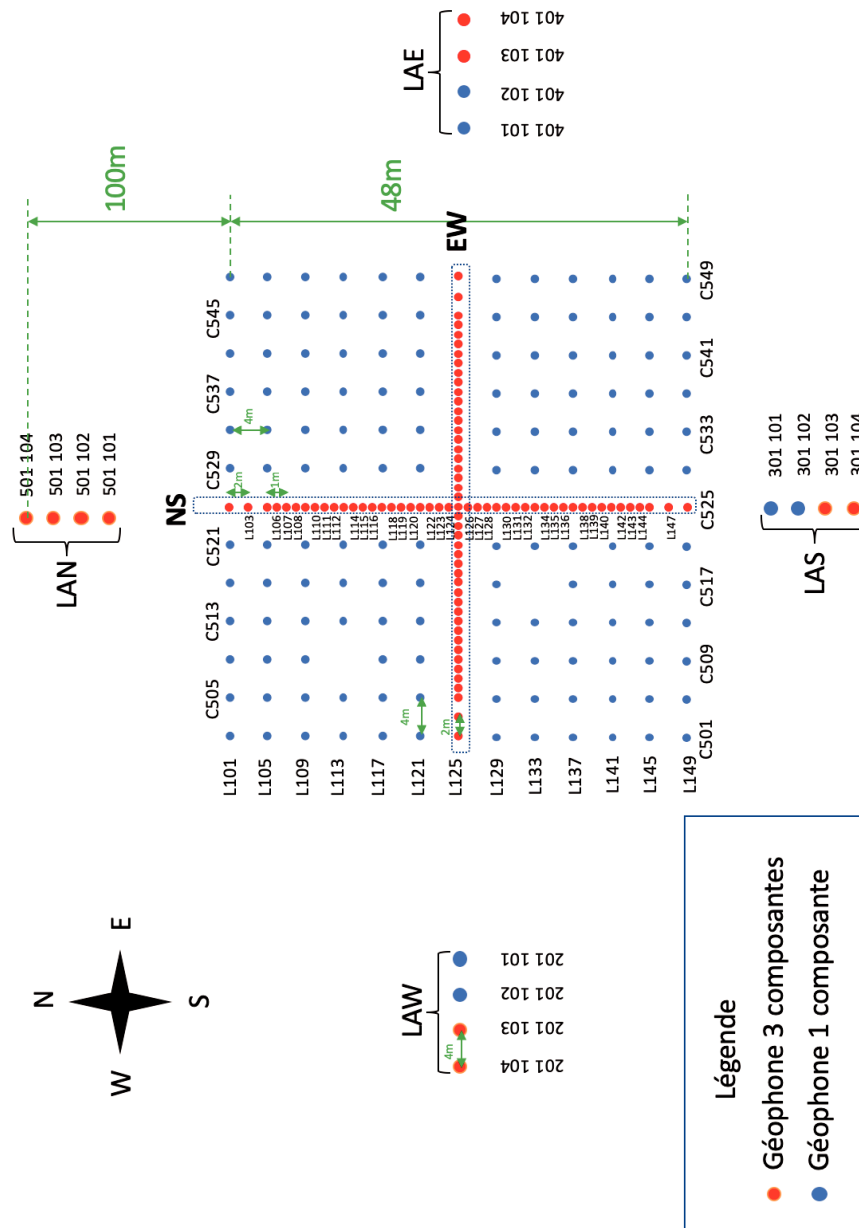


FIGURE 3.4 – Représentation schématique du réseau sismique. Les points rouges indiquent les géophones à trois composantes (3C) et les points bleus indiquent les géophones à une composante (1C : composante verticale). Dans le réseau principal, les géophones 1C sont espacés de 4 m, et les géophones 3C sont organisés en une croix dense avec un espacement de 1 m orienté dans les directions est-ouest (EW) et nord-sud (NS). À l’est, au nord, au sud et à l’ouest se trouvent des réseaux linéaires de quatre géophones (LAE, LAN, LAS, LAW). La figure n’est pas à l’échelle, les distances sont indiquées en vert

## Chapitre 4

# Retrouver les propriétés de la glace de mer à partir du bruit sismique

---

4.1	Calcul de la fonction de corrélation de bruit . . . . .	43
4.1.1	La fonction de corrélation de bruit . . . . .	43
4.1.2	Optimisation de la fonction de corrélation de bruit en utilisant une méthode de beamforming . . . . .	45
4.2	Extraction du spectre de fréquence en fonction de la longueur d'onde à partir de la fonction de corrélation de bruit via un filtrage SVD . . . . .	49
4.3	Estimation des paramètres de la glace de mer par inférence bayésienne . . . . .	54
4.3.1	Modèle direct, paramétrisation du problème et fonction coût . . . . .	54
4.3.2	Estimation de la fonction de densité de probabilité des paramètres de la glace par inférence bayésienne . . . . .	56
4.4	Résultats et discussion . . . . .	62
4.5	Conclusion . . . . .	65

---

Ce chapitre comprend les parties d'un article publié en 2022 (Serripierri et al., 2022). Il fait suite à l'article de Moreau et al. (2020a) qui fait la description détaillée de l'acquisition des données et des premiers résultats obtenus. Nous introduisons ici une méthodologie où le spectre fréquence-nombre d'onde des ondes sismiques guidées se propageant dans une couche de glace a été utilisé pour déduire ses propriétés élastiques, sa densité et son épaisseur. Nous avons obtenu l'évolution quotidienne sur un mois, de l'épaisseur, la densité et des paramètres élastiques de la glace de mer.

## 4.1 Calcul de la fonction de corrélation de bruit

Dans cette section, nous décrivons la méthode de traitement des données employée pour approximer avec précision la fonction de corrélation du bruit journalière du milieu (NCF). Dans la première partie, nous présentons la fonction de corrélation de bruit et les données utilisées pour la calculer. Dans la seconde partie, nous présentons la méthode utilisée pour optimiser cette fonction.

### 4.1.1 La fonction de corrélation de bruit

Au cours des quinze dernières années, le développement des méthodes de sismologie passive a montré qu'il est possible d'extraire les propriétés du milieu à partir de l'interférométrie du bruit sismique sans avoir recours à des sources actives (*e.g.* masse, explosions, camion vibrant) ou à des séismes. La NCF est obtenue par corrélation des enregistrements continus du bruit sismique provenant d'une paire de capteurs. Il a été démontré qu'elle converge vers une estimation de la fonction de Green élastodynamique du milieu entre les sismomètres (Roux et al., 2005; Campillo et al., 2014). Cette conversion de capteurs passifs en sources actives virtuelles est très utile en sismologie moderne à des fins de surveillance et de tomographie (Campillo and Paul, 2003; Shapiro and Campillo, 2004; Sabra et al., 2005). Cependant, les hypothèses théoriques qui assurent la convergence de la NCF vers la fonction de Green sont restrictives, car elles exigent que les sources de bruit soient stationnaires et avec une distribution isotrope, et que les signaux soient enregistrés sur un temps infiniment long (Lobkis and Weaver, 2001; De Verdière, 2006). En pratique, ces hypothèses ne sont bien sûr jamais satisfaites. Néanmoins, le bruit sismique est très riche dans notre jeu de données : il inclut les milliers de tremblements de glace, *icequakes* en anglais, qui se produisent chaque jour, le bruit directionnel anthropogénique (*e.g.* autres expériences de terrain dans le fjord, activités humaines près de Sveagruva), et le bruit sismique associé au vent et aux courants marins. La fonction de Green peut donc être estimée avec précision (Campillo and Paul, 2003; Shapiro and Campillo, 2004) avec un prétraitement adéquat des données. Des travaux récents fournissent un catalogue de méthodes pour relever le défi de l'application de l'interférométrie sismique passive aux glaciers en l'absence de distribution isotrope des sources (Sergeant et al., 2020).

Une méthode habituelle pour calculer la NCF lorsque les sources ne sont pas isotropes et/ou pas stationnaires consiste à tronquer les enregistrements continus d'une paire de stations en segments de bruit plus courts, et à corrélérer ces segments avant de faire la moyenne des corrélations. La longueur des segments doit être telle que les sources sismiques soient aussi stationnaires que possibles à l'intérieur des segments. Les figures 4.12 et 4.13 montrent le champ d'ondes sismiques enregistré le 11 mars 2019, pendant la nuit (figure 4.12-a) et pendant la journée (figure 4.13-a) lorsque certains travaux de terrain avaient lieu à environ 500 m au NE du réseau principal. Les transformées de Fourier à court terme correspondantes sont présentées dans les figures 4.12-b et 4.13-b, ainsi que les densités spectrales de puissance estimées (figures 4.12-c et 4.13-c). Ces figures montrent que la sismicité peut être dominée par des sources de bruit ayant un temps caractéristique très différent. Par exemple, en présence d'une activité humaine, le temps caractéristique est de quelques minutes (voir figure 4.13-a entre 16h00 et 16h35). En l'absence d'activité humaine,

les sources de bruit peuvent être impulsives lorsque des séismes se produisent (il y a aussi des périodes où de nombreux séismes se produisent chaque minute), ou elles peuvent avoir un temps caractéristique de quelques minutes (voir par exemple la figure 4.13-a entre 2 :00 et 2 :15). Il est donc nécessaire de corrélérer les segments de bruit avec une longueur qui tienne compte du temps caractéristique des différentes sources de bruit. Après quelques tests préliminaires, nous avons conclu qu'une fenêtre de 5 minutes est adéquate. De plus, les événements impulsifs, l'activité humaine et les autres sources de bruit ont des niveaux d'énergie différents. Pour éviter tout biais dû aux sources de bruit dominantes, un blanchiment spectral a été appliqué aux segments de bruit avant le calcul des corrélations. Trois ensembles de corrélations ont été calculés :

- entre les enregistrements de la composante de déplacement vertical,
- entre les enregistrements de la composante nord du déplacement,
- entre les enregistrements de la composante est du déplacement.

Dans ce travail, nous limitons l'étude aux corrélations entre i) les 45 stations de la ligne EW avec les 4 stations de la LAE et LAW, et ii) les 45 stations de la ligne NS avec les 4 stations de la LAS et LAN. En utilisant toutes les paires de stations parmi les 247 stations, il sera possible d'obtenir 30135 corrélations avec de nombreux chemins, distances interstations et directions différentes. Avec une telle quantité de corrélations, il devient possible d'appliquer des inversions tomographiques sur toute la géométrie du réseau, et d'obtenir une carte 3D+temps des propriétés de la glace de mer avec une résolution spatiale et temporelle sans précédent. Cependant, cela nécessite une stratégie de traitement différente où les sources de bruit doivent être sélectionnées de manière à ce que leur distribution autour du réseau soit isotrope. Il s'agit d'un travail en cours qui fera l'objet d'un prochain article.



### 4.1.2 Optimisation de la fonction de corrélation de bruit en utilisant une méthode de beamforming

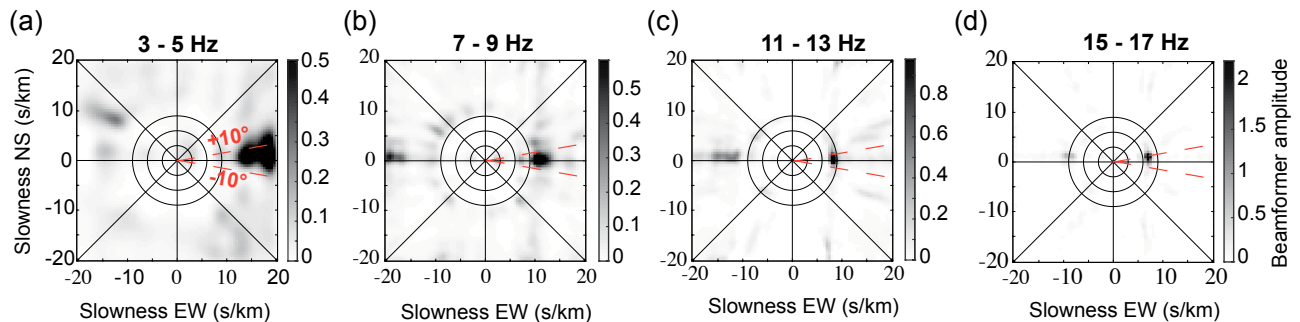


FIGURE 4.1 – Fenêtres de beamforming obtenues à partir du bruit sismique ambiant enregistré le 9 mars 2019, sur une fenêtre de 5 minutes à partir de 3h50 dans quatre bandes de fréquences : a) [3-5] Hz; b) [7-9] Hz; c) [11-13] Hz; d) [15-17] Hz. La source dominante est située dans une ouverture angulaire de  $\pm 10^\circ$  (lignes pointillées rouges) par rapport à la ligne de capteurs EW.

La distribution des sources sismiques n'est pas isotrope tous les jours, c'est pourquoi nous proposons d'optimiser la reconstruction de la fonction de Green en sélectionnant pour chaque jour d'enregistrement, tous les segments de bruit pour lesquels l'énergie provient d'une direction qui se situe à  $\pm 10^\circ$  des lignes d'orientation (figure 4.1, ligne pointillée rouge). Le choix de  $\pm 10^\circ$  pour la direction des sources est dû au fait que cette ouverture est suffisamment petite pour que le champ d'ondes reçu par les lignes de capteurs soit localisé dans les lobes de directivité de l'émission des sources. Il s'agit des zones situées de part et d'autre des extrémités de la ligne de réception dans lesquelles la phase de la fonction de corrélation des ondes est stationnaire par rapport à l'azimut (Roux et al., 2004). L'ouverture de ces lobes dépend du rapport entre la longueur d'onde et la distance entre les récepteurs (Gouédard et al., 2008).

Afin de déterminer la direction des sources sismiques dans chaque segment de bruit, une méthode de formation de faisceau - *beamforming* en anglais - classique est appliquée aux données (Rost and Thomas, 2002). Le beamforming a été réalisé en utilisant toutes les stations 1C et 3C du réseau principal qui sont espacées de manière égale. Dans certains segments de bruit, les sources sismiques ont des directions différentes pour différentes bandes de fréquences. Pour éviter l'inclusion de ces segments dans la NCF, nous appliquons le beamforming dans plusieurs bandes de fréquences, pour ne sélectionner que les segments pour lesquels la direction de la source est stable indépendamment de la fréquence. Ce traitement est basé sur la cohérence spatiale entre les récepteurs. Par conséquent, l'échantillonnage spatial doit satisfaire le critère de Nyquist. Les géophones 1C ont un échantillonnage spatial de 4 m. Cela fixe la longueur d'onde minimale qui peut être échantillonnée spatialement à 8 m, qui est celle du mode QS à une fréquence de 16 Hz. L'application du beamforming à des fréquences supérieures à 16 Hz entraînerait des problèmes de repliement, ce qui empêche l'extraction d'informations sur la dispersion au-delà de 16 Hz. Par conséquent, nous définissons quatre bandes de fréquences pour la sélection des segments de bruit appropriés : [3-5] Hz, [7-9] Hz, [11-13] Hz et [15-17] Hz. La direction de la source de bruit dominante peut être identifiée dans chaque bande de fréquences; la figure 4.1 montre la fenêtre de

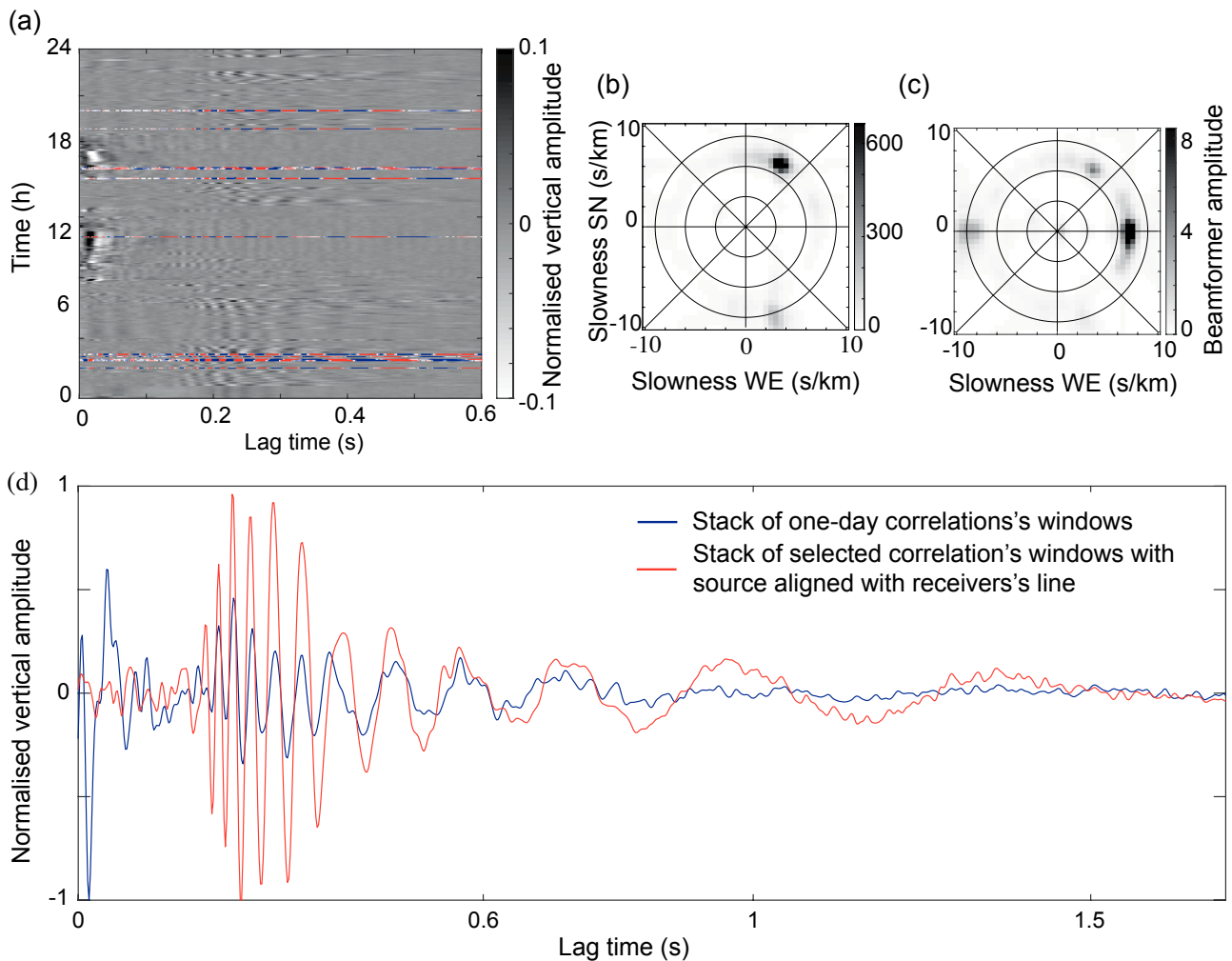


FIGURE 4.2 – (a) Fenêtres de corrélation de 5 minutes en fonction du temps entre la station la plus à l’est du LAE et le récepteur central de la ligne de capteurs EW, filtrées entre 1 Hz et 60 Hz. Les corrélations indiquées en couleur sont celles dont la source dominante est alignée avec la ligne EW. Les corrélations ont été calculées à partir du champ d’ondes sismiques ambiant enregistré le 9 mars 2019. (b) Beamforming calculé à partir du jour complet de bruit sismique ambiant enregistré le 9 mars 2019, dans la bande de fréquences [15-17] Hz. Les sources de bruit sont dominantes dans le nord-ouest. (c) Beamforming à partir de la sommation des segments de bruit sismique de 5 minutes sélectionnés pour une NCF optimale. Les sources de bruit dominantes sont alignées avec la ligne EW. (d) En bleu : sommation des 288 corrélations. En rouge : NCF optimisée. Le rapport signal/bruit est significativement amélioré.

beamforming d'un segment de bruit dans toutes les bandes de fréquences. Une source sismique provenant de l'est est détectée, et ce segment est donc sélectionné pour le calcul de la NCF entre les sources virtuelles du LAE et les récepteurs de la ligne EW.

Finalement, la NCF optimisée est obtenue par corrélation des segments de bruit sélectionnés et moyennage de ces corrélations. Ce processus est illustré dans la figure 4.2. La figure 4.2-a montre la NCF de tous les segments de bruit de 5 minutes obtenus à partir de la corrélation entre une source virtuelle de LAE et le récepteur au centre de la ligne EW (figure 3.4). Les segments sélectionnés pour le beamforming sont représentés en couleur sur la figure 4.2-a, et les segments rejetés (*i.e.* ceux montrant une superposition de sources provenant de plusieurs directions en dehors des lobes de directivité d'émission) sont représentés en noir et blanc. En effet, une autre équipe de recherche travaillait sur le lac de Vallunden, au NO de notre zone expérimentale. Cela a généré de nombreuses sources dominantes depuis cette direction, et a eu un impact négatif sur notre réseau sismique, avec une source qui n'était pas incluse dans les lobes de directivité de nos deux directions de réception, EW et NS. La figure 4.2-b montre le beamforming calculé à partir de tous les segments de 5 minutes (à gauche) et à partir des segments sélectionnés (à droite). La figure 4.2-c montre une comparaison entre une NCF obtenue en faisant la moyenne des corrélations de tous les segments de bruit (forme d'onde bleue) et celle obtenue en faisant la moyenne uniquement des segments sélectionnés (forme d'onde rouge). Le rapport signal/bruit (RSB) est nettement amélioré, en particulier aux premiers instants d'arrivée, où les directions défavorables des sources de bruit corrompent la NCF. Lors du calcul des courbes de dispersion, cela introduit un biais dans les spectres fréquence-nombre d'onde (voir section 4.2), et les modes semblent se propager plus rapidement qu'ils ne le font réellement. Il en résulte une dégradation des estimations des propriétés de la glace de mer.

Les étapes de calcul de la NFC sont résumées dans la figure 4.3.

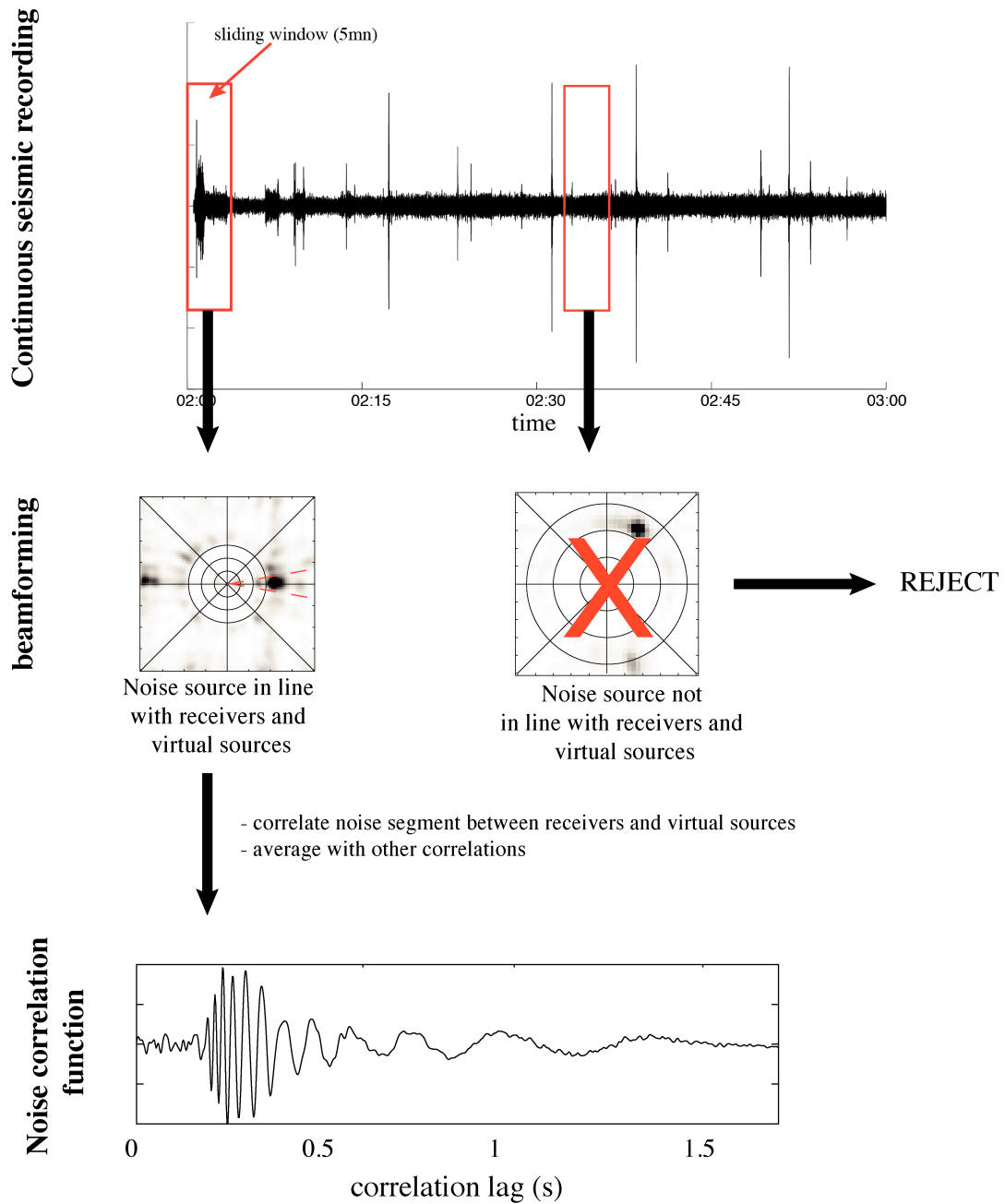


FIGURE 4.3 – Schéma présentant les étapes du processus de calcul de la NCF à partir du bruit sismique.

## 4.2 Extraction du spectre de fréquence en fonction de la longueur d'onde à partir de la fonction de corrélation de bruit via un filtrage SVD

Pour déduire les propriétés de la glace de mer, le problème inverse est basé sur la minimisation de la différence entre les courbes de dispersion mesurées in situ, et celles obtenues synthétiquement. Il est donc nécessaire d'extraire la courbe de dispersion optimale pour chaque mode. Pour ce faire, nous avons utilisé la méthode introduite par Minonzio et al. (2010) dans le domaine des ultrasons médicaux, et appliquée dans le contexte de la géophysique sur une couche de glace flottante dans Moreau et al. (2017) et Moreau et al. (2020a).

Les réseaux linéaires contiennent deux ou quatre géophones 3C qui sont considérés comme des sources virtuelles pour le calcul de la NCF. La méthode classique pour obtenir des courbes de dispersion à partir d'un ensemble de NCF consiste à appliquer une transformée de Fourier aux dimensions temporelles et spatiales, ce qui permet d'obtenir les spectres fréquence-nombre d'onde. Lorsque plusieurs sources virtuelles sont disponibles, les spectres peuvent être moyennés sur les sources virtuelles. Une meilleure façon de tirer parti de la multiplicité des sources virtuelles consiste à insérer une décomposition en valeurs singulières de la matrice des NCF d'émission-réception entre la transformée de Fourier sur la dimension temporelle et celle sur la dimension spatiale.

Nous allons décrire la méthode de décomposition SVD en se basant sur un exemple considérant les quatre géophones du LAE comme sources virtuelles et les 45 géophones de la ligne EW comme récepteurs.

La matrice de corrélation des signaux d'émission-réception comporte trois dimensions : les sources ( $M=2$  ou  $4$ ), les récepteurs ( $N$ ) et le temps. La première étape est l'application de la transformée de Fourier à la dimension temporelle de cette matrice.

La deuxième étape, décrite dans la figure 4.5, consiste à décomposer pour chaque fréquence, la matrice spectrale des NCF en trois sous-matrices 2D distinctes telles que :

$$M(f) = \sum_{n=1}^{N^E} U(f)_n S(f)_n^t V(f)_n^* \quad (4.1)$$

Le nombre de valeurs et de vecteurs singuliers est égal à la taille minimale de la configuration du réseau émission-réception utilisé. Dans notre cas, il est systématiquement égal à la base émettrice utilisée.

Dans notre exemple, présenté dans les figures 4.4 et 4.5, nous travaillons avec la composante verticale dans une configuration utilisant les 4 stations émettrices du LAE et les 45 stations réceptrices de la ligne EW. Pour une fréquence donnée, nous obtenons 3 sous-matrices 2D :

- La matrice normalisée  $U$ , de dimensions  $[M \times N]$ . Ses vecteurs singuliers définissent une base orthonormale des dimensions de l'espace le long des récepteurs.

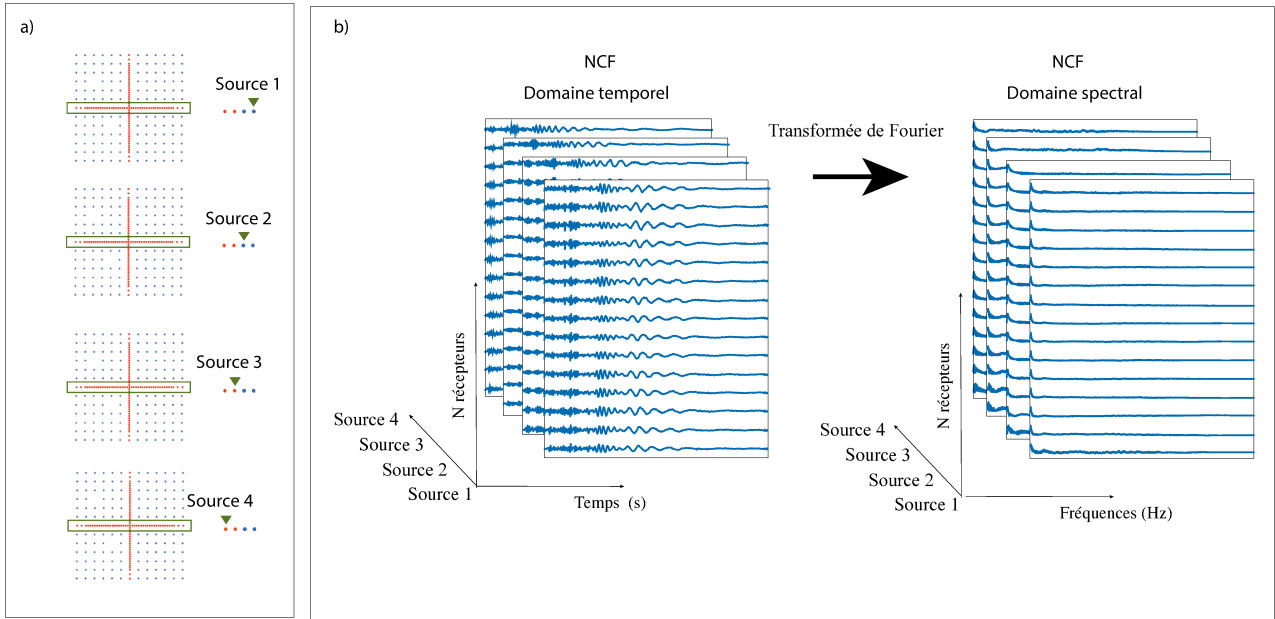


FIGURE 4.4 – a) Quatre représentations du réseau dense de capteurs avec le réseau linéaire Est (LAE) pour les 4 sources virtuelles utilisées. La ligne de capteurs utilisée est encadrée en vert. b) Matrice de corrélation des signaux d'émission-réception dans le domaine temporel à gauche et dans le domaine spectral à droite.

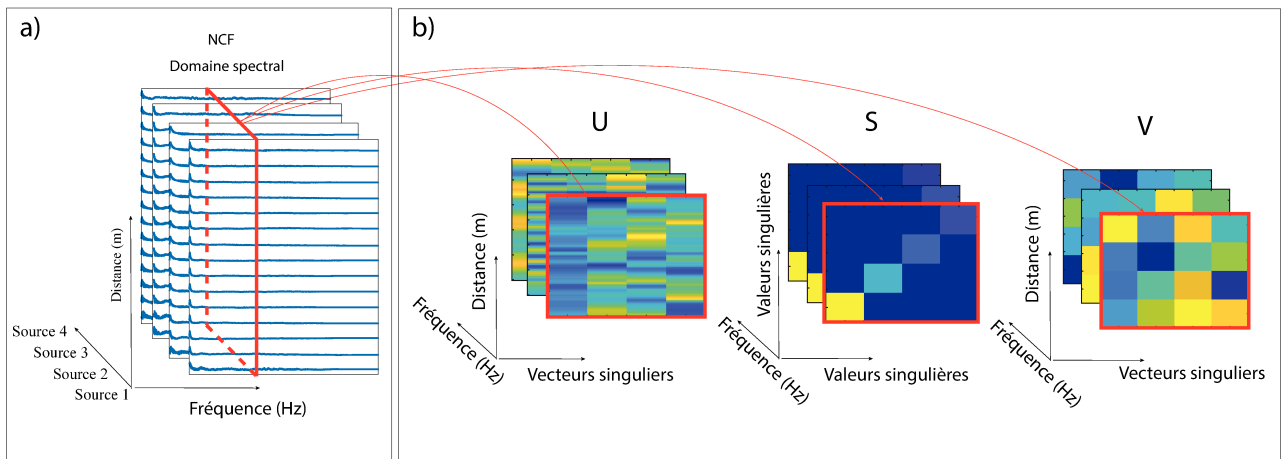


FIGURE 4.5 – Représentation de la décomposition de la matrice des NCF (a) pour chaque fréquence (section encadrée en rouge) en trois sous-matrices : U, S et V

- La matrice diagonale S, de dimensions  $[M \times M]$  contenant les valeurs singulières.
- La matrice normalisée V, de dimensions  $[M \times M]$ . Ses vecteurs singuliers définissent une base orthonormale des dimensions de l'espace le long des émetteurs.

Nous utilisons donc la matrice U de la base réceptrice pour reconstruire les courbes de dispersion. Dans notre exemple, nous cherchons à reconstruire la courbe de dispersion associée au champ de déplacement vertical qui est dominé par le mode QS.

Chaque valeur singulière est associée à un niveau d'énergie modale, l'information énergétique

étant contenue dans les valeurs singulières. Les premières valeurs singulières sont celles contenant les parties de signaux dominants associées à la propagation du champ d'ondes tandis que les valeurs singulières plus basses contiennent les parties de signaux moins énergétiques, considérées comme associées au bruit. Pour ne garder que la partie des signaux associée à la propagation du champ d'onde, nous définissons un seuil correspondant à la limite entre les valeurs singulières associées au sous-espace signal qui nous intéresse et celles associées au sous-espace bruit. La méthode consiste à ne conserver que les valeurs singulières supérieures à ce seuil. Le choix du seuil est fait heuristiquement en plaçant la limite au niveau des valeurs singulières ayant un niveau d'énergie nettement supérieur aux autres.

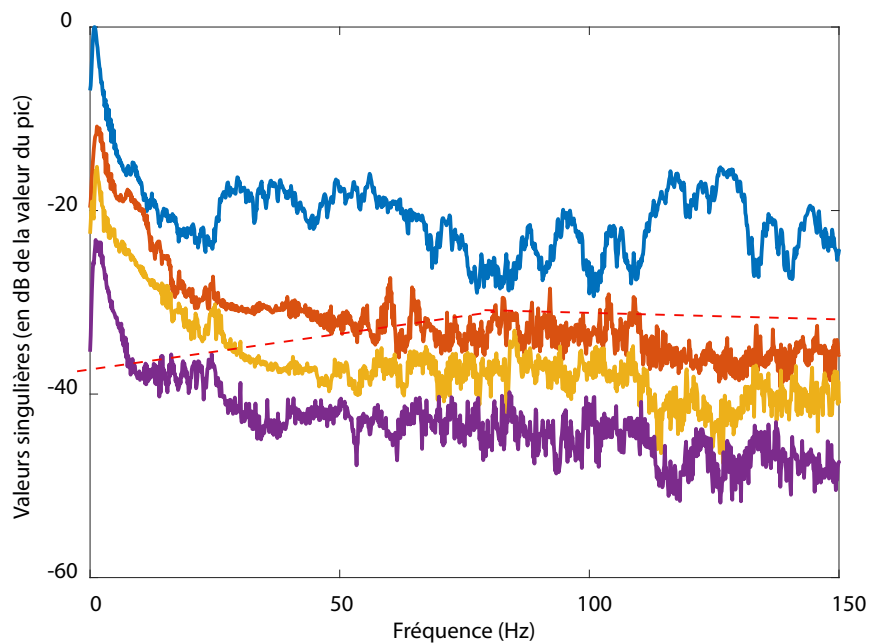


FIGURE 4.6 – Graphe des valeurs singulières associées aux niveaux d'énergie du signal. La ligne en pointillés rouges représente le seuil défini manuellement qui correspond à la limite entre les valeurs singulières contenant le signal qui nous intéressent et celles contenant du bruit.

La dernière étape, décrite dans la figure 4.7, consiste à créer des vecteurs tests, représentatifs du problème de la propagation des ondes dans la base des récepteurs (figure 4.7-b). Dans notre cas, nous utilisons des ondes planes de la forme :

$$e^{ik_{test}x_n} \tag{4.2}$$

où  $k_{test}$  est le nombre d'onde à tester et  $x_n$  ( $n = 1, 2, \dots, N$ ) est la coordonnée du récepteur  $n$  le long de la propagation.

La projection des vecteurs tests sur les vecteurs singuliers sélectionnés de la base récepteurs se traduit par un produit scalaire qui est maximisé lorsque le nombre d'onde testé du vecteur test correspond à celui des ondes du champ d'ondes mesuré.

Le nombre d'onde choisi est celui maximisant la relation :

$$|\langle e_{test}(f, k), U_n(f, k) \rangle|^2 \tag{4.3}$$

En pratique, cette étape de projection est équivalente au calcul de la transformée de Fourier spatiale discrète de chaque vecteur singulier. L'étape 3 est effectuée à chaque fréquence résultant de l'étape 1.

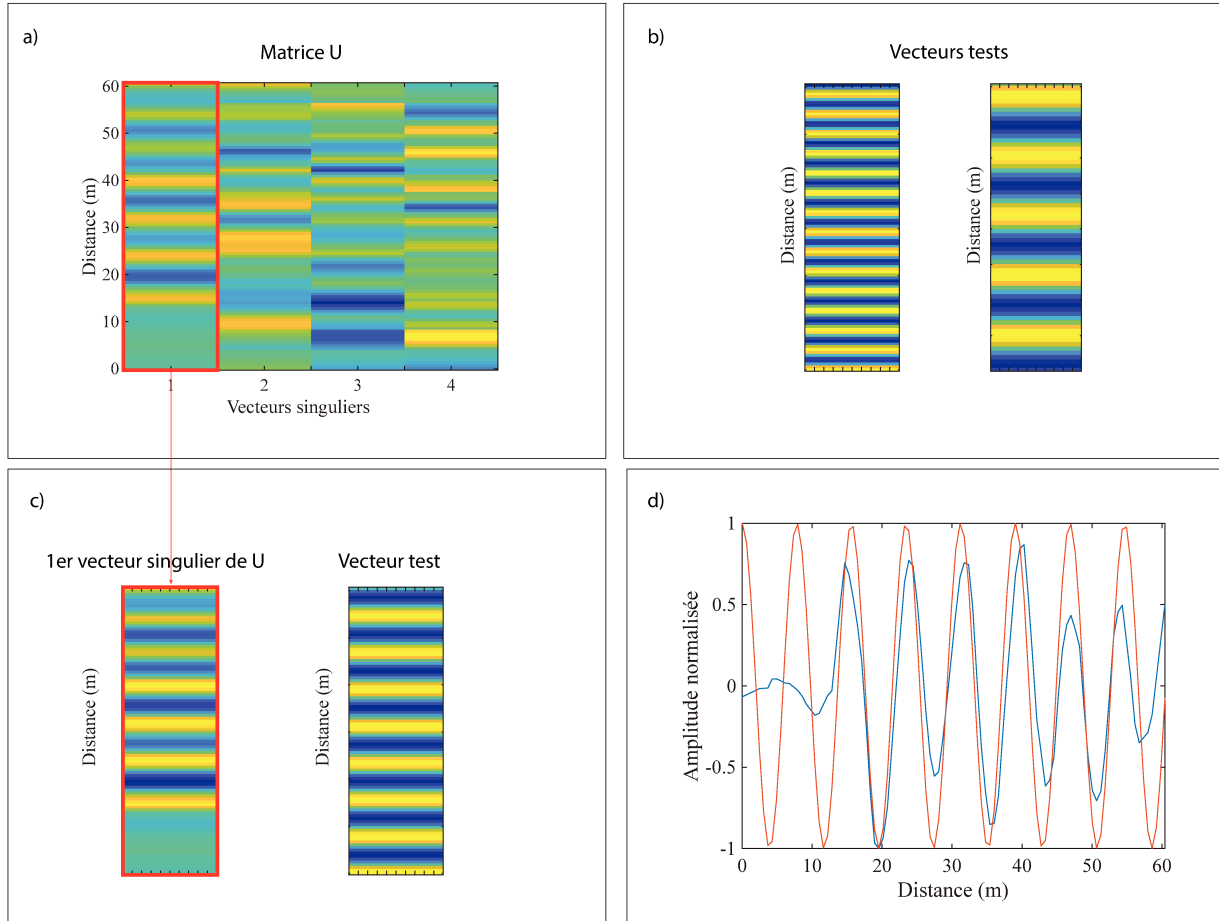


FIGURE 4.7 – a) Matrice U contenant les vecteurs singuliers. b) Vecteurs tests créés et représentatifs du problème de la propagation des ondes dans la base des récepteurs. c) Comparaison entre le vecteur test et le premier vecteur singulier de la matrice U. d) Comparaison des phases du premier vecteur singulier de la matrice U et du vecteur test calculé approximant au mieux le premier vecteur singulier de la matrice U.

Une fois les étapes 1 à 3 réalisées, le spectre fréquence-nombre d'onde résultant améliore considérablement l'identification des courbes de dispersion, pour deux raisons : (i) il est possible de séparer le signal du bruit en appliquant un seuil aux valeurs singulières ; et (ii) l'amplitude modale ressort à toutes les fréquences et pour tous les modes avec la même intensité spectrale (figure 4.8), malgré leurs différentes amplitudes relatives dans le champ d'ondes, car les vecteurs singuliers ont une norme unitaire. Les courbes de dispersion peuvent donc être identifiées sur une plus grande largeur de bande et avec moins d'incertitudes liées au RSB. Dans le présent travail, elles sont extraites du spectre par identification de tous les couples fréquence-nombre d'onde dont l'intensité spectrale est supérieure à un seuil. Ce seuil est fixé heuristiquement à 0.2, pour obtenir le meilleur compromis entre la visibilité des modes de propagation et celle du bruit sismique qui pollue nos spectres. En se basant sur cette méthode, quatre ensembles de courbes de dispersion sont extraits :



- de E à W avec LAE comme sources virtuelles;
- de W à E avec LAW comme sources virtuelles;
- de N à S avec LAN comme sources virtuelles;
- de S à N avec LAS comme sources virtuelles.

Enfin, les courbes de dispersion obtenues à partir de propagations dans des directions opposées sont moyennées ensemble pour réduire les incertitudes, de la même manière que dans Moreau et al. (2014b). On obtient ainsi une courbe de dispersion par mode et par jour pour les lignes EW et NS. Ensuite, les courbes de dispersion sont utilisées pour inverser les propriétés de la glace de mer.

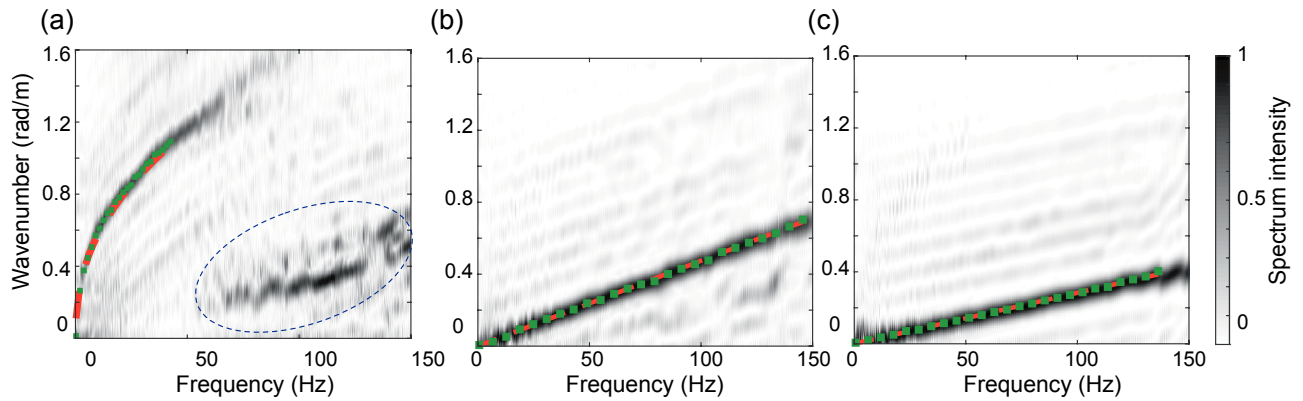


FIGURE 4.8 – Spectres fréquence-nombre d'onde obtenus à partir de la fonction de corrélation du bruit calculée le 9 mars 2019, avec la méthode décrite dans la section 4.1 et le traitement de la section 4.2, pour des enregistrements dans la direction EW. (a) Spectre de la composante verticale, dominé par le mode  $QS$ . La zone avec un contour en pointillés met en évidence une signature sismique avec des pentes correspondant à un mélange entre les modes  $SH_0$  et  $QS_0$ . Ces modes apparaissent sur la composante verticale car les géophones étaient légèrement inclinés. (b) Spectre de la composante transversale, dominé par le mode  $SH_0$ . (c) Spectre de la composante radiale, dominé par le mode  $QS_0$ . Les points verts montrent la moyenne des courbes de dispersion extraites dans les directions EW et WE. Les lignes pointillées rouges montrent les courbes de dispersion obtenues à partir des équations 2.14 et 2.15, avec les paramètres de la glace de mer déduits de l'inférence bayésienne :  $E = 4.1$  GPa,  $\nu = 0.28$ ,  $\rho_g = 917$  kg.m<sup>-3</sup>, et  $h = 0.60$  m.

### 4.3 Estimation des paramètres de la glace de mer par inférence bayésienne

À partir de nos données, nous avons obtenu les courbes de dispersion expérimentales des trois modes de propagation attendus dans une couche de glace de mer flottante sur l'eau :  $QS$ ,  $QS_0$  et  $SH_0$ . Dans cette partie, nous allons utiliser le modèle analytique établi par Stein et al. (1998) pour modéliser des courbes de dispersion synthétiques puis nous allons utiliser une inférence bayésienne pour inverser conjointement  $E$ ,  $\nu$ ,  $h$  et  $\rho_g$ .

#### 4.3.1 Modèle direct, paramétrisation du problème et fonction coût

Dans ce qui suit, nous utilisons la notation  $k_m^{\text{type}}(f)$  pour décrire le spectre fréquence-nombre d'onde d'un mode ( $m = QS, QS_0, SH_0$ ) à la fréquence  $f$ . Type = "EW" et "NS" se réfèrent aux nombres d'onde obtenus à partir des données pour les lignes EW et NS, respectivement, et Type="syn" se réfère aux nombres d'onde synthétiques obtenus à l'aide du modèle direct. Le modèle prospectif utilisé ici est celui introduit par Stein et al. (1998), qui décrit le comportement asymptotique du champ d'ondes sismiques dans une mince couche de glace flottante sur une colonne d'eau infinie, pour de faibles valeurs du produit {fréquence x épaisseur}. Bien que la profondeur du lac ne soit que d'environ 10 m (Marchenko et al., 2021), cela est suffisant pour que le système {glace + eau} ne se comporte pas comme un guide d'onde bicouche, car le premier mode dispersif dans un guide d'onde acoustique d'une épaisseur de 10 m est évanescent en dessous de 75 Hz. Les équations de dispersion utilisées sont celles décrites dans la section 2.3.

L'approximation aux basses fréquences de l'équation de dispersion du mode  $QS_0$  (2.14) est valable tant qu'il ne devient pas dispersif, ce qui se produit pour des valeurs du produit {fréquence x épaisseur} supérieures à 500 Hz.m. La fréquence d'échantillonnage des signaux dans cette étude est de 500 Hz, cette condition est donc toujours satisfaite. L'équation 2.12 est toujours valide, car le mode fondamental guidé de cisaillement horizontal,  $SH_0$ , n'est pas dispersif. L'équation 2.15 est valide lorsque  $f \cdot h$  reste inférieur à environ 50 Hz.m. La glace dans le fjord de Van Mijen avait une épaisseur de moins de 0.8 m, donc cette équation peut être utilisée à des fréquences allant jusqu'à  $\sim 65$  Hz.

A partir d'un ensemble de données,  $\mathbf{d}$ , et d'un ensemble de paramètres pour la couche de glace,  $\mathbf{X} = \{E, \nu, \rho_g, h\}$ , une fonction de coût peut être définie comme la norme L2 entre les nombres d'onde calculés à partir des données et ceux calculés à partir des équations 2.14 et 2.15, telle que :

$$f(\mathbf{d}, \mathbf{X}) = \frac{1}{3} \sum_{m=QS, QS_0, SH_0} \left\| k_m^{\text{syn}}(\omega) - k_m^{\text{EW,NS}}(\omega) \right\|, \quad (4.4)$$

où  $\|\cdot\|$  fait référence à la norme L2.

Dans Moreau et al. (2020a),  $E$  et  $\nu$  ont été calculés directement à partir des équations 2.14 et 2.12, en supposant que la densité est connue. Ensuite,  $h$  a été estimée sur la base d'une recherche sur grille et d'une modélisation directe avec la méthode des éléments finis (EF). La modélisation EF a été utilisée car elle permet d'effectuer l'inversion à des fréquences élevées, jusqu'à 100 Hz. L'inconvénient est qu'elle est très coûteuse en termes de calcul. Dans le présent article, au lieu d'un modèle EF, nous avons préféré utiliser l'équation 2.15, qui est beaucoup plus efficace, même si

cela signifie que nous sommes limités à des fréquences inférieures à 65 Hz pour le mode QS. Les avantages sont :

- Premièrement, par rapport à la modélisation EF, l'efficacité de l'utilisation de l'équation 2.15 permet des inversions basées sur l'inférence bayésienne, pour  $h$ ,  $E$ , et  $\nu$ , et également pour  $\rho_g$ . La fonction de densité de probabilité (PDF) de ces paramètres peut être estimée et utilisée pour évaluer les incertitudes des inversions.
- Deuxièmement, l'équation 2.15 contraint principalement l'épaisseur (à la puissance trois), mais elle contraint aussi légèrement  $E$ ,  $\nu$ , et  $\rho_g$  (à une puissance unitaire). Par conséquent, le problème est mieux contraint lorsqu'on effectue une inversion conjointe de tous les paramètres simultanément.

### 4.3.2 Estimation de la fonction de densité de probabilité des paramètres de la glace par inférence bayésienne

La résolution du problème inverse consiste à trouver les paramètres qui expliquent le mieux les données, en fonction de la fonction coût définie dans l'équation 4.4. Il s'agit d'un problème inverse bien posé et bien contraint, car il existe une relation biunivoque entre les paramètres du modèle et le minimum global de la fonction coût. Nous procédons avec l'algorithme de Monte Carlo par chaîne de Markov (MCMC) (Metropolis et al., 1953), qui fournit un ensemble de solutions qui s'adaptent aux données avec un niveau de vraisemblance acceptable, étant donné l'incertitude des données. Cet ensemble de solutions est représenté par la distribution postérieure des paramètres du modèle, telle que :

$$P(\mathbf{X}|\mathbf{d}) = \frac{P(\mathbf{d}|\mathbf{X})P(\mathbf{X})}{P(\mathbf{d})}. \quad (4.5)$$

où  $P(\mathbf{X}|\mathbf{d})$  est la fonction de vraisemblance,  $P(\mathbf{X})$  est la distribution antérieure, et  $P(\mathbf{d})$  est la fonction de vraisemblance marginale, qui est essentiellement un facteur de normalisation. La distribution postérieure exprime la probabilité conditionnelle des valeurs des paramètres en fonction de l'évidence des mesures, exprimée par la fonction de vraisemblance, et des hypothèses antérieures, exprimées par la distribution antérieure. Il s'agit également d'une estimation de la PDF des paramètres.

Dans le présent problème, on suppose que les erreurs de mesure ne sont pas corrélées et sont aléatoires, et donc qu'elles peuvent être modélisées par une fonction de vraisemblance gaussienne à moyenne nulle avec une variance  $\sigma^2$  :

$$P(\mathbf{d}|\mathbf{X}) = \exp\left(-\frac{(f(\mathbf{d}, \mathbf{X}))^2}{2\sigma^2}\right), \quad (4.6)$$

où  $\sigma^2$  est la variance associée aux erreurs de mesure. Il s'agit d'une fonction de vraisemblance typique utilisée dans de nombreux problèmes d'ajustement de données (Tarantola, 2005).

Pour une glace de première année, les mesures in situ de la densité varient de 840 à 910  $kg.m^3$  pour une glace au-dessus de la ligne de flottaison, et de 900 à 940  $kg.m^{-3}$  pour une glace sous la ligne de flottaison (Timco and Frederking, 1996). Le coefficient de Poisson varie entre 0.25 et 0.4, le module d'Young entre 2 et 6 GPa (Anderson, 1958; Timco and Weeks, 2010). En particulier, dans le fjord de Van Mijen, Romeyn et al. (2021) a reporté un module de Young d'environ 2.5 GPa avec un coefficient de Poisson de 0.33, et Morozov et al. (2011) a reporté un module d'Young d'environ 3 GPa et un coefficient de Poisson de 0.3. Moreau et al. (2014a), a rapporté un module d'Young autour de 4 GPa et un coefficient de Poisson de 0.32 à Vallunden. La valeur légèrement supérieure du module d'Young à Vallunden, par rapport à ceux directement dans le fjord de Van Mijen, est probablement attribuable au cadre physique protégé du site d'étude, et au soutien de la moraine par le littoral environnant. En ce qui concerne l'épaisseur, les forages de glace ont indiqué qu'elle était systématiquement inférieure à 1 m. Par conséquent, nous supposons pour les distributions

antérieures que les paramètres du modèle ont une probabilité égale sur une gamme de valeurs qui contient les valeurs susmentionnées :

- $E$  est entre 2 GPa et 6 GPa ;
- $\nu$  est entre 0.1 et 0.5 ;
- $\rho_g$  est entre  $700 \text{ kg.m}^{-3}$  et  $1000 \text{ kg.m}^{-3}$  ;
- $h$  est entre 0.15 m et 1.15 m.

La détermination de la valeur optimale de  $\sigma^2$  est essentielle pour un échantillonnage approprié de la PDF. Cependant,  $\sigma^2$  est dépendant des données. Dans notre approche, nous inversons les courbes de dispersion, donc nous devons tenir compte des incertitudes des courbes de dispersion, et non celles des mesures. Malheureusement, il n'y a pas de relation linéaire entre les deux, à cause de la dispersion du mode QS. Selon la qualité de la fonction de corrélation, ces incertitudes ne sont pas les mêmes entre tous les ensembles de courbes de dispersion. Par conséquent,  $\sigma^2$  ne peut pas être fixé *a priori* pour toutes les inversions dans cette étude, sinon il s'agirait d'une approximation grossière.

De plus, les méthodes MCMC nécessitent généralement une phase de burn-in avant d'atteindre la distribution postérieure. Pour résoudre ces deux problèmes, nous faisons précéder l'algorithme MCMC d'une optimisation globale par recuit simulé (SA) (Moreau et al., 2014a; Gradon et al., 2019) pour déterminer  $\sigma^2$  et améliorer la convergence. Une autre approche consiste à considérer la variance comme faisant partie des paramètres d'inversion de l'algorithme MCMC, dans ce que l'on appelle le MCMC transdimensionnel. Cependant, la méthode proposée dans cet article a l'avantage de converger beaucoup plus rapidement et d'être robuste pour traiter notre ensemble de données.

Le recuit simulé est également une méthode MCMC. Cependant, son objectif est de converger vers l'optimum global plutôt que de générer des échantillons de la distribution postérieure (Kirkpatrick et al., 1983). À cette fin,  $\sigma^2$ , dans la fonction de vraisemblance, est initialisé avec une grande valeur, pour permettre un large échantillonnage de l'espace des paramètres. Cette valeur est lentement réduite à chaque itération, dans ce qui est appelé le "programme de refroidissement", et s'il est suffisamment progressif, l'algorithme convergera vers l'optimum global. En pratique, le programme de refroidissement peut être mis en œuvre de plusieurs façons. Nous utilisons un programme standard,  $T$ , où la variance est réduite de  $T_0 = 0.05$  à  $T_1 = 0.001$  dans une fonction exponentielle telle que :

$$T(n) = T_0 \left( \frac{T_1}{T_0} \right)^{n/N} \quad (4.7)$$

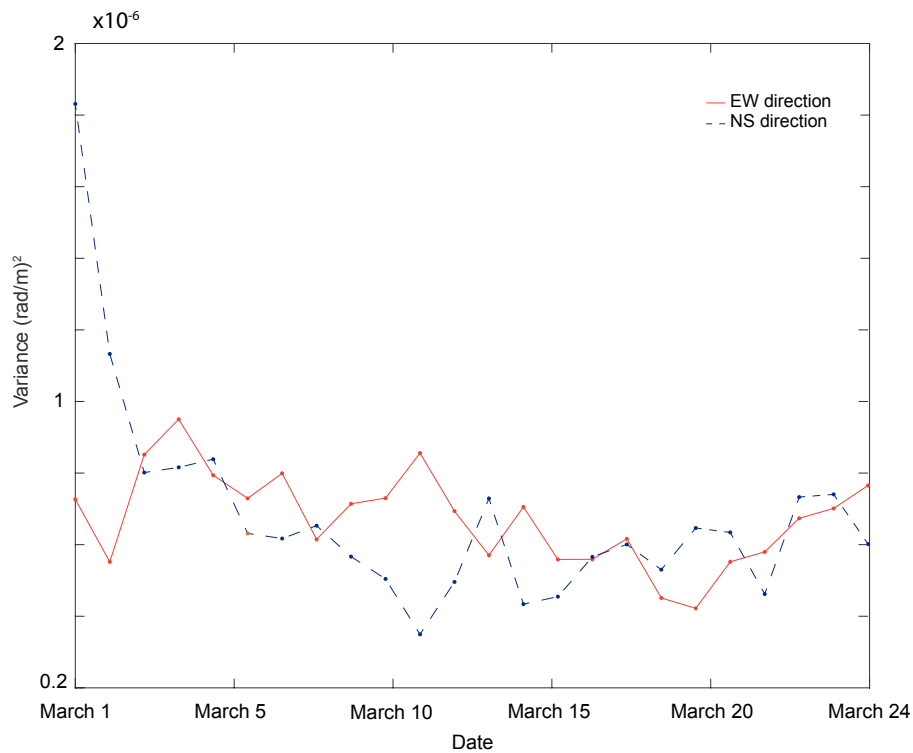


FIGURE 4.9 – Évolution journalière de la variance des erreurs de mesure (dans les directions EW en rouge et NS en bleu) estimée avec l’algorithme de recuit simulé, tel que décrit dans la section 4.3.2. La variance dans la direction EW reste stable, à environ  $0.5 \cdot 10^{-6}$ . Celle dans la direction NS semble montrer une tendance légèrement décroissante, qui semble être la conséquence des variations temporelles des propriétés de la glace dans cette direction.

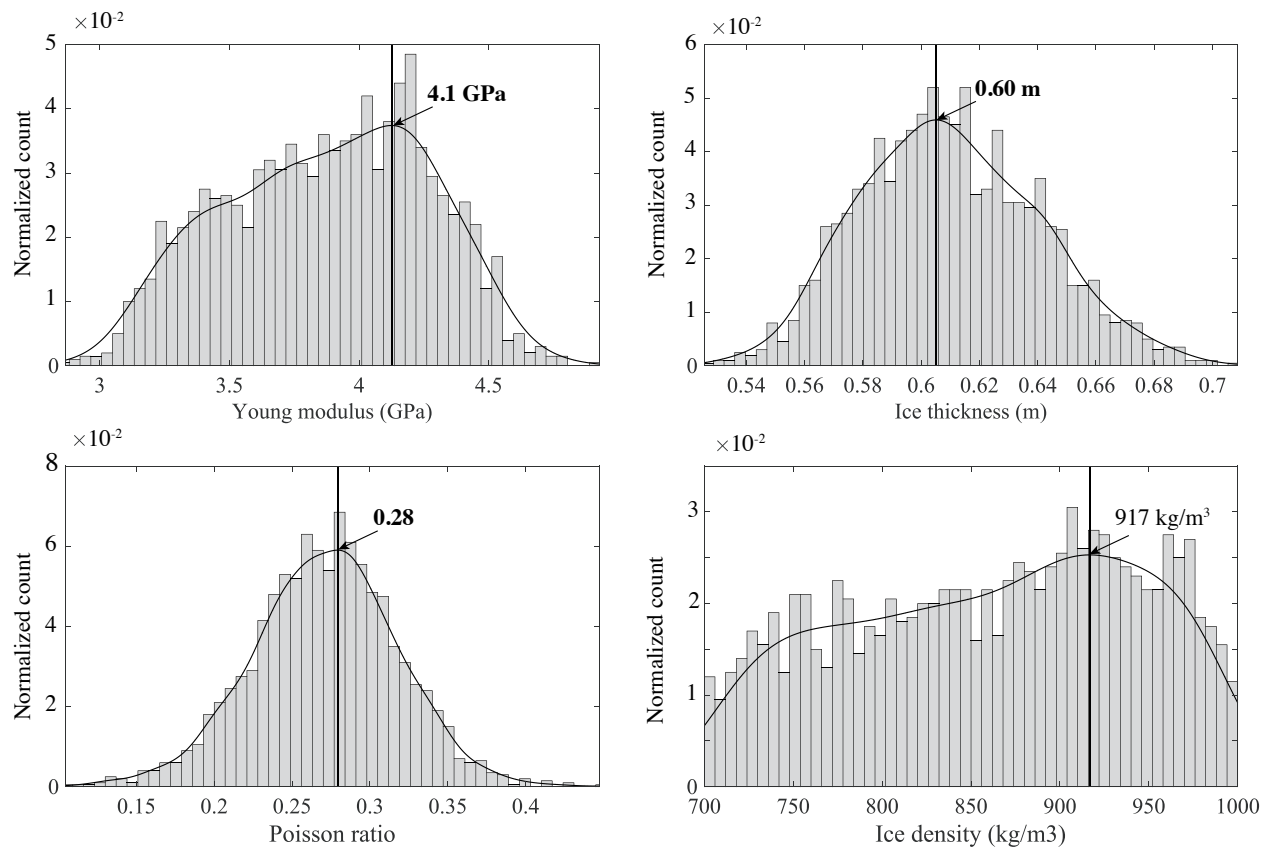


FIGURE 4.10 – Exemple de la fonction de densité de probabilité pour  $E$ ,  $h$ ,  $\nu$  et  $\rho_g$  obtenue après l'inversion des courbes de dispersion calculées le 9 mars 2019, pour LEW. La courbe rouge est une estimation de la distribution de la PDF calculée à partir de l'estimateur de densité à noyau. La courbe bleue montre le maximum de notre distribution. Le module d'Young, l'épaisseur de la glace et le coefficient de Poisson sont contraints de manière satisfaisante par notre méthode. La densité de la glace est moins bien contrainte, avec une distribution plus plate. Les valeurs obtenues sont néanmoins cohérentes avec la littérature.

Le nombre d'itérations,  $N$ , est fixé à 20000 pour le SA. La phase SA s'arrête lorsque l'algorithme atteint un nombre d'itérations égal à  $N$ , ou lorsqu'il est resté bloqué à la même position dans l'espace de recherche pendant plus de 200 itérations successives. L'algorithme MCMC est alors lancé, avec 50000 itérations, à partir de la position dans l'espace de recherche qui minimise la fonction de coût pendant la phase SA, et avec une variance égale à la variance minimale atteinte, augmentée de 1% (ce qui se traduit par une augmentation de 10% de l'écart-type). Cette augmentation a pour but d'éviter que l'algorithme MCMC ne passe des centaines d'itérations (comme le SA) à la même position dans l'espace de recherche, ce qui serait le signe d'une mauvaise calibration.

La variance est liée aux erreurs de mesure ; *i.e.*, un mélange entre l'influence du RSB et d'autres perturbations aléatoires de la mesure, telles que les variations de la physique du problème. Dans le problème actuel, ces perturbations sont moyennées lorsqu'on passe du domaine temps-espace au domaine fréquence-nombre d'onde, et la variance reflète donc les variations des valeurs de fréquence-nombre d'onde autour des valeurs de base. La figure 4.8-a-c indique que la dispersion des couples fréquence-nombre d'onde est très étroite. Les calculs de cette dispersion montrent qu'elle reste de l'ordre de  $\pm 0.002 \text{ rad.m}^{-1}$ , ce qui correspond à une variance maximale d'environ  $4 \times 10^{-6} (\text{rad.m}^{-1})^2$ . Ceci est cohérent avec l'ordre de grandeur des variances trouvées avec notre méthode, comme le montre la figure 4.9 pour tous les jours du 1er au 24 mars 2019. Elle semble stable autour de  $0.5 \times 10^{-6}$  dans la direction EW. Dans la direction NS, cependant, elle montre une légère diminution. Comme le RSB reste stable dans la NCF, cette diminution semble être liée à des variations temporelles et spatiales de la physique du problème, qui ne peuvent pas être prises en compte par le modèle prévisionnel. L'une de ces variations est l'influence de la couche de neige sur les formes d'ondes sismiques. Dans la direction NS, le 1er mars, la couche de neige était plus mince près de LAS (environ 10 cm) qu'elle ne l'était près de LAN (environ 40 cm). De telles variations n'ont pas été notées dans la direction EW, où l'épaisseur de la neige était plus constante. Les pluies et les chutes de neige supplémentaires du mois de mars ont probablement influencé la propagation des ondes sismiques en modifiant la densité apparente et le module d'Young du système {glace + neige}. Ce point devrait être étudié dans les études futures, et une modélisation prospective tenant compte d'une couche de neige représenterait un progrès significatif.

Une fois l'algorithme MCMC terminé, une PDF est générée pour  $E$ ,  $h$ ,  $\nu$  et  $\rho_g$ . La figure 4.10 montre un exemple de PDF obtenue le 9 mars, à partir de la ligne EW. Les propriétés de la glace sont déterminées en calculant les histogrammes des paramètres, que nous ajustons avec un estimateur de densité de distribution de type noyau. La méthode d'estimation par noyau crée une courbe lisse et continue pour représenter la distribution de probabilité des données à partir des échantillons de données en estimant localement la fonction de distribution normale centrée sur chaque échantillon (les fonctions noyaux). La somme de ces fonctions de lissage locales pour chaque échantillon produit l'ajustement continu résultant. Nous utilisons le maximum de cet ajustement pour déterminer l'estimation des paramètres. La figure 4.8 montre les courbes de dispersion obtenues à partir des paramètres estimés : *i.e.*,  $h = 0.60 \text{ m}$ ,  $E = 4.1 \text{ GPa}$ ,  $\nu = 0.28$ , et  $\rho_g = 917 \text{ kg.m}^{-3}$ . Nous observons un ajustement statistiquement cohérent entre le modèle théorique et les données du champ d'ondes.



À partir des PDF, nous constatons que l'épaisseur, le module d'Young et le coefficient de Poisson sont contraints de manière satisfaisante, avec un écart type de 3 cm, 0.4 GPa et 0.04, respectivement. Il y a une nette accentuation de la PDF autour des valeurs les plus probables. La PDF de la densité, cependant, n'est pas aussi nette, avec un écart type d'environ  $80 \text{ kg.m}^{-3}$ . Il est intéressant de noter que la covariance des paramètres (voir la figure 4.14 de l'annexe B) indique que le coefficient de Poisson, bien que bien contraint, semble plutôt non corrélé aux autres paramètres. En revanche, le module d'Young, la densité et l'épaisseur semblent être fortement corrélés, bien que la densité ne soit pas très bien contrainte.

Ces observations semblent indiquer que la densité, ayant une PDF plus plate, reflète les limites de notre modèle prévisionnel plus qu'elle n'est un indicateur des limites de la méthodologie. Le modèle n'est sensible qu'aux propriétés effectives du système {glace + neige}, car il ne peut pas tenir compte de la couche de neige (environ 40 cm d'épaisseur, en moyenne), qui modifie les propriétés effectives. Le poids de la couche de neige modifie la densité du système {glace + neige} plus que sa rigidité (module de Young) et son expansion/contraction (coefficient de Poisson). On peut supposer qu'un modèle prospectif capable de prendre en compte la neige constituerait une amélioration significative, qui devrait contraindre la densité d'une meilleure manière. Le développement d'un tel modèle est donc une suite importante de ce travail. De plus, les valeurs obtenues à partir de toutes les inversions restent constantes autour de  $\rho_g = 915 \text{ kg.m}^{-3}$ , ce qui suggère que l'écart type réel n'est pas aussi élevé.

## 4.4 Résultats et discussion

La glace de mer est un matériau complexe qui se compose de glace solide, d'eau salée, de sels solides et de bulles de gaz. Dans le fjord de Van Mijen, sa croissance est principalement contrôlée par les conditions météorologiques *in situ*, mais d'autres facteurs interviennent, tels que : les courants marins, qui sont principalement dominés par les marées ; l'apport d'eau douce glaciaire provenant des montagnes environnantes, qui abaisse la salinité de l'eau dans le fjord (Høyland, 2009) ; et l'eau chaude de l'Atlantique provenant du courant du Spitzberg occidental (Gerland and Hall, 2006). La glace du fjord Van Mijen que nous étudions est une glace saisonnière de première année, qui disparaît chaque été, et elle est recouverte de neige.

Les paramètres estimés sont d'une importance majeure pour comprendre et modéliser la dynamique de la glace de mer. L'épaisseur a un rôle clé dans la modélisation couplée (Allard et al., 2018), tandis que les paramètres élastiques ont des rôles clés dans les modèles rhéologiques récents (Dansereau et al., 2016). La figure 4.11 montre l'évolution des quatre paramètres obtenue en effectuant une inversion par jour pour les lignes de capteurs NS et EW, et sur une période allant du 1er au 24 mars 2019. Les estimations sont cohérentes avec les valeurs rapportées dans la littérature pour la glace de première année, qui sont données dans la section 4.3.2.

Sur le terrain, une couche de neige de 10 cm à 40 cm recouvre la glace. Il est probable que cela ait une influence sur nos estimations, car les modes guidés se propagent à une vitesse plus faible dans la neige que dans la glace. Par conséquent, il est possible que certains paramètres aient été légèrement sous-estimés. Cependant, il est difficile de contraindre explicitement l'influence de la couche de neige sur nos estimations, et ceci est laissé pour une étude dédiée.

L'épaisseur de la glace est directement contrôlée par des facteurs environnementaux externes, tels que : la température de l'air, le type et l'épaisseur de la neige, la vitesse du vent, le flux thermique de l'océan et le rayonnement de surface. Pour la direction EW, nous observons une augmentation quasi linéaire de l'épaisseur de la glace du 1er au 24 mars. L'épaisseur varie de  $55 \pm 3$  cm à  $66 \pm 3$  cm. Pour la direction NS, nous observons également une augmentation quasi linéaire de l'épaisseur de la glace qui varie de  $53 \pm 4$  cm à  $63 \pm 4$  cm. Ces valeurs d'épaisseur sont cohérentes avec les mesures effectuées lors de l'installation (environ 60 cm) et de la désinstallation (environ 70 cm) du réseau (Moreau et al., 2020a), bien qu'elles soient légèrement inférieures. Cette différence peut être expliquée par la présence de la neige sur la glace. Nous pensons que l'épaisseur calculée pourrait être sous-estimée de 2 à 3 cm, mais cela se situe dans les marges d'incertitude. Notez que les épaisseurs de glace déduites diffèrent systématiquement de 2 à 3 cm dans les directions NS et EW. Une explication probable pourrait être liée à la géométrie allongée de la moraine dans la direction NS, qui pourrait avoir un effet mécanique sur la glace pendant sa croissance. De même, le canal au nord, où un courant d'eau est présent, pourrait avoir un effet sur l'épaisseur de la glace. Cependant, il est à noter que ces différences entre les deux directions ne sont pas statistiquement significatives, puisque les incertitudes se chevauchent, donc les différences pourraient également être liées à la qualité de la récupération de la fonction de Green.

Le module de Young dépend de plusieurs paramètres, tels que la salinité, la porosité et la densité de la glace. Au lac Vallunden, la glace contenait beaucoup de saumure, et était relativement poreuse et fragile sur les 30 premiers centimètres; elle était également recouverte de neige. Tous ces éléments ont affecté la vitesse des modes guidés, qui se propagent à une vitesse plus lente par rapport à la glace d'eau douce. Le module d'Young reste autour de  $E = 3.7 \pm 0.4$  GPa pour les deux directions.

Le coefficient de Poisson peut également être influencé par de nombreux facteurs, tels que le taux de chargement, la température, la taille des grains, la structure des grains, la direction du chargement et l'état de la microfissuration, entre autres. Compte tenu de la courte période d'étude, nous nous attendons donc à avoir un coefficient de Poisson relativement stable, il est d'environ  $0.28 \pm 0.05$  pour la direction EW et  $0.23 \pm 0.05$  pour la direction NS.

La connaissance de la densité de la glace et de son épaisseur sont des paramètres cruciaux pour la sécurité du transport sur la glace et l'ouverture de nouvelles routes maritimes. La salinité et la porosité de la glace sont des facteurs qui influencent sa densité. Celle-ci n'est pas constante par rapport à l'épaisseur de la glace. Elle a tendance à être moins dense au niveau du franc-bord. Cela est dû au fait que les bulles d'air ont tendance à s'accumuler dans la partie supérieure de la glace, tandis que la saumure a tendance à s'accumuler dans la partie inférieure de la glace (Høyland, 2009). La densité est généralement insensible aux changements de température, ce qui est cohérent avec nos résultats. Les inversions donnent une valeur très stable, à environ  $910 \pm 82$   $\text{kg.m}^{-3}$  pour la direction EW, et  $908 \pm 80$   $\text{kg.m}^{-3}$  pour la direction NS.

À partir de ces résultats d'inversion, nous constatons que l'épaisseur, le module d'Young et le coefficient de Poisson sont très bien contraints par notre méthode. Tous nos résultats semblent être compatibles avec une épaisseur relativement faible et une glace jeune qui isole assez mal les flux de chaleur. Le paramètre de densité est un peu moins bien contraint. La PDF de la densité a une distribution plus uniforme, et l'incertitude est plus grande que pour les autres paramètres. Néanmoins, l'incertitude réelle est probablement beaucoup plus faible, car toutes les inversions donnent une valeur très stable, d'environ  $910$   $\text{kg.m}^{-3}$  pour la direction EW et  $908$   $\text{kg.m}^{-3}$  pour la direction NS. De plus, les valeurs de densité obtenues se situent dans une fourchette confirmée par la littérature (Timco and Frederking, 1996). En ce sens, nous pouvons choisir d'effectuer les mêmes inversions en fixant la densité, en supposant que nous pouvons mieux contraindre les autres paramètres. De cette manière, nous obtenons les mêmes résultats avec des incertitudes plus faibles. Celles-ci sont de  $0.1$  GPa pour le module d'Young,  $0.04$  pour le module de Poisson, et  $2$  cm pour l'épaisseur de la glace. Comme les résultats obtenus sont très proches lorsque la densité est fixée ou non, il semble scientifiquement très intéressant d'inverser également le paramètre densité.

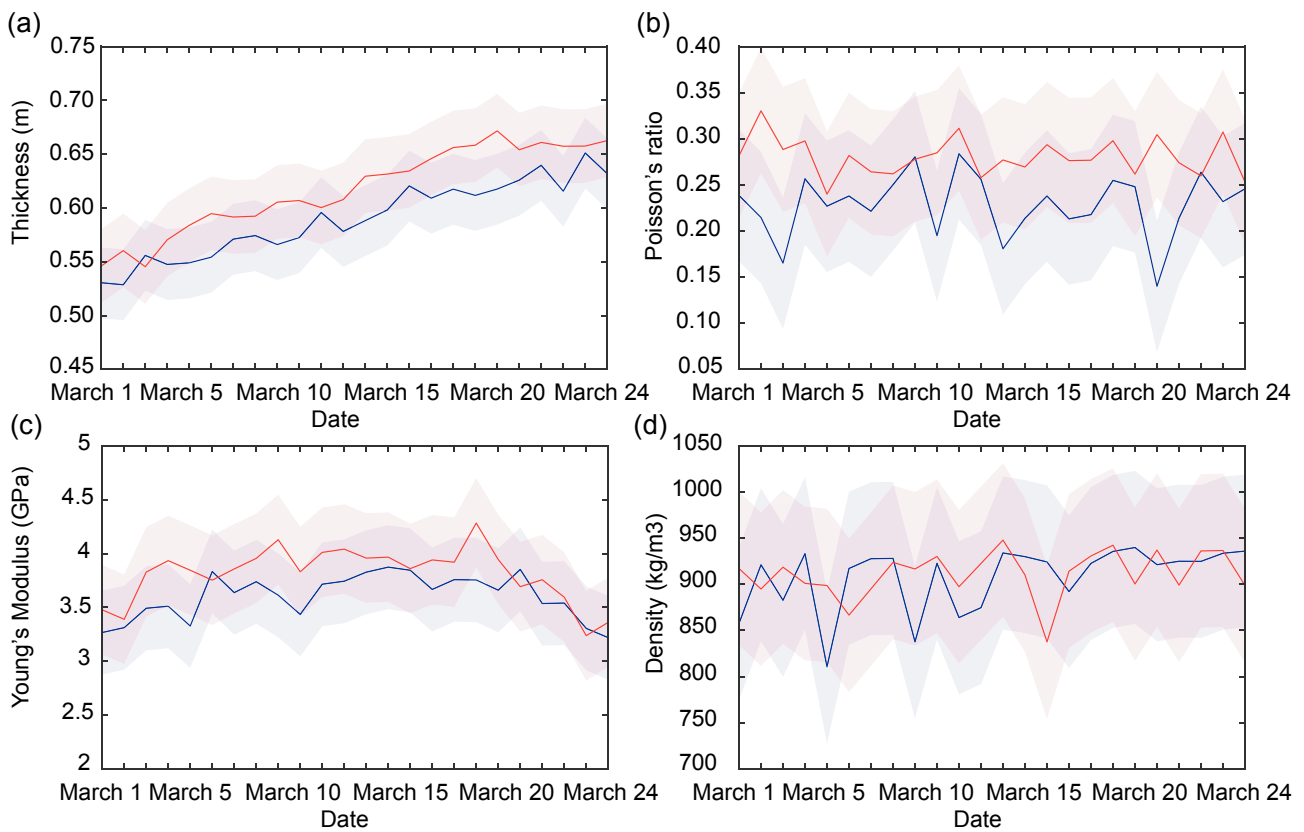


FIGURE 4.11 – Évolution journalière des paramètres de la glace de mer : a) épaisseur, b) coefficient de Poisson, c) module de Young, et d) densité, obtenus pour les lignes de capteurs dans la direction NS (bleu) et EW (rouge). La bande colorée représente la déviation standard associée à chaque courbe. Nous observons une augmentation de l'épaisseur de glace dans chacune des directions, tandis que les paramètres élastiques restent stables, autour de valeurs consistantes avec la littérature pour une glace de première année.

## 4.5 Conclusion

Cet article présente une méthodologie pour estimer et contrôler l'épaisseur, le module d'Young, la densité et le coefficient de Poisson de la glace de mer dans différentes directions, en utilisant le bruit sismique ambiant enregistré par un réseau sismique. La méthodologie consiste à extraire à partir de la NCF, puis à inverser, les courbes de dispersion des modes guidés se propageant dans la glace de mer. Pour calculer la NCF quotidienne, nous montrons que la sélection des fenêtres de temps où la source sismique dominante est alignée avec les récepteurs améliore significativement le RSB. Cette stratégie permet également d'éviter les biais directionnels potentiels des autres sources de bruit dominantes, qui entraîneraient une vitesse modale apparente plus élevée et corrompraient l'estimation des paramètres de la glace de mer. Les courbes de dispersion des trois modes guidés fondamentaux sont inversées avec un échantillonnage MCMC pour déduire la fonction de densité de probabilité des paramètres de la glace de mer. Nous obtenons des résultats satisfaisants qui sont cohérents avec les observations et les mesures effectuées *in situ*. Ainsi, nous démontrons qu'en utilisant cette méthode, il est possible de contraindre l'épaisseur, la densité et les propriétés élastiques de la glace de mer avec précision et sur une base quotidienne.

Cette approche pourrait également être utile dans divers autres domaines, tels que la sécurité du transport maritime ou l'océanographie. Le suivi quotidien de l'épaisseur et de la rigidité de la glace offert par cette méthode peut contribuer à assurer la sécurité des déplacements sur la glace de mer dans les régions polaires où la majorité de la population se déplace en motoneige. Elle peut également ouvrir de nouvelles routes possibles qui étaient auparavant fermées en raison de la méconnaissance de ces paramètres. Dans le domaine de la biologie, par exemple, les observations suggèrent que la densité de la biomasse du méso-zooplancton est étroitement liée aux variations des propriétés de la glace de mer.

Dans des travaux futurs, une autre façon de traiter ces données sismiques est d'exploiter les milliers de tremblements de glace présents dans les enregistrements, qui proviennent de la fissuration naturelle de la glace. Ces sources énergétiques et impulsives permettront la reconstruction de la fonction de Green du milieu dans une multitude de directions au cours du temps. Cela constituera la base d'un profil tomographique tridimensionnel évoluant dans le temps de la glace de mer sous le réseau sismique, avec des applications pour caractériser sa rhéologie.

## Appendix A : Exemples de signaux typiques enregistrés durant la nuit et le jour à Val-lunden.

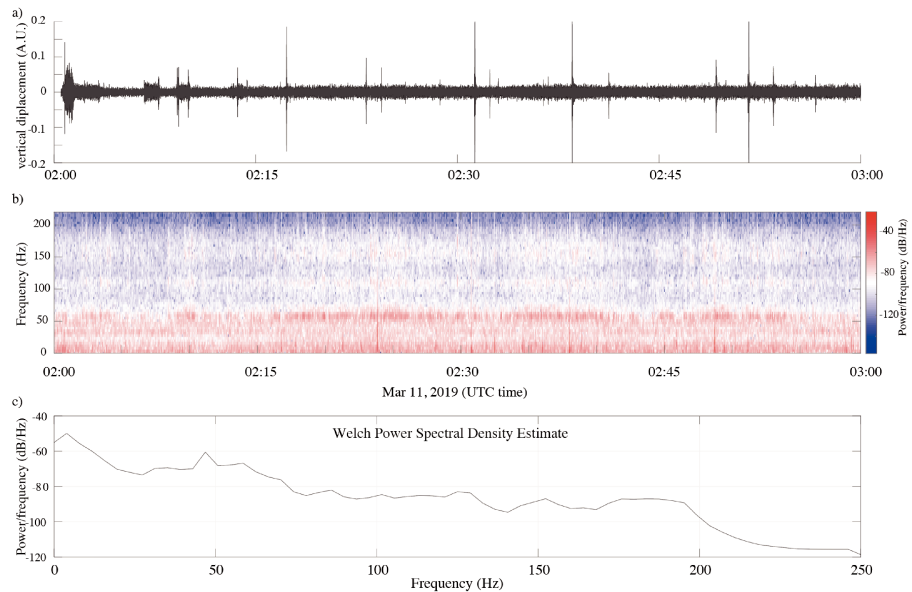


FIGURE 4.12 – a) Une heure d’enregistrement du champ d’ondes sismiques pendant la nuit du 11 mars 2019, avec b) la transformée de Fourier correspondante, et c) la densité spectrale de puissance de l’enregistrement.

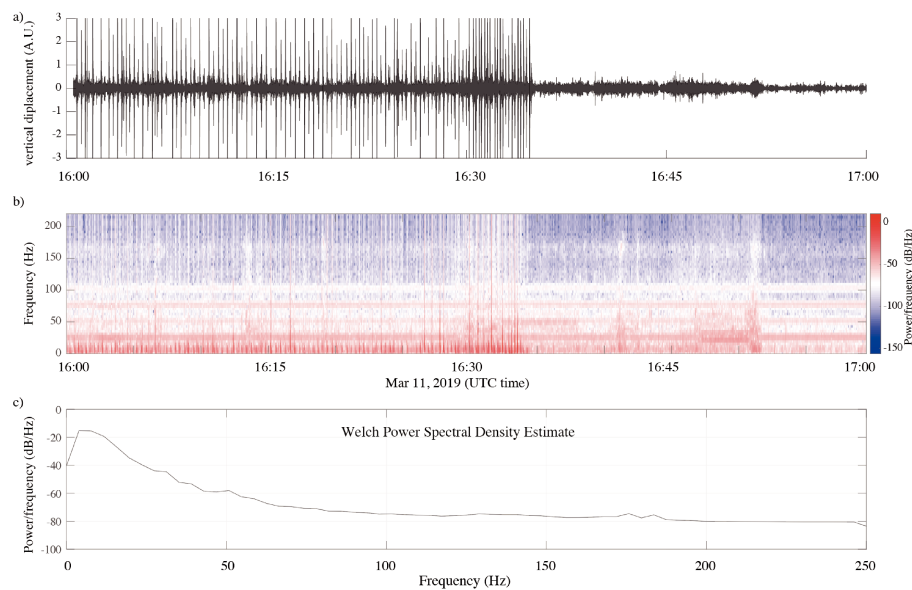


FIGURE 4.13 – Mêmes représentations que dans la figure 4.12, mais durant l’après-midi, avec des activités anthropiques

## Appendix B : Covariance entre les paramètres inversés

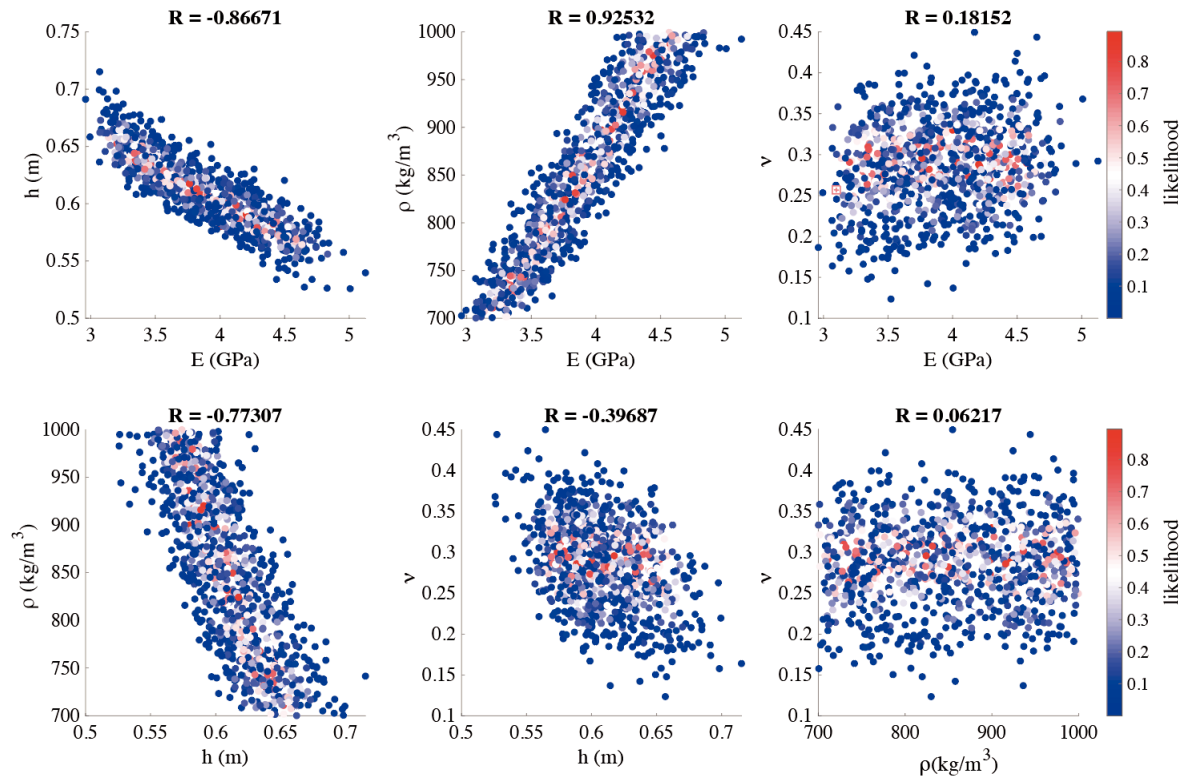


FIGURE 4.14 – Covariance entre le module de Young, l'épaisseur, la densité et le coefficient de Poisson, avec les coefficients de corrélation associés.

## Chapitre 5

# Introduction la tomographie 2D à partir des icequakes

---

5.1	Extraction des icequakes . . . . .	69
5.1.1	Introduction . . . . .	69
5.1.2	Hierarchisation des formes d'onde . . . . .	70
	Extraction automatique de caracteristiques . . . . .	70
	Reduction des dimensions . . . . .	71
	Regroupement hierarchique des caracteristiques . . . . .	71
5.1.3	Extraction des temps d'arrivee et de fin des icequakes . . . . .	71
5.2	Mesure de la vitesse du champ d'ondes domine par le mode QS entre paires de capteurs . . . . .	74
5.2.1	Pretraitement des donnees . . . . .	74
5.2.2	Mesure du decalage temporel de l'arrivee du champ d'ondes domine par le mode QS au sein du reseau . . . . .	80
5.2.3	Discussion et perspectives . . . . .	82

---

Dans cette partie, nous allons nous intéresser à des signaux impulsifs particuliers contenus dans le bruit sismique : les tremblements de glace - *icequakes* en anglais. Ce chapitre est une introduction à la tomographie. À cette fin, dans un premier temps, nous allons extraire les segments temporels associés aux icequakes à l'aide d'une méthode de hiérarchisation des formes d'onde. Nous calculerons ensuite les variations spatiales des temps d'arrivée du champ d'ondes dominé par le mode QS au sein de notre réseau.



## 5.1 Extraction des icequakes

### 5.1.1 Introduction

Le premier rapport sur les séismes dits « glaciaires » (Ekstrom et al., 2003) a conduit au développement de nombreuses études géophysiques (Podolskiy and Walter, 2016). Ces études s'appliquent principalement aux glaciers (Lindner et al., 2019; Sergeant et al., 2020). Néanmoins, on compte plus d'une centaine d'icequakes journaliers dans nos enregistrements sur la glace de mer du lac Vallunden. Il s'agit de libérations soudaines et impulsives d'énergie issues de divers mécanismes propres à la glace tels que la fracturation. Nous avons enregistré des icequakes de différentes natures, plus ou moins dispersifs dans la bande de fréquences [5 25] Hz. Moreau et al. (2020b) ont relocalisé l'origine des icequakes contenus dans nos données et on constate qu'ils sont majoritairement localisés de part et d'autre du réseau sismique, au niveau des moraines délimitant le lac Vallunden. Au nord, sud, est et ouest, elles sont situées respectivement à 360 m de la station 501104, 220 m de la station 301104, 135 m de la station 401104 et 210 m de la station 201104 (figure 3.4). On peut faire l'hypothèse que la source de ces icequakes est l'interaction entre le bord de la glace et les moraines.

Dans cette section, nous allons décrire la méthode employée pour extraire les icequakes contenus dans nos enregistrements continus issus des géophones 3C.

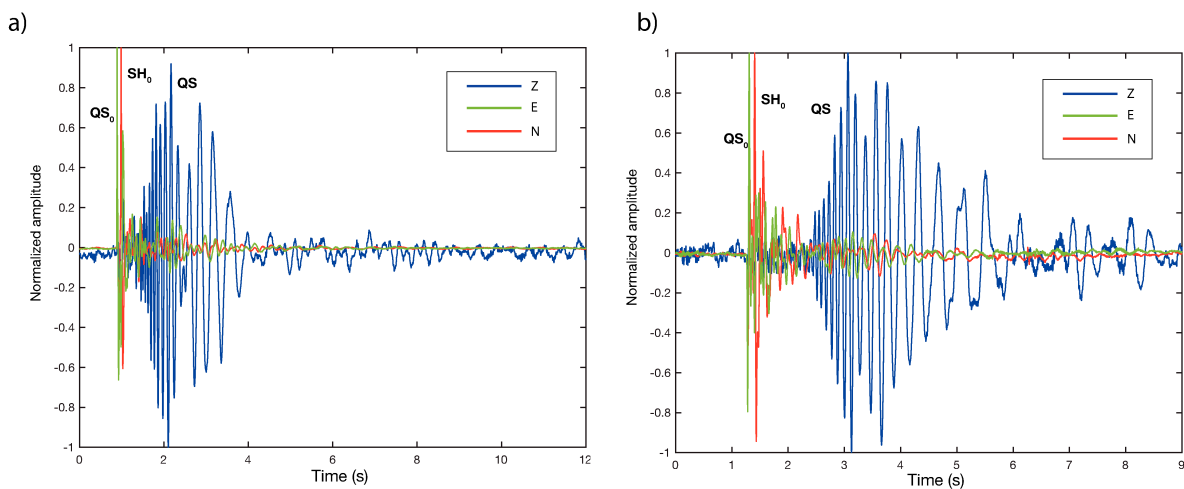


FIGURE 5.1 – Signaux temporels des 3 composantes de 2 icequakes (a et b) extraits à partir des enregistrements 3C de la station 125505 le 2 mars 2019. En bleu la composante verticale Z, en vert la composante Est et en rouge la composante Nord

Dans la figure 5.1 est représentée deux icequakes différents extraits à partir des enregistrements 3C de la station 125505, le 2 mars 2019. On constate que l'amplitude et la dispersion des formes d'onde de ces événements sont variables d'un icequake à l'autre. Cette variabilité dépend des propriétés de la glace. Les signaux ont une déformation plus importante lorsque la distance de propagation est plus grande, avec une dispersion qui est spécifique à l'épaisseur de la glace (Moreau et al., 2020b). La propagation du champ d'ondes du mode QS, particulièrement dispersif aux basses fréquences, est aisément identifiable. Dans la suite du manuscrit, nous allons nous intéresser au

champ d'ondes de ce mode généré par les icequakes. Pour cela, nous devons, en premier lieu, employer une méthode permettant d'isoler les fenêtres de temps associées aux icequakes de celles dominées par le bruit.

### 5.1.2 Hiérarchisation des formes d'onde

Les données sont issues de l'enregistrement continu du bruit sismique sur une période de 23 jours. Elles contiennent une grande variété de signaux provenant de diverses sources dans la même bande de fréquences : sources anthropiques ou naturelles telles que le vent.

Pour la suite de notre étude, nous avons besoin d'isoler les signaux spécifiques aux icequakes. Il est donc nécessaire de trier les formes d'ondes contenues dans nos signaux. Des investigations manuelles ne sont pas envisageables face à la quantité de données sismiques collectées, il est nécessaire d'utiliser des algorithmes automatiques. Nous utilisons une stratégie de hiérarchisation des formes d'ondes basée sur un réseau de diffusion profond et développée par Seydoux et al. (2020) et Steinmann et al. (2022).

La méthode consiste à explorer les signaux sismiques continus pour en extraire des caractéristiques et créer des regroupements de signaux appelés familles. Cet algorithme, basé sur un réseau neuronal particulier : le réseau de diffusion, permet donc d'étudier comment les données se regroupent en familles et comment ces familles sont liées les unes aux autres de façon non supervisée et non biaisée.

La méthode peut se décomposer en 3 grandes étapes décrites ci-après :

- l'extraction automatique de caractéristiques,
- la réduction de la dimension des caractéristiques,
- le regroupement.

#### Extraction automatique de caractéristiques

La première étape consiste en l'extraction automatique des caractéristiques des signaux temporels bruts 3C à l'aide d'un réseau de diffusion profond à 2 couches. L'objectif est d'obtenir une matrice du spectre de diffusion profond des données. Pour cela, la structure du signal est décomposée selon 2 couches. Le nombre de couches définit la profondeur du réseau de diffusion, qui contrôle la résolution temporelle finale de l'analyse. Il est choisi en fonction de la durée des fenêtres temporelles qui nous intéressent. Dans cette étude, nous cherchons à isoler les signaux impulsifs issus des icequakes, soient des fenêtres temporelles de courtes durées, un modèle à 2 couches est donc suffisant.

A chaque couche est associée une succession de convolutions avec des filtres à ondelettes, une fonction de modulation et des opérations de regroupement, appliquée au signal d'entrée.

Le signal sismique d'entrée est décomposé en segments de 20 secondes. Chaque segment est initialement convolué avec une première banque d'ondelettes, dont le module conduit à un scalogramme de premier ordre contenant les coefficients de diffusion de premier ordre (première

couche).

Ces coefficients de diffusion du premier ordre sont ensuite convolués avec une deuxième banque d'ondelettes (seconde couche) pour obtenir les coefficients de diffusion du second ordre (deuxième couche).

Ces 2 couches subissent ensuite une opération de pooling visant à effectuer un sous-échantillonnage temporel des coefficients de diffusion et une opération de concaténation des composantes afin de construire la matrice du spectre de diffusion profonde.

### Réduction des dimensions

La seconde étape s'applique à la matrice du spectre de diffusion profonde obtenue, qui comprend un nombre important de dimensions. Avant de procéder aux opérations de regroupement, il est nécessaire de réduire ce nombre. Pour cela, il a été utilisé une analyse en composantes indépendantes (ICA) selon la méthode décrite par Steinmann et al. (2022). Il s'agit d'un outil statistique décrit par Comon (1994) permettant de créer la représentation de l'espace des caractéristiques.

### Regroupement hiérarchique des caractéristiques

La dernière étape consiste en la construction du dendrogramme à partir de l'espace des caractéristiques.

Les enregistrements sismiques continus ont ainsi été transformés en un ensemble de caractéristiques utilisables pour explorer et représenter les données avec une classification hiérarchique. En définissant un seuil de distance dans l'espace des caractéristiques, il est possible de définir et d'extraire différents nombres de groupes à partir de la matrice de similarité. Plus la distance choisie est grande, plus les groupes seront grands et en nombre limité. L'approche ascendante du regroupement hiérarchique agglomératif permet de fusionner les caractéristiques liées jusqu'à ce que tous les points de données s'unifient en un seul grand groupe. La méthode de Ward (Ward Jr, 1963) a été utilisée pour la procédure de regroupement. Elle prend en compte la distance euclidienne et les variances à l'intérieur des groupes. Dans notre cas, la distance choisie a permis d'extraire 29 groupes (figure 5.2). Il est possible, pour certains groupes, de supposer l'origine du bruit en fonction de leur occurrence journalière et de la bande de fréquences d'émission. Par exemple, la fréquence d'occurrence des signaux issus des groupes 26 à 29 durant une dizaine de jours de mars, entre 8h et 18h avec une pause d'émission durant le midi, laisse à penser que les sources de bruit sont générées par un groupe, travaillant sur le lac Vallunden durant cette période. En effet, un groupe de chercheurs a réalisé des mesures d'épaisseur de la glace au niveau du canal, au nord de notre réseau sismique, dans le but d'étudier le champ de vitesse du flux de marée circulant dans le lac (Marchenko et al., 2021).

### 5.1.3 Extraction des temps d'arrivée et de fin des icequakes

Une première étape de tri des données a été réalisée à partir de la méthode de hiérarchisation des formes d'onde décrite précédemment. Un nouveau triage des données, beaucoup plus précis, est nécessaire afin d'extraire les segments de bruit ne contenant que du signal issu des icequakes. Chaque groupe contient des segments de bruit présentant des caractéristiques communes.

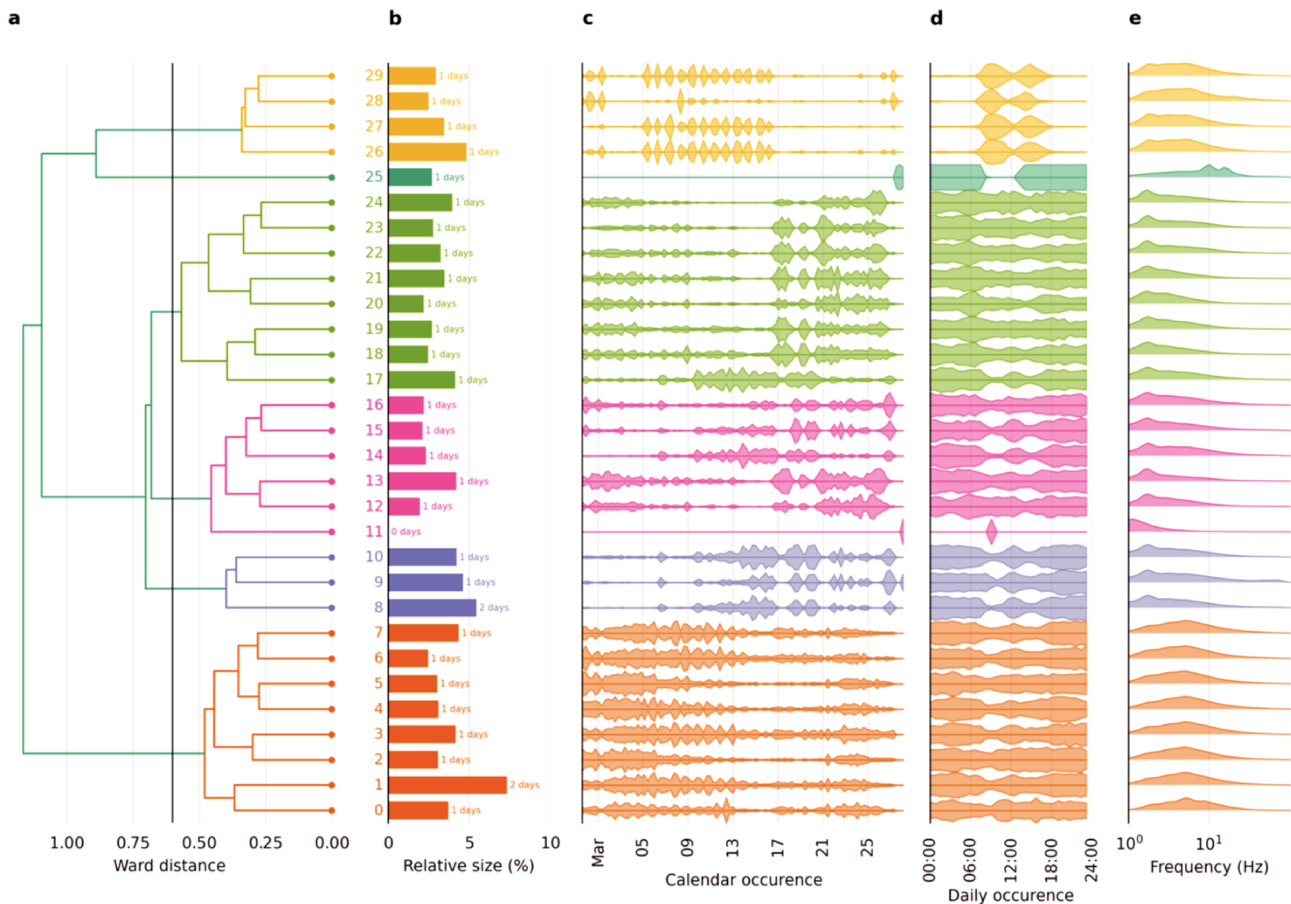


FIGURE 5.2 – a) Dendrogramme présentant le lien entre les différents groupes en fonction de la distance de Ward. b) Taille relative de chacun des groupes. c) Occurrence journalière des signaux issus des groupes. d) Occurrence horaire des signaux issus des groupes.

Néanmoins, sur un même segment peuvent être superposés plusieurs icequakes. Seul un tri manuel permet d'extraire des signaux propres et issus d'un seul icequake. Pour la suite du traitement de nos données, l'émission de chaque icequake doit se propager et être enregistré par tout le réseau. À cette fin, 5 stations situées de part et d'autre du réseau ont été utilisées afin d'extraire avec précision les segments de bruit contenant un icequake enregistré sur chacune des 5 stations. Le processus consiste à afficher dans le domaine spectral les segments de bruit extraits pour chaque station et à redimensionner les fenêtres temporelles de ces segments pour qu'ils ne contiennent qu'un seul icequake respectivement (figure 5.3).

Au total, sur la totalité de la durée d'enregistrement des données sismiques, il a été extrait 4689 icequakes.

Pour déterminer la direction par rapport au centre du réseau et la vitesse des ondes émises par chaque icequake extrait, il a été appliqué une méthode classique de beamforming (Rost and Thomas, 2002) en utilisant toutes les stations 1C et 3C du réseau dense qui sont espacées de manière égale de 4 m. Comme mentionné précédemment, cette distance fixe la longueur d'onde minimale qui peut être échantillonnée spatialement à 8 m, qui est celle du mode QS à une fréquence de 16 Hz. Nous appliquons donc la méthode pour une bande de fréquences de [15 17] Hz. À partir de la direction de la source et de sa lenteur, nous calculons son angle de direction par rapport au centre

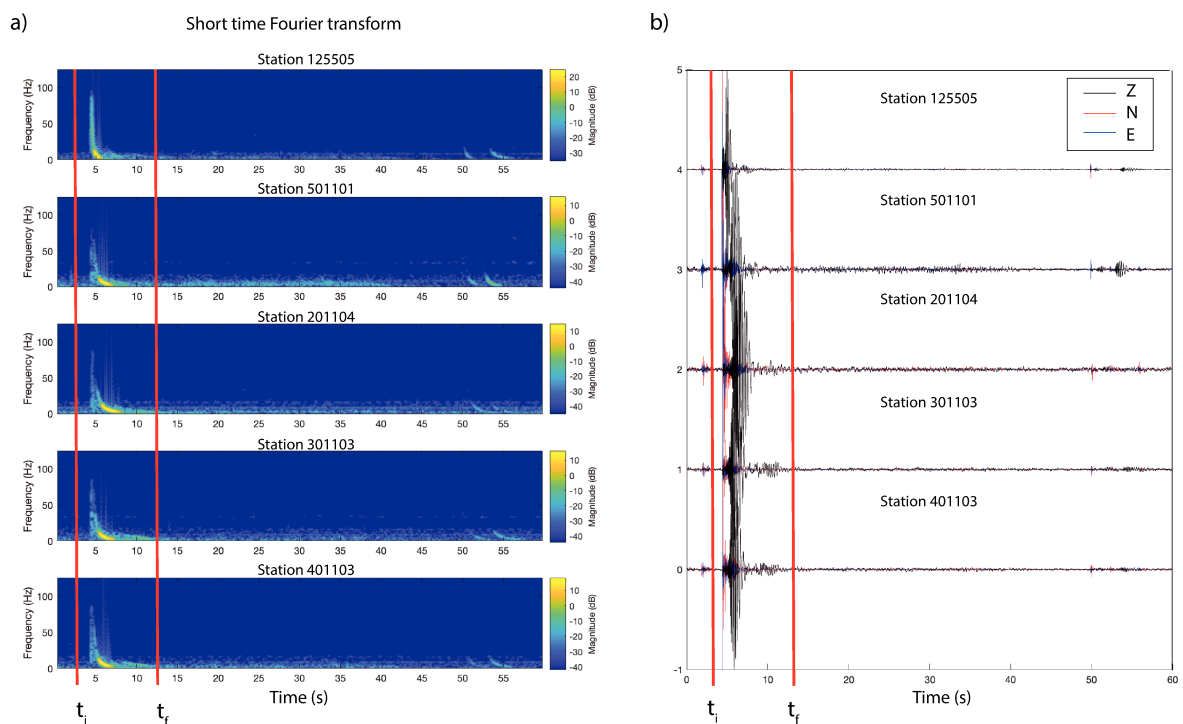


FIGURE 5.3 – Illustration du processus d'extraction des icequakes. Icequake dans le domaine spectral (a) et dans le domaine temporel (b), affiché pour 5 stations du réseau. Les lignes rouge représentent la délimitation temporelle avec le temps de début  $t_i$  et le temps de fin de l'icequake  $t_f$  fixé manuellement.

du réseau et sa vitesse.

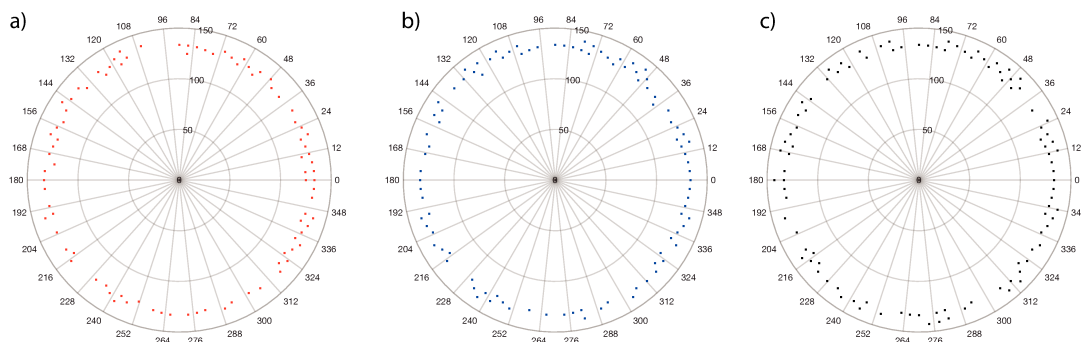


FIGURE 5.4 – Répartition azimutale des icequakes extraits pour les trois premiers jours de mars 2019 (a, b et c) calculés à partir d'une relocalisation par beamforming (Rost and Thomas, 2002) de chaque icequake extrait. L'axe radial représente les vitesses.

La figure 5.4 représente la répartition azimutale des icequakes autour du réseau sismique en fonction de leur vitesse (axe radial) pour les 3 premiers jours de mars. Le nombre d'icequake est de respectivement 274, 284 et de 265 pour le 2, 3 et 4 mars 2019. Leur répartition est quasi équirépartie autour du réseau dense. C'est l'un des objectifs pour la suite du traitement des données afin de respecter les hypothèses permettant d'approximer au mieux la fonction de Green du milieu entre les paires de capteurs.

## 5.2 Mesure de la vitesse du champ d'ondes dominé par le mode QS entre paires de capteurs

Nous avons réalisé un catalogue complet de plus de 4000 icequakes contenus dans nos enregistrements sur toute la durée d'acquisition. Dans cette section, nous cherchons à construire un modèle tomographique à un instant  $t$  qui représente la vitesse du champ d'ondes dominé par le mode QS en fonction de la position des capteurs et de la bande de fréquences d'étude. Les objectifs de cette méthode sont de mettre en évidence les contrastes de vitesse reliés aux propriétés de la glace de mer au sein de notre réseau dense de capteurs.

La méthode peut se décomposer en 3 étapes :

- Calcul des corrélations entre paires de capteurs à partir des icequakes précédemment extraits,
- Mesure des décalages temporels du temps d'arrivée des ondes par rapport à une référence pour les différentes positions des paires de capteurs dans le réseau dense à un instant  $t$  et pour une bande de fréquences choisie,
- Inversion de ces décalages temporels de vitesse pour obtenir un modèle convergeant vers les variations spatiales de vitesse du milieu lié à ses propriétés.

Notre étude est une introduction à la tomographie puisque nous développons ici une approche permettant d'extraire les décalages temporels d'arrivée du champ d'ondes dominé par le mode QS au sein du réseau dense de capteurs - soit les 2 premières étapes de la méthode.

En premier lieu, nous présenterons la méthode de calcul et d'optimisation des corrélations du champ d'ondes émis par les icequakes (ICF) entre les paires de capteurs.

En second lieu, nous expliciterons la méthode d'extraction des décalages temporels d'arrivée du champ d'ondes des paires de capteurs par rapport à une référence. Finalement, nous discuterons des perspectives de ce travail.

### 5.2.1 Prétraitement des données

L'objectif de cette section est de calculer les ICF entre chaque paire de capteurs à partir des icequakes extraits précédemment. Afin d'étudier la propagation du champ d'ondes dominé par le mode QS, nous travaillons seulement avec la composante verticale des icequakes extraits.

Les hypothèses théoriques qui assurent la convergence des ICF vers la fonction de Green sont restrictives (Lobkis and Weaver, 2001; De Verdière, 2006). L'une de ces conditions est la propagation d'un champ d'ondes homogénéisé illuminant le milieu dans toutes les directions. Pour cela la distribution des icequakes doit être isotrope autour du réseau.

Dans le chapitre précédent, les NCF ont été calculées à partir de fenêtres de 5 minutes des enregistrements continus du bruit sismique provenant d'un alignement de capteurs. Les sources de bruit

n'étant pas isotropes, la NCF a été optimisée par sélection stratégique des segments de bruit des enregistrements continus pour lesquels l'énergie était alignée avec la ligne de capteurs d'intérêts (NS ou EW). Dans ce chapitre, contrairement à la méthode précédente, les enregistrements utilisés ne sont pas des fenêtres de bruit continus. Il s'agit des segments contenant uniquement des icequakes agissant comme des sources actives. La méthode consiste à les utiliser pour calculer la ICF finale convergant vers la fonction de Green entre chaque paire de capteurs du réseau.

L'énergie des icequakes provient de différentes directions autour du réseau variables d'un jour à l'autre. Cependant, ils sont quasi équirépartis journalièrement (figure 5.4). La méthode d'optimisation spécifique employée précédemment n'est donc pas nécessaire ici. Nous pouvons donc calculer les corrélations entre paires de capteurs à partir de chaque icequake puis les moyenner pour obtenir une ICF finale par paire de capteurs. Néanmoins, des biais dans le temps d'arrivée de la phase des ICF finales peuvent apparaître en raison de sources dominantes (Froment et al., 2010) : si elles sont nombreuses à provenir d'une même direction. À titre d'exemple, la figure 5.5 montre la répartition azimutale des icequakes regroupés en bin de  $12^\circ$  pour la journée du 3 mars 2019. On observe que pour le bin correspondant à la plage de directions comprise entre  $72^\circ$  et  $84^\circ$ , le nombre d'icequakes est beaucoup plus élevé (28) que pour le bin correspondant à la plage de directions comprise entre  $144^\circ$  et  $156^\circ$  (2).

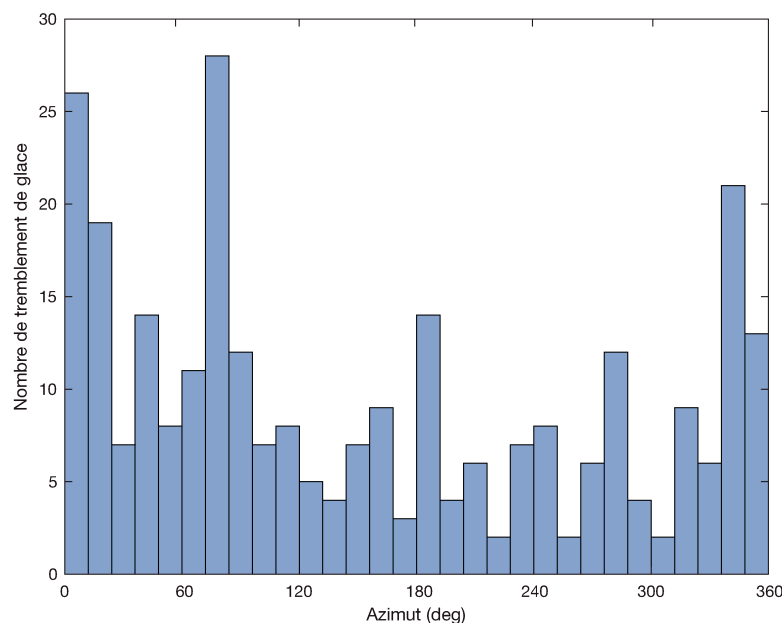


FIGURE 5.5 – Histogramme présentant la répartition azimutale du nombre d'icequakes extraits le 3 mars 2019 regroupés en bin de  $12^\circ$

Pour pallier ce problème, une autre méthode d'optimisation des ICF est appliquée. Elle consiste à ajouter une étape avant de moyenner les corrélations calculées à partir des segments contenant des icequakes pour chaque paire de capteurs. En ce sens, les azimuts des icequakes sont regroupés en bin de  $12^\circ$  autour du réseau. Cette ouverture est suffisante pour que le champ d'onde reçu par

chaque paire de capteurs soit localisé dans les lobes de directivité de l'émission des sources (Roux et al., 2004; Gouédard et al., 2008). La direction de l'énergie des ondes émises par chaque icequake précédemment extrait est donc associée à l'un des 30 bins.

On calcule ensuite les corrélations entre paires de capteurs à partir des signaux extraits associés à chaque bin. Un blanchiment spectral a été appliqué aux segments de signaux extraits avant de calculer les corrélations pour limiter les biais qui seraient dus à des sources de bruit dominantes autres que les icequakes. Chaque corrélation est normalisée par l'énergie des deux segments utilisées afin d'optimiser leur cohérence. Les corrélations calculées sont ensuite moyennées par bin : nous obtenons une ICF par bin. Finalement, pour chaque paire de capteurs, on moyenne les 30 ICF calculées pour obtenir la ICF finale. De cette manière, les 30 ICF ont le même poids statistique dans le calcul de la ICF finale pour chaque paire de capteurs. Afin d'augmenter le nombre d'icequakes utilisés, nous choisissons d'appliquer cette méthode de calcul à partir des 823 icequakes extraits entre les 2 et 4 mars 2019.

Pour expliciter la suite de notre méthode, nous choisissons de l'appliquer sur les paires de capteurs dont l'interdistance est comprise entre 47 et 49 m pour une bande de fréquences de [2 6] Hz qui est suffisamment basse pour qu'il n'y ait pas d'ambiguïté sur le mode enregistré. Une suite importante de ce travail sera de l'appliquer à toutes les paires de capteurs et dans plusieurs bandes de fréquences.

La figure 5.6 a) représente les 30 corrélations moyennées par bin de  $12^\circ$  et rangées par azimuts croissants pour la paire de capteurs 125501 et 125549 à partir des corrélations des icequakes enregistrés entre le 2 et le 4 mars 2019. On observe une dépendance sinusoidale des temps d'arrivée en fonction de l'azimut, ce qui est attendu pour la propagation d'ondes planes. Néanmoins, pour les bins correspondant à des positions de source non alignées avec la paire de capteurs, la dépendance sinusoidale n'est pas continue. Les ICF de chaque bin ont été calculées à partir de la somme des corrélations des icequakes issus de ce bin. Chaque corrélation a donc un RSB différent en fonction de l'énergie émise par l'icequake associé. La ICF des bins contenant peu d'icequakes (<10) peut donc être corrompue par du bruit qui ne se serait pas sommé destructivement lors de la moyenne des corrélations. Lorsqu'on somme ces ICF, les contributions dominantes proviennent des positions de phase stationnaires c'est-à-dire des lobes de directivité cohérents avec la direction de la paire de capteurs (figure 5.6-b). L'ouverture des zones de phase stationnaires dépend de la longueur d'onde sismique considérée (Roux et al., 2004; Gouédard et al., 2008). Dans notre cas, bien que la répartition des sources soit relativement homogène, notre ICF finale peut être corrompue par la contribution des ICF présentant un mauvais RSB, donnant lieu à des arrivées parasites et pouvant corrompre la phase de la ICF finale.

La figure 5.6-b montre la ICF calculée avec optimisation (rouge) et sans (bleu). Les disparités en amplitude entre les parties causales et acausales de la ICF (temps positifs versus négatifs) sont reliées à la densité et la distribution des sources. Celles-ci ont été fortement diminuées par le moyennage par bin (courbe rouge sur la figure 5.6-b) qui vise à normaliser la densité des sources des icequakes autour du réseau.

La figure 5.7 représente les ICF finales calculées à partir de la méthode décrite ci-dessus pour toutes les paires de capteurs du réseau (figure 3.4). Elles ont été calculées à partir des 823 icequakes extraits entre le 2 et le 4 mars 2019 pour une bande de fréquences de [1 100] Hz puis moyennées



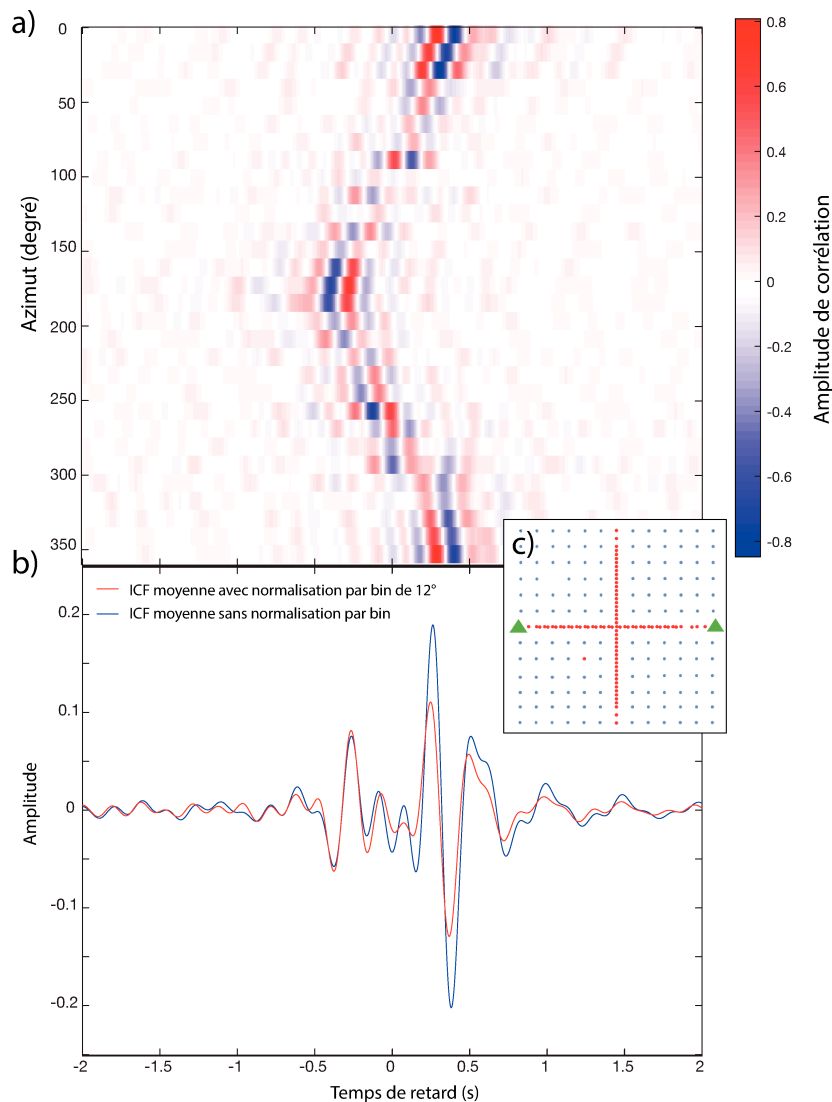


FIGURE 5.6 – a) ICF moyennées par bin de  $12^\circ$  pour la paire de capteurs 125501 et 125549 à partir des corrélations des icequakes filtrées dans la bande [2 6] Hz entre le 2 et le 4 mars 2019 . b) ICF finale calculée à partir de la sommation des ICF a) avec optimisation (rouge) et sans (bleu).

en fonction des distances interstations par bin de 2 m. Les parties numérotées de 1 à 3 sont liées à la géométrie de notre réseau. La partie 1 correspond aux ICF des paires de capteurs situées dans le réseau dense et dans les réseaux linéaires. La partie 2 représente les distances interstations qui n'existent pas dans notre réseau. La partie 3 correspond aux ICF calculées entre les paires de stations du réseau dense et les réseaux linéaires. La section obtenue est cohérente et symétrique ce qui indique que les vitesses mesurées sur les parties causales et acausales sont similaires.

La figure 5.8 représente les ICF calculées pour toutes les paires de capteurs du réseau. Les ICF finales optimisées ont été calculées à partir des 823 icequakes extraits entre le 2 et le 4 mars 2019 pour une bande de fréquences de [2 6] Hz. Elles ont été moyennées en fonction des distances interstations par bin de 2 m. Dans cette bande de fréquences, le RSB est nettement améliorée par rapport à la bande de fréquences plus large de [1 100] Hz (figure 5.7). La section obtenue est cohérente et symétrique et nous choisissons de travailler avec les paires de capteurs dont la distance interstation est comprise entre 47 et 49 m. Par la suite, le travail consistera à appliquer la méthode

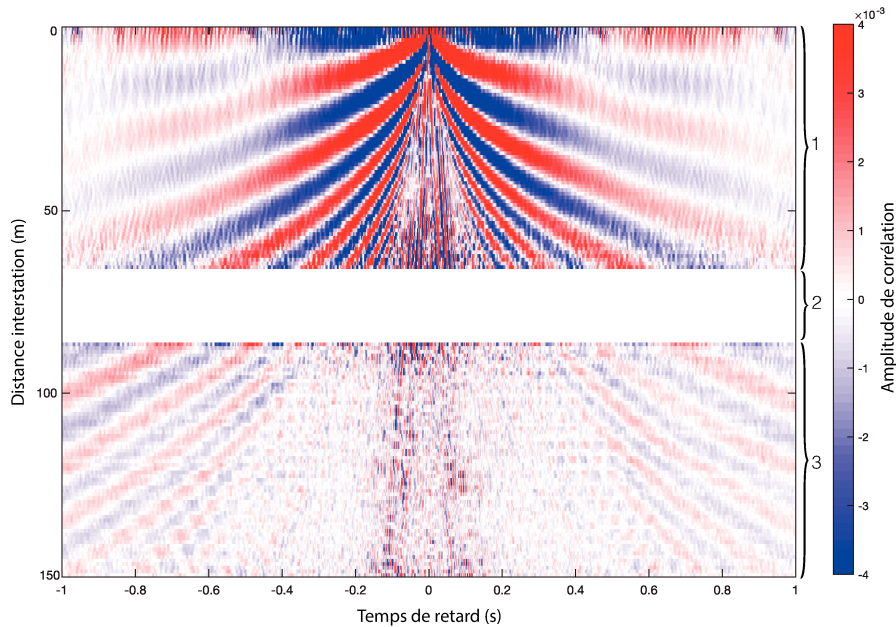


FIGURE 5.7 – Section sismique représentant les ICF calculées pour toutes les paires de capteurs du réseau. Les ICF finales optimisées ont été calculées à partir des 823 icequakes extraits entre le 2 et 4 mars 2019 pour une bande de fréquences de [1 100] Hz. Elles ont été moyennées en fonction des distances interstations par bin de 2 m. Les parties numérotées de 1 à 3 sont liées à la géométrie de notre réseau.

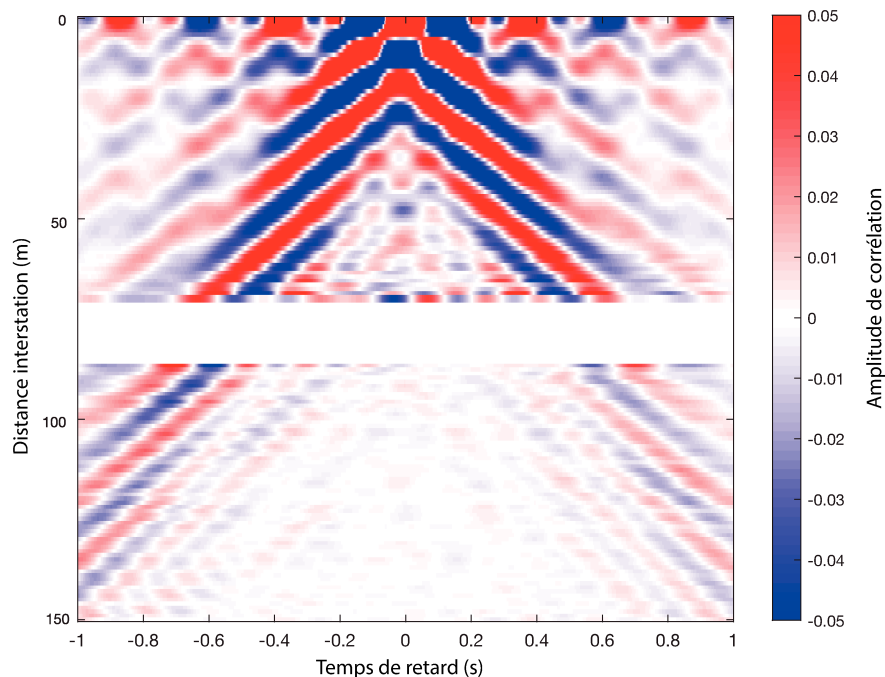


FIGURE 5.8 – Section sismique représentant les ICF finales calculées pour toutes les paires de capteurs du réseau. Les ICF optimisées ont été calculées à partir des 823 icequakes extraits entre le 2 et 4 mars 2019 pour une bande de fréquences de [2 6] Hz. Elles ont été moyennées en fonction des distances interstations par bin de 2 m.

sur toutes les paires de stations à partir d'une distance interstation minimale de 4 m, suffisante pour mesurer le mode *QS* (Moreau et al., 2020a).

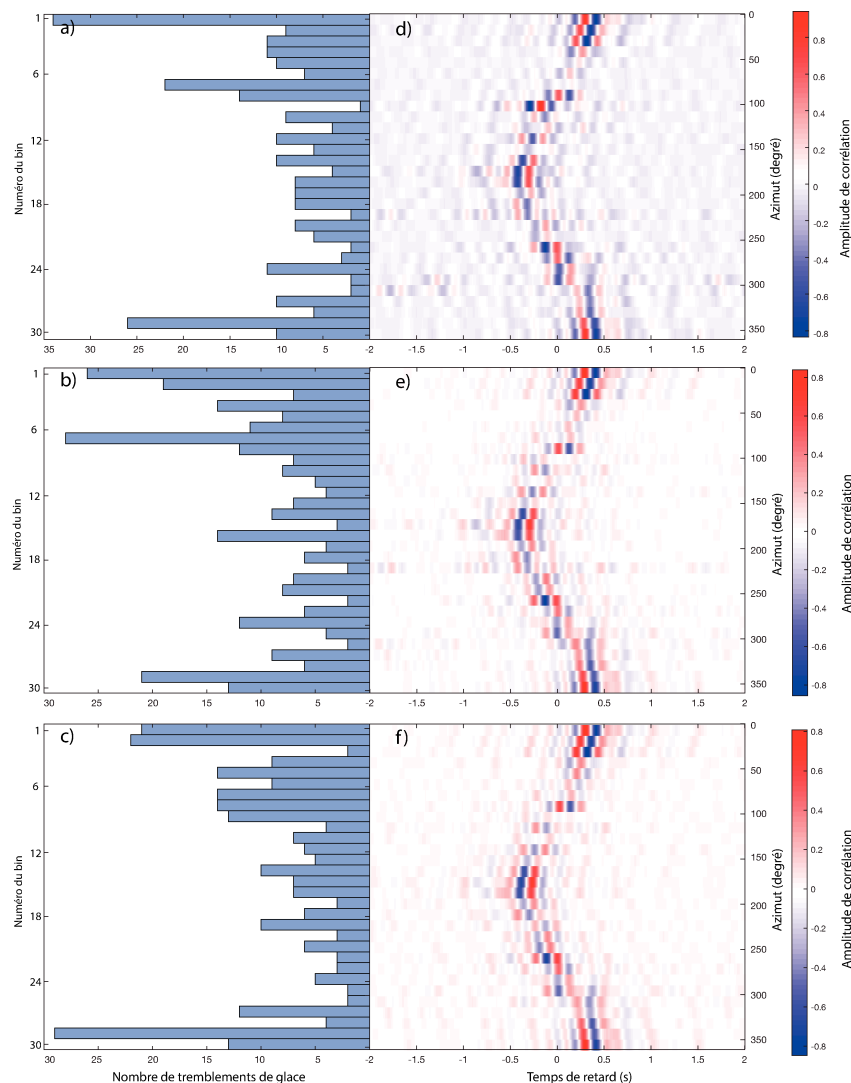


FIGURE 5.9 – Répartition azimutale par bin de  $12^\circ$  du nombre d'icequakes du a) 3 mars 2019, b) 3 et 4 mars 2019 c) 2,3 et 4 mars 2019. b) d) f) Corrélations calculés pour la paire de capteurs 125501 et 125549 associées à chaque bin de la figure a), c) et e) respectivement.

Sur la figure 5.9 sont représentés la répartition azimutale des icequakes par bin de  $12^\circ$  enregistrés pour le 2 mars (5.9-a), les 2 et 3 mars (5.9-b) et les 2,3 et 4 mars 2019 (5.9-c). Les figures 5.9-b-d-f représentent les corrélations calculées associées respectivement. On constate que l'utilisation des icequakes extraits sur plusieurs jours permet d'augmenter le RSB. En effet, utiliser un nombre plus important d'icequakes (multiplié par un facteur 3 entre les figures 5.9-a et 5.9-c) permet une meilleure convergence vers la fonction de Green puisqu'on ajoute du signal cohérent qui va se sommer constructivement dans les étapes de moyennage et on diminue le bruit qui va se sommer destructivement.

La symétrie des ICF finales n'est pas un indicateur de convergence vers la fonction de Green. Néanmoins, elle reflète le respect des hypothèses de convergence vers la fonction de Green (milieu élastique non déformé, condition de repartition azimutale homogène des sources de bruit...)

mais aussi la qualité des enregistrements. Pour la suite, nous avons choisi de ne travailler qu'avec les ICF des paires de capteurs présentant une symétrie de  $\pm 5\%$  entre les enveloppes des parties causales et acausales, calculées à partir des 823 icequakes se produisant entre le 2 et le 4 mars 2019.

### 5.2.2 Mesure du décalage temporel de l'arrivée du champ d'ondes dominé par le mode QS au sein du réseau

L'objectif de cette section est de déterminer le décalage temporel  $\Delta t_i$  de l'arrivée du champ d'ondes dominé par le mode QS au sein du réseau à partir des enveloppes des ICF des paires de capteurs  $i$  extraites précédemment. Ce décalage temporel est directement lié aux propriétés de la glace de mer qui sont différentes spatialement au sein de notre réseau.

Pour mesurer les  $\Delta t_i$  de chaque paire de capteurs, l'enveloppe de chaque ICF calculée dans la bande [2 6] Hz est comparée à celle de la référence qui est l'enveloppe de la moyenne de toutes les ICF des paires de capteurs espacées d'une distance comprise entre 47 et 49 m.

Pour nous affranchir des limitations de l'échantillonnage temporel de 500 Hz, chaque ICF est ré-échantillonné à une fréquence de 4000 Hz. Le  $\Delta t_i$  est ensuite calculé comme la différence entre les temps d'arrivée du maximum des enveloppes (figure 5.11).

Pour vérifier que le champ d'ondes avec lequel nous travaillons est bien celui de mode QS, nous avons calculé sa vitesse de groupe à partir de la courbe de dispersion synthétique du mode QS pour une glace de mer d'épaisseur 0.55 m, de densité  $910 \text{ kg.m}^{-3}$  et dont le module d'Young et le coefficient de Poisson sont de respectivement 4 GPa et 0.25 (figure 5.10). A 4 Hz, nous avons une vitesse de groupe de  $148 \text{ m.s}^{-1}$  ce qui est consistant avec les temps d'arrivées du maximum des enveloppes des ICF finales entre [2 6] Hz.

Les  $\Delta t_i$  calculés peuvent être positifs ou négatifs en fonction de la position du maximum de l'enveloppe des ICF par rapport à celui de la référence. Un  $\Delta t$  positif indique que le paquet d'ondes arrive après celui arrivant dans la référence donc à une vitesse plus lente et vice-versa.

La représentation des  $\Delta t_i$  calculés en fonction de leur occurrence (figure 5.12) a une forme gaussienne avec des  $\Delta t_i$  élevés pour les distances interstations les plus grandes (49 m) puis une diminution progressive de ces  $\Delta t_i$  avec la diminution des distances interstations. Les  $\Delta t_i$  calculés se situant hors de cette gaussienne ne sont pas pris en compte dans la suite de notre étude et sont considérés comme aberrants. Les valeurs de  $\Delta t_i$  calculées les plus grandes : -0.1 s, sont équivalentes à une différence de temps d'arrivée du champ d'onde de  $\pm 32\%$  par rapport à la vitesse de groupe moyenne calculée pour cette bande de fréquences et cette distance. Cette différence est trop importante et laisse à penser que certains  $\Delta t_i$  calculés ne sont pas fiables. On peut faire l'hypothèse que les ICF finales de ces paires de capteurs n'ont pas convergé vers la fonction de Green. En effet, les icequakes utilisés ne sont pas tous de la même nature et ne présentent pas le même RSB. Ceci peut conduire à une sommation destructive du signal lors du calcul de la ICF finale. Plusieurs hypothèses peuvent expliquer ces  $\Delta t_i$  aberrants. La plus probable est que la ICF dont ils sont issus n'a pas convergé vers la fonction de Green. Néanmoins, leur nombre est très réduit ce qui laisse penser que les convergences vers la fonction de Green sont satisfaisantes pour

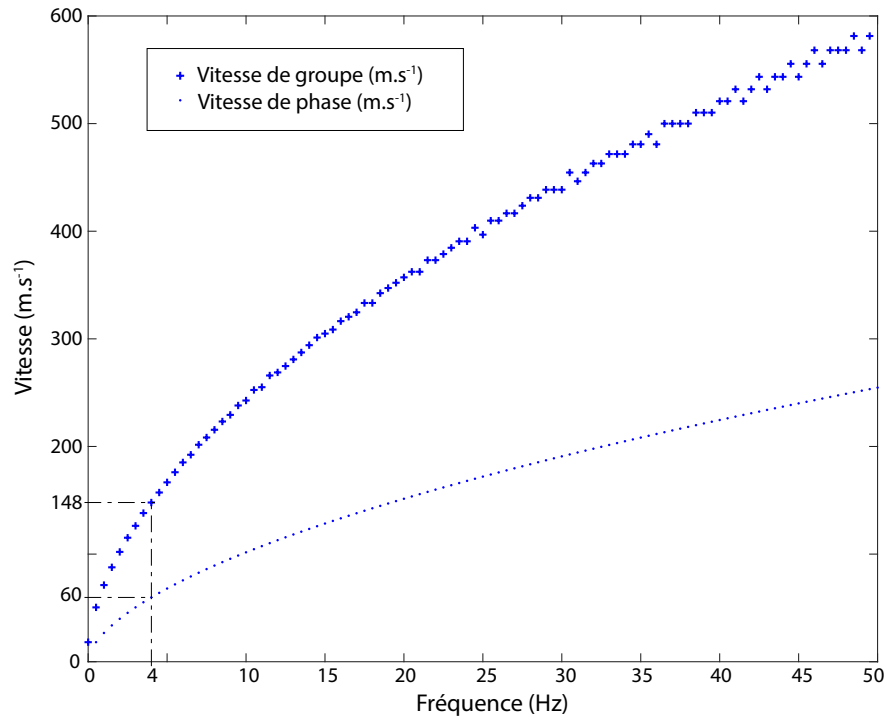


FIGURE 5.10 – Courbes représentant la vitesse de groupe (croix) et la vitesse de phase (points) entre 0 et 50 Hz calculées à partir de la courbe de dispersion du mode QS synthétisée pour une glace de mer d'épaisseur 0.55 m, de densité  $910 \text{ kg.m}^{-3}$  et dont le module d'Young et le coefficient de Poisson sont de respectivement 4 GPa et 0.25

la majorité des ICF.

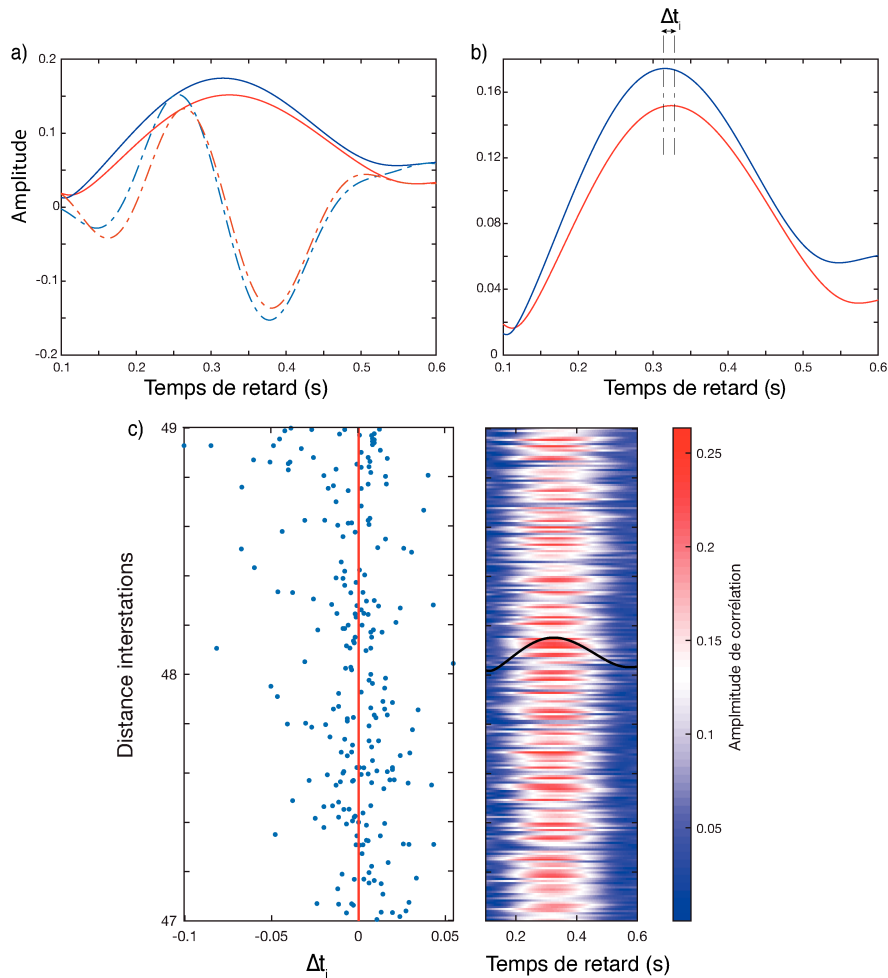


FIGURE 5.11 – Cette figure illustre le processus d’extraction des  $\Delta t_i$  pour la période allant du 2 au 4 mars pour la bande de fréquences [2 6] Hz et une distance interstations comprise entre 47 et 49m. a) Comparaison entre la ICF de référence (pointillés rouges) et son enveloppe (trait plein rouge) et une ICF à comparer (pointillés bleus) et son enveloppe (trait plein bleu). b) Enveloppe de la ICF de référence (trait plein rouge) et enveloppe de la ICF à comparer (trait plein bleu). Le  $\Delta t_i$  est calculé comme la différence entre le maximum de ces deux enveloppes. c) à gauche : Représentation des  $\Delta t_i$  extraits en fonction de la distance interstations. c) à droite : représentation des enveloppes de toutes les ICF (en couleur) et de la ICF de référence (trait noir).

### 5.2.3 Discussion et perspectives

Sur la figure 5.13, chaque ligne relie une paire de capteurs dont la distance interstation est comprise entre 47 et 49 m. La couleur de la ligne représente le  $\Delta t_i$  mesurée pour cette paire de capteurs dans la bande de fréquences [2 6] Hz (figure 5.13-a) et [4 8] Hz (figure 5.13-b) . On constate que les variations spatiales de vitesse calculées ne sont pas consistantes entre les deux bandes de fréquences d’étude. Nous suggérons différentes sources d’erreurs pouvant expliquer ces différences :

- Les ICF ont été calculées à partir des icequakes extraits du 2 au 4 mars 2019. Il est possible que les changements des propriétés de la glace de mer sur cette période soient trop importants au sein de notre réseau sismique pour calculer des valeurs de  $\Delta t_i$  cohérentes. En effet, d’après nos résultats précédents (figure 4.11), on observe une augmentation d’épaisseur d’approximativement 2 cm entre le 2 et le 4 mars 2019. Bien que les ICF calculées sont

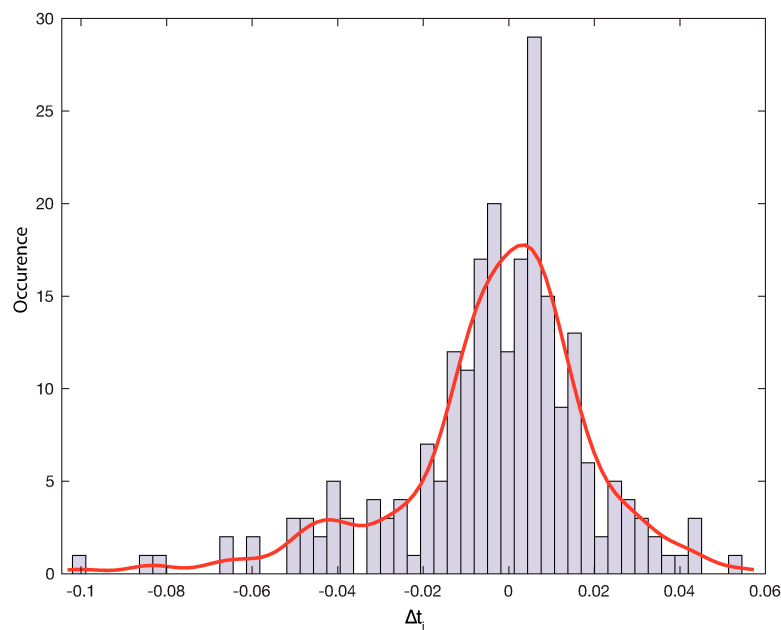


FIGURE 5.12 – Histogramme présentant la répartition des déphasages temporels extraits par rapport à la référence. La courbe rouge représente l'estimation par noyau de la densité de distribution

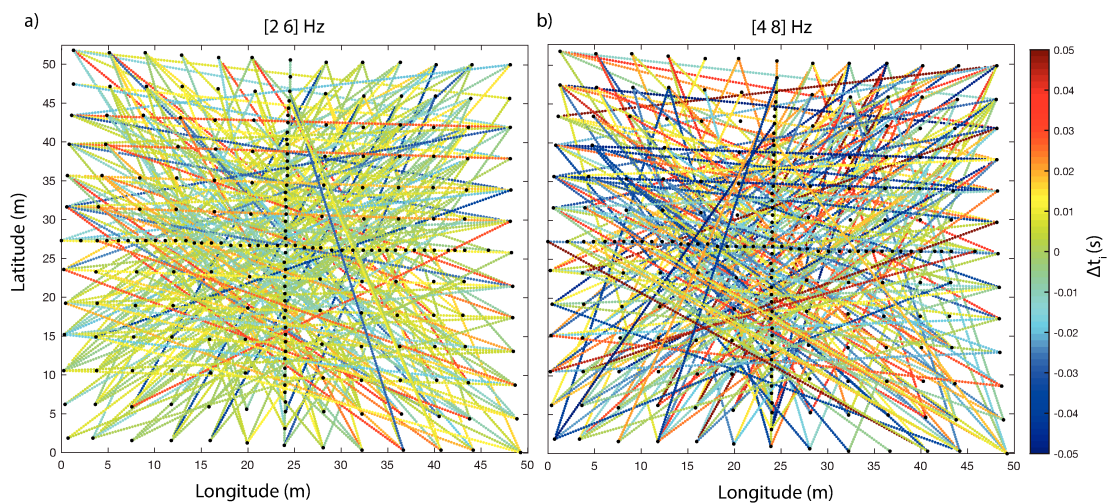


FIGURE 5.13 – Cartes représentant la projection des variations spatiales de vitesse extraites. Chaque ligne relie une paire de capteurs dont la distance interstation est comprise entre 47 et 49 m. La couleur de la ligne représente le  $\Delta t_i$  mesurée pour cette paire de capteurs dans la bande de fréquence a) [2 6] Hz et b) [4 8] Hz.

symétriques et cohérentes, il est possible que la période de travail soit trop grande par rapport aux changements des propriétés du milieu. Une manière de vérifier cette hypothèse est de synthétiser le champ d'onde dominé par le mode QS pour une glace de mer présentant les mêmes propriétés que celle du 2 mars et du 4 mars 2019 et de comparer l'évolution des vitesses associées. Ainsi, une attention particulière doit être portée au contrôle de la qualité des ICF. Celle-ci peut être analysée spatialement de par la densité du réseau et constitue une suite importante de ce travail. Néanmoins, la majorité des  $\Delta t_i$  calculées se situent entre -0.003s et 0.003s. Nous pouvons donc supposer que ces valeurs reflètent les changements

moyens des propriétés de la glace au sein du réseau.

- Une autre source d’erreurs peut provenir des largeurs des bandes de fréquences d’étude. En effet, les icequakes extraits sont de différentes natures et il est possible que les bandes choisies soient trop larges par rapport à l’émission des icequakes.

Pour la suite de ce travail et avant d’effectuer une inversion tomographique, il est crucial d’identifier les causes de la non-cohérence des variations spatiales de vitesse extraites entre les différentes bandes de fréquences.



## Chapitre 6

# Conclusion et perspectives

La première partie de cette thèse vise à prouver le concept d’une méthodologie basée sur la mesure des ondes sismiques guidées dans la glace pour estimer son module d’Young, son coefficient de Poisson, sa densité et son épaisseur en utilisant le bruit sismique ambiant enregistré par un réseau dense de capteurs. La méthode consiste à calculer les NCF journalières puis à inverser les courbes de dispersion des modes guidés se propageant dans la glace de mer à partir de l’approximation aux basses fréquences de la propagation des ondes guidées établie par Stein et al. (1998). Cette approximation est en lien direct avec les propriétés élastiques, la densité et l’épaisseur de la glace de mer. Les NCF ont été optimisées en sélectionnant les fenêtres temporelles de bruit où la source sismique dominante est alignée avec les récepteurs. Cette méthode permet à la fois d’éviter les biais directionnels potentiels provenant d’autres sources de bruit dominantes, qui pourraient entraîner une vitesse modale apparente plus élevée et corrompre l’estimation des paramètres de la glace de mer et d’améliorer significativement le RSB. Les courbes de dispersion des trois modes guidés fondamentaux :  $QS$ ,  $QS_0$  et  $SH_0$  sont ensuite inversées avec un échantillonnage MCMC pour déduire les fonctions de densité de probabilité des paramètres de la glace de mer. Les résultats obtenus sont consistants avec les mesures faites in situ et la littérature. Ainsi, nous démontrons qu’en utilisant cette méthode, il est possible de contraindre l’épaisseur, la densité et les propriétés élastiques de la glace de mer journalièrement et avec précision. Néanmoins, plusieurs améliorations de cette méthode sont envisageables et constituent une suite importante de ce travail :

- En premier lieu, le modèle utilisé suppose une couche de glace d’épaisseur homogène et dont les propriétés sont isotropes. En réalité, il est probable que la couche de glace présente des rugosités sur ses faces inférieure et supérieure qui modifient son épaisseur locale. Une perspective importante de ce travail est d’établir un modèle prenant en compte ces variations locales. Dans le domaine médical, l’influence de la variabilité d’épaisseur sur les courbes de dispersion mesurées est déjà étudiée (Moreau et al., 2014c).
- Un autre paramètre important et non pris en compte dans notre modèle est la couche de neige d’épaisseur variable (10 à 40 cm) recouvrant la glace. Dans notre approche, celle-ci est négligée. Néanmoins, les modes guidés se propagent à une vitesse plus faible dans la neige que dans la glace. Il est donc possible que certains paramètres aient été légèrement sous-estimés ce qui expliquerait les légères différences observées entre les mesures faites

in situ et celles calculées qui sont légèrement inférieures. De plus, le poids de la couche de neige modifie la densité du système {glace + neige}. Un modèle prévisionnel capable de prendre en compte la neige devrait mieux contraindre la densité. Le développement d'un modèle du système {glace + neige} est donc une suite importante de ce travail.

Dans la dernière partie de cette thèse, nous utilisons des signaux impulsifs particuliers propres à la glace et contenus dans les enregistrements de bruit sismique : les icequakes. Leur utilisation nécessite leur extraction des enregistrements de bruit continu. Pour cela, nous avons utilisé une méthode automatique de hiérarchisation des formes d'onde par un réseau neuronal profond (Seydoux et al., 2020; Steinmann et al., 2022). Cette méthode a permis d'effectuer un tri des formes d'onde contenues dans nos signaux et d'extraire des familles de formes d'onde dont certaines sont associées aux icequakes. Néanmoins, à l'heure actuelle, cette méthode reste limitée et ne permet pas d'extraire une famille spécifique de forme d'onde correspondant aux fenêtres temporelles de bruit contenant uniquement des icequakes. En ce sens, une extraction manuelle précise des temps d'arrivée et de fin des icequakes à partir des familles de forme d'onde extraites a été nécessaire. Un catalogue de plus de 4000 icequakes a ainsi été réalisé. L'utilisation de cette méthode très prometteuse en cours de développement permettra une avancée cruciale dans le domaine de la sismologie. L'une des perspectives soulevée par ce travail réside donc dans l'amélioration de cette méthode.

Nous avons utilisé ces icequakes pour réaliser les premières étapes antérieures à une inversion tomographique 2D sur notre réseau dense de capteurs. Ces étapes consistent en le calcul et l'optimisation des ICF des paires de capteurs du réseau puis l'extraction des variations spatiales de vitesse d'arrivée du champ d'ondes dominé par le mode QS pour les bandes de fréquences [2 6] Hz et [4 8] Hz et une distance interstations comprise entre 47 et 49 m. Les ICF ont été calculées en utilisant les icequakes extraits du 2 au 4 mars 2019. La répartition des icequakes autour de notre réseau était isotrope donc la méthode d'optimisation spécifique aux NCF décrite précédemment n'était pas nécessaire. Néanmoins, une normalisation de la densité de distribution des icequakes a été réalisée lors du calcul des ICF afin d'éviter les biais dans les temps d'arrivés des phases des ICF en raison de sources dominantes. Pour nous affranchir des limitations de l'échantillonnage temporel de 500 Hz, chaque ICF a été rééchantillonnée à une fréquence de 4000 Hz. Les différences temporelles d'arrivée du champ d'onde ont ensuite été calculées comme la différence entre les temps d'arrivée du maximum des enveloppes des ICF et une référence choisie comme la moyenne des enveloppes des ICF issues des paires de capteurs dont la distance interstation était comprise entre 47 et 49 m.

Les variations spatiales de vitesse calculées ne sont pas consistantes entre les 2 bandes de fréquences d'étude [2 6] Hz et [4 8] Hz. Nous suggérons différentes sources d'erreurs pouvant expliquer ces différences. Une première source d'erreur peut provenir du calcul des ICF qui n'auraient pas convergées vers la fonction de Green malgré leur symétrie. Le calcul est basé sur les icequakes extraits sur 3 jours. On peut supposer que les variations de vitesses au sein du réseau durant cette période sont trop importantes pour être moyennées sur une telle durée. Une autre source d'erreurs peut provenir de la bande de fréquences d'étude. En effet, les icequakes extraits sont de

différentes natures et il est possible que les bandes choisies soient trop larges par rapport à l'émission des icequakes. Finalement, plusieurs suites importantes de ce travail sont soulevées :

- En premier lieu, il est crucial d'identifier les causes de la non cohérence des variations spatiales de vitesse extraites entre les différentes bandes de fréquences. Nous suggérons de travailler sur une période de temps restreinte (un jour) et des bandes de fréquences plus nombreuses et moins larges. Nous suggérons également de réaliser un tri des ICF en éliminant celles dont le RSB est trop faible.
- Dans notre étude, nous nous sommes limités aux paires de capteurs dont la distance interstation était comprise entre 47 et 49 m. Une suite importante est de travailler avec toutes les paires de capteurs du réseau.

Nous avons utilisé les icequakes comme des sources sismiques actives dans le but d'illuminer le champ de propagation des ondes dans notre réseau. Moreau et al. (2020b) ont relocalisé l'origine des icequakes utilisés ici. Nous pouvons supposer qu'ils sont issus de l'interaction entre le bord de la glace du lac Vallunden et les moraines l'entourant. Néanmoins, il existe un certain nombre de mécanismes possibles pour expliquer leur origine. La caractérisation de la libération des contraintes pendant un icequake a surtout été étudiée pour contraindre les glissements des glaciers (Sergeant et al., 2020; Hudson et al., 2020). En ce sens, l'une des perspectives de ce travail serait de caractériser avec précision l'origine des icequakes dans le cas d'une glace de mer et d'étudier leur possible lien avec la température et les propriétés de la glace.

Finalement, la continuité de ce travail vise à appliquer une méthode de surveillance sismique passive à plus grande échelle sur la banquise. La limitation première de cette application réside dans le nombre de géophones nécessaires. Dans notre étude, la surveillance des propriétés de la glace de mer sur une étendue restreinte de  $48 \text{ m}^2$  a été faite à partir de l'enregistrement continu du bruit sismique par 247 géophones. Pour une application sur des surfaces plus importantes comme celle de la banquise, il faut recourir à des méthodes permettant de minimiser ce nombre. Moreau et al. (2020b) ont introduit une méthode pour estimer l'épaisseur et les propriétés élastiques de la glace de mer à partir d'enregistrements passifs de 3 à 5 géophones du champ sismique ambiant. La méthode combine l'interférométrie du bruit pour estimer les propriétés élastiques, avec une inversion bayésienne de la dispersion des formes d'onde des tremblements de glace pour déduire l'épaisseur de la glace. En ce sens, le développement de ce type de méthodologie permettrait de couvrir des surfaces beaucoup plus étendues avec l'intervention restreinte de l'Homme, dans des zones hostiles engendrant de fortes limitations logistiques.

# Bibliographie

- Alexandrov, V., Sandven, S., Wahlin, J., and Johannessen, O. (2010). The relation between sea ice thickness and freeboard in the arctic. *The Cryosphere*, 4(3) :373–380.
- Allard, R. A., Farrell, S. L., Hebert, D. A., Johnston, W. F., Li, L., Kurtz, N. T., Phelps, M. W., Posey, P. G., Tilling, R., Ridout, A., and Wallcraft, A. J. (2018). Utilizing cryosat-2 sea ice thickness to initialize a coupled ice-ocean modeling system. *Advances in Space Research*, 62(6) :1265–1280.
- Anderson, D. (1958). Preliminary results and review of sea ice elasticity and related studies. *Transactions of the Engineering Institute of Canada*, 2(3) :2–8.
- Auld, B. A. (1973). *Acoustic fields and waves in solids*. A Wiley-Interscience publication.
- Bhatt, U. S., Walker, D. A., Reynolds, M. K., Comiso, J. C., Epstein, H. E., Jia, G., Gens, R., Pinzon, J. E., Tucker, C. J., Tweedie, C. E., et al. (2010). Circumpolar arctic tundra vegetation change is linked to sea ice decline. *Earth Interactions*, 14(8) :1–20.
- Blanchet, D., Abdelnour, R., and Comfort, G. (1997). Mechanical properties of first-year sea ice at tarsiut island. *Journal of cold regions engineering*, 11(1) :59–83.
- Butkovich, T. R. (1956). *Strength studies of sea ice*, volume 20. Snow Ice and Permafrost Research Establishment, Corps of Engineers, US Army.
- Campillo, M. and Paul, A. (2003). Long-range correlations in the diffuse seismic coda. *Science*, 299(5606) :547–549.
- Campillo, M., Roux, P., Romanowicz, B., and Dziewonski, A. (2014). Seismic imaging and monitoring with ambient noise correlations. *Treatise on geophysics*, 1 :256–271.
- Cegla, F., Cawley, P., and Lowe, M. (2005). Material property measurement using the quasi-scholte mode—a waveguide sensor. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 117(3) :1098–1107.
- Chester, S. (2016). *The Arctic Guide : Wildlife of the Far North*, volume 109. Princeton University Press.
- Cohen, J., Jones, J., FURtadO, J. C., and Tziperman, E. (2013). Warm arctic, cold continents : A common pattern related to arctic sea ice melt, snow advance, and extreme winter weather. *Oceanography*, 26(4) :150–160.
- Comon, P. (1994). Independent component analysis, a new concept? *Signal processing*, 36(3) :287–314.

- Dansereau, V., Weiss, J., Saramito, P., and Lattes, P. (2016). A maxwell elasto-brittle rheology for sea ice modelling. *The Cryosphere*, 10(3) :1339–1359.
- De Verdière, Y. C. (2006). Mathematical models for passive imaging i : general background. *arXiv preprint math-ph/0610043*.
- Dickson, B., Meincke, J., and Rhines, P. (2008). Arctic–subarctic ocean fluxes : defining the role of the northern seas in climate. In *Arctic–subarctic ocean Fluxes*, pages 1–13. Springer.
- Ekstrom, G., Nettles, M., and Abers, G. A. (2003). Glacial earthquakes. *Science*, 302(5645) :622–624.
- Ewing, M., Crary, A., and Thorne Jr, A. (1934). Propagation of elastic waves in ice. part i. *Physics*, 5(6) :165–168.
- Francis, J. A. and Vavrus, S. J. (2012). Evidence linking arctic amplification to extreme weather in mid-latitudes. *Geophysical research letters*, 39(6).
- Francois, R. and Nodland, W. (1972). *Unmanned Arctic research submersible (UARS) system development and test report*. Applied Physics Laboratory, University of Washington.
- Froment, B., Campillo, M., Roux, P., Gouédard, P., Verdel, A., and Weaver, R. L. (2010). Estimation of the effect of nonisotropically distributed energy on the apparent arrival time in correlations. *Geophysics*, 75(5) :SA85–SA93.
- Gautier, D. L., Bird, K. J., Charpentier, R. R., Grantz, A., Houseknecht, D. W., Klett, T. R., Moore, T. E., Pitman, J. K., Schenk, C. J., Schuenemeyer, J. H., et al. (2009). Assessment of undiscovered oil and gas in the arctic. *Science*, 324(5931) :1175–1179.
- Geffen, E., Waidyaratne, S., Dalén, L., Angerbjoern, A., Vila, C., Hersteinsson, P., Fuglei, E., White, P. A., Goltsman, M., Kapel, C. M., et al. (2007). Sea ice occurrence predicts genetic isolation in the arctic fox. *Molecular ecology*, 16(20) :4241–4255.
- Gerland, S. and Hall, R. (2006). Variability of fast-ice thickness in spitsbergen fjords. *Annals of Glaciology*, 44 :231–239.
- Gouédard, P., Roux, P., Campillo, M., and Verdel, A. (2008). Convergence of the two-point correlation function toward the green’s function in the context of a seismic-prospecting data set. *Geophysics*, 73(6) :V47–V53.
- Gradon, C., Moreau, L., Roux, P., and Ben-Zion, Y. (2019). Analysis of surface and seismic sources in dense array data with match field processing and markov chain monte carlo sampling. *Geophysical Journal International*, 218(2) :1044–1056.
- Haas, C., Gerland, S., Eicken, H., and Miller, H. (1997). Comparison of sea-ice thickness measurements under summer and winter conditions in the arctic using a small electromagnetic induction device. *Geophysics*, 62(3) :749–757.
- Hansen, J. (2004). Defusing the global warming time bomb. *Scientific American*, 290(3) :68–77.

- Hanson, K. J. (1961). The albedo of sea-ice and ice islands in the arctic ocean basin. *Arctic*, 14(3) :188–196.
- Hezel, P., Zhang, X., Bitz, C., Kelly, B., and Massonnet, F. (2012). Projected decline in spring snow depth on arctic sea ice caused by progressively later autumn open ocean freeze-up this century. *Geophysical Research Letters*, 39(17).
- Honda, M., Inoue, J., and Yamane, S. (2009). Influence of low arctic sea-ice minima on anomalously cold eurasian winters. *Geophysical Research Letters*, 36(8).
- Høyland, K. V. (2009). Ice thickness, growth and salinity in van mijenfjorden, svalbard, norway. *Polar Research*, 28(3) :339–352.
- Hudson, S. R. (2011). Estimating the global radiative impact of the sea ice–albedo feedback in the arctic. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 116(D16).
- Hudson, T. S., Brisbourne, A. M., Walter, F., Gräff, D., White, R. S., and Smith, A. M. (2020). Ice-quake source mechanisms for studying glacial sliding. *Journal of Geophysical Research : Earth Surface*, 125(11) :e2020JF005627.
- Hunkins, K. (1960). Seismic studies of sea ice. *Journal of Geophysical Research*, 65(10) :3459–3472.
- Hutter, K. (1975). Floating sea ice plates and the significance of the dependence of the poisson ratio on brine content. *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences*, 343(1632) :85–108.
- Ji, Q., Li, B., Pang, X., Zhao, X., and Lei, R. (2021). Arctic sea ice density observation and its impact on sea ice thickness retrieval from cryosat–2. *Cold Regions Science and Technology*, 181 :103177.
- Kelly, B. P., Whiteley, A., and Tallmon, D. (2010). The arctic melting pot. *Nature*, 468(7326) :891–891.
- Kern, S., Khvorostovsky, K., Skourup, H., Rinne, E., Parsakhoo, Z., Djepa, V., Wadhams, P., and Sandven, S. (2015). The impact of snow depth, snow density and ice density on sea ice thickness retrieval from satellite radar altimetry : results from the esa-cci sea ice ecv project round robin exercise. *The Cryosphere*, 9(1) :37–52.
- Kim, B.-M., Son, S.-W., Min, S.-K., Jeong, J.-H., Kim, S.-J., Zhang, X., Shim, T., and Yoon, J.-H. (2014). Weakening of the stratospheric polar vortex by arctic sea-ice loss. *Nature communications*, 5(1) :1–8.
- Kirkpatrick, S., Gelatt, C. D., and Vecchi, M. P. (1983). Optimization by simulated annealing. *science*, 220(4598) :671–680.
- Kovacs, A. and Holladay, J. S. (1990). Sea-ice thickness measurement using a small airborne electromagnetic sounding system. *Geophysics*, 55(10) :1327–1337.
- Kovacs, A., Valleau, N. C., and Holladay, J. S. (1987). Airborne electromagnetic sounding of sea ice thickness and sub-ice bathymetry. *Cold Regions Science and Technology*, 14(3) :289–311.

- Kwok, R. (2010). Satellite remote sensing of sea-ice thickness and kinematics : a review. *Journal of Glaciology*, 56(200) :1129–1140.
- Kwok, R. and Cunningham, G. (2008). Icesat over arctic sea ice : Estimation of snow depth and ice thickness. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 113(C8).
- Kwok, R., Cunningham, G., Wensnahan, M., Rigor, I., Zwally, H., and Yi, D. (2009). Thinning and volume loss of the arctic ocean sea ice cover : 2003–2008. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 114(C7).
- Kwok, R., Cunningham, G., Zwally, H., and Yi, D. (2006). Icesat over arctic sea ice : Interpretation of altimetric and reflectivity profiles. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 111(C6).
- Kwok, R. and Rothrock, D. (2009). Decline in arctic sea ice thickness from submarine and icesat records : 1958–2008. *Geophysical Research Letters*, 36(15).
- Lamb, H. (1917). On waves in an elastic plate. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing papers of a mathematical and physical character*, 93(648) :114–128.
- Langleben, M. and Pounder, E. (1964). Arctic sea ice of various ages : I. ultimate strength. *Journal of Glaciology*, 5(37) :93–98.
- Laxon, S., Peacock, N., and Smith, D. (2003). High interannual variability of sea ice thickness in the arctic region. *Nature*, 425(6961) :947–950.
- Legrand, F. (2020). *Ondes de Lamb et réfraction négative*. PhD thesis, Sorbonne université.
- Lindner, F., Laske, G., Walter, F., and Doran, A. K. (2019). Crevasse-induced rayleigh-wave azimuthal anisotropy on glacier de la plaine morte, switzerland. *Annals of Glaciology*, 60(79) :96–111.
- Lindqvist, C., Bachmann, L., Andersen, L. W., Born, E. W., Arnason, U., Kovacs, K. M., Lydersen, C., Abramov, A. V., and Wiig, Ø. (2009). The laptev sea walrus *odobenus rosmarus laptevi* : an enigma revisited. *Zoologica Scripta*, 38(2) :113–127.
- Lobkis, O. I. and Weaver, R. L. (2001). On the emergence of the green's function in the correlations of a diffuse field. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 110(6) :3011–3017.
- MacCracken, J. G. (2012). Pacific walrus and climate change : observations and predictions. *Ecology and evolution*, 2(8) :2072–2090.
- Marchenko, A., Morozov, E., Ivanov, A., Elizarova, T., and Frey, D. (2021). Ice thickening caused by freezing of tidal jet. *Russian Journal of Earth Sciences*, 21(2) :5.
- Marsan, D., Weiss, J., Larose, E., and Métaxian, J.-P. (2012). Sea-ice thickness measurement based on the dispersion of ice swell. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 131(1) :80–91.
- Marsan, D., Weiss, J., Metaxian, J.-P., Grangeon, J., Roux, P.-F., and Haapala, J. (2011). Low-frequency bursts of horizontally polarized waves in the arctic sea-ice cover. *Journal of Glaciology*, 57(202) :231–237.

- Marsan, D., Weiss, J., Moreau, L., Gimbert, F., Doble, M., Larose, E., and Grangeon, J. (2019). Characterizing horizontally-polarized shear and infragravity vibrational modes in the arctic sea ice cover using correlation methods. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 145(3) :1600–1608.
- Maslanik, J., Stroeve, J., Fowler, C., and Emery, W. (2011). Distribution and trends in arctic sea ice age through spring 2011. *Geophysical Research Letters*, 38(13).
- Massicotte, P., Peeken, I., Katlein, C., Flores, H., Huot, Y., Castellani, G., Arndt, S., Lange, B. A., Tremblay, J.-É., and Babin, M. (2019). Sensitivity of phytoplankton primary production estimates to available irradiance under heterogeneous sea ice conditions. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 124(8) :5436–5450.
- Metropolis, N., Rosenbluth, A. W., Rosenbluth, M. N., Teller, A. H., and Teller, E. (1953). Equation of state calculations by fast computing machines. *The journal of chemical physics*, 21(6) :1087–1092.
- Minonzio, J.-G., Talmant, M., and Laugier, P. (2010). Guided wave phase velocity measurement using multi-emitter and multi-receiver arrays in the axial transmission configuration. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 127(5) :2913–2919.
- Moreau, L., Boué, P., Serripietri, A., Weiss, J., Hollis, D., Pondaven, I., Vial, B., Garambois, S., Larose, É., Helmstetter, A., et al. (2020a). Sea ice thickness and elastic properties from the analysis of multimodal guided wave propagation measured with a passive seismic array. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 125(4) :e2019JC015709.
- Moreau, L., Hunter, A. J., Velichko, A., and Wilcox, P. D. (2014a). 3-d reconstruction of sub-wavelength scatterers from the measurement of scattered fields in elastic waveguides. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 61(11) :1864–1879.
- Moreau, L., Lachaud, C., Théry, R., Predoi, M. V., Marsan, D., Larose, E., Weiss, J., and Montagnat, M. (2017). Monitoring ice thickness and elastic properties from the measurement of leaky guided waves : A laboratory experiment. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 142(5) :2873–2880.
- Moreau, L., Minonzio, J.-G., Foiret, J., Bossy, E., Talmant, M., and Laugier, P. (2014b). Accurate measurement of guided modes in a plate using a bidirectional approach. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 135(1) :EL15–EL21.
- Moreau, L., Minonzio, J.-G., Talmant, M., and Laugier, P. (2014c). Measuring the wavenumber of guided modes in waveguides with linearly varying thickness. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 135(5) :2614–2624.
- Moreau, L. and RESIF (2019). Svalbard - vallunden (icewaveguide) (resif - sismob - nodes).
- Moreau, L., Weiss, J., and Marsan, D. (2020b). Accurate estimations of sea-ice thickness and elastic properties from seismic noise recorded with a minimal number of geophones : from thin landfast ice to thick pack ice. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 125(11) :e2020JC016492.



- Morozov, E., Muzylev, S., Shestov, A., and Marchenko, A. (2011). Short-period internal waves under an ice cover in van mijen fjord, svalbard. *Advances in Meteorology*, 2011.
- Murat, J. and Lainey, L. (1982). Some experimental observations on the poisson's ratio of sea-ice. *Cold Regions Science and Technology*, 6(2) :105–113.
- Nakamura, T., Yamazaki, K., Iwamoto, K., Honda, M., Miyoshi, Y., Ogawa, Y., and Ukita, J. (2015). A negative phase shift of the winter ao/nao due to the recent arctic sea-ice reduction in late autumn. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, 120(8) :3209–3227.
- Osborn, M. and Hart, S. (1945). Transmission, reflection and guiding of an exponential pulse by a steel plate in water. part i. theory. *J. Acoust. Soc. Amer*, 17.
- O'Corry-Crowe, G., Lydersen, C., Heide-Jørgensen, M. P., Hansen, L., Mukhametov, L. M., Dove, O., and Kovacs, K. M. (2010). Population genetic structure and evolutionary history of north atlantic beluga whales (*delphinapterus leucas*) from west greenland, svalbard and the white sea. *Polar Biology*, 33(9) :1179–1194.
- Podolskiy, E. A. and Walter, F. (2016). Cryoseismology. *Reviews of geophysics*, 54(4) :708–758.
- Post, E., Bhatt, U. S., Bitz, C. M., Brodie, J. F., Fulton, T. L., Hebblewhite, M., Kerby, J., Kutz, S. J., Stirling, I., and Walker, D. A. (2013). Ecological consequences of sea-ice decline. *Science*, 341(6145) :519–524.
- Press, F., Crary, A., Oliver, J., and Katz, S. (1951). Air-coupled flexural waves in floating ice. *Eos, Transactions American Geophysical Union*, 32(2) :166–172.
- Rampal, P., Weiss, J., Dubois, C., and Campin, J.-M. (2011). Ipccl climate models do not capture arctic sea ice drift acceleration : Consequences in terms of projected sea ice thinning and decline. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 116(C8).
- Rantanen, M., Karpechko, A. Y., Lipponen, A., Nordling, K., Hyvärinen, O., Ruosteenoja, K., Vihma, T., and Laaksonen, A. (2022). The arctic has warmed nearly four times faster than the globe since 1979. *Communications Earth & Environment*, 3(1) :1–10.
- Raynaud, D. and Lorius, C. (2004). Climat et atmosphère : la mémoire des glaces. *Comptes Rendus Geoscience*, 336(7-8) :647–656.
- Romeyn, R., Hanssen, A., Ruud, B. O., and Johansen, T. A. (2021). Sea ice thickness from air-coupled flexural waves. *The Cryosphere*, 15 :2939–2955.
- Rost, S. and Thomas, C. (2002). Array seismology : Methods and applications. *Reviews of geophysics*, 40(3) :2–1.
- Roux, P., Kuperman, W., and Group, N. (2004). Extracting coherent wave fronts from acoustic ambient noise in the ocean. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 116(4) :1995–2003.
- Roux, P., Sabra, K. G., Kuperman, W. A., and Roux, A. (2005). Ambient noise cross correlation in free space : Theoretical approach. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 117(1) :79–84.

- Royer, D. and Dieulesaint, E. (1999). *Elastic waves in solids I : Free and guided propagation*. Springer Science & Business Media.
- Sabra, K. G., Gerstoft, P., Roux, P., Kuperman, W., and Fehler, M. C. (2005). Extracting time-domain green's function estimates from ambient seismic noise. *Geophysical Research Letters*, 32(3).
- Schwarz, J. and Weeks, W. (1977). Engineering properties of sea ice. *Journal of Glaciology*, 19(81) :499–531.
- Screen, J. A. (2014). Arctic amplification decreases temperature variance in northern mid-to high-latitudes. *Nature Climate Change*, 4(7) :577–582.
- Screen, J. A. and Deser, C. (2019). Pacific ocean variability influences the time of emergence of a seasonally ice-free arctic ocean. *Geophysical Research Letters*, 46(4) :2222–2231.
- Sergeant, A., Chmiel, M., Lindner, F., Walter, F., Roux, P., Chaput, J., Gimbert, F., and Mordret, A. (2020). On the green's function emergence from interferometry of seismic wave fields generated in high-melt glaciers : implications for passive imaging and monitoring. *The Cryosphere*, 14(3) :1139–1171.
- Serreze, M., Maslanik, J., Scambos, T., Fetterer, F., Stroeve, J., Knowles, K., Fowler, C., Drobot, S., Barry, R., and Haran, T. (2003). A record minimum arctic sea ice extent and area in 2002. *Geophysical Research Letters*, 30(3).
- Serripierrri, A., Moreau, L., Boue, P., Weiss, J., and Roux, P. (2022). Recovering and monitoring the thickness, density, and elastic properties of sea ice from seismic noise recorded in svalbard. *The Cryosphere*, 16(6) :2527–2543.
- Seydoux, L., Balestrieri, R., Poli, P., Hoop, M. d., Campillo, M., and Baraniuk, R. (2020). Clustering earthquake signals and background noises in continuous seismic data with unsupervised deep learning. *Nature communications*, 11(1) :1–12.
- Shapiro, N. M. and Campillo, M. (2004). Emergence of broadband rayleigh waves from correlations of the ambient seismic noise. *Geophysical Research Letters*, 31(7).
- Sinha, N. K. (1987). *Effective Poisson's ratio of isotropic ice*. National Research Council Canada, Institute for Research in Construction.
- Solomon, S., Plattner, G.-K., Knutti, R., and Friedlingstein, P. (2009). Irreversible climate change due to carbon dioxide emissions. *Proceedings of the national academy of sciences*, 106(6) :1704–1709.
- Squire, V., Hosking, R. J., Kerr, A. D., and Langhorne, P. (1996). *Moving loads on ice plates*, volume 45. Springer Science & Business Media.
- Steffen, W., Rockström, J., Richardson, K., Lenton, T. M., Folke, C., Liverman, D., Summerhayes, C. P., Barnosky, A. D., Cornell, S. E., Crucifix, M., et al. (2018). Trajectories of the earth system in the anthropocene. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 115(33) :8252–8259.

- Stein, P. J. (1986). Acoustic monopole in a floating ice plate. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 80(4) :1263–1263.
- Stein, P. J., Euerle, S. E., and Parinella, J. C. (1998). Inversion of pack ice elastic wave data to obtain ice physical properties. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 103(C10) :21783–21793.
- Steinmann, R., Seydoux, L., Beaucé, E., and Campillo, M. (2022). Hierarchical exploration of continuous seismograms with unsupervised learning. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 127(1) :e2021JB022455.
- Stirling, I. (1980). The biological importance of polynyas in the canadian arctic. *Arctic*, pages 303–315.
- Stroeve, J., Holland, M. M., Meier, W., Scambos, T., and Serreze, M. (2007). Arctic sea ice decline : Faster than forecast. *Geophysical research letters*, 34(9).
- Stroeve, J. and Notz, D. (2018). Changing state of arctic sea ice across all seasons. *Environmental Research Letters*, 13(10) :103001.
- Stroeve, J. C., Kattsov, V., Barrett, A., Serreze, M., Pavlova, T., Holland, M., and Meier, W. N. (2012). Trends in arctic sea ice extent from cmip5, cmip3 and observations. *Geophysical Research Letters*, 39(16).
- Tarantola, A. (2005). *Inverse problem theory and methods for model parameter estimation*. SIAM.
- Timco, G. and Frederking, R. (1996). A review of sea ice density. *Cold regions science and technology*, 24(1) :1–6.
- Timco, G. and Weeks, W. (2010). A review of the engineering properties of sea ice. *Cold regions science and technology*, 60(2) :107–129.
- Vellinga, M. and Wood, R. A. (2002). Global climatic impacts of a collapse of the atlantic thermohaline circulation. *Climatic change*, 54(3) :251–267.
- Victorov, I. (1967). Rayleigh and lamb waves. NY : *Plenum*.
- Wadhams, P. (1988). The underside of arctic sea ice imaged by sidescan sonar. *Nature*, 333(6169) :161–164.
- Wadhams, P. (2012). Arctic ice cover, ice thickness and tipping points. *Ambio*, 41(1) :23–33.
- Wadhams, P., Tucker III, W., Krabill, W. B., Swift, R. N., Comiso, J. C., and Davis, N. (1992). Relationship between sea ice freeboard and draft in the arctic basin, and implications for ice thickness monitoring. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 97(C12) :20325–20334.
- Wadhams, P., Wilkinson, J., and Kaletzkyy, A. (2004). Sidescan sonar imagery of the winter marginal ice zone obtained from an auv. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 21(9) :1462–1470.
- Wadhams, P., Wilkinson, J. P., and McPhail, S. (2006). A new view of the underside of arctic sea ice. *Geophysical Research Letters*, 33(4).

- Wagner, C. (1979). The geoid spectrum from altimetry. *Journal of Geophysical Research : Solid Earth*, 84(B8) :3861–3871.
- Wang, X., Key, J., Kwok, R., and Zhang, J. (2016). Comparison of arctic sea ice thickness from satellites, aircraft, and piomas data. *Remote Sensing*, 8(9) :713.
- Ward Jr, J. H. (1963). Hierarchical grouping to optimize an objective function. *Journal of the American statistical association*, 58(301) :236–244.
- Warren, S. G., Rigor, I. G., Untersteiner, N., Radionov, V. F., Bryazgin, N. N., Aleksandrov, Y. I., and Colony, R. (1999). Snow depth on arctic sea ice. *Journal of Climate*, 12(6) :1814–1829.
- Weeks, W. F. (1967). *The mechanical properties of sea ice*, volume 2. US Army Materiel Command Cold Regions Research & Engineering Laboratory.
- Weeks, W. F. and Anderson, D. L. (1958). An experimental study of strength of young sea ice. *Eos, Transactions American Geophysical Union*, 39(4) :641–647.
- Xeridat, O. (2011). *Etude expérimentale de la propagation, de la diffusion et de la localisation des ondes de Lamb*. PhD thesis, Université Nice Sophia Antipolis.
- Yang, T. and Giellis, G. (1994). Experimental characterization of elastic waves in a floating ice sheet. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 96(5) :2993–3009.
- Yang, T. and Yates, T. (1995). Flexural waves in a floating ice sheet : Modeling and comparison with data. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 97(2) :971–977.
- Yu, L. and Tian, Z. (2015). Case study of guided wave propagation in a one-side water-immersed steel plate. *Case Studies in Nondestructive Testing and Evaluation*, 3 :1–8.
- Zygmuntowska, M., Rampal, P., Ivanova, N., and Smedsrud, L. H. (2014). Uncertainties in arctic sea ice thickness and volume : new estimates and implications for trends. *The Cryosphere*, 8(2) :705–720.