



HAL
open science

Interactions entre la dynamique océanique de mésoéchelle et la glace de mer en Arctique

Angelina Cassianides

► **To cite this version:**

Angelina Cassianides. Interactions entre la dynamique océanique de mésoéchelle et la glace de mer en Arctique. Océanographie. Université de Bretagne occidentale - Brest, 2023. Français. NNT : 2023BRES0017 . tel-04274721

HAL Id: tel-04274721

<https://theses.hal.science/tel-04274721>

Submitted on 8 Nov 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.

*"O te miti nei ra te marae mo'a roa,
e vahi hahano, e vahi raa,
faatupuraa manava hirahira"*

L'océan est le temple le plus sacré,
c'est un lieu saint, un lieu inspirant
à la fois crainte et respect.

— E. Fritch

REMERCIEMENTS

Ce manuscrit a été grandement amélioré grâce aux nombreuses relectures de Camille Lique, et les précieux conseils de Rosemarry Morrow, Gurvan Madec, Carolina Dufour, Xavier Carton et Anne-Marie Tréguier, qui étaient présents lors de la soutenance de cette thèse.

Je souhaite en premier lieu remercier le laboratoire du LOPS de m'avoir accueillie depuis mon stage, le corps administratif pour leur aide ainsi que Tristan et Ludovic qui sont nos deux héros de l'ombre au quotidien. Je remercie aussi l'Ifremer pour ces trois années de thèse au sein de l'institut.

Merci pour tant de choses Camille. Merci d'avoir cru en moi, affronté mon dur syndrome de l'imposteur et de m'avoir aidée à la maturation de ce projet depuis le premier jour. J'ai rarement été aussi inspirée par la détermination et le travail que tu as pour la recherche, mais je te remercie particulièrement pour ton dévouement toutes ces années. Aujourd'hui si je peux regarder ce manuscrit avec autant de fierté c'est grâce à toi. Et enfin merci pour l'opportunité de mettre un pied en Arctique sur la terre ferme à Svalbard, sans avoir besoin de monter sur un bateau (mon mal de mer te remercie)!

Dans ce couloir lointain et sombre du premier étage, je veux aussi remercier Claude. Heureusement (pour toi) que tu es au premier étage, car autrement j'aurais toqué à ta porte constamment pour papoter, profiter de la vague de fraîcheur et de soleil que tu apportes si souvent et crié à l'aide avec les simulations.

Christophe et Elodie, un grand merci de m'avoir ouvert la porte du LOPS il y a un peu plus de 4 ans. Votre décision a finalement changé pas mal de choses dans ma vie. Christophe, merci d'avoir toujours veillé sur moi, ta présence et tes anecdotes vont beaucoup me manquer. Elodie, merci de m'avoir fait tant rire mais aussi pour les conseils et encouragements que tu m'as apportés tout du long. Je retiens une chose : vive le rhum!

Xavier, comment aurais-je pu survivre à toute cette thèse sans les meilleurs chocolats que tu nous as apportés. Je garde en souvenir toutes les fois où tu as toqué à la porte avec ce sourire bienveillant et cette source de magnésium.

Je tiens aussi à remercier Anton, Jonathan et Gianluca pour leurs conseils lors des comités de suivi de thèse. Gianluca, merci de me permettre de raconter cette anecdote imprévisible des 78 ballons de baudruches qu'il a fallu gonfler pour l'anniversaire de Camille! Je voudrais remercier Anton ainsi que le laboratoire du NERSC pour leur accueil et leur aide lors de ma venue à Bergen. Merci pour les randonnées avec de la neige jusqu'aux hanches!

Ce travail est aussi le fruit d'interaction et de soutien de pas mal d'humains. Houda

et Joana, entendre vos fous rires à travers le mur de nos bureaux, éclairaient ces longues journées de travail. Merci à mes co-bureaux Heather, Armand, Pierre et Noémie d'avoir chacun à votre manière apporté du bonheur (et beaucoup de nourriture) dans cette jolie salle D217. Raquel et Clément, je tiens à vous remercier d'être les meilleurs alliés pour les projets loufoques. Mes meilleures anecdotes je vous les dois, qui peut se vanter d'avoir participé à l'Open de France de Mölkky ? Vive les Winibus ! En parlant d'idées loufoques, j'ai une pensée pour Ludovic et toutes ses blagues sans limites au laboratoire mais aussi pour son extrême générosité. Tout est dans l'extrême Ludo ! Je souhaite aussi remercier Maurane, Elodie, Clément, Gaelle, Léa, PL, Lucas, Lyndsay et Kévin d'avoir été comme une famille ici, au bout du monde.

Luca, je te vois déjà frotter tes épaules, "gang gang, j'ai mon nom dans les remerciements la famille". Merci d'être présent à n'importe quelle heure, de veiller sur moi au loin, des nombreux gâteaux et pour nos fous rires. Je dois relever ta contribution à ce manuscrit, cette superbe relecture pointilleuse !

Théo, ta présence constante dans la cuisine du LOPS est une bénédiction pour les pauses mais une tragédie pour nos réserves de cafés et de gâteaux. D'ailleurs les nombreux lieux de pauses de l'IUEM n'ont plus de secrets pour toi. Brest est devenue plus douce et chaleureuse depuis ton arrivée, comme un sentiment d'être à la maison. J'ai hâte de voir sur quelles vagues tu surferas. See you, space cowboy.

Pedro, mi amigo de toutes les idées farfelues. J'ai une chance incroyable de te connaître. Tu es aussi radieux que 10 soleils, entourés d'arc en ciels et qui dansent sur de la musique argentine. Je pense qu'on peut être fiers de Dopameet. Continue de nous illuminer avec ta joie et ta légèreté.

Ma chère Emma, ces 3 premiers mots auront déjà fait rouler une larme sur tes joues. Je te remercie pour tout, le soutien, la présence, le sourire, la joie, les blagues, le ukulele (hihi). Je n'ai aucun doute que tu vas faire de grandes choses et j'ai hâte de ce jour où je pourrais admirer tes aventures. Je vais m'inspirer de la musique de Matmatah en l'améliorant un tant soit peu : "Emma t'es vraiment mille fois plus belle que Tara", ma Emma voguera bientôt dans les flots de Tara pour assouvir ses rêves d'enfants, et même bien plus encore. Son rêve c'est de naviguer dans les paysages polaires. En catamaran, en canoë ou à dos de phacochère".

Et enfin merci à mes parents, d'avoir toujours été les premiers à me soutenir, de traverser des kilomètres pour être près de moi, de me nourrir abondamment quand je rentre, de toujours m'écouter dans les périodes dures et de trouver les bonnes blagues mais aussi l'optimisme quand je n'y arrivais plus. Et surtout pour me dire avec beaucoup d'amour et d'accent du Sud à la fin de ma soutenance "Je ne pensais pas que c'était si compliqué une thèse, j'étais persuadé que tu surfais beaucoup plus souvent".

TABLE DES MATIÈRES

Introduction	9
0.1 Préambule	9
0.2 Contexte géographique	12
0.3 La circulation atmosphérique en Arctique	12
0.4 La glace de mer en Arctique	14
0.4.1 Généralités	14
0.4.2 Changements de la glace de mer liés au réchauffement climatique	16
0.5 Hydrographie de la colonne d'eau	18
0.6 La circulation à grande échelle du bassin Arctique	20
0.6.1 Circulation de la couche de surface	21
0.6.2 Circulation dans la couche de sub-surface	23
0.7 La dynamique de mésoéchelle en Arctique	23
0.7.1 Caractérisation de la dynamique de mésoéchelle	23
0.7.2 Rôle des tourbillons dans la dynamique océanique	28
0.7.3 Interaction entre la glace de mer et les tourbillons	29
0.8 Objectifs de la thèse	30
1 Chapitre 1 : Observation de la variabilité spatio-temporelle des interactions entre les tourbillons et la glace de mer dans le bassin Arctique	35
1.1 Préambule	35
1.2 Article	36
1.3 Annexe	59
1.3.1 Traitement des données collectées par les ITP	59
1.3.2 Traitement des données collectées par les mouillages BGEP	60
2 Chapitre 2 : Détection de la signature d'un tourbillon océanique dans la vorticité de la glace de mer à partir d'images SAR	63
2.1 Préambule	63
2.2 Article	63
3 Chapitre 3 : Caractérisation de la vorticité de la glace de mer et contribution de la mésoéchelle océanique	73
3.1 Préambule	73
3.2 Introduction	74

3.3	Description de la simulation numérique	76
3.4	Caractérisation saisonnière de la vorticité de la glace de mer	77
3.5	Etude de la vorticité des forçages et de la rhéologie	81
3.5.1	Caractérisation saisonnière de la vorticité des forçages	81
3.5.2	Caractérisation saisonnière de la rhéologie	86
3.6	Réponse de la vorticité de la glace face aux changements des conditions de glace entre 1995 et 2015	87
3.7	Réponse des forçages et de la rhéologie face aux changements des conditions de glace entre 1995 et 2015	91
3.8	Discussion et conclusion	96
4	Chapitre 4 : Conclusion	99
	Bibliographie	103

INTRODUCTION

0.1 Préambule

L'océan est un régulateur essentiel du climat et abrite de nombreux écosystèmes marins. La circulation océanique assure le transport et la redistribution à travers le globe de la chaleur et des éléments des grands cycles biogéochimiques tels que le carbone. L'impact du changement climatique lié aux activités humaines est atténué par l'absorption par l'océan d'une partie de l'excès de chaleur et de carbone d'origine anthropique émis dans l'atmosphère. Ainsi depuis 1959, l'océan a capté 24 % du CO₂ issus des activités humaines (Friedlingstein et al., 2020) et 91 % de l'excès d'énergie causé par le changement climatique entre 1971 et 2010, entraînant un réchauffement de l'océan (IPCC, 2021).

L'Océan Arctique est un puits de chaleur pour le système climatique mondial et contribue à l'équilibre thermique de la planète. L'énergie liée au rayonnement solaire n'est pas répartie uniformément sur l'ensemble du globe et se concentre davantage vers les basses latitudes que les hautes latitudes. Le surplus d'énergie des basses latitudes est transporté par la circulation atmosphérique et océanique vers les pôles. Une partie des eaux chaudes du Gyre Subtropicale est transportée par le Gulf Stream et rejoint le Gyre Subpolaire. Cette circulation représente la partie supérieure de la circulation méridienne de retournement atlantique (Atlantic Meridional Overturning Circulation, AMOC), alimentée par les eaux douces et les masses d'eaux transformées lors de leur circulation en Arctique. Aux hautes latitudes, les eaux transportées par la branche de surface de l'AMOC perdent de la chaleur au contact de l'atmosphère, se densifient et finissent par plonger. Ces masses d'eaux sont les précurseuses des eaux profondes de l'Atlantique Nord (*North Atlantic Deep Water*). Les eaux profondes s'écoulent ensuite vers le sud et contribuent à la circulation thermohaline mondiale. Cette convection des eaux de surface est modulée par les exports d'eau douce venant de l'Océan Arctique qui est une source d'eau douce pour la circulation thermohaline globale. L'Océan Arctique est alimenté par 10 % du ruissellement des fleuves mondiaux (Haine et al., 2015), des précipitations qui surpassent l'évaporation, le cycle de formation/fonte de la glace de mer et les eaux du Pacifique peu salées.

Les conséquences du changement climatique ne sont pas homogènes spatialement sur l'ensemble du globe et l'Arctique est une des régions les plus vulnérables. Sur les dernières décennies, la température de l'air en Arctique a augmenté deux à trois fois plus rapidement que la moyenne globale (Pörtner et al., 2019), un phénomène nommé amplification Arctique (Serreze et al., 2009). La glace de mer qui recouvre l'océan est aussi

affectée et perd fortement en superficie, en épaisseur et en concentration chaque été depuis quelques décennies (Kwok, 2018). Les modèles climatiques suggèrent que d'ici 2050, l'Arctique pourrait connaître des étés sans glace de mer (Notz and SIMIP Community, 2020, Figure 1). D'un point de vue économique, cette fonte pourrait ouvrir de nouvelles routes de navigation avec un profit pour le commerce et l'exploitation des ressources énergétiques. Une disparition complète pourrait engendrer davantage d'expédition de bateaux touristiques ou d'exploitation de ressources à long terme (Mudryk et al., 2021). L'impact sur la biodiversité est plus mitigé. La fonte de la glace de mer peut dans certains cas favoriser les blooms phytoplanctoniques (Hill et al., 2018) ou bien perturber le cycle saisonnier de la production primaire (Kahru et al., 2011) et affecter le reste de la chaîne trophique (SØReide et al., 2010).

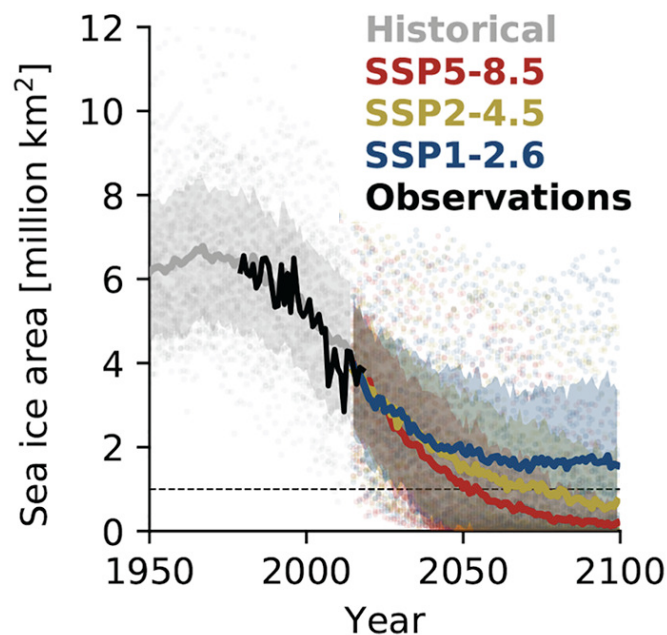


FIGURE 1 – Séries temporelles de l'étendue de la glace de mer à partir des données d'observation (noir), de la moyenne des simulations historiques de CMIP6 (gris) et de la moyenne des simulations forcées avec trois scénarios futurs de CMIP6 (rouge, bleu et jaune), selon des émissions anthropiques différentes décrites dans Riahi et al. (2017). Figure de Notz and SIMIP Community (2020).

Dans la sixième et dernière phase de CMIP6 (*Coupled Model Intercomparison Project*), les modèles proposent un ensemble de simulations de l'extension moyenne de la glace de mer cohérent qui capture la variation des observations (Figure 1, Notz and SIMIP Community, 2020). Néanmoins, les grandes différences entre les modèles visibles sur la Figure 1 montrent que certains modèles sous-estiment ou sur-estiment l'extension moyenne

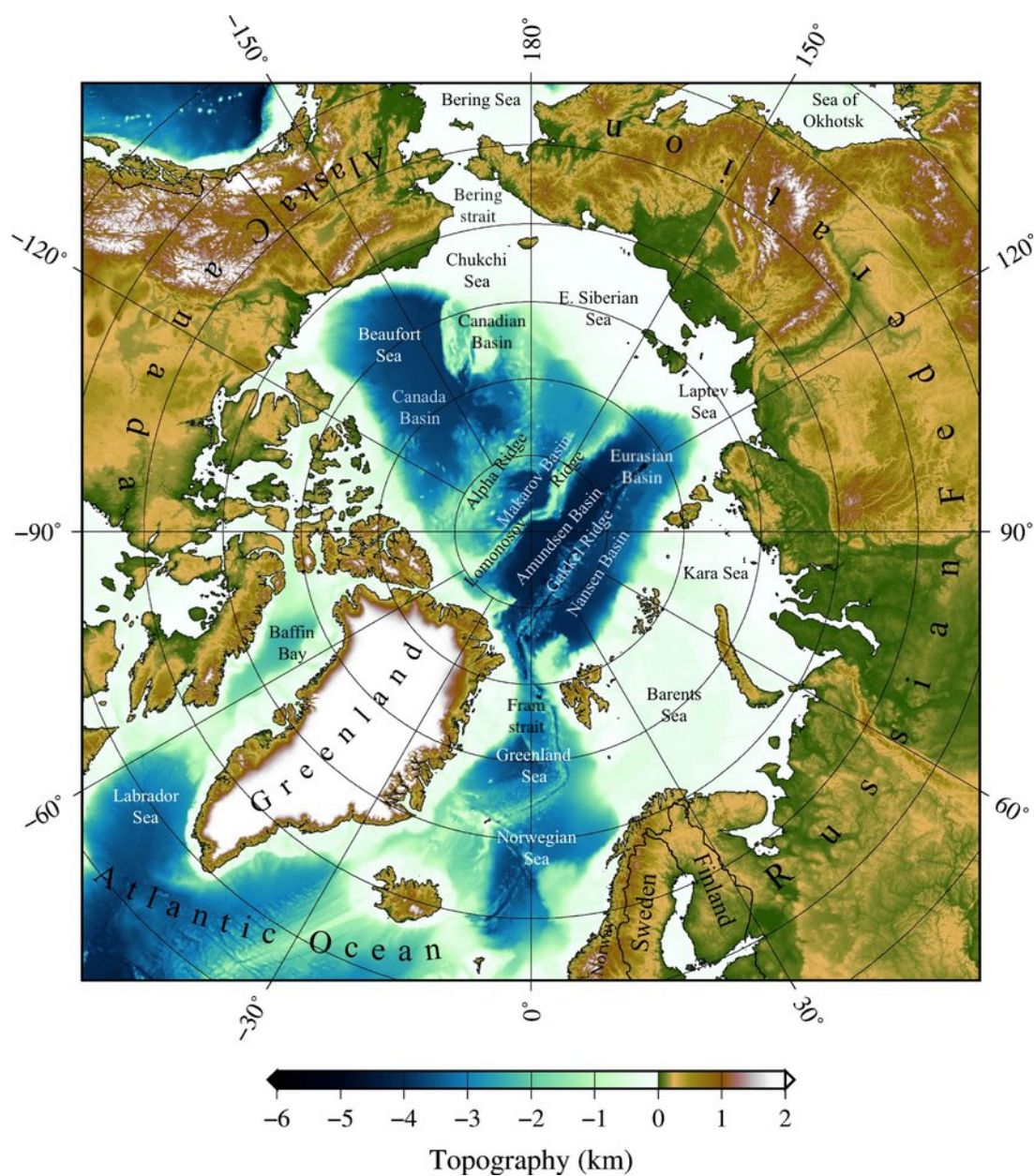


FIGURE 2 – Topographie de l’Océan Arctique et des mers à proximité. Figure de Armitage et al. (2016).

de la glace de mer et entraîne des prévisions différentes quant à la date où l’Arctique sera libre de glace en été. Cela suggère que des processus affectant la dynamique et la thermodynamique de la glace de mer peuvent être absents ou comporter des biais dans les modèles climatiques. De plus, Khosravi et al. (2022) montrent que l’Océan Arctique n’est pas correctement représenté dans CMIP6, avec par exemple des biais spatiaux et temporels sur la température de la couche d’eau Atlantique et de la salinité dans l’halocline. Ces études révèlent que nous ne comprenons pas encore complètement le fonctionnement de

l’Océan Arctique ni son interaction avec la glace de mer. Leurs interactions se produisent sur des échelles de temps et d’espace variées, qu’il est important de distinguer, de décrire et de quantifier.

Dans cette thèse, nous nous intéressons particulièrement aux tourbillons océaniques de mésoéchelle et à leur rôle dans la circulation océanique en Arctique. Les modèles climatiques n’ont pas une résolution suffisante pour représenter correctement les tourbillons de mésoéchelle à cause du faible rayon de Rossby de l’ordre de 10 km (Nurser and Bacon, 2014), qui demande des coûts de calculs numériques onéreux. Leurs effets sont représentés par des paramétrisations (e.g., Gent et al., 1995; Fox-Kemper et al., 2008). En Arctique, Mensa and Timmermans (2017) et Shrestha and Manucharyan (2022) suggèrent que les paramétrisations communément utilisées en océan ouvert ne sont pas adaptées pour représenter les effets des interactions entre la glace de mer et la dynamique océanique de petite échelle, soulignant des lacunes dans notre compréhension de ces processus. Dans cette thèse, nous nous sommes donc intéressés à l’interaction entre la glace de mer et la dynamique de mésoéchelle en Arctique. Dans la suite de ce chapitre, nous allons présenter l’état de l’art de notre compréhension du système Arctique et nos connaissances sur la dynamique océanique de mésoéchelle en Arctique et enfin les objectifs de cette thèse.

0.2 Contexte géographique

L’Océan Arctique est un bassin semi-fermé centré autour du Pôle Nord, encerclé par les continents de l’hémisphère Nord (Figure 2). Il communique avec l’Océan Pacifique Nord par le détroit de Béring (85 km de largeur et 50 m de profondeur). Ses connections avec l’Océan Atlantique Nord se font par le détroit de Fram (500 km de largeur et 2600 m de profondeur), la mer de Barents, les archipels canadiens arctiques et la baie de Baffin (~ 200 m de profondeur). Il est constitué de deux bassins d’une profondeur de plus de 2500 m, le bassin Canadien et le bassin Eurasien, séparés par la dorsale de Lomonossov (~ 1600 m de profondeur). La fosse de Gakkel divise le bassin Eurasien en deux parties, le bassin d’Amundsen (~ 4500 m) et le bassin de Nansen (~ 4000 m). Quant au bassin Canadien, il est séparé par la crête Alpha pour former le bassin du Canada (~ 3800 m) et le bassin de Makarov (~ 4000 m). Les mers peu profondes situées sur le plateau continental représentent 53% de la superficie de l’Océan Arctique avec les mers de Barents (200-300 m), Kara (50-100 m), Laptev (<50 m), Sibérie orientale (<50 m) et Tchouches (50-100 m).

0.3 La circulation atmosphérique en Arctique

En Arctique, la circulation atmosphérique est caractérisée par une masse d’air froide qui persiste au dessus du bassin Canadien et crée une région de haute pression, nommée

Beaufort Sea High (BSH), accompagnée de vents anticycloniques (Figure 3). Au-dessus des mers Nordiques persiste la basse pression d’Islande qui engendre des vents cycloniques. Le gradient de pression entre la haute et basse pression crée des vents soufflants de la Sibérie vers le Groenland, particulièrement forts en hiver là où le gradient est le plus prononcé. En moyenne, les vents ont des vitesses de l’ordre de quelques mètres par seconde (Hughes and Cassano, 2015). Sur de plus petites échelles temporelles et spatiales, des événements extrêmes appelés *Polar lows*, qui sont des tempêtes cycloniques, créent des vents intenses de quelques dizaines de mètres par seconde. Ils sont caractérisés par une échelle spatiale variant de 200 à 1000 km (Wagner et al., 2011; Terpstra et al., 2020) et une durée de vie de quelques jours.

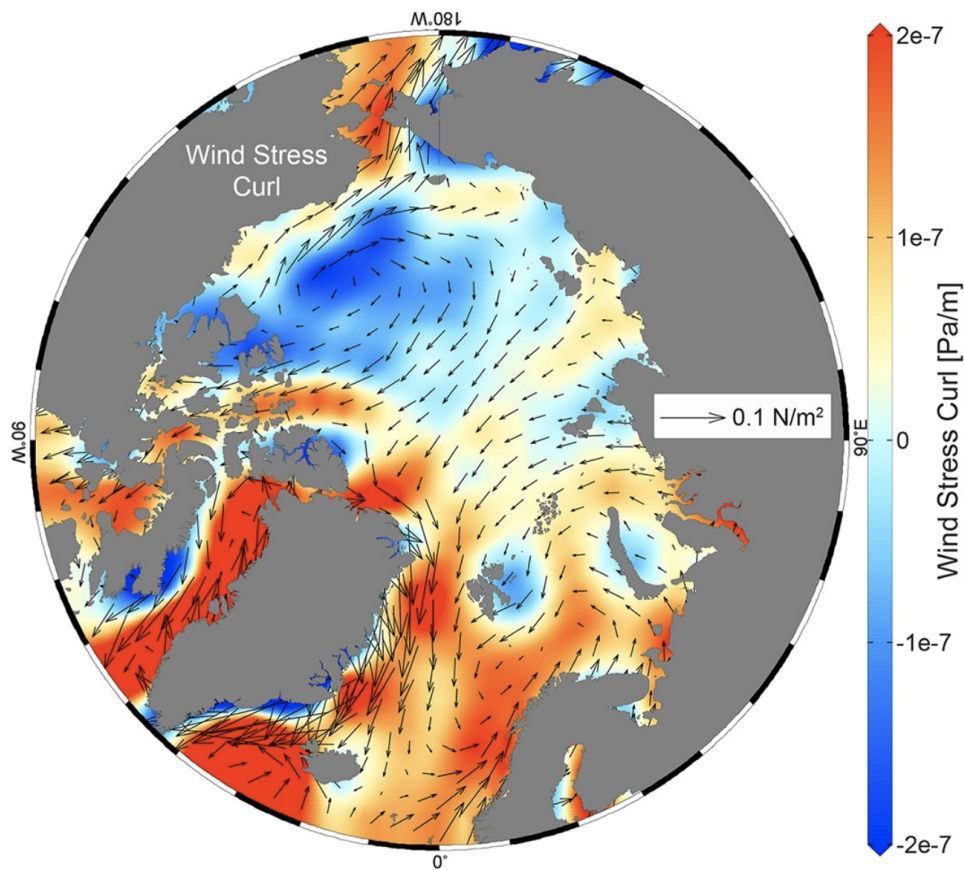


FIGURE 3 – Moyenne annuelle de la tension du vent de surface et du rotationnel de la tension du vent sur la période de 2005 à 2017, à partir de la réanalyse NCEP/NCAR. Figure de Timmermans and Marshall (2020).

0.4 La glace de mer en Arctique

0.4.1 Généralités

La partie centrale de l’Océan Arctique est couverte par la banquise compacte, qui survit au-delà d’une saison de fonte et peut atteindre jusqu’à 4 m d’épaisseur. Elle est bordée par la zone marginale de glace (*Marginal Ice Zone*, MIZ) qui sépare l’océan ouvert de la banquise compacte, et peut-être définie comme la zone couverte d’une glace de concentration variant entre 15 % à 80 % (Strong, 2012). La banquise compacte et la MIZ n’ont donc pas les mêmes conditions de glace et vont répondre différemment au forçage de l’atmosphère et de l’océan qui sont résumés sur la Figure 4. La MIZ est plus dynamique et présente une plus grande variabilité par rapport à la banquise compacte en raison d’interactions complexes entre la glace, l’atmosphère et l’océan (Vichi et al., 2019; Manucharyan and Thompson, 2017).

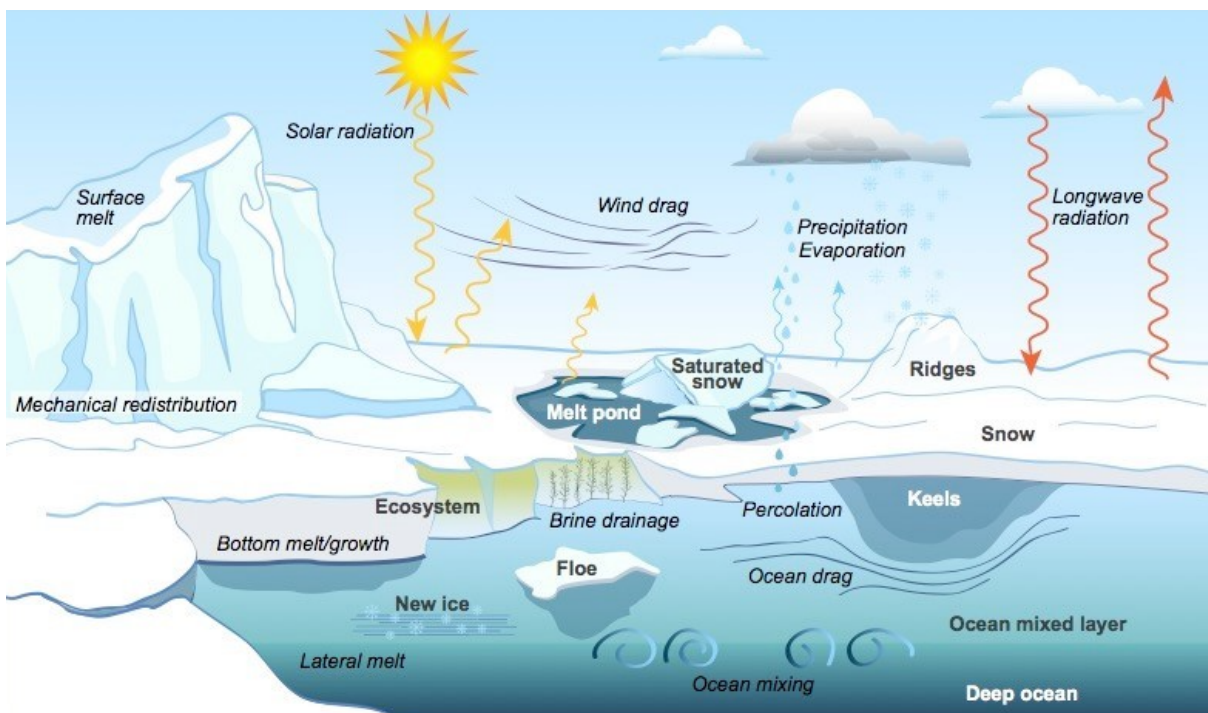


FIGURE 4 – Graphique du Consortium CICE sur la thermodynamique et dynamique de la glace de mer qui illustre la complexité des interactions de la glace de mer avec l’atmosphère et l’océan. Source : <https://losalamosreporter.com>

Le budget de chaleur de la banquise comprend les flux radiatifs solaires, les flux de rayonnement infrarouge, les flux de chaleur sensible et latent, la conduction de la chaleur au sein de la glace ainsi que les flux de chaleur océanique qui atteignent le bas et le côté de la banquise. La température de l’air et le rayonnement solaire contrôlent au premier ordre la variabilité saisonnière de la glace (Massonnet et al., 2018). La superficie de cette dernière est maximale à la fin de l’hiver en mars et atteint son minimum après la période

de fonte en septembre (Figure 5).

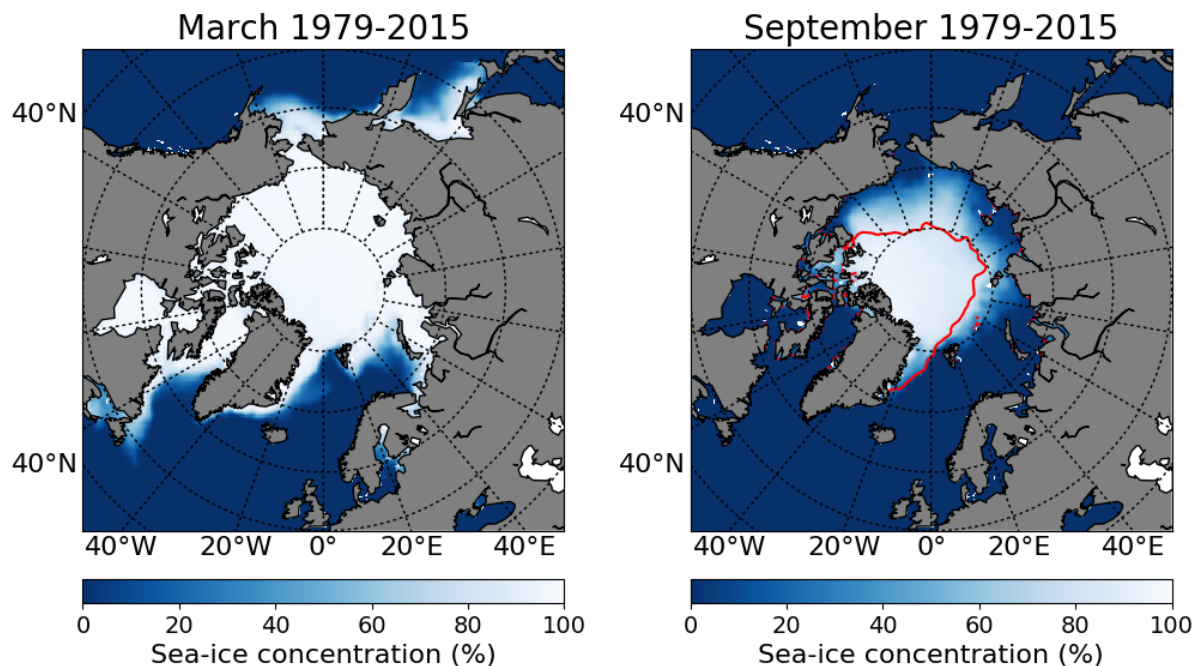


FIGURE 5 – Cartes de la concentration moyenne de glace de mer en Arctique en mars (à gauche) et en septembre (à droite), sur la période 1979–2015, à partir d’observations satellites. La ligne rouge (figure de droite) montre la limite de la glace de mer en septembre 2012 (minimum record). Source : <https://blogs.egu.eu/>

La répartition spatiale de la glace est aussi dépendante de sa dérive. A grande échelle, la glace dérive avec une vitesse d’environ 2% de l’intensité des vents de surface, avec une direction de 45° par rapport à la direction des vents (Thorndike and Colony, 1982). La dérive moyenne de la banquise est caractérisée par deux structures à grandes échelles : le Gyre de Beaufort et la dérive Transpolaire contrôlés par la circulation atmosphérique. La BSH induit une circulation anticyclonique des vents qui se reflète dans la dérive anticyclonique de la glace et favorise sa rétention dans le bassin (Figure 6). La dérive Transpolaire est une route principale d’export de glace depuis la mer de Béring vers l’Atlantique Nord par le détroit de Fram (Figure 6). Haine et al. (2015) suggèrent qu’environ $1900 \text{ km}^3 \text{ yr}^{-1}$ de glace de mer est exporté par le détroit de Fram entre 2000 et 2010. De plus, la dérive Transpolaire favorise l’accumulation de glace de mer au Nord du Groenland et de l’archipel arctique canadien et contribue ainsi à l’épaississement de la glace dans ces régions (Figure 6).

Le bilan de quantité de mouvement de la glace est dépendante du forçage atmosphérique et océanique, de sa rhéologie et de la force de Coriolis. La rhéologie décrit la résistance de la glace face à la traction, la compression et le cisaillement et prend en compte les interactions entre les floes. Ces interactions incluent la rupture ou la collision entre

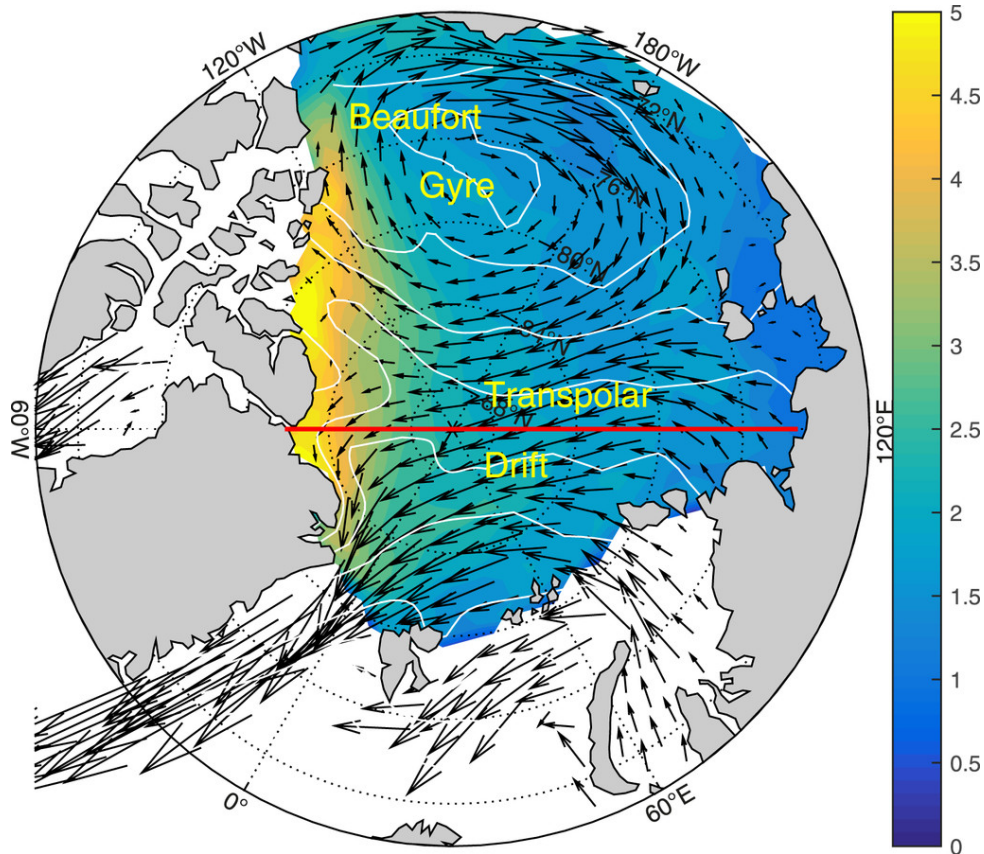


FIGURE 6 – Moyenne printanière de la dérive (champs de vecteurs, en mètre par seconde) et de l'épaisseur de la glace de mer (en couleurs, en mètre), ainsi que la pression au niveau de la mer (contours blancs) sur la période 2004 à 2009. L'épaisseur et la dérive de la glace proviennent des données ICESat du National Snow and Ice Data Center, et la pression au niveau de la mer provient de la réanalyse NCEP. Figure de Spall (2019).

les floes ou encore le glissement d'un floe sur un autre menant à un empilement et à des champs de déformation tels que la formation de crêtes de compression. La rhéologie est dépendante de la concentration de la glace et ne présente donc pas la même variabilité dans la banquise compacte et dans la MIZ.

0.4.2 Changements de la glace de mer liés au réchauffement climatique

Au cours des dernières décennies, la glace de mer en Arctique a subi d'importants changements. La superficie de la banquise décroît au fil des années, particulièrement en été où son extension minimal diminue de 12.7 % +/- 2 % par décennie, soit environ $81\,200\text{ km}^2\cdot\text{an}^{-1}$ entre 1979 à 2021 (Meier and Stroeve, 2022, Figure 7). Bien que moins importante, cette tendance à décroître est aussi observée en hiver avec une perte d'environ $39\,800\text{ km}^2\cdot\text{an}^{-1}$. Ce retrait de la banquise est associé au changement climatique dû aux activités humaines (IPCC, 2021). Cette diminution de l'extension de la banquise a un

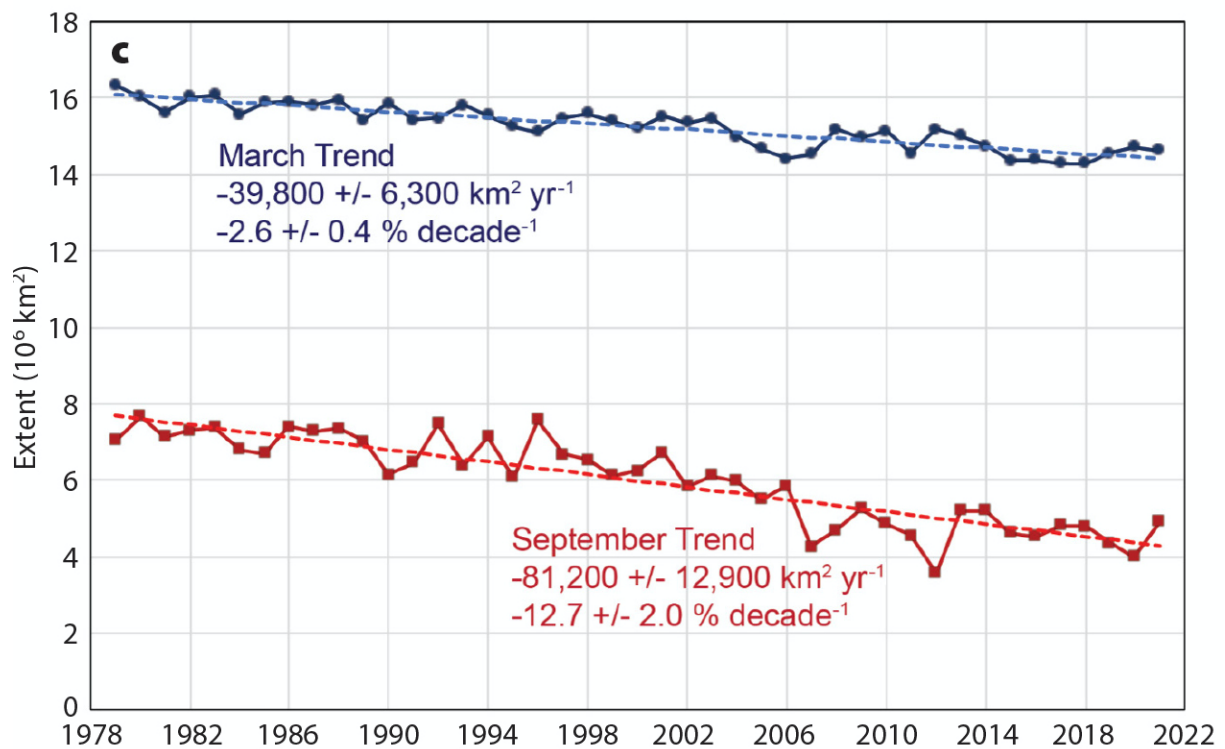


FIGURE 7 – Série temporelle de l'étendue de la glace de mer pour mars (en bleu) et pour septembre (en rouge) sur la période 1979 à 2021. Les nombres en pourcentage par décennie indiquent la tendance de l'extension pour mars et septembre entre 1979–2021. Figure de Meier and Stroeve (2022).

effet rétro-actif sur le climat, et particulièrement sur l'albédo (Screen and Simmonds, 2010). Lorsque l'extension de la banquise diminue en été, l'albédo diminue et les surfaces plus sombres de l'océan absorbent davantage les rayonnements solaires, favorisant ainsi le réchauffement des couches supérieures océaniques. En retour, cette chaleur peut être relâchée en hiver et influencer la fonte de la banquise (Jackson et al., 2012). Le déclin de la banquise augmente le transfert de chaleur de l'océan vers l'atmosphère contribuant ainsi à l'amplification polaire (Serreze et al., 2009)

Bien que l'extension de la glace soit le paramètre le plus utilisé pour évaluer l'évolution de la banquise à l'échelle du bassin, sa variabilité ne raconte qu'une partie de l'histoire. L'épaisseur et l'âge de la banquise sont de bons indicateurs illustrant l'impact du changement climatique en Arctique. Ces deux paramètres sont étroitement liés : une glace âgée, qualifiée de glace pérenne qui survit au moins une saison de fonte, est plus épaisse et concentrée qu'une glace jeune, dite saisonnière, qui vient de se former. Avec le changement climatique, la glace rajeunie d'année en année (Figure 8 Meier and Stroeve, 2022). Dans certaines régions, la glace pérenne (en rouge sur la Figure 8a) est remplacée par

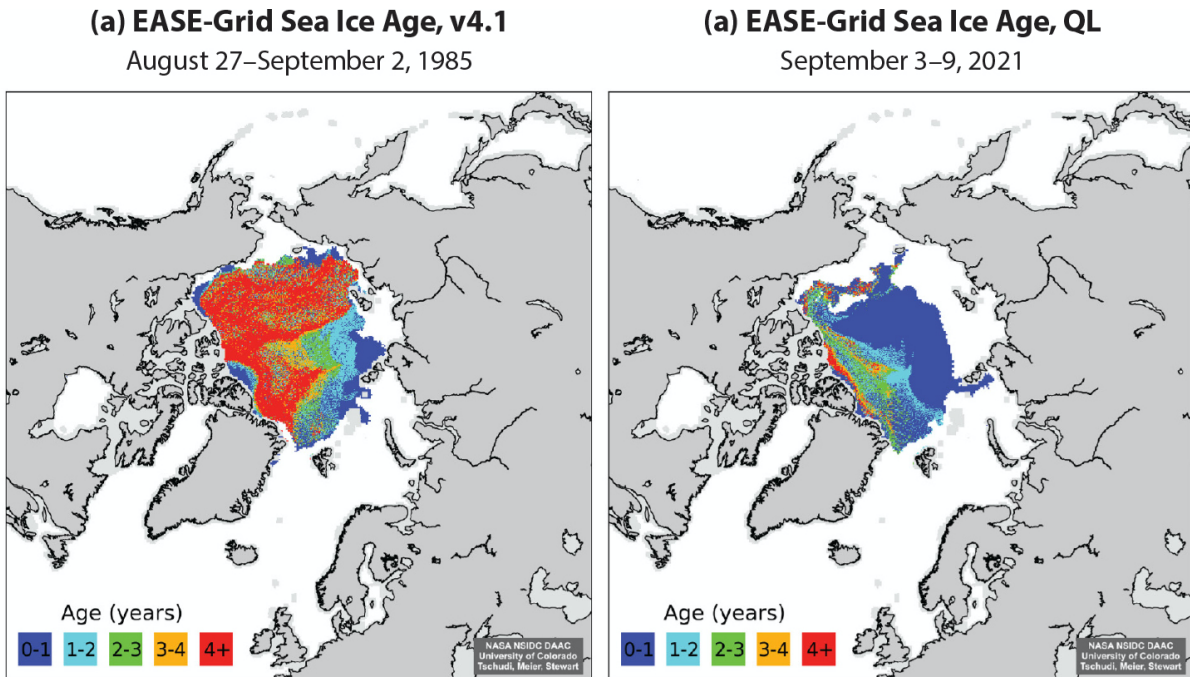


FIGURE 8 – Moyenne hebdomadaire du champ d’âge de la glace de mer pour la semaine précédant le minimum annuel de l’étendue totale, dérivé d’observations satellites pour (a) 1985 et (b) 2021. Figure de Meier and Stroeve (2022).

une couverture de glace saisonnière (en bleu sur la Figure 8b). Meier and Stroeve (2022) suggèrent que ce rajeunissement est dû à la dérive et à l’export plus rapide de la glace de mer, ainsi qu’au réchauffement de l’océan.

0.5 Hydrographie de la colonne d’eau

Au pôles, la densité de l’eau de mer dépend davantage de la salinité que de la température. L’excès de chaleur dans l’atmosphère aux basses latitudes contribue au réchauffement et à l’évaporation des masses d’eaux, tandis que l’air froid aux pôles favorise le refroidissement et la condensation. L’Océan Arctique est donc qualifié d’océan β en référence au coefficient de contraction de salinité, lié à sa stratification qui dépend fortement de la salinité. En revanche, les océans aux moyennes latitudes sont qualifiés d’océans α car leur densité dépend de la température (Carmack, 2007). En Arctique, les flux d’eau douce en surface ont un rôle important dans le maintien du fort gradient de salinité de la colonne d’eau.

Sur la Figure 9 sont présentés des profils et sections de température et salinité dans les bassins Canadien et Eurasien (Timmermans and Marshall, 2020). En surface, la couche de mélange s’étend jusqu’à environ 50 m de profondeur, elle est peu salée et proche de la température du point de congélation. Sous celle-ci est logée la couche halocline

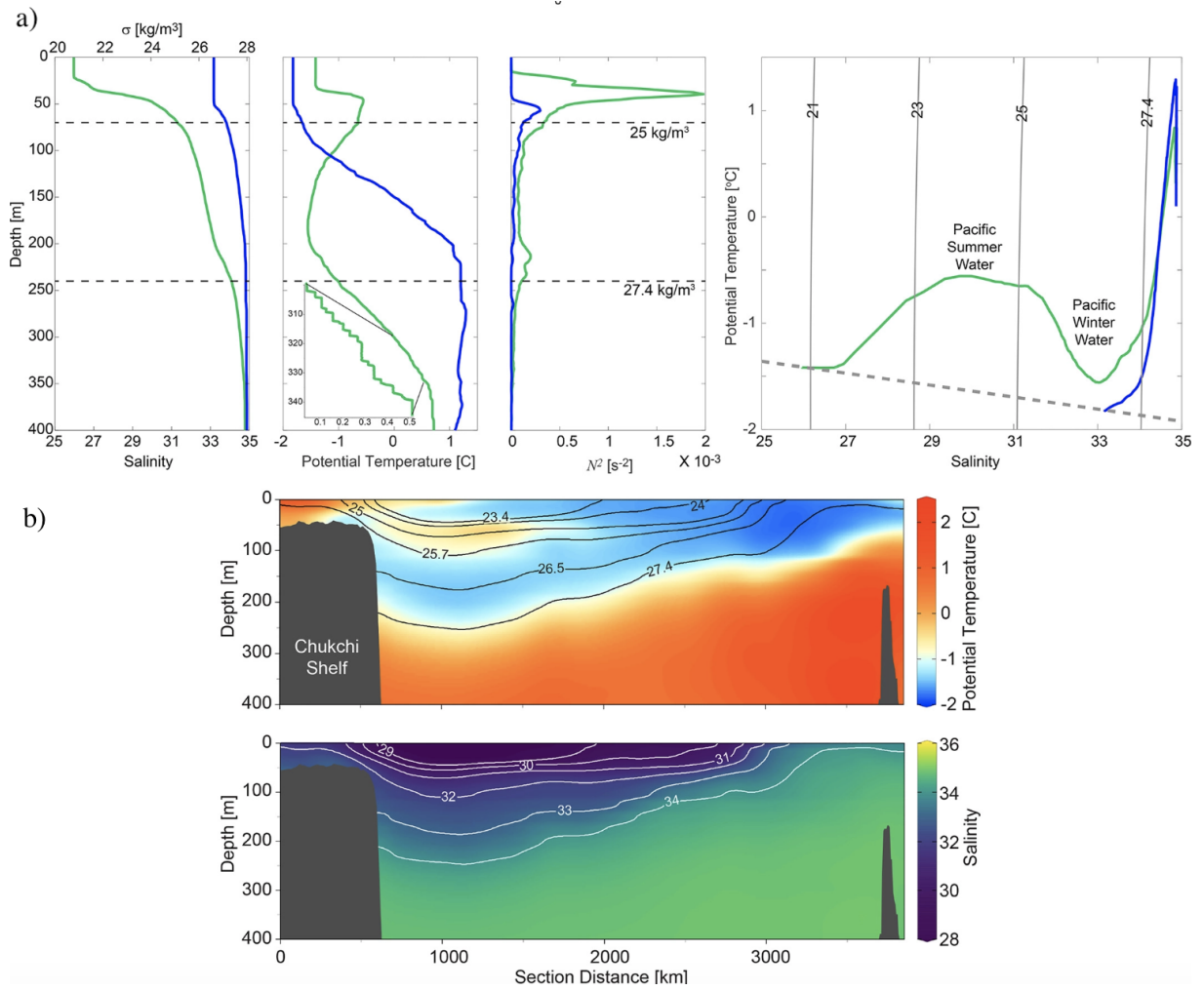


FIGURE 9 – (a) Exemples de profils de salinité, de densité, de température potentielle et de fréquence de flottabilité (s^{-2}) dans les bassins du Canada (en vert) et Eurasien (en bleu). Les lignes en pointillées horizontales marquent les profondeurs de $\sigma=25 \text{ kg m}^{-3}$ et $\sigma=27.4 \text{ kg m}^{-3}$ dans le bassin du Canada. Les données sont collectées par un Ice-Tethered Profiler en Mars 2010. (b) Sections de la température potentielle (en haut) et de la salinité (en bas) le long d’une section allant de la mer des Tchouches (à gauche) au bassin Eurasien (à droite). Les données proviennent de WOD18, 2005-2017. Figure de Timmermans and Marshall (2020).

définie par un fort gradient en salinité, située entre 50 m et 200 m (Steele and Boyd, 1998). Cette forte stratification découple la couche de surface de la couche chaude d’eau Atlantique et restreint ainsi l’apport de chaleur vers la surface qui pourrait affecter la glace (Aagaard et al., 1981). Les caractéristiques de la halocline sont différentes entre les bassins Canadien et Eurasien. Dans le bassin Canadien, la halocline est composée de deux masses d’eaux originaires du Pacifique qui sont modifiées thermodynamiquement lors de leur passage dans la mer de Tchouches (Coachman and Barnes, 1961). Les *Pacific Summer Water* (PSW) (Figure 9a) s’écoulent entre 50 m et 100 m et sont caractérisées par des températures variant entre -1°C et 1°C (Steele et al., 2004). Elles sont réchauffées

en surface dans la mer de Tchouche en été et représentent une importante source de chaleur pour la fonte estivale de la banquise (Steele et al., 2004; Woodgate et al., 2010; Timmermans et al., 2014). Sous celles-ci, les *Pacific Winter Water* (PWW) (Figure 9a) sont plus froides et plus salées. Le profil de la Figure 9a permet d'identifier un maximum de température qui est la signature des PSW. Elles sont observées dans le Gyre de Beaufort, loin des bords, advectées saisonnièrement par subduction (Timmermans et al., 2017) ou encore transportées par des tourbillons (Kawaguchi et al., 2012; Timmermans et al., 2014; Zhao et al., 2014). Dans le bassin Eurasién, les PSW et PWW sont absentes et la halocline est caractérisée par une couche d'eau froide (Aagaard et al., 1981) formée par advection de masses d'eaux froides depuis le plateau continental vers le bassin profond (Steele and Boyd, 1998).

Entre 200 m et 500 m dans les deux bassins, on trouve les eaux Atlantiques relativement chaudes entre 0°C et 3°C. Elles représentent une des principales sources océaniques de chaleur et de salinité du bassin (Aagaard and Greisman, 1975). Certaines études montrent que si ces eaux étaient à la surface, elles pourraient faire fondre toute la couverture de glace (e.g., Polyakov et al., 2017). La circulation des eaux Atlantiques sera présentée en section 0.6, mais nous abordons ici quelques notions pour expliquer son origine et son confinement en profondeur. Les eaux Atlantiques rentrent en Océan Arctique par le détroit de Fram et la mer de Barents. Au Nord-Est du détroit de Fram et dans la mer de Barents, les eaux Atlantiques en surface perdent de la chaleur par contact avec l'atmosphère et la banquise. Au cours de leur trajet, les eaux froides et denses finissent par subduire et contribuer à la circulation de sub-surface de l'Arctique.

Sous la couche des eaux Atlantiques résident les eaux profondes et de fond de l'Océan Arctique. Elles sont caractérisées par une température proche de -0.5°C et une salinité proche de 34.95 psu. Une description détaillée des propriétés hydrologiques avec des observations venant de mouillages est proposée par Timmermans et al. (2010).

0.6 La circulation à grande échelle du bassin Arctique

Dans cette section, nous allons aborder la circulation à grande échelle de l'Océan Arctique, en dissociant la couche de surface froide et peu dense séparée par la halocline de la couche Atlantique plus chaude et salée. Ces circulations sont contrôlées par un forçage de flottabilité lié aux échanges d'eau douce, de chaleur, de formation/fonte de la glace de mer, et dynamiquement par la circulation atmosphérique de grande échelle et par la topographie.

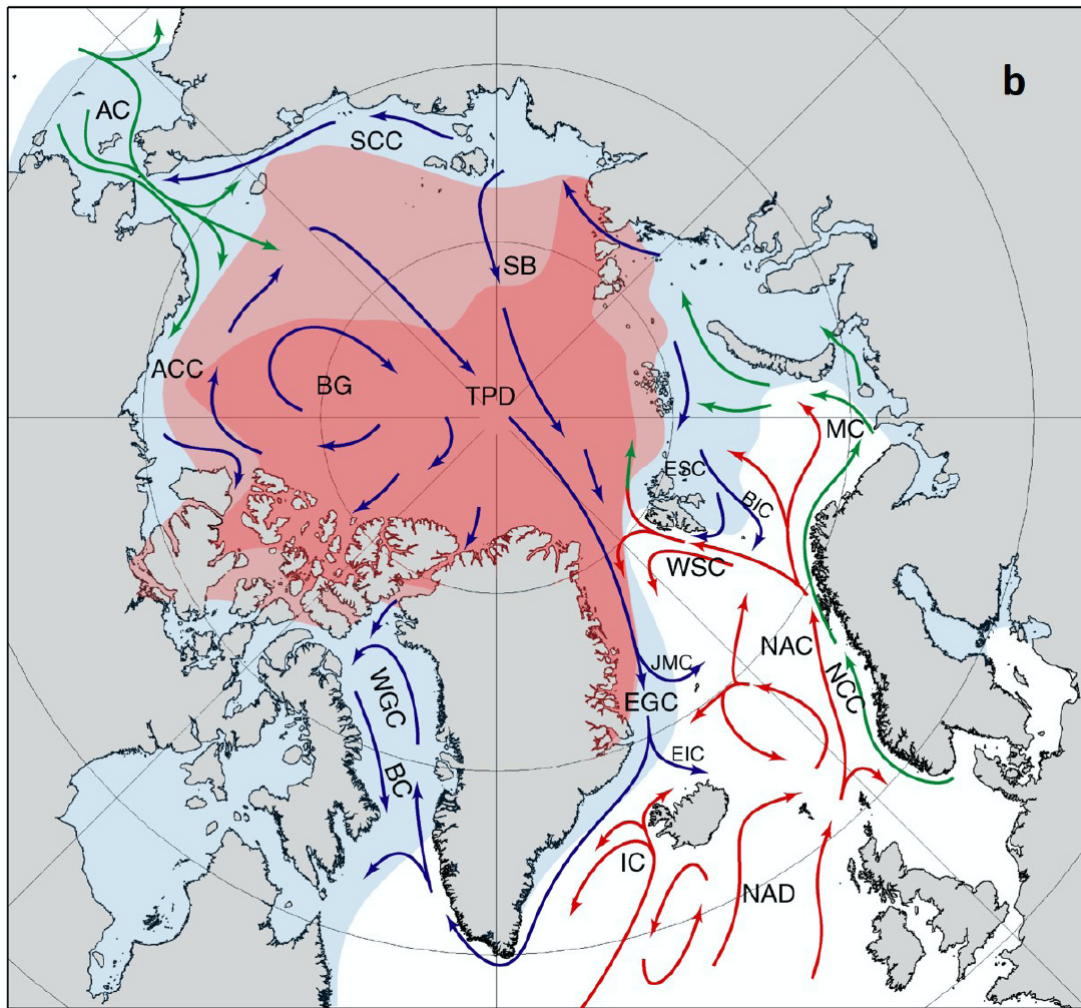


FIGURE 10 – Circulation des couches supérieures de l’Océan Arctique. Les courants chauds de l’Atlantique sont indiqués par des flèches rouges, les courants moins salés polaires et froids d’Arctique par des flèches bleues. Les courants transportant des masses d’eau moins salées sont indiqués par des flèches vertes. Les acronymes des courants sont : ACC : Alaskan Coastal Current, BC : Baffin Island Current, JMC : Jan Mayen Current, BIC : Bear Island Current, BG : Beaufort Gyre, EGS : East Greenland Current, EIC : East Iceland Current, ESC : East Spitsbergen Current, IC : Irminger Current, MC : Murman Current, NAD : North Atlantic Drift, C : Anadyr Current, NAC : Norwegian Atlantic Current, NCC : Norwegian Coastal Current, SB : Siberian branch, SCC : Siberian Coastal Current. TPD : Transpolar Drift, WGC : West Greenland Current. WSC : West Spitsbergen Current. Figure de Rudels (2015).

0.6.1 Circulation de la couche de surface

La circulation océanique moyenne de surface est principalement contrôlée par la circulation moyenne des vents. Elle peut être décrite par deux grandes structures : le Gyre de Beaufort dans le bassin Canadien et la dérive Transpolaire partant de la mer de Béring vers le détroit de Fram (Figure 10), similaire à la circulation moyenne de la glace de mer.

Les vents anticycloniques associés au BSH dans le bassin Canadien sont moteurs des

courants océaniques anticycloniques du Gyre de Beaufort (Figure 10, Aagaard et al., 1985). Le forçage anticyclonique de l’atmosphère combiné au stress de la glace génèrent la convergence et la plongée des eaux de surface dans les premières couches océaniques, un phénomène nommé pompage d’Ekman. Cette circulation favorise l’accumulation des eaux de surface peu salées originaires des bords du bassin vers l’intérieur du gyre qui conduit à un approfondissement de l’halocline avec une plongée des isopycnes. L’équilibre du Gyre de Beaufort repose sur l’action combinée des vents, de la glace via le processus *ice-ocean governor* et des tourbillons (Manucharyan and Spall, 2016; Meneghello et al., 2017, 2018; Doddridge et al., 2019). Le pompage d’Ekman et son efficacité sont déterminés par la différence de vitesse entre la glace de mer et l’océan de surface. Sous l’action combinée des vents et de l’entraînement par la glace, le gyre et le courant géostrophique de surface s’intensifient. Lorsque la vitesse de l’océan est comparable à celle de la glace, le gyre s’équilibre par manque de transfert de moment (Meneghello et al., 2018). En parallèle, les tourbillons formés par instabilité barocline contribuent à la dynamique du gyre en libérant l’énergie potentielle disponible due à la pente des isopycnes. Le rôle des tourbillons sera abordé dans la section 0.7.

La seconde structure de la circulation océanique moyenne de surface est la dérive Transpolaire (Figure 10). Sa circulation est similaire à la circulation de la glace de mer et est forcée par les mêmes vents. Cette circulation favorise l’export de la glace de mer et des masses d’eaux de surface vers le détroit de Fram.

La circulation de surface au détroit de Béring permet l’apport des eaux du Pacifique Nord qui sont une source d’eau douce et de chaleur en été (e.g., Woodgate et al., 2010). La circulation de surface est contrôlée par le vent local et un gradient de pression lié à une hauteur d’eau plus élevée dans la mer de Béring par rapport à la mer de Tchouches (Figure 10, Coachman and Aagaard, 1966; Woodgate, 2018). Après le détroit de Béring, les eaux du Pacifique Nord entrent dans la mer de Tchouches et se divisent en plusieurs branches (Aksenov et al., 2016). Les observations montrent une circulation complexe dans cette région (Woodgate et al., 2005) avec des eaux du Pacifique transportées vers la pente continentale de l’Alaska, vers la pente continentale de la mer de Sibérie et vers l’intérieur du bassin.

Au détroit de Fram, la circulation de surface apporte des eaux de l’Atlantique Nord dans l’Océan Arctique. Une part importante des connaissances de la circulation des eaux Atlantiques est présentée dans les études de Weijer et al. (2022) et Timmermans and Marshall (2020). Les eaux de surface de l’Atlantique Nord circulent à travers les mers Nordiques avant de pénétrer dans le bassin Arctique. Elles circulent dans la mer de Norvège transportées par le Courant Norvégien vers le pôle. La circulation se divise en plusieurs branches, une qui recircule dans les mers Nordiques, tandis que l’autre entre dans le bassin Arctique via le détroit de Fram et la mer de Barents (Weijer et al., 2022). Les eaux

Atlantiques qui atteignent la mer du Groenland sont refroidies par contact avec l’atmosphère, puis sont subduites par densification pour rejoindre la circulation profonde. Ce processus participe à la convection profonde du Gyre Subpolaire (Weijer et al., 2022). En Océan Arctique, une partie des eaux Atlantiques perdent de la chaleur vers l’atmosphère et perdent aussi en salinité par mélange avec les flux d’eau douce de l’Arctique. Ces eaux froides et moins salées forment la couche de surface polaire et reposent au-dessus du reste des eaux Atlantiques plus chaudes. Sur les plateaux continentaux, une partie des eaux Atlantiques sont aussi refroidies et mélangées avec les eaux plus salées dues aux rejets de saumures lors de la formation de la glace. Les eaux venant du détroit de Fram et de la mer de Barents se rencontrent vers *St. Anna Trough* et circulent cycloniquement dans le bassin Arctique. Le long de cette circulation, l’eau douce du bassin se mélangent aux eaux de surface et augmentent la stratification verticale, empêchant le refroidissement des eaux chaudes Atlantiques sous-jacentes qui s’approfondissent sous 200 m de profondeur.

0.6.2 Circulation dans la couche de sub-surface

Avec les flux de flottabilité expliqués dans la section précédente, nous retrouvons les eaux Atlantiques sous l’halocline (e.g., Steele and Boyd, 1998) avec une circulation cyclonique le long de la topographie (e.g., Rudels, 1995). Cette circulation est contrôlée par la bathymétrie et le forçage atmosphérique (Timmermans and Marshall, 2020). En Arctique, l’effet β (en référence au gradient méridional du paramètre de Coriolis) étant négligeable, la circulation barotrope est principalement contrainte par la topographie de fond (Nøst and Isachsen, 2003). Les eaux Atlantiques circulent le long des contours de vorticité potentielle qui suivent les contours de bathymétrie. Le sens de l’écoulement est imposé par différents facteurs tels que le forçage cyclonique des vents soufflants dans les mers Nordiques, liés à la basse pression d’Islande qui induit une circulation cyclonique des eaux Atlantiques dans le bassin Arctique ou les flux de flottabilité en mer de Barents (e.g., Karcher et al., 2007).

0.7 La dynamique de mésoéchelle en Arctique

0.7.1 Caractérisation de la dynamique de mésoéchelle

L’océan est un fluide en mouvement perpétuel et turbulent où coexistent des circulations complexes allant de la circulation globale (> 1000 km) entre les bassins à des écoulements turbulents de très petites échelles (< 100 m). La mésoéchelle est caractérisée par des échelles spatiales de l’ordre de la dizaine à plusieurs centaines de kilomètres, avec des structures pouvant survivre quelques semaines à plusieurs mois. La mésoéchelle océanique est observable sur les images satellites de hauteur de mer (Chelton et al., 2011;

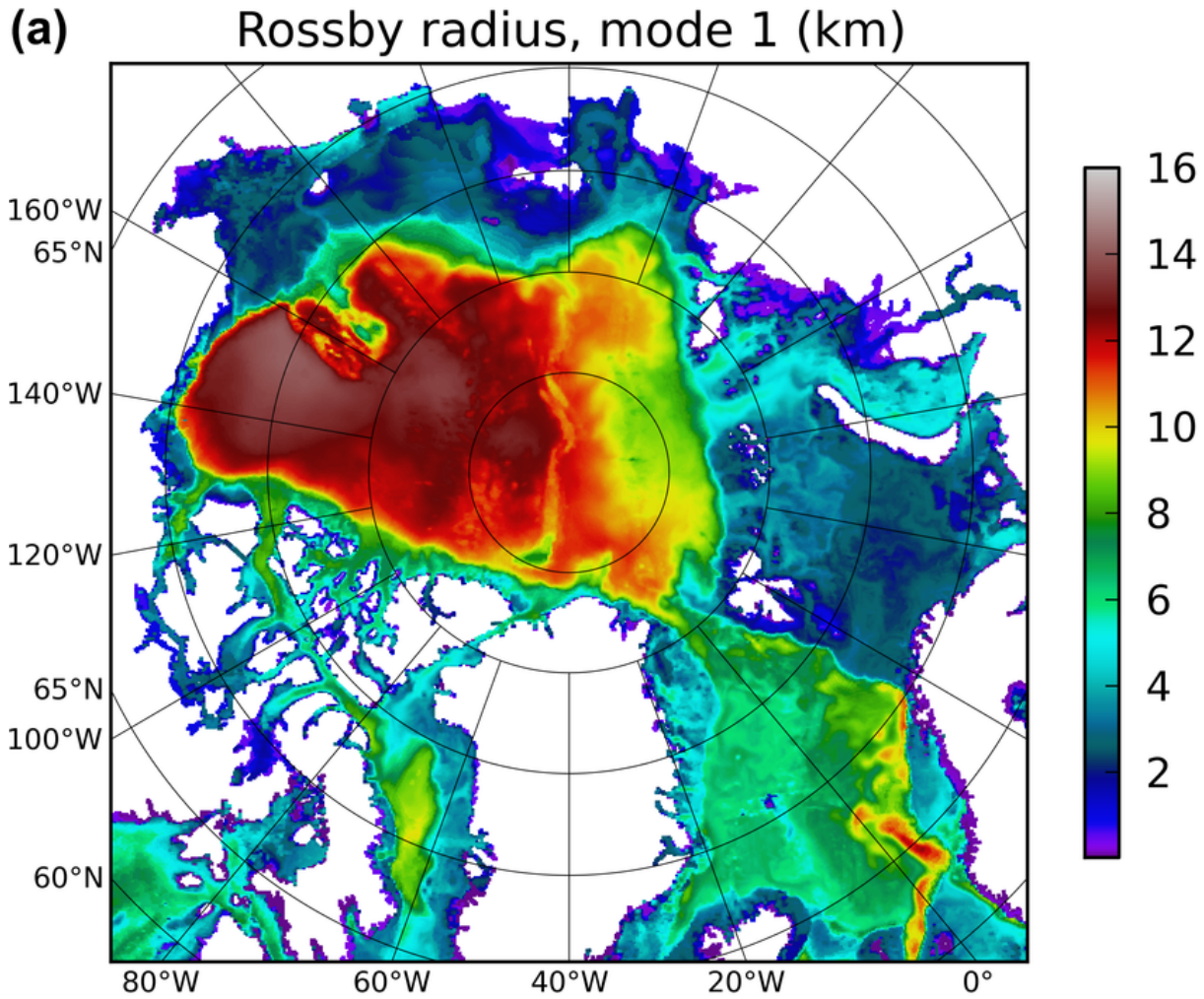


FIGURE 11 – Premier rayon de déformation R_d [km] à partir des données du modèle global OCCAM. Figure de Nurser and Bacon (2014).

Morrow and Le Traon, 2012) sous forme de structures non lissées, tourbillonnaires et filamenteuses. L'échelle horizontale de la dynamique de mésoéchelle peut être décrite par le premier rayon de déformation R_d (ou rayon de Rossby) qui décrit le rapport entre l'effet de flottabilité et du paramètre de Coriolis f , défini par $NH/\pi f$ avec la profondeur de la colonne d'eau H et la stratification verticale N . R_d varie fortement en fonction de la latitude, avec des valeurs de l'ordre de 200 km à l'équateur, et diminue à une dizaine de kilomètres aux pôles (Chelton et al., 1998; Nurser and Bacon, 2014). Sous cette échelle spatiale, entre 1 et 10 km, on trouve les écoulements de sous-mésoéchelle associés à d'intenses vitesses verticales de l'ordre de $O(10-100)$ m.j^{-1} qui favorisent les échanges entre la surface et l'océan intérieur.

Les tourbillons de mésoéchelle sont une part importante de la dynamique de mésoéchelle et sont présents sur l'ensemble de l'océan global. Ils jouent un rôle fondamental dans l'équilibre de la circulation océanique en contribuant aux transferts d'énergie entre

les échelles spatiales, et représentent une grande part de l'énergie cinétique de l'océan global (Ferrari and Wunsch, 2009). Ils participent à la variabilité thermodynamique des océans en transportant des masses d'eaux, leurs anomalies de température, salinité et traceurs biogéochimiques sur des centaines de kilomètres, voire entre les bassins. Ils sont couramment détectés sur les images satellites grâce à l'anomalie qu'ils engendrent sur la hauteur d'eau (e.g., Faghmous et al., 2015)

Durant cette thèse, nous nous sommes intéressés à la dynamique de mésoéchelle en Arctique et principalement aux tourbillons sous la banquise. En Arctique, la présence de la glace de mer empêche l'observation directe de la surface de l'océan. Les méthodes d'identification basées sur la détection de signature à la surface de l'océan à partir de données satellites sont donc restreintes aux zones libres de glace (Watanabe, 2011; Kozlov et al., 2019). Notre compréhension de la mésoéchelle océanique sous la glace à partir d'observations est donc dépendante des données *in situ*, qui restent assez éparpillées à l'échelle du bassin. De plus, résoudre la dynamique de mésoéchelle en Arctique par des modèles numériques dans des configurations réalistes demande un important coût de calcul à cause du faible rayon de Rossby proche de 10 km dans le bassin profond et qui continue à décroître sur les plateaux continentaux (Nurser and Bacon, 2014, Figure 11).

L'étude de von Appen et al. (2022) décrit la répartition du champ d'énergie cinétique turbulent (*Eddy Kinetic Energy*, EKE) à l'aide de données d'observation venant de mouillages, et d'une simulation basée sur le modèle FESOM2 avec une haute résolution de 1 km (Wang et al., 2020). Entre 50 m et 100 m, l'EKE calculée à partir des mouillages et du modèle est jusqu'à 1000 fois plus intense sur les courants de bord par rapport à l'intérieur du bassin (Figure 12). A l'aide d'une simulation réaliste basée sur le modèle NEMO, Regan et al. (2020) simulent des valeurs d'EKE de surface plus faibles sous la glace dans le Gyre de Beaufort que dans les régions désenglacées. Timmermans et al. (2012) étudient le rôle des processus de petites échelles dans la régulation des propriétés de la couche océanique de surface avec une analyse spectrale des données d'un Ice Tethered Profiler (ITP) pendant l'hiver 2009–2010 dans le bassin Canadien. Ils observent une dynamique de surface sous la banquise compacte qui est différente de celle observée dans les océans de moyennes latitudes (Cole et al., 2010), car l'énergie s'accumule dans la gamme de mésoéchelle plutôt que dans les plus petites échelles. Lorsque l'on s'éloigne de la banquise compacte, la variabilité de la mésoéchelle océanique dans la MIZ est différente. D'après les résultats de Meneghello et al. (2021) qui utilisent les données d'un mouillage dans la mer de Beaufort, l'EKE a un cycle saisonnier traduisant le développement de tourbillons en été qui sont ensuite dissipés en hiver (Figure 13).

Sur la Figure 12, les régions les plus turbulentes sont la zone de rupture de pente de Beaufort, le courant de bord Circumpolaire Arctique, la mer de Barents et de Norvège,

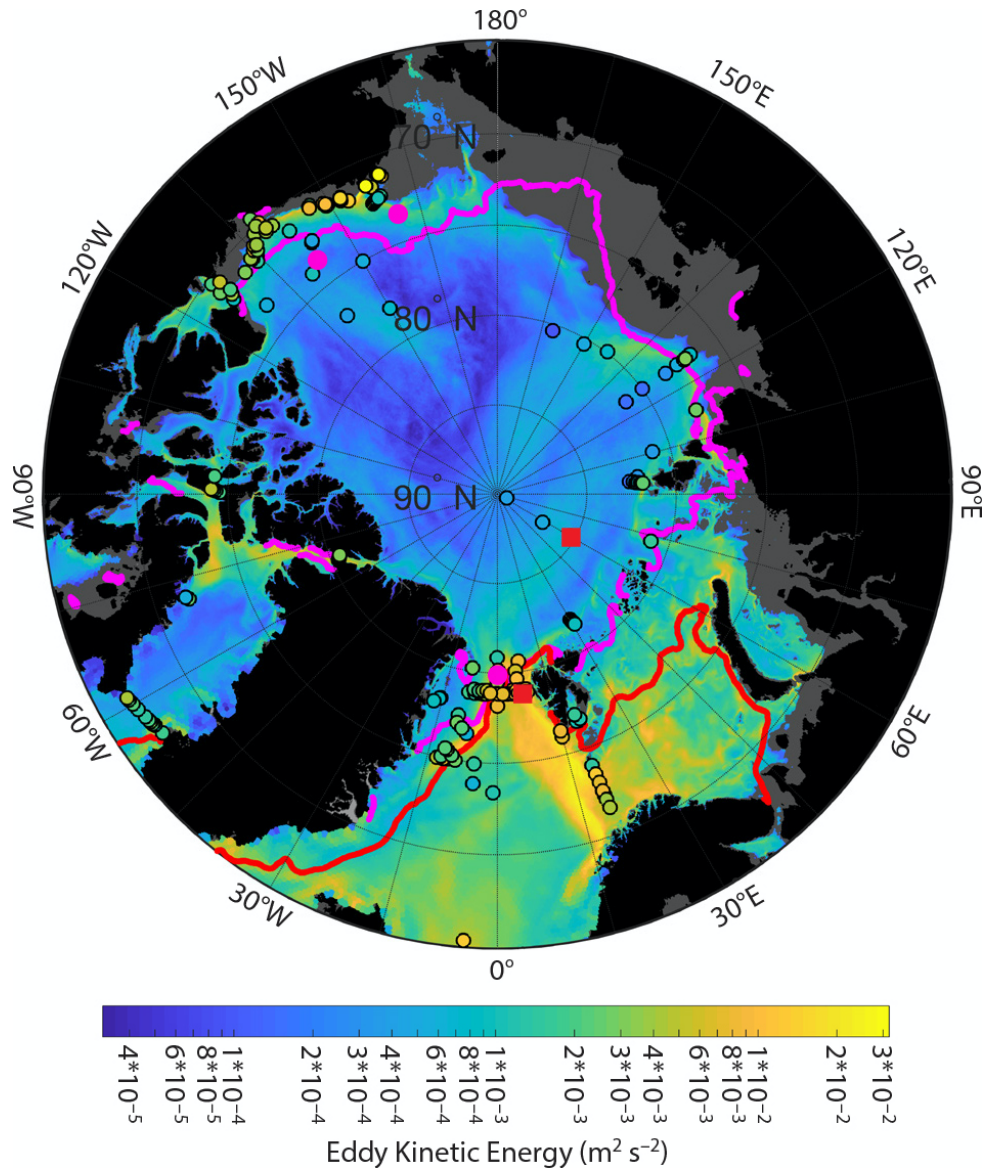


FIGURE 12 – Carte de l'énergie cinétique turbulente à 50-100 m [$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$]. Les cercles pleins représentent les valeurs calculées à partir de mouillages. Les valeurs en fond sont calculées avec la simulation numérique avec 1 km de résolution spatiale de Wang et al. (2020). Une échelle logarithmique est appliquée à la barre de couleur. Les lignes indiquent les positions moyennes de la bordure de la glace de mer en février (en rouge) et en août (en magenta) sur la période de 2002 à 2019. Figure de von Appen et al. (2022).

le détroit de Fram et le plateau de Yermak. La circulation dans ces régions est propice aux instabilités barotropes et baroclines, qui conduisent à la formation de tourbillons pouvant contribuer aux fortes valeurs d'EKE. Par exemple, dans le bassin Canadien, les mers de Tchouches et de Beaufort sont propices à la formation des tourbillons due aux instabilités barotropes et baroclines des courants de bord tels que le jet du *Barrow Canyon* (D'Asaro, 1988; Watanabe, 2011; Pickart et al., 2005), le jet le long du plateau de Beaufort (e.g., Spall et al., 2008) et le courant côtier de l'Alaska (Manley and Hunkins, 1985). De

plus, Watanabe (2011) montrent que les vents près des courants de bord contribuent à diversifier les propriétés des tourbillons. Par exemple, proche du *Barrow Canyon*, la fluctuation journalière des vents influence l'intensité du jet et contrôle la période durant laquelle les tourbillons sont formés.

Dans le bassin Eurasien, les tourbillons sont formés par les instabilité des courants de bord tels que le courant Ouest de Svalbard (Von Appen et al., 2016) ou encore par des instabilités de front de densité comme celui proche de *Severnaya Zemlya* (Pnyushkov et al., 2018). A l'aide des données d'observation venant des mouillages dans le courant Ouest de Svalbard, Von Appen et al. (2016) observent que le courant est plus intense et instable en hiver, avec une EKE plus intense en janvier–février. Les tourbillons formés sont observés 1 à 2 mois plus tard au centre du Détroit de Fram. Pnyushkov et al. (2018) suggèrent qu'une partie des tourbillons qu'ils détectent dans le bassin Eurasien sont formés par l'instabilité du front de densité proche de *Severnaya Zemlya* où se rejoignent les deux branches des eaux Atlantiques venant du détroit de Fram et de la mer de Barents.

Entre 2004–2013, Zhao et al. (2014) recensent un grand nombre de tourbillons à l'aide des données des ITP, et étudient leurs propriétés thermohalines pour déterminer leur lieu de formation. Ils estiment qu'une partie des tourbillons qu'ils détectent au centre du bassin Arctique seraient formés proches des bords. Pour les tourbillons ayant un faible nombre de Rossby, ils auraient survécu entre 0.9 ans et 5 ans expliquant ainsi qu'on puisse les observer au centre du bassin loin de leur lieu de formation.

Une autre particularité de l'Océan Arctique est l'intensification en sub-surface de l'EKE, représentée sur la Figure 13 par des fortes valeurs d'énergie cinétique. Dans le Gyre de Beaufort, plus de 85 % de l'énergie cinétique est contenue dans le mode barotrope et les deux premiers modes baroclines (Zhao et al., 2018). Cette répartition est différente des observations en Atlantique Nord et Sud et dans le Pacifique Nord où l'énergie se concentre dans le mode barotrope et le premier mode barocline (Wunsch, 1997). Meneghello et al. (2021) étendent cette caractéristique à l'échelle du bassin Arctique et montrent que le champ d'EKE est intensifié dans l'halocline. Cette intensification en sub-surface est associée aux nombreux tourbillons qui se propagent en profondeur et notamment dans l'halocline (e.g., Hunkins, 1974; Zhao et al., 2014). Les premières observations des tourbillons sous la banquise datent des années 70 (e.g., Newton et al., 1974; Hunkins, 1974) grâce à des camps positionnés sur la glace dérivante. D'autres observations suivirent lors de campagnes en mer (e.g., D'Asaro, 1988), à l'aide des mouillages (Carpenter and Timmermans, 2012; Zhao and Timmermans, 2015; Pnyushkov et al., 2018), des ITP (Timmermans et al., 2008; Zhao et al., 2014, 2016), et de drifters (Johannessen et al., 1987; Mensa et al., 2018). Dans le catalogue de Zhao et al. (2014), un important groupe de tourbillons est proche du point de congélation, caractéristique des eaux de surface. Ils détectent des tourbillons avec des diamètres proches de 10 km et des vitesses azimuthales

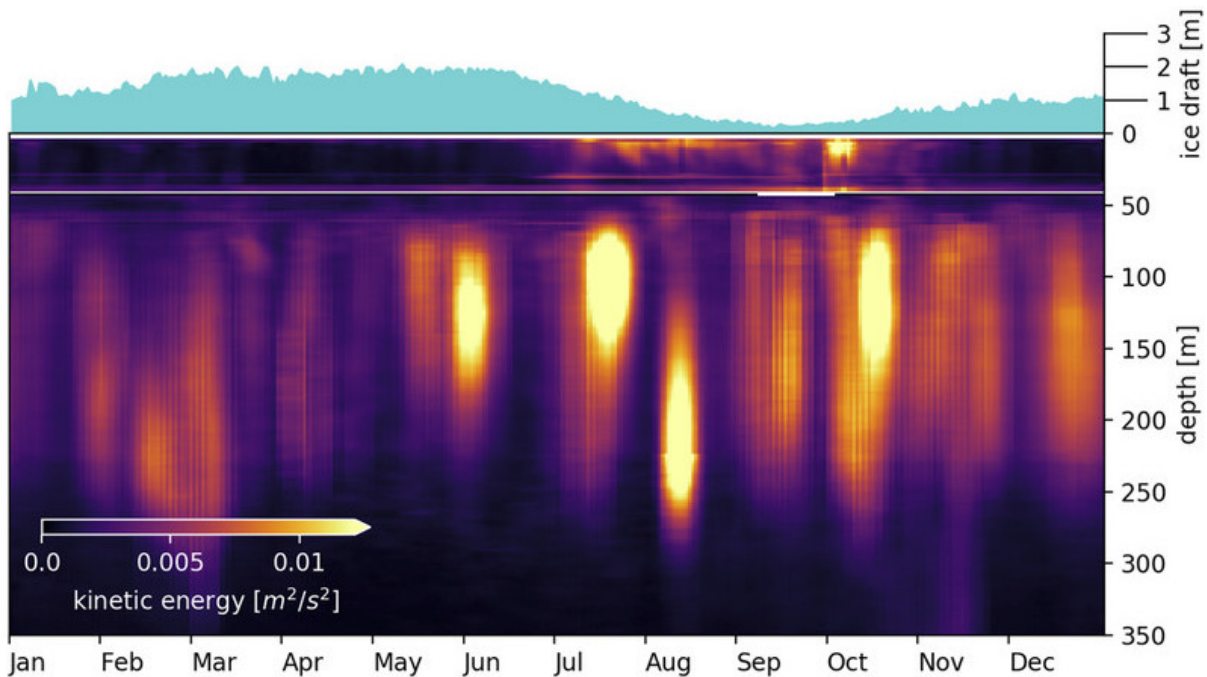


FIGURE 13 – Cycle saisonnier moyen sur la période entre 2003 et 2018 de l’épaisseur moyenne de la glace et du champs d’énergie cinétique, entre 0 et 50 m de profondeur, et entre 50 m et 200 m de profondeur. Les données viennent du mouillage A situé dans la mer de Beaufort. Figure de Meneghello et al. (2021).

variant entre 0.05 et $0.4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Enfin, ils recensent une majorité de tourbillons anticycloniques (95 %), une observation qui contraste avec la prédominance des cyclones observés à la surface de la MIZ et en océan ouvert (Kozlov et al., 2019).

0.7.2 Rôle des tourbillons dans la dynamique océanique

En Arctique, les observations suggèrent un rôle important des tourbillons dans le transport de chaleur, de salinité, de moment et de nutriments (Zhao et al., 2014; Zhao and Timmermans, 2015; Bebieva and Timmermans, 2016; Mensa et al., 2018). Par exemple, afin de maintenir la couche halocline au centre du bassin, il est nécessaire que des eaux venants des bords soient advectées vers le centre du bassin (Aagaard et al., 1981). Ainsi, les tourbillons formés près des bords et qui se propagent dans l’halocline à travers le bassin favorisent la ventilation de cette couche par le transport des masses d’eaux (e.g. Muench et al., 2000; Spall et al., 2008).

Les tourbillons participent aussi à l’équilibre de la circulation à grande échelle et notamment à celle du Gyre de Beaufort (Meneghello et al., 2017). La circulation du Gyre de Beaufort est caractérisée à la surface par la convergence d’Ekman qui approfondit l’halocline et contribue au stockage d’une quantité importante d’eau douce. L’accentuation de l’inclinaison des isopycnes lors de l’approfondissement de l’halocline produit de l’énergie

potentielle (ou *Potential Energy*) qui mène à la formation de tourbillons par instabilité barocline. La formation de tourbillons participe à l'équilibre du Gyre en diminuant l'inclinaison des isopycnes qui reviennent ainsi à des positions plus stables.

En comparant deux simulations ayant des résolutions différentes, Hu et al. (2019a) suggèrent qu'une résolution plus fine, permettant de résoudre les tourbillons, améliore la représentation de la variabilité du contenu d'eau douce du gyre, en partie grâce aux transports latéraux par les tourbillons. Dans la même idée, au détroit de Fram, l'étude de Hattermann et al. (2016) souligne la nécessité de résoudre la dynamique tourbillonnaire dans les modèles afin d'améliorer la simulation de la circulation des eaux Atlantiques. A l'échelle du bassin, Spall (2013) utilise un modèle numérique idéalisé résolvant les tourbillons et souligne l'importance des flux latéraux turbulents, acteurs dans la circulation et du maintien de l'halocline et des eaux Atlantiques en Arctique.

0.7.3 Interaction entre la glace de mer et les tourbillons

L'interaction entre la glace de mer et la dynamique de mésoéchelle participe fortement à la variabilité complexe de la mésoéchelle océanique présentée dans la section 0.7.1. La faible énergie à la surface de l'océan est liée à la présence de la glace de mer qui réduit l'apport d'énergie de l'atmosphère vers l'océan (Rainville and Woodgate, 2009) et dissipe par friction les tourbillons de surface en quelques jours (Ou and Gordon, 1986). Timmermans et al. (2012) supposent que la dissipation des instabilités de sous-mésoéchelle par la glace est responsable de l'accumulation d'énergie dans la gamme de mésoéchelle qu'ils observent avec leur analyse spectrale. Néanmoins, cette hypothèse repose sur une étude de cas localisée durant l'hiver 2009–2010 et nécessite davantage d'investigations pour améliorer notre compréhension du rôle joué par la glace dans le transfert d'énergie océanique à travers les échelles spatiales. La dissipation par la glace joue aussi un rôle dans le cycle saisonnier de l'EKE observé dans la zone saisonnière du bassin Canadien par Meneghello et al. (2021). La turbulence se développe en été lorsque la glace fond et elle est ensuite dissipée en hiver lorsque la glace se forme et s'épaissit (Figure 13, Meneghello et al., 2021). Cette dissipation de la turbulence en surface contraste avec les nombreux tourbillons qui se propagent dans les couches de sub-surface. Ces derniers sont isolés de la dissipation grâce à la forte stratification (Ou and Gordon, 1986) leur permettant de survivre plusieurs mois ou années.

La glace de mer influence aussi la formation des tourbillons. La formation et la fonte de la glace de mer génère un gradient de flottabilité à la surface de l'océan qui génère de l'énergie potentielle (Horvat et al., 2016; Manucharyan and Thompson, 2017). Cette dernière est transformée en énergie cinétique turbulente par instabilité barocline menant à la formation de tourbillons. Les fronts océaniques de surface (Manucharyan and Timmermans, 2013; Brannigan et al., 2017) ou encore les polynies (Muench et al., 2000) sont

aussi favorables à la formation des tourbillons de surface par instabilité de la couche de mélange. Ces processus expliquent les nombreux tourbillons détectés dans Hunkins (1974) et Zhao et al. (2014), avec une température proche du point de congélation. Cette température est caractéristique des eaux de surface sous la glace et suggère que les tourbillons sont formés localement au préalable dans la couche de surface avant d’être advectés en profondeur.

Une fois formés, les tourbillons peuvent interagir thermodynamiquement et dynamiquement avec la banquise. Thermodynamiquement, les tourbillons sont associés à des flux verticaux de chaleur qui peuvent influencer localement la fonte de la banquise (Figure 14c, Manucharyan and Thompson, 2017). En parallèle, les tourbillons favorisent le mélange horizontal ainsi que l’apport de chaleur et encouragent la fonte latérale de la glace (Horvat et al., 2016). D’un point de vue dynamique, la glace de mer tend à être piégée dans les structures cycloniques et diverger dans les anticyclones (Figure 14a et b). La convergence dans les cyclones est amplifiée par le *stress* de la glace exercé à la surface des tourbillons. Lorsque la glace s’accumule dans les cyclones et augmente en épaisseur, le stress entre l’océan et la glace augmente aussi, accentuant ainsi davantage la circulation d’Ekman (Manucharyan and Thompson, 2017). Dans la simulation idéalisée de Gupta et al. (2020), l’interaction dynamique entre la glace et les tourbillons réduit de 60 % l’épaisseur de la couche de mélange et de 10 % celle de la glace. Les tourbillons peuvent aussi modifier l’extension spatiale de la MIZ. Après avoir piégé la glace, les cyclones la transportent latéralement vers des eaux plus chaudes pouvant conduire à sa fonte et étendent ainsi la superficie de la MIZ.

Ces interactions thermodynamiques et dynamiques contribuent aux distributions spatiales sous forme tourbillonnaire de la glace de mer observées dans la MIZ (Figure 15). A partir d’images satellites, Manucharyan et al. (2022) détectent et quantifient des floes de 4 km à 75 km dans la MIZ du Gyre de Beaufort. En combinant les observations avec un modèle idéalisé, ils suggèrent que l’échelle du taux de rotation des floes serait relié au champs tourbillonnaire océanique sous la glace. Manucharyan and Thompson (2022) utilisent une simulation réaliste globale avec une résolution spatiale d’environ 0.8 km, basée sur MITgcm pour étudier les interactions entre les tourbillons et la glace. Pour une année, ils montrent que la vorticité de la glace de mer est fortement corrélée à celle de l’océan dans la MIZ. Ces études suggèrent que les tourbillons pourraient laisser une signature dans la dynamique de la glace de mer.

0.8 Objectifs de la thèse

La glace de mer est soumise aux forçages atmosphériques et océaniques qui l’affectent sur des échelles de temps et d’espace variées. Pour mieux comprendre l’évolution de la

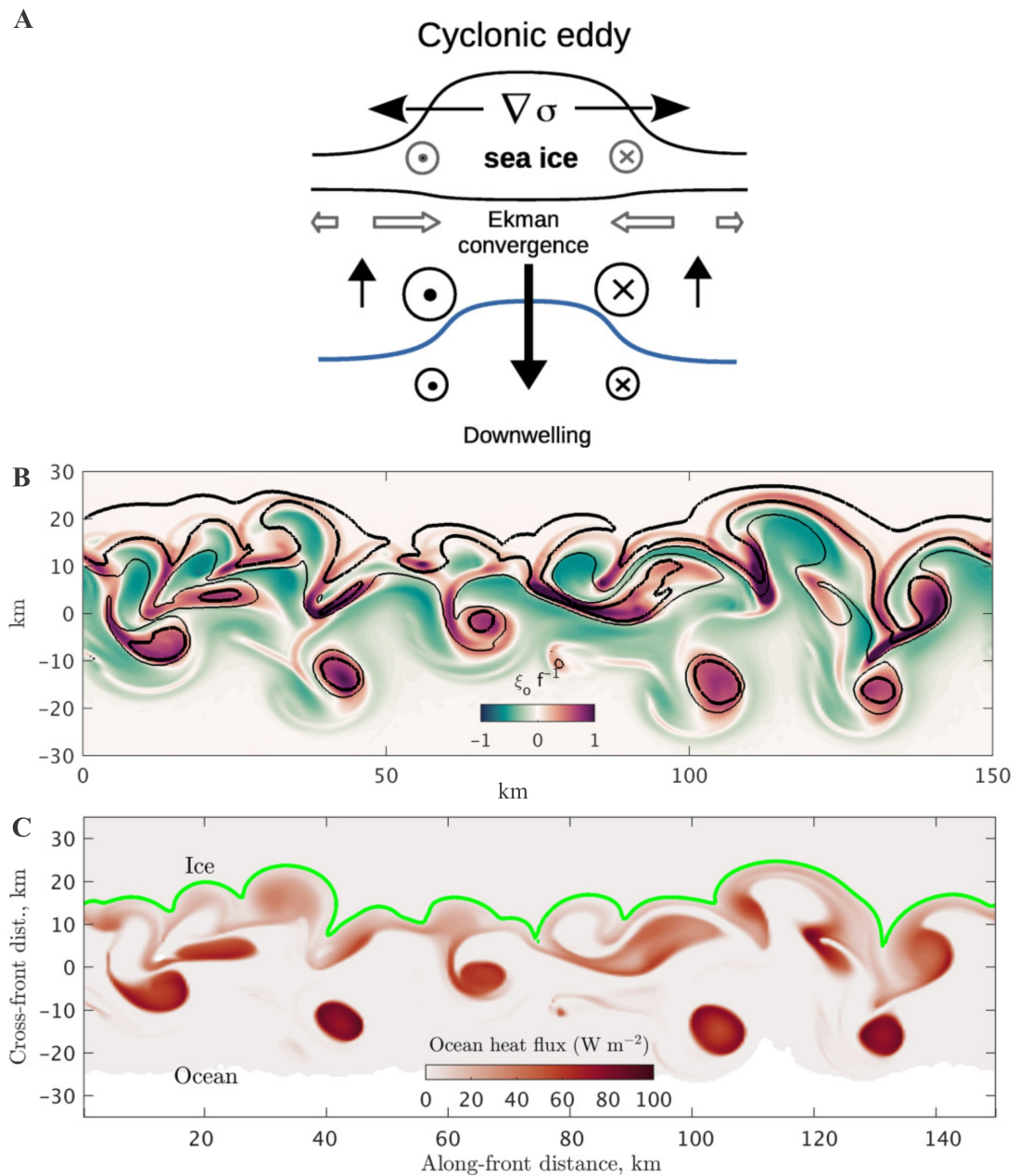


FIGURE 14 – (A) Schéma de la convergence de la glace de mer dans les tourbillons cycloniques (supposé dans l’hémisphère nord, $f > 0$). (B) Vorticité océanique de surface normalisée par le paramètre de Coriolis f et épaisseur de la glace de mer (la ligne noire indique une épaisseur de 1.25 m et la plus fine de 0.25 m). (C) Distribution des flux de chaleur océan-glace de mer. Les figures B) et C) sont issues d’une simulation idéalisée avec une résolution horizontale de 0.5 km. Le domaine est un canal où à l’état initial la MIZ est un front qui forme des tourbillons sur de courtes échelles de temps. Les figures B) et C) correspondent au jour 11 de la simulation. Les lignes vertes correspondent à des températures proches du point de congélation. Les régions blanches indiquent l’océan libre de glace. Figure de Manucharyan and Thompson (2017).

glace de mer, il est donc nécessaire de différencier et quantifier les interactions selon

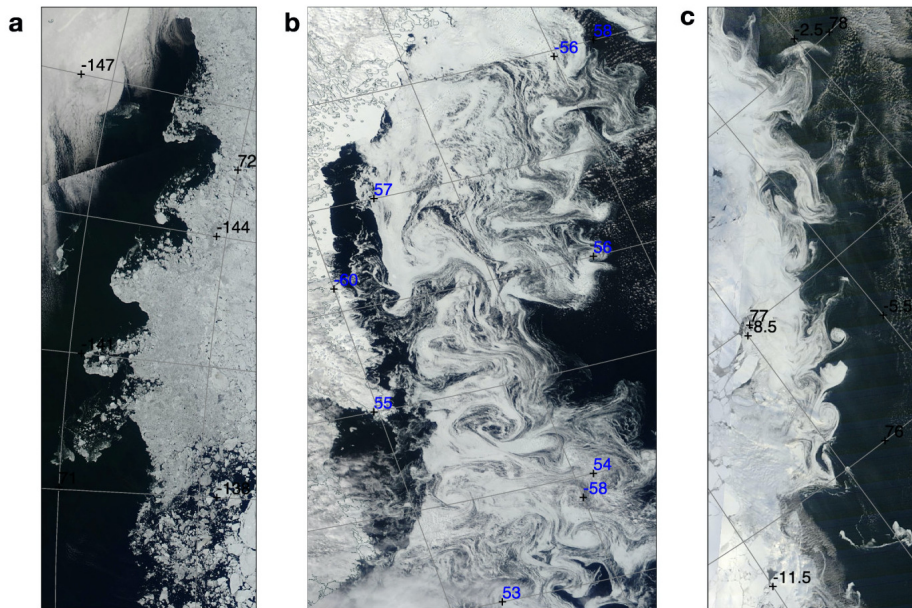


FIGURE 15 – Exemples de la MIZ avec des signatures de tourbillons océaniques à petite échelle. (a-c) Les images de réflectance corrigées Aqua/MODIS (worldview.earthdata.nasa.gov) correspondant, respectivement, à la MIZ du Gyre de Beaufort le 9 juillet 2014, au courant du Labrador le long de la côte du Labrador le 27 avril 2016, et au détroit de Fram le 9 mars 2016. Les nombres indiquent la latitude/longitude. Figure de Manucharyan and Thompson (2017)

les différentes échelles. Cette thèse est dédiée aux interactions entre la glace de mer et les tourbillons océaniques de mésoéchelle en Arctique. Parmi l'ensemble des processus d'interaction entre la glace de mer et les tourbillons, nous allons présenter à travers ce manuscrit pourquoi et comment nous nous sommes intéressés particulièrement à leur interaction dynamique.

Pour traiter ce sujet, nous utilisons des outils variés et complémentaires comprenant des données *in situ*, des images satellites ainsi qu'une simulation numérique à haute résolution spatiale. La combinaison des données d'observation *in situ* et satellites permet d'observer simultanément ce qu'il se passe dans l'océan et dans la glace de mer. Depuis deux décennies de nouveaux outils de mesures adaptés au milieu polaire comme les *Ice Tethered Profilers* (ITP) et les capteurs *Synthetic Apertur Radar* (SAR) proposent une importante base de données qui recouvre une grande partie du bassin Arctique. En complément, la simulation numérique à haute résolution offre un cadre cohérent et consistant qui permet de quantifier les processus décrits grâce aux observations.

La suite du manuscrit est organisée en trois parties avec les deux premiers chapitres basés sur des publications. Dans le chapitre 1, nous abordons deux sujets complémentaires à l'aide des données de mouillages et d'ITP sur une période de 16 ans. Nous débutons

par caractériser la dynamique de mésoéchelle à l'échelle du bassin Arctique, à différentes profondeurs sous la banquise compacte et dans la MIZ. L'objectif est de comprendre comment évolue l'activité de mésoéchelle avec la présence de la glace de mer. En parallèle, ce jeu de données nous permet aussi de détecter des tourbillons sous la banquise compacte. Nous nous focalisons sur la structure tourbillonnaire afin d'étudier son impact dynamique et thermodynamique sur la couche de surface océanique et par continuité sur la glace de mer.

Le chapitre 2 est dédié au développement d'une nouvelle méthode pour détecter la présence des tourbillons grâce à leur signature dans la vorticité de la glace de mer à partir d'images SAR. Nous présentons un cas d'étude où nous avons détecté un tourbillon dans la MIZ du bassin Canadien, dont la présence est validée par des données d'observation venant d'un mouillage.

Après avoir décrit certains processus à l'échelle du tourbillon grâce aux observations, nous les quantifions dans le chapitre 3 à l'aide d'une simulation numérique réaliste. Le but principal est de caractériser la variabilité de la vorticité de la glace de mer afin d'étudier quelle est la contribution de la dynamique de mésoéchelle. La simulation réaliste nous permet de prendre en compte l'effet de l'atmosphère, de l'océan et de la rhéologie sur la vorticité de la glace pour quantifier leur effet selon différentes échelles spatiales et temporelles.

CHAPITRE 1 : OBSERVATION DE LA VARIABILITÉ SPATIO-TEMPORELLE DES INTERACTIONS ENTRE LES TOURBILLONS ET LA GLACE DE MER DANS LE BASSIN ARCTIQUE

1.1 Préambule

En Arctique, il nous manque une vision générale de la variabilité de la mésoéchelle océanique sous la glace de mer à partir des données d'observation. Quelques travaux se sont concentrés sur des cas d'études localisés (e.g., Timmermans et al., 2012; Marcinko et al., 2015) mais nous manquons d'une caractérisation générale de la mésoéchelle océanique à l'échelle du bassin. Nous avons donc commencé par décortiquer plusieurs jeux de données d'observation de natures différentes (satellite et *in situ*) qui nous informent sur les conditions de la glace (la dérive, l'épaisseur et la concentration) ainsi que sur les propriétés de l'océan (la température, la salinité, la densité et les courants). Dans ce chapitre, nous avons cherché à comprendre comment varie la dynamique océanique de mésoéchelle dans différentes régions de l'Arctique ainsi qu'à différentes profondeurs et nous avons étudié si la glace de mer joue un rôle dans cette variabilité. En parallèle, nous avons utilisé les données d'observation pour identifier de nombreux tourbillons et caractériser leurs propriétés (par exemple leur taille et la température de leurs masses d'eaux). L'objectif de cette partie est de quantifier leur potentiel impact dynamique et thermodynamique sur la glace de mer.

Les résultats de ce chapitre ont abouti à la publication d'un article en 2023 dans *Journal of Geophysical Research*.

En fin de chapitre, une annexe décrit les traitements appliqués aux données collectées par les ITP et les mouillages.

1.2 Article

Observed Spatio-Temporal Variability of the Eddy-Sea Ice Interactions in the Arctic Basin



Key Points:

- We use large datasets of in situ observations to document the Arctic dynamics at meso and submeso scales over 16 years
- In the ice pack the distribution of oceanic energy across scales is not determined at first order by the heterogeneity in sea ice conditions
- Subsurface eddy can potentially imprint a signature in sea ice drift and vorticity

Correspondence to:

A. Cassianides,
angelina.cassianides@ifremer.fr

Citation:

Cassianides, A., Lique, C., Tréguier, A.-M., Meneghello, G., & De Marez, C. (2023). Observed spatio-temporal variability of the eddy-sea ice interactions in the Arctic Basin. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 128, e2022JC019469. <https://doi.org/10.1029/2022JC019469>

Received 8 NOV 2022
Accepted 31 MAY 2023

Angéline Cassianides¹ , Camille Lique¹ , Anne-Marie Tréguier¹ , Gianluca Meneghello² , and Charly De Marez³

¹Univ. Brest, CNRS, IRD, Ifremer, Laboratoire d'Océanographie Physique et Spatiale, IUEM, Brest, France, ²Department of Earth, Atmospheric and Planetary Sciences, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA, USA, ³California Institute of Technology, Pasadena, CA, USA

Abstract In the Arctic Basin, the ocean dynamics at mesoscale and submesoscale under sea ice are poorly quantified and understood. Here, we analyze comprehensive data sets from Ice Tethered Profilers and moorings from the Beaufort Gyre Observing System spanning the period 2004–2019 in order to characterize the space and time variations of the (sub)mesoscale flow. In seasonally ice-covered regions, the dynamics in the surface layer is largely determined by the presence of sea ice, with an increased eddy kinetic energy and numerous eddies in summer. Beyond these regions, the influence of the sea ice conditions on the first order dynamics is less clear. A wavenumber spectra analysis of observations at the surface and at depth under the sea ice pack reveals that a large variety of regimes can be found, independently of the time and space variations of the sea ice conditions. Focusing on a census of individual eddies, and their potential signature in sea ice, we found that around 500 eddies can be detected in the subsurface layer over 2004–2019, including both submesoscale (radius between 3 and 10 km) and mesoscale (up to 80 km) structures. Based on simple scaling calculations, we quantify the dynamical or thermodynamical signature that these eddies may imprint at the surface. While they do not induce any significant heat flux and subsequent sea ice melt, subsurface eddies can induce a dynamic height anomaly of the order of a few centimetres, resulting into a surface vorticity anomaly strong enough to impact sea ice locally.

Plain Language Summary The presence of sea ice in the Arctic is thought to play a role for the determination of the ocean circulation, in particular for the small scale energetic eddies. Here, we revisit 16 years of temperature, salinity and velocity observations from moorings and autonomous profilers drifting with sea ice to characterize the spatio-temporal variations of the turbulent flow. On the one hand, there is a clear separation between the ice covered and the ice free regions: at first order the presence of sea ice damps the turbulence and dissipates surface eddies. Yet, under the sea ice pack, we find a large variety of turbulent regimes, that does not appear to be directly determined by the sea ice conditions. On the other hand, eddies propagating at depth under sea ice can potentially impact the sea ice, by exerting a stress strong enough to modify the sea ice drift and vorticity locally.

1. Introduction

The Arctic region is characterized by its fast-changing sea ice conditions. Over the past decades, the Arctic sea ice has transitioned toward a state with a much reduced extent, thinner thickness and faster drift (Meier & Stroeve, 2022; Meredith et al., 2022). As a consequence, the Arctic sea ice is also becoming more vulnerable to extreme synoptic events in the atmosphere or the ocean. For instance, an episode of strong winds in the Beaufort Sea in winter 2013 was found to have driven an intense, large scale breakup event (Rheinländer et al., 2022). On the ocean side, there is a general recognition that the presence of eddies can modulate the sea ice conditions. In the Marginal Ice Zone (MIZ), the examination of images from aerial surveys (J. Johannessen et al., 1987) or satellites (Kozlov et al., 2019) clearly reveals that sea ice is carrying the signature of ocean turbulence (eddies, filaments...). Based on data gathered during the MIZEX campaigns in the 1980's, J. Johannessen et al. (1987) and O. M. Johannessen et al. (1987) were able to describe for the first time the observed properties of both some subsurface eddies and their signature in the sea ice conditions. Using recent observations in the same region, von Appen et al. (2018) show how the presence of a submesoscale filament extending down to 250 m depth can modify the sea ice drift and as such strongly modulate the shape of the MIZ. More recently, studies often based on idealized process models have resulted in a process-based understanding of these signatures. Manucharyan

© 2023. The Authors.

This is an open access article under the terms of the [Creative Commons Attribution License](https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/), which permits use, distribution and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited.

and Thompson (2017) revealed how sea ice tends to be trapped in cyclonic eddies via mechanical stirring, where enhanced vertical heat flux leads to intensified sea ice melt (Gupta et al., 2020). Horvat et al. (2016) and Gupta and Thompson (2022) further showed that ocean eddies are affecting the thermodynamic growth/melt of sea ice, modulating the floe size distribution as well. Based on simple scaling arguments applied to observations, Cassianides et al. (2021) suggested that, locally, eddy could be the primary driver of sea ice drift and vorticity. It remains, however, to determine the potential importance of these processes for the evolution of sea ice at the scale of the Arctic Basin.

One reason of our limited understanding of the eddy imprint on sea ice is arguably that our knowledge of the Arctic dynamics at small scales is itself limited. The Arctic Basin is characterized by a very small Rossby radius of deformation (R_d), around 10 km in the interior and 1–2 km on the shelves (Nurser & Bacon, 2014). Given our focus on the interior of the basin, we refer in the following to *mesoscale* for the range of scales R_d – $10R_d$ (10–100 km), and *submesoscale* for the range smaller than 10 km, adopting the nomenclature of Callies and Ferrari (2013) and Klein et al. (2008). We note however that R_d does exhibit both temporal and spatial variations (resulting largely from the variations in stratification) that we do not consider in our analysis. Given the difficulty to simulate the Arctic at such a small Rossby radius, there are only a handful of models able to provide us with a description of the Arctic dynamics at (sub)mesoscale. Two noticeable exceptions are the descriptions of the spatio-temporal variations in Eddy Kinetic Energy (EKE) from high resolution models recently proposed by Regan et al. (2020) and Wang et al. (2020), which are largely consistent with the estimates of EKE obtained locally from mooring observations (von Appen et al., 2022). Turning our attention to observational studies, the picture is a bit different. Small coherent eddies have been randomly sampled by in situ observations under sea ice since the 1970's (Manley & Hunkins, 1985; Newton et al., 1974), and, given their small length scales (a few kilometers), these features were referred to as Submesoscale Coherent Vortices (SCV, D'Asaro, 1988). The recent development of autonomous observing systems adapted to ice-covered regions such as Ice Tethered Profiler (ITP, Toole et al., 2011) has led to more extensive eddy censuses over the period 2005–2015 (Zhao et al., 2014, 2016). These censuses have revealed that the Arctic halocline is populated with numerous small eddies (diameters of 1–15 km), the vast majority of which are anticyclones. Observations of the most recent period (after 2015) have not been used yet for that purpose. In addition to the description of individual SCV, in situ observations have also been used to examine the horizontal variability in potential energy under sea ice, based on wavenumber spectra performed along individual transects (Marcinko et al., 2015; Timmermans et al., 2012), and it was suggested that the presence of sea ice could damp the level of potential and kinetic energy at submesoscale (Mensa & Timmermans, 2017; Timmermans et al., 2012).

Despite their patchiness, observations and results from eddy-resolving models have also revealed that the small scale dynamics differs largely between layers in the Arctic, likely because of the presence of sea ice. In the surface layer, eddies are generated by a large variety of processes such as mixed layer instabilities at surface fronts (e.g., Brannigan et al., 2017) or intense brine rejection in leads and polynyas (Horvat et al., 2016; Woodgate et al., 2000). However, if they remain in the surface layer, these eddies are quickly dissipated by sea ice-induced friction, especially in winter when sea ice is the thickest and sustains larger internal stress (Ou & Gordon, 1986). Moreover, sea ice-induced friction also tends to make the surface layer baroclinically stable, thus reducing the generation of eddies (Manley & Hunkins, 1985; Meneghello et al., 2021). Deeper in the water column, the picture is different. There, eddies formed through baroclinic instabilities (Meneghello et al., 2021) or shed from the coastal and boundary currents (e.g., Pickart & Stossmeister, 2008; Spall, 2013) likely propagate freely independently from the presence of sea ice (Ou & Gordon, 1986). It remains unknown, however, if these subsurface eddies could imprint any signature on sea ice through dynamical or thermodynamical processes.

Here, we aim at characterizing the (sub)mesoscale variability in the different layers of the Arctic Ocean, exploiting fully the 16-years long ITP data set completed with moorings from the Beaufort Gyre Observing System (BGOS). We seek observational-based evidences and a better understanding of the interplay between the Arctic dynamics at small scales and sea ice. The remainder of this paper is organized as follows. The various observational datasets used in our analysis are presented in Section 2. We then quantify the time and space variations of the energy at the (sub)mesoscale in the surface layer (Section 3) and in the subsurface layer (Section 4) and put them in regard with the variations in sea ice conditions. We then perform a census of the coherent structures, and examine their potential interactions with sea ice (Section 5). Discussions and conclusion are given in Section 6.

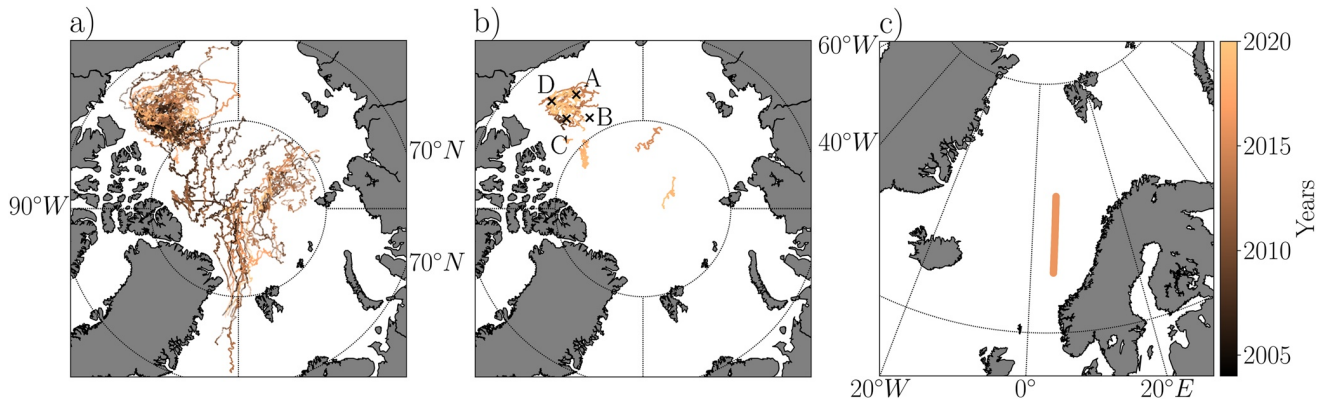


Figure 1. Maps showing the trajectories of (a) the ITP, (b) ITP-V and (c) the transect corresponding to the PS101 expedition, all colored by the year when data were collected. The mooring positions in the Canadian Basin are indicated with letters on (b).

2. Data

As part of the Beaufort Gyre Observing System (BGOS, <https://www2.who.edu/site/beaufortgyre>; Proshutinsky et al., 2009), up to four moorings have been deployed and maintained in the Canadian Basin since August 2003 (A, B, C, D, see Figure 1b). At the time of the analysis, data were available until September 2018. An upward-looking Acoustic Doppler Current Profiler (ADCP) is mounted on the top of each mooring (except for mooring C), providing vertical profiles of horizontal ocean currents in the upper ~30 m. Note that the ADCP was installed on mooring D in 2005, and in 2010 for moorings A and B. Profiles are returned every hour, from which we compute daily means, in order to filter the higher frequency fluctuations (likely induced by tides or inertial motions). We use the processed data interpolated on a 2-m fixed vertical grid. In addition to the ADCP at the top, each mooring is equipped with a McLane Moored Profiler (MMP), which provides one-way vertical profiles of temperature, salinity and horizontal velocity between 50 and ~2,000 m, separated in time by intervals of 6 and 48 hr, alternately. Again, we use the processed data provided with a 2-m vertical resolution. Finally, sea ice draft on top of each mooring is measured by an Upward Looking Sonar (ULS). The final product is daily and has an associated uncertainty of 5–10 cm (Krishfield & Proshutinsky, 2006).

In addition to the mooring observations, we also make use of observations collected by ITP, that are available through the ITP Program (<http://www.who.edu/itp/>, Toole et al., 2011). An ITP is similar to an Argo float, albeit drifting with the sea ice floe on which it is installed rather than ocean currents. An ITP is composed of a surface buoy sitting on top of a sea ice floe, which supports a wire rope extending through sea ice and into the ocean, with a weight at the end to keep the wire vertical. The profiler climbs up and down along the wire and samples temperature, salinity, and pressure from ~7 m down to 750 m, with a nominal 1 Hz sampling rate (corresponding roughly to a vertical resolution of 0.25 m). Each ITP returns between 2 and 6 vertical profiles per day. In addition, some ITPs are equipped with a velocity sensor and return horizontal velocity (ITP-V; Cole et al., 2015). Between 2004 and 2019, 121 ITPs have been deployed over the Arctic Basin, providing ~136,000 profiles (Figure 1a), while 13 ITP-V provided 40,791 profiles including velocity (Figure 1b). In the present analysis, we use data from 103 ITPs that were fully processed (Level 3) and provided on a 1-m vertical resolution grid. The data from the additional ITPs are only processed to Level 2 and are provided on a 2-m vertical resolution grid. Throughout our analysis, we have checked that our results are not biased by the level of processing of our data set. In particular, we only use data processed at Level 3 in the spectra analysis presented in Sections 3 and 4.

Data from the Thermosalinograph (TSG) mounted on the R/V POLARSTERN gathered during the PS101 expedition in the Nordic Seas in October 2016 are also examined (Boetius & Rohardt, 2017). The transect used here is roughly a straight line in the Norwegian Sea (Figure 1c). Temperature and salinity were measured at 11 m depth with a 10-min sampling interval.

Last, we make use of the sea ice concentration data set distributed by the EUMETSAT Ocean and Sea Ice Satellite Application Facility (OSISAF, product OSI-401-b). The product is distributed as daily fields since 2016 on a regular grid with a horizontal resolution of 10 km (Tonboe et al., 2017).

Throughout the study, we use the Gibbs SeaWater (GSW) Oceanographic Toolbox of TEOS-10 adapted for Python (<http://www.teos-10.org/>) to compute density and potential density from conservative temperature and absolute salinity, the freezing point temperature as well as dynamical height and geostrophic velocity from in situ profiles of temperature and salinity.

3. (Sub)mesoscale Dynamics in the Surface Layer

We start by providing a description of the ocean dynamics at mesoscale and submesoscale in the surface layer of the Arctic Ocean, for the seasonal and perennial ice zone separately, and explore their time and space variations, which are examined in conjunction with the variations in sea ice conditions.

3.1. The Seasonal Ice Zone

We first compute the temporal variability of the kinetic energy (KE) in the seasonal ice zone of the Canadian Basin, using the BGOS moorings located in this region. Using the ADCPs mounted on moorings A, B and D, the KE time series averaged over the top 30 m (Figure 2b) is estimated as in Cassianides et al. (2021):

$$KE = \int \left(\frac{1}{2} (u_o^2 + v_o^2) dz \right) / h \quad (1)$$

with u_o and v_o the two components of the horizontal ocean velocity and h the layer thickness (30 m here). Figure 2a also shows the evolution of the sea ice draft estimated from the ULS. There is a clear anti-correlation between sea ice draft and surface KE at all moorings. Sea ice draft evolves seasonally, with a maximum found in March–April around 2 m, and a minimum occurring in September that reaches 0 in some years but not all. KE is exhibiting a common behavior at all moorings: there is a very low background value all year long of about $1.5 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$, corresponding to the very weak mean currents found in the center of the Beaufort Gyre where the moorings are located (Regan et al., 2019), contrasting with large peaks (reaching around $1 \times 10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$) visible during summer. These events, associated with high KE sustained over a few days, are the signature of the passage of eddies in the surface layer (Cassianides et al., 2021). The most energetic events occur during summer 2012, 2015, 2016 and 2017, with values reaching up to $3.5 \times 10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$. This also corresponds to periods when the sea ice draft is zero. In contrast, during summer 2013 and 2014, when sea ice draft remains nearly 1 m thick at the end of the melting season, peaks in KE are weaker and less numerous. Lower levels of KE are logically found in winter, when the presence of thick sea ice insulates the surface from atmospheric forcing, dissipates existing eddies through sea ice friction (Ou & Gordon, 1986) and tends to make the ocean surface layer baroclinically stable (Meneghello et al., 2021). Overall, at first order, the time and space variations in KE in the seasonal ice zone, and in particular its seasonal cycle, are driven by the variability of the sea ice cover.

3.2. The Perennial Ice Zone

Mooring observations in years when the moorings remain under sea ice all year long suggest that the energy remains small under the sea ice pack. Unfortunately, the nature of the moored instruments that record time variability at a given location (for which a theoretical framework is lacking to interpret the variations in potential energy; e.g., Ferrari & Wunsch, 2010), as well as the lack of hydrographic observations in the surface layer, render the BGOS mooring observations unsuitable to investigate further how the energy is shared across scales in the ice-covered Arctic. Instead, we use ITP observations of potential density under sea ice to estimate horizontal wavenumber (k) spectra of the potential density variance. Note that computing these spectra are equivalent to examining the variability in potential energy. Similar analysis has been performed previously by for example, Timmermans et al. (2012) in order to examine the small scale processes important for the restratification of the surface layer, albeit only considering observations from a single ITP over 5 months.

Here we select data at 10 m from 27 ITPs spread across the Arctic. We select transects made in winter (November, December, January and February) and summer (June, July, August and September), in order to investigate the potential influence of seasonality. The two seasons are thus roughly corresponding to the sea ice freezing and melting seasons, respectively, meaning that the buoyancy forcing at the ocean surface has a different sign between the two seasons. Different definitions for the seasons were tested but do not affect our results qualitatively.

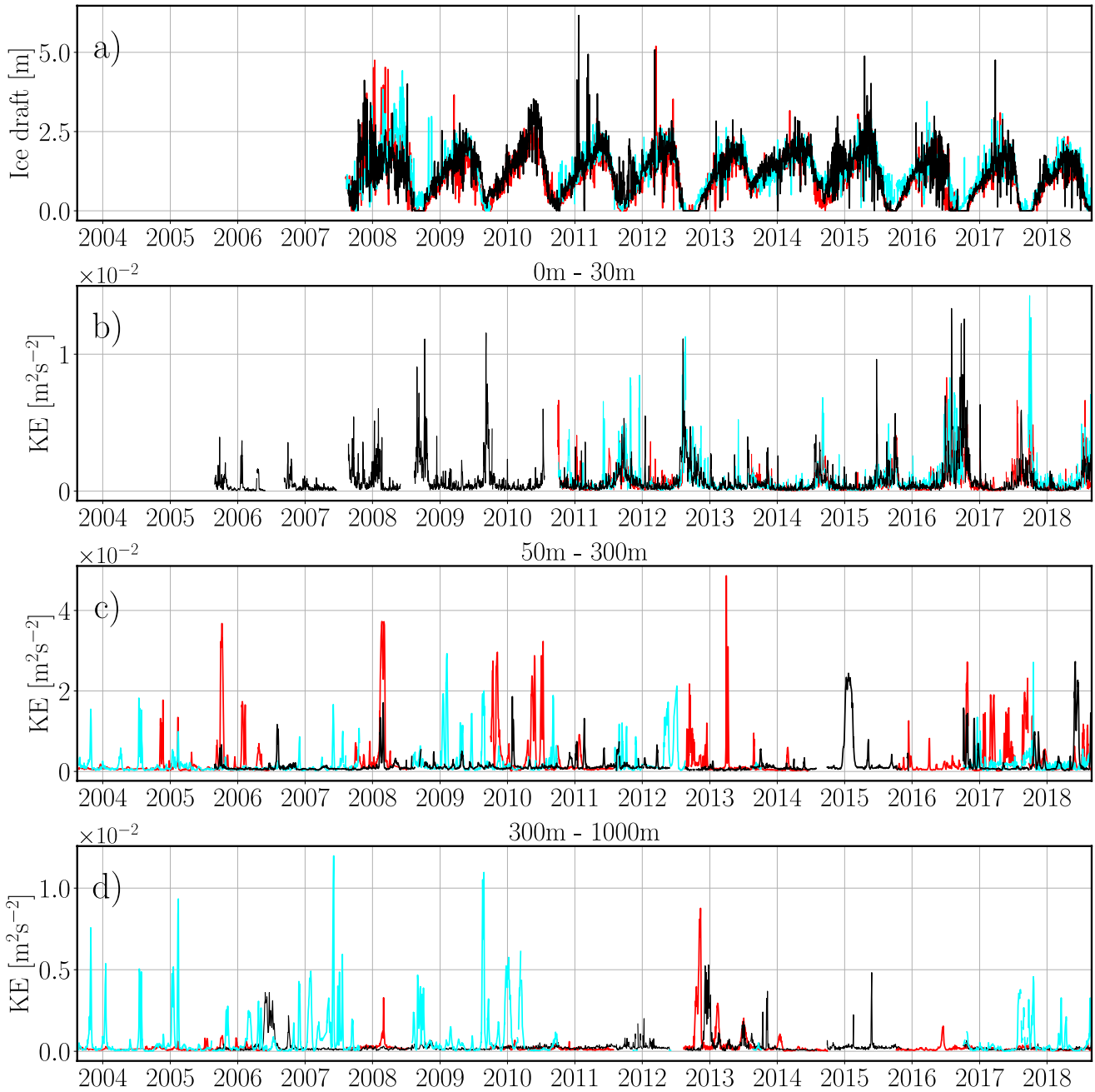


Figure 2. Time series of (a) sea ice draft and kinetic energy in (b) the surface layer (0–30 m depth), (c) the halocline layer (50–300 m depth) and (d) the Atlantic Water layer (300–1,000 m depth) estimated for the BGOS moorings A (red), B (cyan) and D (black). The time series shown in (a) and (b) have a daily resolution, while the ones in (c) and (d) have an alternating time resolution of 6 and 48 hr.

Regarding the sampling period of each instrument, a given ITP can provide data for one season only, or for both seasons. Some ITPs even cover two winters or two summers. Generally, ITPs drift faster ($\mathcal{O}(0.1 \text{ m s}^{-1})$) than the evolution of the Arctic mesoscale features, that are mostly advected by the weak background flow ($\mathcal{O}(0.03 \text{ m s}^{-1})$) on average at the mooring position, although this estimate may not be fully representative of the full basin where the ITPs are drifting). It means that the spectra analysis should allow us to examine the dynamics at mesoscale (length scales between R_d and 100 km), following the methodology developed by Timmermans et al. (2012) and applied to a subset of our observational data set. We acknowledge, however, that the difference in speed is not an order of magnitude, meaning that the ITPs sample not only the spatial variability of the eddy

field but also the temporal variability to some extent. For length scales smaller than R_d , we also anticipate that internal waves may significantly contribute to the variations in density, aliasing the signal and making it difficult to distinguish from these driven by the presence of submesoscale structures. Since all ITPs do not drift at the same speed and perform different number of profiles per day, the distance they travel (and thus the spatial resolution) between two consecutive profiles differ between them. Indeed, the distribution of the distance between two consecutive profiles shows that more than 70% of the values are below 3 km. The density profiles are thus interpolated on a regular 3-km grid. Note that our results are not sensitive to the choice of a finer grid (1 or 2 km). We apply a Hanning window to each density field to reduce side-band leakage effects due to the signal truncation (Thomson & Emery, 2014), and then a Fourier transform to get a spectrum. At this stage, each spectrum has a different length as each ITP travels a different distance during a season. In order to average the spectra, we create a common grid for each season and at each depth, limited by the shortest distance traveled (216 km for ITP 9). For each mean spectrum, we also compute the confidence interval at 95% with a chi-square distribution, taking into account that each individual spectrum has two degrees of freedom (the real part and the imaginary part). Finally, we estimate the best-fit slope in loglog space for the mesoscale range, between R_d and $10R_d$ (considering a constant R_d of 10 km).

The average across all the available spectra is shown on Figure 3a, along with all the individual spectra (shown as thin and transparent lines). The spectra are colored per season, in order to detect any potential seasonality. The best-fit slopes estimated between R_d and $10R_d$ for the seasonal means are -2.3 ± 0.03 and -3.0 ± 0.02 for summer and winter, respectively, and the level of energy is overall slightly higher at mesoscale in summer than in winter. We can compare them to the theoretical slopes $k^{-5/3}$ expected for the surface quasi-geostrophic dynamics (Blumen, 1978; Callies & Ferrari, 2013), commonly found at the surface where submesoscale features are generated from fronts, mixed layer instabilities and stirring from mesoscale structures (e.g., Callies et al., 2016; McWilliams, 2016). In the interior of the ocean, where turbulence arises from baroclinic instabilities fueled by potential vorticity anomalies, a quasi-geostrophic regime is most commonly found (Charney, 1971), characterized by a density spectrum with a slope steeper than k^{-3} (Charney, 1971; Klein et al., 2008). Here, despite looking at the surface, the mean spectra are steeper than one would expect from the surface quasi-geostrophic dynamics, suggesting a low energy at mesoscales, more consistent with a quasi-geostrophic turbulence scaling. The steep winter slope, in particular, is similar to the scaling found by Timmermans et al. (2012) estimated from data of a single ITP drifting in the Canadian Basin in winter 2009–2010, who further speculated that the steeper slope could be the result of the shear from ice-ocean stress suppressing submesoscale instabilities. We note that the frequency spectra are usually less steep than the wavenumber spectra (Arbic et al., 2012; Ferrari & Wunsch, 2010), so that the non synoptic sampling of the eddy field by the ITP would tend to make spectra less steep, not steeper than theoretical wavenumber spectra.

The seasonality of the spectra scaling is also striking, as it is at odds with what was observed in the open ocean, for example, in the western North Atlantic, where the submesoscale flows are much stronger in winter than in summer (Callies et al., 2015). Building on the hypothesis put forward by Timmermans et al. (2012), the seasonality found in the mean spectra could be driven by the sea ice conditions, with thick and less mobile winter sea ice conditions being more efficient at damping surface instabilities than summer conditions. To test this hypothesis, we extract two pairs of individual spectra (shown in the background on Figure 3a), and examine the sea ice conditions corresponding to these spectra (Figure 4). We first look at the case of two ITPs drifting in the same region north of Fram Strait in summers 2008 and 2013 (Figures 4a and 4b). The sea ice conditions are similar in both cases, with a mean concentration around 94%, a mean drift close to 0.1 m s^{-1} , meaning that any potential difference between the spectra is not arising from different sea ice drift that directly determine the sampling frequency. Despite this, the spectra estimated from the two ITPs are very different, with slopes of -2.1 in one case and -3 in the other. In both cases, we have checked that the ITPs are not crossing a coherent vortex. Similarly, we also compare the spectra estimated from two ITPs drifting in the Canadian Basin (north of the Canadian Arctic Archipelago) in winters 2005–2006 and 2007–2008 (Figures 4c and 4d). Again, despite similar conditions along the two trajectories (with more than 97% concentration and a drift oscillating around 0.1 m s^{-1}), the two spectra are very different, with slopes of -2.4 and -3.2 . These results suggest that the distribution of surface energy among scales is not solely determined by the sea ice conditions, the location nor the season considered. We acknowledge, however, that given the large spread between individual spectra shown in Figure 3a, examining only 4 individual spectra might not allow us to draw robust conclusions and to fully rule out the impact of the variations in sea ice conditions on the surface energy distribution. This is even more true as ITPs are, by design, only sampling a small

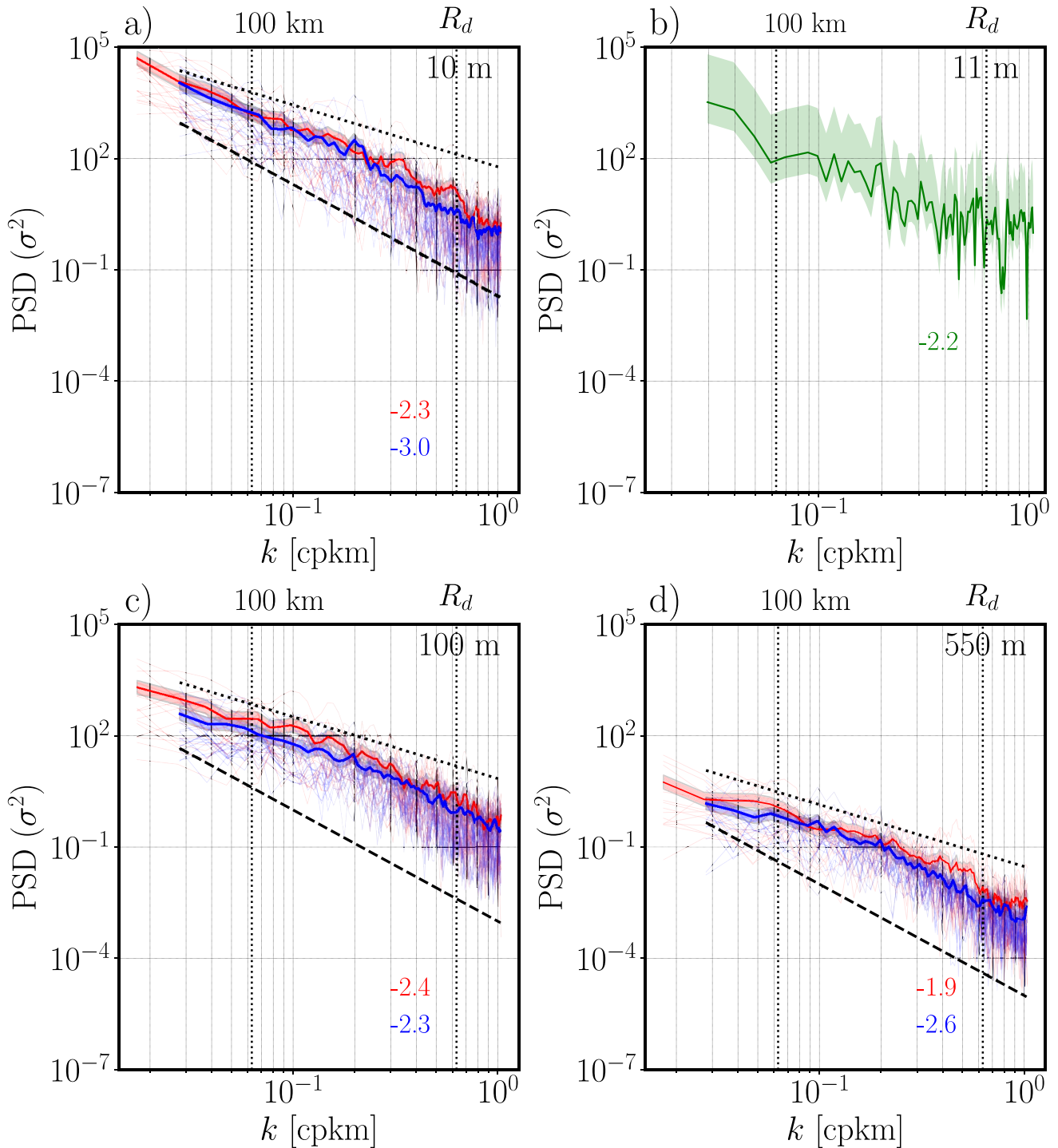


Figure 3. Wavenumber spectra of potential density variance (σ^2 in $\text{kg}^2 \text{m}^{-6}$) at (a) 10 m from ITP, (b) 11 m from the PS101 expedition, (c) 100 m from ITP and (d) 550 m from ITP. ITP trajectories are shown on Figure 5d. Spectra are shown in red for summer (defined as June–September) and blue for winter (November–February). The thick lines represent the average for each season and spectrum from each individual transect are shown in transparency. The light shadings around the mean spectra indicate the 95% confidence intervals. The mesoscale range is indicated as R_d-10R_d , with $R_d = 10$ km. The slopes of the seasonal mean spectra estimated in this range are indicated in colors. References with slopes of $-5/3$ (black dotted line) and -3 (black dashed line) are also indicated.

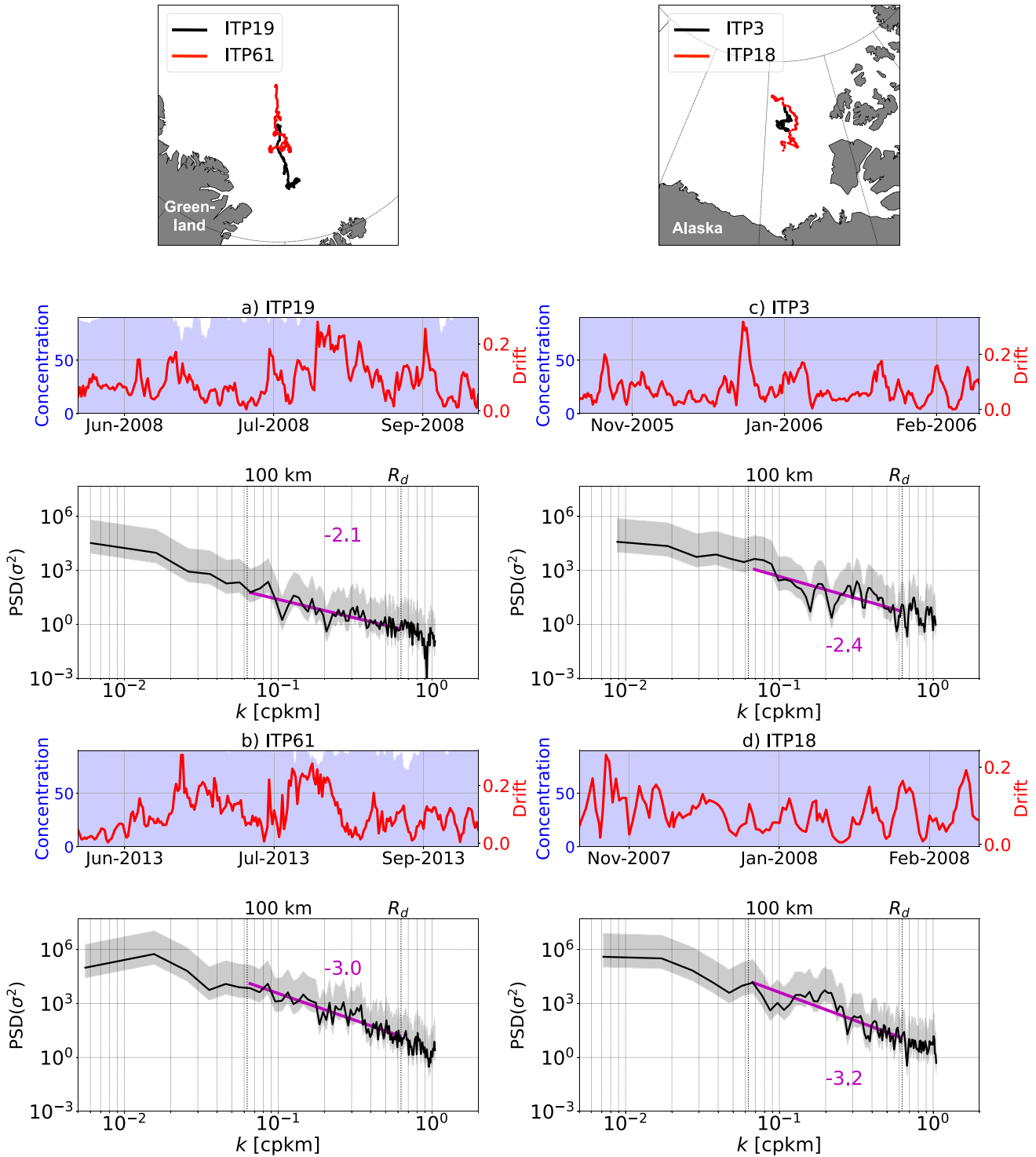


Figure 4. Wavenumber spectra of the potential density variance (σ^2 in $\text{kg}^2 \text{m}^{-6}$) at 10m depth estimated from (a) ITP 19 in summer 2008 in the Eurasian basin; (b) ITP 61 in summer 2013 in the Eurasian basin; (c) ITP 3 in winter 2005–2006 in the Canadian basin and (d) ITP 18 in winter 2007–2008 in the Canadian basin. The light shadings indicate the 95% confidence intervals. The mesoscale range is indicated as R_d – $10R_d$, with $R_d = 10$ km. The slopes of the spectra estimated in this range are indicated in magenta. The time series of the sea ice concentration (in blue, estimated from OSISAF and interpolated along the ITP trajectory) and the sea ice drift (in red, estimated based on the consecutive position recorded by the ITP) along the considered ITP trajectory. The ITP trajectory are indicated on the top maps for the Eurasian (left) and Canadian Basin (right).

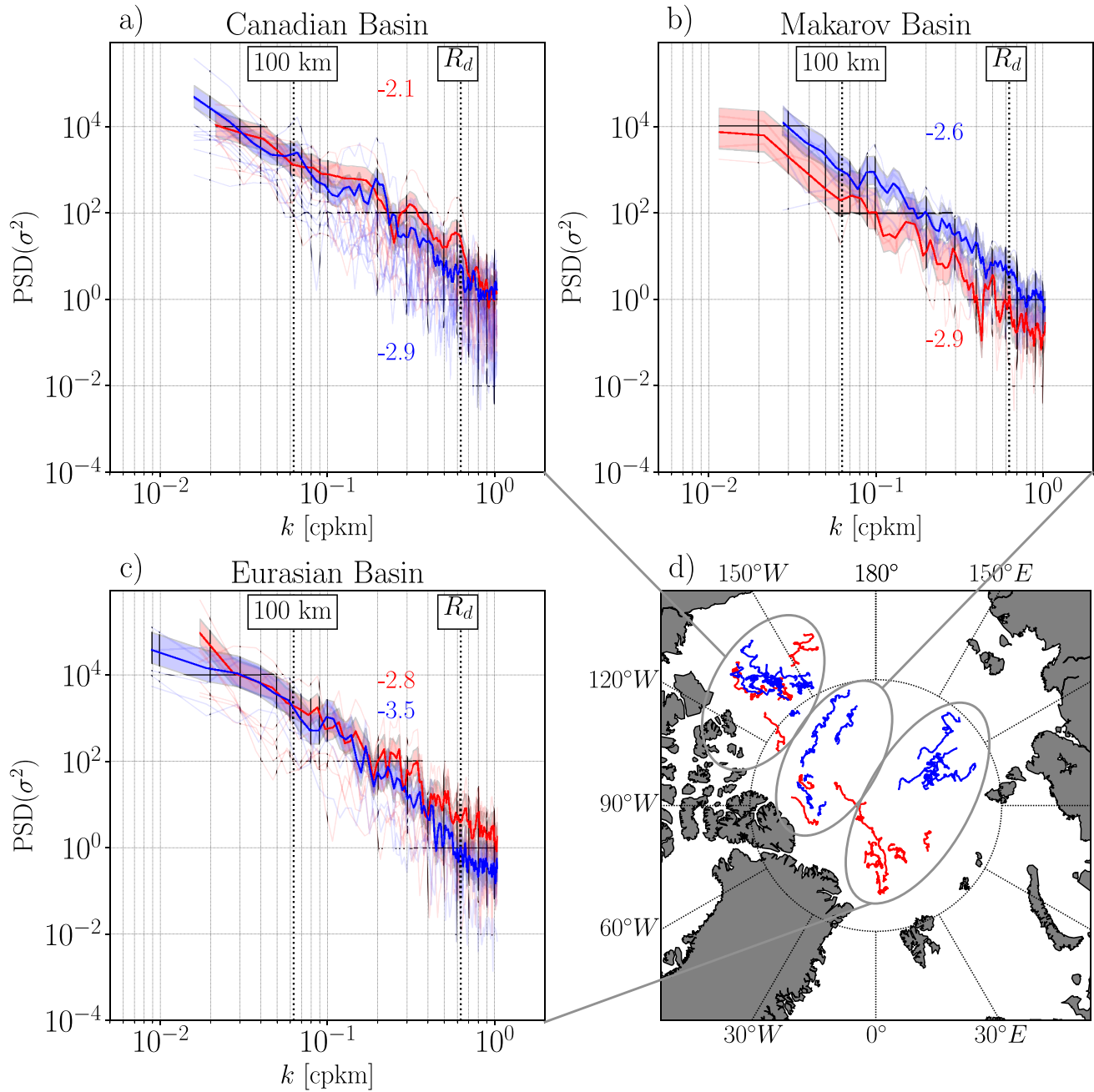


Figure 5. Wavenumber spectra of the potential density variance (σ^2 in $\text{kg}^2 \text{m}^{-6}$) at 10m from ITP for summer (red, June–September) and winter (blue, November–February), for different regions of the Arctic Basin, as indicated by the gray circles on the map (d). Individual spectra from each ITP are plotted in transparency and the thick lines represent the mean for each season. The light shadings indicate the 95% confidence intervals. The mesoscale range is indicated as R_d – $10R_d$, with $R_d = 10$ km. The slopes of the spectra estimated in this range are indicated in colors. The trajectories of ITP are indicated on the map and colored by season.

range of the sea ice conditions (corresponding to thick and concentrated sea ice conditions), and so the data set used here is not capturing the full extent of the seasonality in sea ice conditions.

To exemplify a possible impact of sea ice on the surface dynamics, we further compare all our spectra corresponding to sea ice conditions found in the pack (Figure 3a) to the spectrum obtained from the data of the PS101 cruise, that took place in the ice-free Norwegian Sea in October 2016 (Figure 3b). We select a section of about 638 km performed over 18–20 October 2016 and interpolate the density field at 11 m depth on a 3-km resolution grid before performing the analysis, consistently with the processing of the ITPs (although we acknowledge that

the transect was performed much faster than the drift of any ITP). Overall, the level of energy along this transect is similar to the level found under sea ice. The slope of the spectrum scales as $k^{-2.2}$, similar to what can be found under sea ice, at least in summer. This seems, once again, to be in contradiction with the hypothesis that the presence of sea ice damps the development of small-scale dynamics in the surface layer. Yet, as emphasized just previously, the representativeness of a single spectrum might be very limited. Indeed, Timmermans and Winsor (2013) used glider data in the ice-free Chukchi Plateau and found a k^{-3} scaling, while Mensa et al. (2018) found a spectrum scaling as k^{-2} when performing a similar analysis on TSG data gathered in summer 2016 in the ice-free Beaufort Sea, similar to what we estimate for the data from PS101 cruise. In addition to the limitations arising from the interpretation of individual spectra, the contrasted values might also hint at some geographical differences that could arise from the different stratification or mixed layer conditions found in the different parts of the Arctic (Peralta-Ferriz & Woodgate, 2015). Indeed, when considering different surface stratification, Callies and Ferrari (2013) (their figure 4) found that the theoretical slope of the density spectra can differ widely from the canonical $k^{-5/3}$ scaling.

To evaluate if the spread in the spectra could indeed arise from geographical differences, we group the different spectra per region (Figure 5). The choice of the three regions was made as the best compromise to obtain the best coverage and to allow us to examine seasonality within these regions when possible. Starting by looking at the spectra obtained from the ITPs drifting in the Canadian Basin, we find a similar behavior to what was found for the Arctic average (Figure 3a), with similar slopes and a steeper spectrum in winter (-2.9 ± 0.02) than in summer (-2.1 ± 0.01). Yet, this apparent seasonality, with more energy at smaller scales in summer is in stark contrast with what is found in the Makarov Basin. There, the slopes of the seasonally averaged spectra are very close (with a scaling of $k^{-2.6}$ and $k^{-2.9}$ in winter and summer, respectively), in line with the slope predicted from quasi-geostrophic theory. In this region, the sea ice conditions are most likely exhibiting little seasonality, while in the Canadian Basin, ITPs drift closer to the sea ice edge and might thus sample oceanic conditions forced at the surface by more diverse sea ice conditions depending on the season. When considering the Eurasian Basin, the ITP coverage is too sparse to obtain estimates for different seasons in all regions. Instead, we consider all the data available in the eastern side of the basin in winter, and obtain a very steep mean spectrum (with a slope scaling as -3.5 ± 0.04 , and an absolute value of the σ^2 variance weaker than in other regions), suggesting that in this region, the energy at mesoscale is very low. North of Fram Strait, when clustering all the spectra available for summer, the slope of the spectrum scales as -2.8 ± 0.05 , suggesting this time more energy at mesoscale but a weaker submesoscale dynamics. Again, as in the three regions, the ITP trajectories are not identical amongst seasons (and very distinct in the Eurasian Basin), we emphasize again here that part of the differences in our seasonal estimates may arise from regional differences of the ocean conditions.

Overall, we could not detect regions, seasons or environmental conditions with clear and contrasted dynamical regimes. There are some hints of some sort of seasonality, suggesting that some submesoscale turbulence might develop in the surface of some regions during summer, when sea ice is less of a barrier between the ocean and the atmosphere and when the sea ice stress at the surface weakens. This seasonality contrasts with the typical open ocean dynamics, where submesoscale turbulence tends to intensify in winter (Callies et al., 2015; Thompson et al., 2016), but also with what was found in the Antarctic MIZ, where the submesoscale flows were also observed to intensify in winter (Biddle & Swart, 2020). Yet, one might note that this intensification was suggested to be a response to the development of sea ice leads, which, in the Arctic, might occur more predominantly in summer. Further, using observations from gliders in the Antarctic MIZ, Giddy et al. (2021) reveal that submesoscale turbulence can be triggered at small scale surface fronts resulting from summer sea ice melt, a mechanism that might also be at play in the Arctic. Under the sea ice pack, most spectra indicate a lack of energy at submesoscales, in line with the results of Mensa and Timmermans (2017) and Shrestha and Manucharyan (2022) based on an idealized process model at very high resolution. Maybe more importantly, our analysis highlights the risk of drawing conclusions from a small data set, such as one ITP, as has been done in previous studies. Indeed, it is clear from the spread between all our spectra (Figure 3a) that one can find a spectrum with basically any slope, regardless of the region or the sea ice conditions (Figures 4 and 5).

4. (Sub)mesoscale Dynamics in the Subsurface Layer

We now turn our attention to the turbulence in the interior of the Arctic Basin. Observations have revealed the existence of a subsurface intensification in KE, with no significant seasonal variations (e.g., Manley &

Hunkins, 1985). This subsurface maximum is the signature of eddies formed by baroclinic instabilities and shielded from sea ice friction by a peak of stratification at the base of the surface layer (Meneghello et al., 2021). This suggests that, at depth, the impact of the presence of sea ice on the levels of turbulence might be very limited. This section aims at testing this hypothesis based on the analysis of available observations.

4.1. The Seasonal Ice Zone

Here we start again by estimating the variability of KE in the seasonal ice zone of the Canadian Basin, based on the observations from the MMP mounted on 3 of the BGOS moorings. KE is estimated in the halocline (50–300 m, Figure 2c) and in the Atlantic Water layer (300–1,000 m, Figure 2d) based on Equation 1. Note that MMP does not sample continuously above 50 m, so there is a gap with our surface layer defined as the top 30 m.

The background KE found at depth at the 3 moorings is similar in magnitude to the background KE quantified for the surface layer in Section 3 (Figure 2b), with values of about $5.7 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ in the halocline and $1.7 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ in the Atlantic Water layer. Similar to the behavior found in the surface layer, KE at depth is also largely dominated by energetic pulse-like events, reaching as high as $2.5 \times 10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ and $7 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ in the halocline and the Atlantic Water layers, respectively, with a larger number of pulses found in the halocline layer. Yet, in stark contrast to the surface layer, KE in the subsurface layer varies independently from the variability in the sea ice draft (Figure 2a), and thus does not exhibit any seasonality, in line with the finding of Meneghello et al. (2021). We note, however, that the lack of seasonal cycle in KE at depth could depend on the region considered, even beyond the seasonal ice zone. Indeed, based on results from a regional Arctic model at ~ 1 km resolution, Wang et al. (2020) suggest that KE in the interior exhibits a seasonal cycle over the Eurasian and Alaskan continental slopes, but not in the Beaufort Sea (in line with our mooring observations). Further, von Appen et al. (2022) reveal that in large parts of the Arctic, seasonal and interannual variability of the current might contribute significantly more to the mean KE than EKE. Thus, there might be some spatial and temporal variability unrelated to the sea ice conditions, that we explore in the following section.

4.2. The Perennial Ice Zone

We now return to ITP observations that sample potential density under the sea ice pack. Following the method previously presented, we use data from 27 ITPs to estimate wavenumber spectra of potential density variance (averaged again per season) at 100 m (in the halocline; Figure 3c) and 550 m (in the Atlantic Water layer; Figure 3d).

First, the comparison of the mean spectra at different depths reveals that the variance in potential density (and thus potential energy) decreases with depth, with spectra at 550 m being roughly three and two orders of magnitude weaker than at 10 and 100 m, respectively. Second, similarly to the surface layer the energy is, on average, slightly stronger in summer than in winter. When computing the best fit slope, we find that the two mean seasonal spectra exhibit similar slopes at 100 m (close to -2.4), while at 550 m, the slope is flatter in summer (-1.9 ± 0.04) than in winter (-2.6 ± 0.02), similar to the behavior found at the surface. Third, when looking at individual spectra, it is however clear that, similarly to the surface layer, one can find in the interior a large variety of spectra, with slopes varying between -1 and -4.2 . Here again, we could not find any significant clustering of the spectra when splitting up the spectra per region, season or sea ice conditions (not shown).

The spread amongst our spectra estimated in the halocline could explain the discrepancy with the results of Marcinko et al. (2015) and Timmermans et al. (2012). Indeed, based on a few transects across the Arctic, they both found spectra that are scaling very well with a k^{-3} slope, in line with what is expected for interior quasi-geostrophic turbulence over the mesoscale range. The picture we draw from our more extensive data set is more complex, and further analysis of the dynamics at play in the interior will be required in order to fully elucidate the mechanisms driving the energy distribution across scales. Our results, however, highlight that the sea ice conditions and their spatio-temporal variations appear to be only one of possible relevant mechanisms determining the variability of the small scale dynamics in the halocline, as also suggested by Marcinko et al. (2015). The small seasonality found in the Atlantic Water layer remains puzzling. In this layer, the thermohaline properties (and thus density) are lacking any seasonality in most of the basin away from the entrance of the Atlantic Water layer at Fram Strait (Lique & Steele, 2013). It is thus very surprising to find a seasonality in the slope of the spectra averaged across the basin (Figure 3d).

5. Local Eddy-Sea Ice Interactions

In Sections 3 and 4, we have provided a detailed description of the small scale dynamics in the different regions of the Arctic. We found that, while, in the surface layer, the presence of sea ice seems to dampen strongly the mesoscale flow, this is not the case at depth where the levels of energy at mesoscale are not affected by the presence of sea ice. Both at the surface and at depth, coherent eddies are largely dominating the variability in KE (Cassianides et al., 2021; Zhao et al., 2018), and as such, the interactions between these features and sea ice could potentially be important for understanding the interplay between ocean and sea ice. The goal of this section is thus to perform an eddy census in order to investigate the local interactions between eddies and sea ice.

5.1. Eddy Census

We first use the full ITP, ITP-V and BGOS mooring datasets to perform an eddy census over the period 2004–2019, expanding significantly the latest census performed by Zhao et al. (2016) (up to 2015). Our eddy detection is largely done by visual inspection. It is primarily based on the method of Zhao et al. (2014), although, here, an eddy is characterized by both (a) an isopycnal displacement and (b) a temperature or a potential vorticity (PV) anomaly instead of solely an anomaly of temperature as in Zhao et al. (2014). This allows us to detect eddies that are not associated with temperature anomaly in their core. PV is estimated as $\frac{f_0}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial z} \right)$ with ρ the potential density and f_0 the Coriolis parameter, taken as the value at the North Pole ($f_0 = 1.45 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$). Anticyclonic and cyclonic eddies are associated with a convex-shape and concave-shape isopycnal displacement, respectively, and the depth of the feature is taken as the depth of the maximum temperature or PV anomaly. When considering observations from ITP or ITP-V, we only detect an eddy when the instrument crosses the structure with a rather straight trajectory, as the anomaly in density could be the signature of a front or a meander otherwise. We then compare the characteristics of consecutive eddies sampled within a few days and remove any eddy sampled twice. We also require that a given eddy has a signature in a minimum of four consecutive profiles for both ITP and moorings. For ITP and their typical $\sim 2\text{--}3$ km distance between profiles, and given the typical R_d of ~ 10 km in the Arctic, it means that our detection should be able to capture both mesoscale and submesoscale eddies. When using mooring data, we assume that eddies are advected by a background flow of $\sim 0.03 \text{ m s}^{-1}$, corresponding to the mean weak background flow measured by the mooring in the halocline layer. Given the temporal sampling, four consecutive profiles across an eddy diameter thus correspond roughly to 12 km, meaning again that both mesoscale and submesoscale eddies can be sampled.

As our detection method is based on the analysis of temperature and salinity data, it cannot be applied to the top 50 m of the moorings (where temperature and salinity measurements are lacking). Based on ITP and ITP-V profiles, the shallowest eddies detected are centered at ~ 20 m. Above this depth, it often corresponds to the mixed layer where PV anomalies are too small to be detected.

Once an eddy is detected, we further estimate its radius when horizontal velocity data are available (i.e., for eddies detected from the mooring and ITP-V data sets). The eddy radius R_{eddy} is defined as half the distance between the two maximum azimuthal velocities U found on each side of the eddy, that we approximate to the maximum speed. This approximation relies on the assumption that the eddy center has passed through the mooring location, or that the ITP-V has drifted across the eddy center.

As a result, 505 eddies are detected (Figure 6), 103 from the moorings (Figure 6c), and 402 from the ITPs (51 in the Eurasian Basin and 351 in the Canadian Basin; Figure 6d). Among the 505 eddies, 14 are cyclones and 491 anticyclones.

The vast majority of the eddies have their core in the halocline, although some can be quite shallow (with a core between 20 and 50 m; Figure 7), corresponding to situations when the mixed layer is shallow as well. Among the detected features, we found 333 ones with an anomalously cold core, and only 45 with an anomalously warm core or no significant temperature anomaly (113 eddies). For the 14 cyclones, we do not detect any temperature anomaly. The properties of the water trapped in the eddy core can provide useful information on their region of formation (e.g., Pnyushkov et al., 2018). Figure 7 reveals that the core temperatures largely cluster close to the freezing point line, while the core salinities span a large range of values ($S \sim 28\text{--}35$ psu for the Canadian Basin and $S \sim 32\text{--}35$ psu for the Eurasian Basin). Temperatures close to the freezing point are suggesting that eddies were formed either at the surface under sea ice and then advected deeper to the halocline where they are mostly detected, or at depth in the Canadian Basin within the layer encompassing Winter Pacific Water, characterized by salinity of $\sim 32\text{--}33$ psu and temperatures close to the freezing point (Shimada et al., 2005). It means that eddies with core salinity fresher than 32 psu are

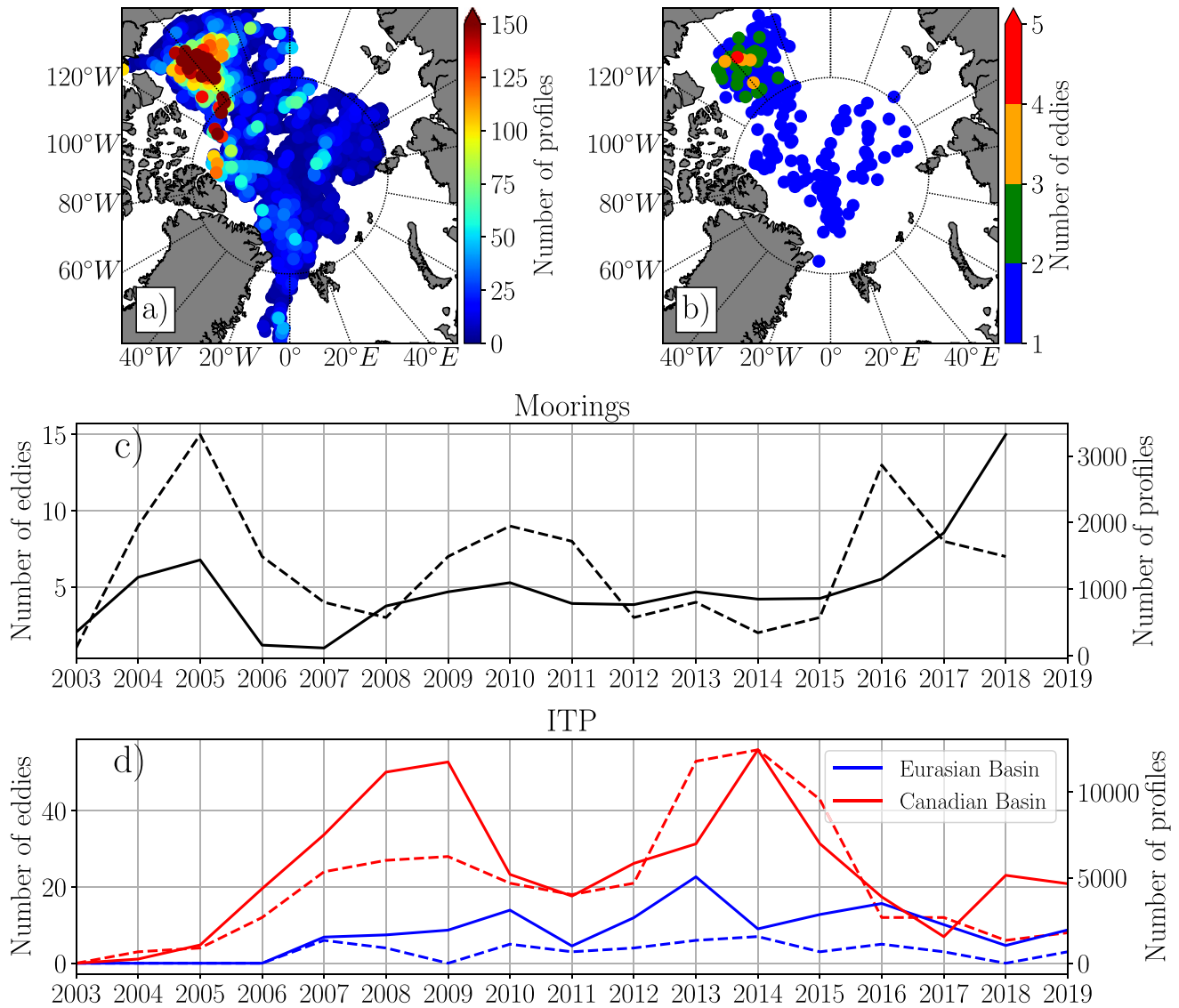


Figure 6. Spatial distribution of (a) the number of profiles and (b) position of the core of all the eddy detected by ITP-V, per $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ bins from all ITP-V. Time series of (c) the number of profiles (solid line and right y-axis) and eddies detected (dashed line and left y-axis) from the moorings data set; and (d) the number of profiles (solid lines and right y-axis) and eddies detected (dashed lines and left y-axis) in the Canadian (red) and Eurasian (blue) basins from the ITP-V data set.

most likely formed at the surface. On average, the surface waters are fresher in the Canadian Basin ($S \sim 28\text{--}35$ psu) than in the Eurasian Basin ($S \sim 32\text{--}35$ psu), except for regions on the shelves close to river mouths, where salinity can be as low as 20 psu (Supply et al., 2020). As, in general, the cores of the eddies found on the Canadian side are mostly fresher than in the Eurasian side, it suggests that eddies are detected largely in the region where they were formed.

We also detect a significant number of eddies with no significant temperature anomaly in their core. Note that this type of eddy was not considered in the census made by Zhao et al. (2014) and Zhao et al. (2016), explaining partly the higher number of eddies captured by our analysis. These eddies are likely formed at depth in the interior of the Canadian Basin through baroclinic instabilities (Meneghello et al., 2021) and remain afterward in the same region, likely contributing to the equilibration of the Beaufort Gyre (Doddridge et al., 2019). It is thus useful to obtain a detailed description of their properties. From their census, Zhao et al. (2016) noted that the number of halocline eddies has doubled from 2005 to 2012 to 2013–2014, an increase that they attributed to the intensification of the Beaufort Gyre that occurred over the same period (Regan et al., 2020), rather than the increase in the number of profiles. Similarly, we find a large interannual variability in the number of eddies detected by our method, that is the largest for the eddies encountered by ITPs in the Canadian Basin (Figures 6c and 6d). The number of eddies detected in the Canadian Basin

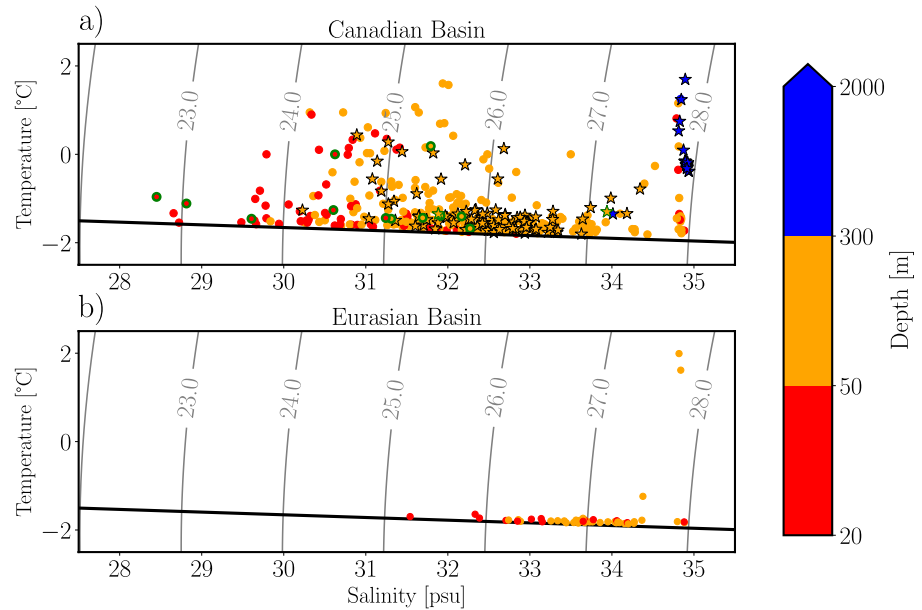


Figure 7. Temperature-salinity diagram of the properties found in the eddy cores in (a) the Canadian Basin and (b) the Eurasian Basin. Each dot corresponds to an eddy, and is colored by the depth of the core. The stars indicate eddies detected at the moorings and circles with a green contour indicate the cyclones. Isopycnals are in gray. The thick black line indicates the freezing point line.

by ITP reaches its maximum in 2014, but this year also corresponds to a peak in the number of profiles in the region, where the sampling by ITP is the densest (Figure 6d). Overall, the large spatio-temporal variations in data coverage make it very hard to determine if changes in the number of detected eddies are resulting from changes in data coverage (Figure 6a) or changes of the number of eddies existing in the Arctic. Yet, Figure 6d suggests a strong correlation between the number of profiles in the Canadian Basin and the number of eddies detected in the region. Moreover, as we could not find an increase in the number of eddies without temperature anomaly, nor in the number of eddies captured by the moorings in the interior of the gyre (Figures 2 and 6), our results question the finding that the variations in the number of eddies in the Canadian Basin would be related with the intensification of the gyre. Instead, it is likely that the gyre spin up had resulted in an increase of the mean KE rather than the EKE (Regan et al., 2020).

We further comment on two interesting characteristics of our census. First, we could not find any significant seasonality in the number of eddies nor in their properties. This is not surprising as eddies are long-living features (from months to years; e.g., D'Asaro, 1988; Manley & Hunkins, 1985), which is likely buffering any potential seasonality in their generation. Yet, the lack of seasonality in the number of eddies at depth contrasts again with the seasonality in KE found at the surface in the seasonal ice zone (Figure 2b), reinforcing the idea that eddies at depth can evolve freely without being dissipated by the seasonally varying sea ice friction (Ou & Gordon, 1986). Second, we note that our eddy field is mostly anticyclonic, with the detection of 14 cyclones and 491 anticyclones, in line with the findings of previous observational and modeling studies focusing on the halocline (Manley & Hunkins, 1985; Wang et al., 2020; Zhao et al., 2016). This however contrasts with the analysis of Pnyushkov et al. (2018) who found an equal number of cyclones and anticyclones passing by a mooring in the Laptev Sea, and the results of Kozlov et al. (2019) who found that, at the surface of the Arctic ice-free regions, cyclones are twice as numerous as anticyclones. This asymmetry in the number of cyclones and anticyclones may arise from a known deficiency of any detection method based on isopycnal displacement (Giulivi & Gordon, 2006) or a possible shorter life of cyclones compared to anticyclones (Carton et al., 2014), but it might also be related to some Arctic-specific physical mechanisms that tend to promote the generation and propagation of subsurface anticyclones at ice-covered surface fronts (Brannigan et al., 2017).

In order to gain some insights on the eddy dynamics, we further estimate some useful quantities when velocity measurements are available (Figure 8). Following D'Asaro (1988) and Manley and Hunkins (1985), eddy vorticity ζ can be scaled in cylindrical coordinates as $\frac{2U}{R_{eddy}}$. We assign a negative sign (respectively positive) to an anticyclone (respectively a cyclone). Finally, we estimate the Rossby number Ro as $\frac{U}{f_0 R_{eddy}}$. Eddies with Ro smaller than one are largely in geostrophic balance, while eddies characterized by $Ro \sim 1$ are often associated with submesoscale turbulence.

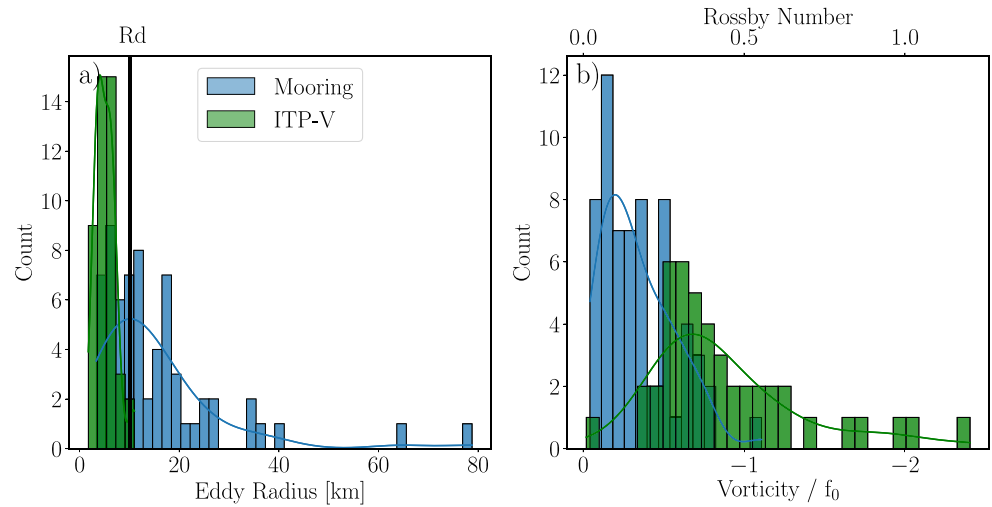


Figure 8. Probability density function of (a) radius, (b) vorticity (normalized by f_0) and Rossby number for the eddies captured by the moorings (blue) and the ITP-V (green). R_d is indicated in (a) as a vertical line.

Looking at the distribution of the eddy radius, there is a striking difference between the ITP-V data set on one side and mooring data set on the other side (Figure 8a). While eddies detected from mooring observations have a large variety of radius, spanning from 3 to 80 km (with a peak in the distribution around 10 km), ITP-V only captures small eddies, with radius between 3 and 10 km. Most of the eddies detected by ITP-V are smaller than the deformation radius R_d , and correspond to the SCV first identified in the central Beaufort Sea by D'Asaro (1988), although we note that the same structures were labeled as 'mesoscale eddies' by Zhao et al. (2014). The difference found in radius logically translates into differences in vorticity and Rossby number (Figure 8b). While moorings allow the detection of eddies with normalized vorticity ranging from -0.1 to -1 (and Ro between 0.05 and 0.5), SCV sampled by ITP-V tend to be characterized by larger normalized vorticity and Rossby number. The differences in scales and properties of the structures captured by our two datasets appear to be robust, as the number of sampled eddies is significant. Yet, it remains puzzling as both observing systems are sampling the same region (Figure 1b). Based on the analysis of mooring observations in the Eurasian side equipped with similar MMP and a similar sampling strategy (with profiles spaced by 6 and 48 hr, alternatively), Pnyushkov et al. (2018) found eddies with similar Rossby Number ($Ro < 0.1$), suggesting that larger and weaker eddies are preferentially observed by moored instruments of this kind, which may not be suitable to capture smaller scale features. Indeed, one needs to remember that ITP and mooring are returning observations of fundamentally different nature: while mooring provide time-varying observations at a fixed point (i.e., an eddy crosses the position of the mooring), an ITP drifts with sea ice faster than the ocean current (i.e., the ITP drift across an eddy). We hypothesize that this may be the reason for the discrepancy between the structures observed, although further analysis of for example, model fields that can be alternatively sub-sampled in time and space to mimic the instruments sampling would be required to fully elucidate this mismatch.

5.2. Potential Surface Signature in Sea Ice of the Subsurface Eddies

As mentioned in Section 1, previous studies have revealed that eddies and filaments can imprint their signature on sea ice through thermodynamical (Gupta et al., 2020; Horvat et al., 2016; Manucharyan & Thompson, 2017) and dynamical (Cassianides et al., 2021; Kozlov et al., 2020; Manucharyan et al., 2022; von Appen et al., 2018) processes. Yet, these analyses have three main limitations: (a) they are often based on results from idealized process models, (b) they only consider the potential signature of surface eddies and (c) they are limited to a few case study. Here, we aim to quantify the potential impact on sea ice of our numerous observed subsurface eddies.

First, the passage of a subsurface eddy at a given location could modulate the sea ice growth and melt rate (Gupta et al., 2020), by disturbing the stratification and modulating the local vertical heat flux (e.g., Lique et al., 2014). To quantify this impact, we use the ITP(-V) data set to estimate the mixed layer heat content as:

$$Q_{ML} = \rho_0 C_p \int (T_{ML} - T_f) dh \quad (2)$$

with ρ_0 a reference density ($1,027 \text{ kg m}^{-3}$), C_p the ocean specific heat capacity ($3,985 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$), $(T_{ML} - T_f)$ the difference between the mixed layer temperature T_{ML} and the freezing point temperature in the mixed layer T_f and dh the thickness of the mixed layer. The mixed layer depth is estimated based on a threshold criterion of 0.1 kg m^{-3} (Peralta-Ferriz & Woodgate, 2015), compared against the first available measurements closest to the surface. In order to estimate the anomaly in mixed layer heat content associated with the passage of an eddy (ΔQ_{ML}), we assume that the average of Q_{ML} at the two eddy edges represents the background Q_{ML} , to which we subtract the value of Q_{ML} at the eddy center. Here we consider the edge as the average between the closest two profiles on each side of the eddy in which we do not detect a PV or temperature anomaly. ΔH_{ML} , corresponding to the anomaly in mixed layer depth associated with the passage of an eddy, is estimated with the same method. The anomaly in mixed layer heat content can be directly converted into an equivalent change in sea ice thickness (Davis et al., 2016):

$$\Delta H_{ice} = \left(\frac{\Delta Q_{ML}}{\rho_{ice} L_{ice}} \right) \quad (3)$$

where ρ_{ice} is sea ice density (900 kg m^{-3}) and L_{ice} the latent heat of fusion of sea ice ($3 \times 10^5 \text{ J kg}^{-1}$). ΔH_{ice} can be interpreted as the sea ice thickness that would have been melted or formed in response to the mixed layer heat anomaly induced by the passage of an eddy below the mixed layer.

The distributions of ΔH_{ML} , ΔQ_{ML} and ΔH_{ice} are shown on Figures 9a and 9b. Regardless of the type of eddy considered, the anomaly in mixed layer depth is in most cases a shoaling by a few tens of centimeters (with a mean distribution centered around 0.7 m; Figure 9a). ΔQ_{ML} is small and distributed around zero, with values spreading over both positive and negative small variations of $\pm 2 \times 10^7 \text{ J m}^{-2}$ (Figure 9b). It is surprising that even in the case of an eddy with a warm core (in red), there is no important change in the mixed layer heat content. The small variations in ΔQ_{ML} induce a small change in sea ice thickness, with a peak in the distribution at 0. In the vast majority of our observed eddies, the potential induced melt remains small compared to the total bottom melt observed in the ice pack over a typical melting season, estimated to be $\sim 50 \text{ cm}$ by Perovich and Richter-Menge (2015). The small impact on sea ice thickness might be due to the fact that the core of the majority of the eddies is close to the freezing point temperature, but also to the strong stratification at the base of the mixed layer that might prevent the transfer of heat upward, isolating sea ice from the thermodynamical impact of eddies. Although associated with errors, these calculations are the only way we could estimate of the thermodynamical impact of the eddy on sea ice. Indeed, some Ice Mass Balance (IMB) buoys were deployed on top of some ITP-V, providing direct in situ observation of sea ice thickness, but we could not find any data available when an eddy was detected. A few eddies stand out from our distribution, with value of ΔH_{ice} reaching as high as 5 cm (Figure 9b). We speculate that in specific conditions of stratification or eddy properties, the passage of eddies may contribute to the large spatial variations in sea ice bottom melt reported by Perovich and Richter-Menge (2015).

Second, subsurface eddies could impact sea ice dynamically. It is well known that subsurface eddies can have a signature in sea surface height (SSH; e.g., Chelton et al., 2011), as exemplified by the cases of meddies that have been associated to a local anomaly of 5–15 cm by Bashmachnikov and Carton (2012). If significant, SSH anomalies (and associated geostrophic velocities and vorticity) resulting from the propagation of subsurface eddies in the Arctic could represent a significant forcing for the sea ice momentum balance, and thus modulate the sea ice drift (Zhang et al., 1999) and vorticity (Cassianides et al., 2021). To quantify this potential impact, we compute the dynamic height (DH) at the surface following the relation:

$$DH = \int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{\rho} \quad (4)$$

with p the pressure, p_1 the pressure at the level of no motion chosen at 250 m depth (as most of the ITP-V do not have data below 250 m depth), and p_2 the pressure at the first available data point closest to the surface. Although being the best choice possible given the availability of our data, we do acknowledge that the currents at 250 m in the Canadian Basin, where most of the ITP-V are drifting, are most likely non zero, and so our estimate of DH (and the quantities derived from it) may be somewhat biased. The sensitivity of our results to this choice is discussed below. Note also that the calculation could not be performed for eddy detected in the mooring data, as temperature and salinity data are not provided between above 50 m depth, preventing us from estimating dynamic height.

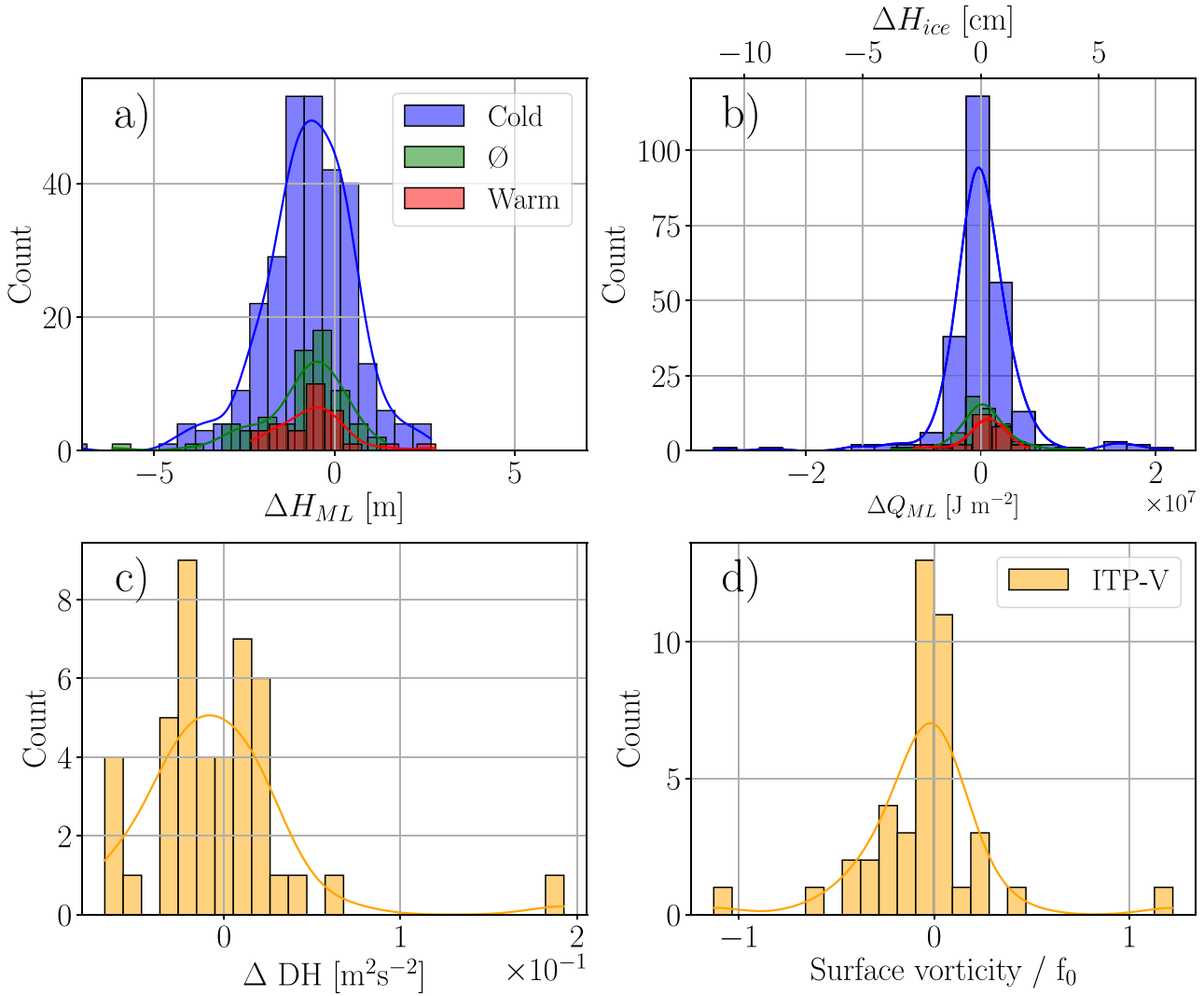


Figure 9. Probability density function of (a) the anomaly in mixed layer depth ΔH_{ML} , (b) the mixed layer heat content anomaly ΔQ_{ML} , and the sea ice thickness anomaly ΔH_{ice} , associated to the passage of a cold core eddy (blue), warm core eddy (red) or an eddy without any temperature anomaly (green), captured by ITP(-V). Probability density function of (c) the surface Dynamic Height anomaly ΔDH and (d) the surface vorticity anomaly (normalized by f_0) inferred from ΔDH , for eddies captured by ITP-V.

For each eddy, we compute the gradient in DH at the surface between the eddy center and the eddy edge ($\Delta DH = DH_{center} - \frac{1}{2}\Sigma DH_{edge}$), and we compute the surface geostrophic velocity V_g associated to this gradient as:

$$V_g = \frac{\Delta DH}{f_0 R_{eddy}} \quad (5)$$

The associated surface vorticity anomaly is further estimated as $\epsilon = \frac{2V_g}{R_{eddy}}$. Given the need for an estimate of R_{eddy} and measurements in the surface layer, the calculation is only done for the eddies detected by the ITP-V.

Figures 9c and 9d shows the probability distribution of ΔDH , and the vorticity anomaly resulting from it. The distribution of ΔDH ranges from $-6 \times 10^{-2} m^2 s^{-2}$ to $5 \times 10^{-2} m^2 s^{-2}$, with an mean at $-0.4 \times 10^{-2} m^2 s^{-2}$. At first sight, it is surprising that the distribution of ΔDH is skewed to the left and negative values, despite the fact that most of the detected eddies are anticyclonic. In the case of anticyclonic meddies propagating at depth west of Gibraltar for instance, it was found that a positive sea level anomaly could be observed along their track (Bashmachnikov & Carton, 2012). Here, this is not the case and we find that many subsurface anticyclones are

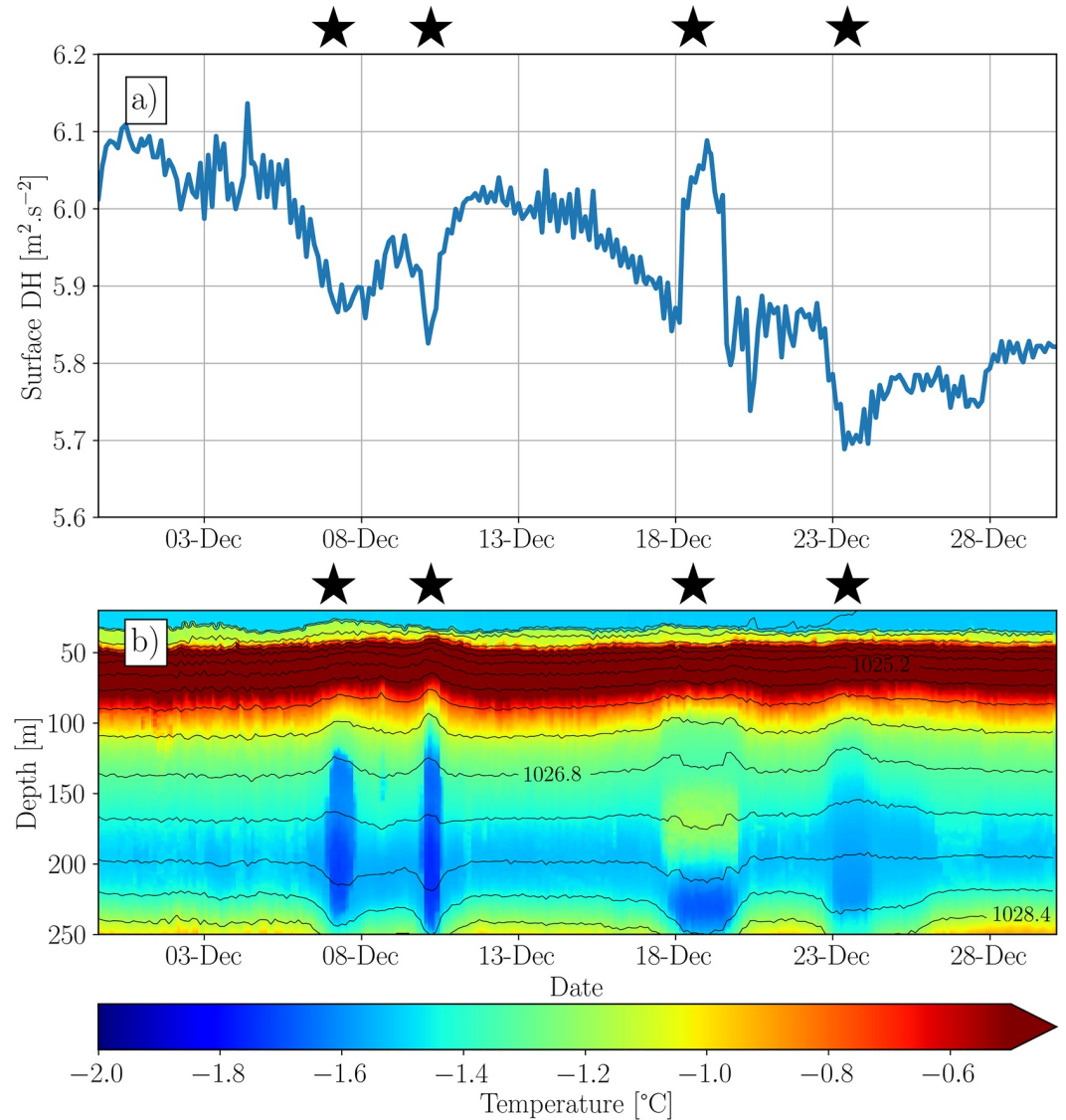


Figure 10. (a) Dynamic Height estimated at the surface and (b) temperature profiles for ITP-V 70 drifting in the Canadian Basin in winter 2013. The black lines on (b) correspond to isopycnal. The black stars indicate the position of the eddies.

associated with a negative anomaly in DH . In order to illustrate this behavior, we examine the case of one ITP-V (ITP-V 70) drifting in the Beaufort Gyre in 2013 (Figure 10). Between December 7 and December 24, the ITP crosses 4 anticyclones centered in the halocline, clearly identified by their cold temperature anomalies and the associated isopycnal displacement (Figure 10b). In the case of 3 out of these 4 eddies, the associated signature is a decrease in DH at the center of the eddy (Figure 10a). The eddy detected on December 18 appears to be a dipole, and is in contrast associated with a positive ΔDH of $2 \times 10^{-1} \text{m}^2 \text{s}^{-2}$. The sign of the surface signature, reverse to what we would have anticipated, is puzzling and we do not have a clear dynamical explanation for it. In order to check that it is not due to our choice of level of no motion, we have performed a few tests by estimating DH for a handful of eddies detected in ITP, and considering alternately 250 and 700 m as a reference level (not shown). Although the mean value of DH is indeed affected by the calculation method, with differences reaching around 15%, ΔDH remains of the same sign for the two reference levels for all cases. Further, we note that previous studies have highlighted similar counter-intuitive behaviors, when looking at the anomaly in sea surface temperature associated with the passage of eddies. While it is widely accepted that anticyclones (respectively cyclones) are associated with a cold (warm) core anomaly, an inverse signature in sea surface temperature has been found for some eddies in the Mediterranean Sea or the Tasman Sea (e.g., Everett et al., 2012; Hamad et al., 2006). Further

investigations would be required to fully understand the dynamical processes that determine the sign and intensity of the surface signature of the Arctic subsurface eddies, that likely involve some compensation of density anomalies within the water column. Overall, the large spread in the distribution of ΔDH further translates into a large range of values for the anomaly in surface normalized vorticity $\frac{\epsilon}{f_0}$, with values ranging from -1 to 1 and a maximum at -0.05 . These amplitudes are similar to the surface signature of meddies detected in the open ocean by Bashmachnikov and Carton (2012). This signal is an order of magnitude larger than the vorticity associated with a surface eddy in the MIZ of the Canadian Basin, that was found to induce a vorticity signature in sea ice (Cassianides et al., 2021). It thus suggests that the dynamical impact on sea ice of the subsurface eddies detected can be locally significant, and could possibly be detectable in satellite images from which the sea ice drift and vorticity can be retrieved.

6. Discussion and Conclusion

The dynamics of the Arctic Ocean at mesoscale and submesoscale remains poorly understood, despite their potential role for determining the sea ice conditions and their evolution. In this study, we present a detailed pan-Arctic characterization of the (sub)mesoscale variability over 16 years, making use of the large available datasets of in situ observations as extensively as possible. Based on a spectral analysis of the spatial potential density variance (which is equivalent to potential energy) sampled by ITP, we document a large variety of regimes that can be found under the sea ice pack. Indeed, both at the surface and at depth, one can find wavenumber spectra with slopes varying between -4 and -1 (Figure 3), regardless of the season, location or local sea ice conditions. Our results contrast with previous studies, based on a very limited sub-sample of our data set, that have suggested that the presence of sea ice would tend to damp the development of submesoscale instability, so that the dynamics would largely follow a quasi-geostrophic scaling even at the surface (Timmermans et al., 2012). Instead, our results showcase the complexity and heterogeneity of the dynamical regimes that appear to co-exist under the Arctic sea ice. In contrast, in the seasonal ice zone, the small scale dynamics seems to be easier to understand. On the one hand, at the surface, the time variations in KE are strongly anticorrelated with the sea ice thickness on a seasonal timescale, with KE that can reach as high as $10^{-2} \text{m}^2 \text{s}^{-2}$ in summer. On the other hand, at depth, the levels of energy remain unaffected by the variability in sea ice conditions. This is likely because the subsurface layer is largely isolated from the surface by the strong peak of stratification at the base of the surface layer (Meneghello et al., 2021).

Although we have tried our best to extract as much information as possible from the large observational data sets, it remains difficult to assemble a fully coherent picture of the small scale dynamics at the pan-Arctic scale. For instance, because ITPs are designed to sample the water column under thick sea ice, we are not able to perform the same diagnostics on potential energy in the regions that are seasonally ice-free. In the future, it would be interesting to examine data from surface and subsurface Lagrangian drifters sampling density continuously. Such analyses have been performed by Mensa et al. (2018) and Timmermans and Winsor (2013), but are thus far limited to very small datasets so that their representativeness might be questionable.

Nevertheless, the description of the pan-Arctic distribution of turbulence provided here suggests that, in the sea ice pack, the variability in sea ice conditions is not the primary driver for the variations in kinetic and potential energy. What about the other way around? Previous studies have exemplified that surface meso- and submeso-scale eddies can imprint a signature on sea ice, through both dynamical and thermodynamical processes (e.g., Gupta & Thompson, 2022; Manucharyan & Thompson, 2017). Yet, by performing a census of all eddies found in the Arctic over the period 2004–2019, we find that most eddies are found at depth, within the halocline layer. This raises the question of the potential impact of these subsurface eddies on sea ice, that we quantify based on simple qualitative diagnostics applied to each eddy individually. Figure 11 summarizes the different processes at play, in the case of an anticyclone (which represents 97% of our census). We find that the passage of a subsurface eddy is not associated with any significant change of the mixed layer depth nor its heat content, and thus does not induce any significant sea ice melt. This contrasts with the case of warm surface eddies that were observed to contribute locally to enhanced sea ice melt in the Chukchi Sea (Watanabe et al., 2014). We also estimate that most of the detected subsurface anticyclones modify the vertical stratification, and thus induce a significant anomaly in dynamical height at the surface (equivalent to a few centimeters in SSH). So far, available products of SSH for the Arctic (based on satellite altimetry retrieved in sea ice leads; e.g., Armitage et al., 2016) have a too coarse resolution both in time and space to allow for a direct detection of these anomalies as is routinely done in the

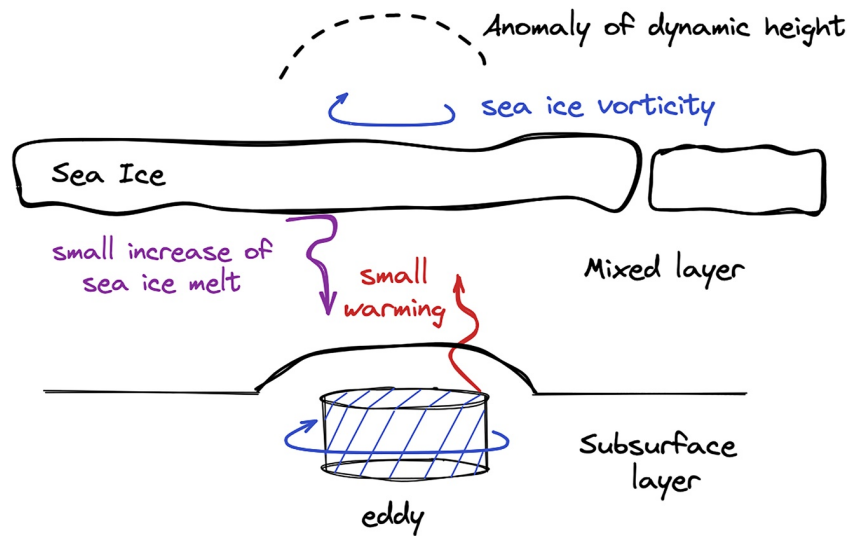


Figure 11. Schematic of the different processes involved in the interaction between a subsurface eddy (here an anticyclone) and sea ice.

open ocean (e.g., Faghmous et al., 2015). Instead, a detection of these subsurface eddies could potentially be done via the detection of sea ice vorticity retrieved for instance from SAR images (e.g., Cassianides et al., 2021), as the anomaly in vorticity at the ocean surface associated with the dynamical height anomaly appears to be strong enough to potentially induce an anomaly in sea ice vorticity. Further work will be required to determine the exact nature of such a signature in sea ice, that would likely depend on both the eddy characteristics (e.g., size, depth...) and the local sea ice conditions (thickness, presence of leads...). More generally, the importance of these local signatures for the evolution of the sea ice conditions at the pan-Arctic scale remains to be determined.

Data Availability Statement

The BGOS mooring data were collected and made available by the Beaufort Gyre Exploration Program based at the Woods Hole Oceanographic Institution in collaboration with researchers from Fisheries and Oceans Canada at the Institute of Ocean Sciences. ITP data were collected and made available by the ITP Program (Krishfield & Proshutinsky, 2006; Toole et al., 2011) based at the Woods Hole Oceanographic Institution. The datasets are publicly available in post-processed form at <https://www.whoi.edu/beaufortgyre> and <http://www.whoi.edu/itp>. Data from the Thermosalinograph (TSG) are available at <https://doi.pangaea.de/10.1594/PANGAEA.873145>. The sea ice concentration from OSISAF, product OSI-401-b (Tonboe et al., 2017), is available at <https://osi-saf.eumetsat.int/products/osi-401-b>.

References

- Arbic, B. K., Scott, R. B., Flierl, G. R., Morten, A. J., Richman, J. G., & Shriver, J. F. (2012). Nonlinear cascades of surface oceanic geostrophic kinetic energy in the frequency domain. *Journal of Physical Oceanography*, 42(9), 1577–1600. <https://doi.org/10.1175/jpo-d-11-0151.1>
- Armitage, T. W. K., Bacon, S., Ridout, A. L., Thomas, S. F., Aksenov, Y., & Wingham, D. J. (2016). Arctic sea surface height variability and change from satellite radar altimetry and GRACE, 2003–2014. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 121(6), 4303–4322. <https://doi.org/10.1002/2015JC011579>
- Bashmachnikov, I., & Carton, X. (2012). Surface signature of Mediterranean water eddies in the Northeastern Atlantic: Effect of the upper ocean stratification. *Ocean Science*, 8(6), 931–943. <https://doi.org/10.5194/os-8-931-2012>
- Biddle, L. C., & Swart, S. (2020). The observed seasonal cycle of submesoscale processes in the Antarctic marginal ice zone. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 125(6), e2019JC015587. <https://doi.org/10.1029/2019JC015587>
- Blumen, W. (1978). Uniform potential vorticity flow: Part I. Theory of wave interactions and two-dimensional turbulence. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 35(5), 774–783. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1978\)035<0774:UPVFPJ>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1978)035<0774:UPVFPJ>2.0.CO;2)
- Boetius, A., & Rohardt, G. (2017). Continuous thermosalinograph oceanography along POLARSTERN cruise track PS101 (ARK-XXX/3). [Dataset]. PANGAEA. <https://doi.org/10.1594/PANGAEA.873145>
- Brannigan, L., Johnson, H., Lique, C., Nycander, J., & Nilsson, J. (2017). Generation of subsurface anticyclones at Arctic surface fronts due to a surface stress. *Journal of Physical Oceanography*, 47(11), 2653–2671. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-17-0022.1>
- Callies, J., & Ferrari, R. (2013). Interpreting energy and tracer spectra of upper-ocean turbulence in the submesoscale range (1–200 km). *Journal of Physical Oceanography*, 43(11), 2456–2474. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-13-063.1>

Acknowledgments

This work was supported by the French ANR through the project ImMEDIAT (Grant ANR-18-CE01-0010), and a PhD studentship from Ifremer. G. M. was supported by NASA Grant 80NSSC21K0557. C.D.M. was supported by NASA Grant 80NSSC20K1140. We thank Carolina Dufour for a careful edit of the paper, and two anonymous reviewers for their constructive comments on the paper.

- Callies, J., Ferrari, R., Klymak, J. M., & Gula, J. (2015). Seasonality in submesoscale turbulence. *Nature Communications*, 6(1), 1–8. <https://doi.org/10.1038/ncomms7862>
- Callies, J., Flierl, G., Ferrari, R., & Fox-Kemper, B. (2016). The role of mixed-layer instabilities in submesoscale turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 788, 5–41. <https://doi.org/10.1017/jfm.2015.700>
- Carton, X., Sokolovskiy, M., Ménesguen, C., Aguiar, A., & Meunier, T. (2014). Vortex stability in a multi-layer quasi-geostrophic model: Application to Mediterranean water eddies. *Fluid Dynamics Research*, 46(6), 061401. <https://doi.org/10.1088/0169-5983/46/6/061401>
- Cassianides, A., Lique, C., & Korosov, A. (2021). Ocean eddy signature on SAR-derived sea ice drift and vorticity. *Geophysical Research Letters*, 48(6), e2020GL092066. <https://doi.org/10.1029/2020GL092066>
- Charney, J. G. (1971). Geostrophic turbulence. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 28(6), 1087–1095. [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1971\)028<1087:GT>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1971)028<1087:GT>2.0.CO;2)
- Chelton, D. B., Schlax, M. G., & Samelson, R. M. (2011). Global observations of nonlinear mesoscale eddies. *Progress in Oceanography*, 91(2), 167–216. <https://doi.org/10.1016/j.pocean.2011.01.002>
- Cole, S. T., Thwaites, F. T., Krishfield, R. A., & Toole, J. M. (2015). Processing of velocity observations from ice-tethered profilers. In *Oceans 2015 - MTS/IEEE Washington* (pp. 1–10). IEEE. <https://doi.org/10.23919/OCEANS.2015.7401887>
- D'Asaro, E. A. (1988). Generation of submesoscale vortices: A new mechanism. *Journal of Geophysical Research*, 93(C6), 6685. <https://doi.org/10.1029/JC093IC06P06685>
- Davis, P. E. D., Lique, C., Johnson, H. L., & Guthrie, J. D. (2016). Competing effects of elevated vertical mixing and increased freshwater input on the stratification and sea ice cover in a changing Arctic Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, 46(5), 1531–1553. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-15-0174.1>
- Doddridge, E. W., Meneghello, G., Marshall, J., Scott, J., & Lique, C. (2019). A three-way balance in the Beaufort Gyre: The Ice-Ocean Governor, wind stress, and eddy diffusivity. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 124(5), 3107–3124. <https://doi.org/10.1029/2018JC014897>
- Everett, J. D., Baird, M. E., Oke, P. R., & Suthers, I. M. (2012). An avenue of eddies: Quantifying the biophysical properties of mesoscale eddies in the Tasman Sea. *Geophysical Research Letters*, 39(16). <https://doi.org/10.1029/2012GL053091>
- Faghmous, J. H., Frenger, I., Yao, Y., Warmka, R., Lindell, A., & Kumar, V. (2015). A daily global mesoscale ocean eddy dataset from satellite altimetry. *Scientific Data*, 2(1), 150028. <https://doi.org/10.1038/sdata.2015.28>
- Ferrari, R., & Wunsch, C. (2010). The distribution of eddy kinetic and potential energies in the global ocean. *Tellus A*, 62(2), 92–108. <https://doi.org/10.1111/j.1600-0870.2009.00432.x>
- Giddy, I., Swart, S., du Plessis, M., Thompson, A. F., & Nicholson, S. (2021). Stirring of sea-ice meltwater enhances submesoscale fronts in the Southern Ocean. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 126(4). <https://doi.org/10.1029/2020JC016814>
- Giulivi, C. F., & Gordon, A. L. (2006). Isopycnal displacements within the Cape Basin thermocline as revealed by the hydrographic data archive. *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, 53(8), 1285–1300. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2006.05.011>
- Gupta, M., Marshall, J., Song, H., Campin, J.-M., & Meneghello, G. (2020). Sea-ice melt driven by ice-ocean stresses on the mesoscale. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 125(11), e2020JC016404. <https://doi.org/10.1029/2020JC016404>
- Gupta, M., & Thompson, A. F. (2022). Regimes of sea-ice floe melt: Ice-ocean coupling at the submesoscales. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 127(9), e2022JC018894. <https://doi.org/10.1029/2022JC018894>
- Hamad, N., Millot, C., & Taupier-Letage, I. (2006). The surface circulation in the eastern basin of the Mediterranean Sea. *Scientia Marina*, 70(3), 457–503. <https://doi.org/10.3989/scimar.2006.70n3457>
- Horvat, C., Tziperman, E., & Campin, J.-M. (2016). Interaction of sea ice floe size, ocean eddies, and sea ice melting. *Geophysical Research Letters*, 43(15), 8083–8090. <https://doi.org/10.1002/2016GL069742>
- Johannessen, J., Johannessen, O., Svendsen, E., Shuchman, R., Manley, T., Campbell, W., et al. (1987). Mesoscale eddies in the Fram Strait marginal ice zone during the 1983 and 1984 marginal ice zone experiments. *Journal of Geophysical Research*, 92(C7), 6754–6772. <https://doi.org/10.1029/jc092ic07p06754>
- Johannessen, O. M., Johannessen, J. A., Svendsen, E., Shuchman, R. A., Campbell, W. J., & Josberger, E. (1987). Ice-edge eddies in the Fram Strait marginal ice zone. *Science*, 236(4800), 427–429. <https://doi.org/10.1126/science.236.4800.427>
- Klein, P., Hua, B. L., Lapeyre, G., Capet, X., Le Gentil, S., & Sasaki, H. (2008). Upper Ocean turbulence from high-resolution 3D simulations. *Journal of Physical Oceanography*, 38(8), 1748–1763. <https://doi.org/10.1175/2007JPO3773.1>
- Kozlov, I. E., Artamonova, A. V., Manucharyan, G. E., & Kubryakov, A. A. (2019). Eddies in the Western Arctic Ocean from spaceborne SAR observations over open ocean and marginal ice zones. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 124(9), 6601–6616. <https://doi.org/10.1029/2019JC015113>
- Kozlov, I. E., Plotnikov, E. V., & Manucharyan, G. E. (2020). Brief communication: Mesoscale and submesoscale dynamics in the marginal ice zone from sequential synthetic aperture radar observations. *The Cryosphere*, 14(9), 2941–2947. <https://doi.org/10.5194/tc-14-2941-2020>
- Krishfield, R., & Proshutinsky, A. (2006). *BGOS ULS data processing procedure (Technical report)*. Woods Hole Oceanographic Institution.
- Lique, C., Guthrie, J. D., Steele, M., Proshutinsky, A., Morison, J. H., & Krishfield, R. (2014). Diffusive vertical heat flux in the Canada Basin of the Arctic Ocean inferred from moored instruments. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 119(1), 496–508. <https://doi.org/10.1002/2013JC009346>
- Lique, C., & Steele, M. (2013). Seasonal to decadal variability of Arctic Ocean heat content: A model-based analysis and implications for autonomous observing systems. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 118(4), 1673–1695. <https://doi.org/10.1002/jgrc.20127>
- Manley, T. O., & Hunkins, K. (1985). Mesoscale eddies of the Arctic Ocean. *Journal of Geophysical Research*, 90(C3), 4911. <https://doi.org/10.1029/jc090ic03p04911>
- Manucharyan, G. E., Lopez-Acosta, R., & Wilhelmus, M. M. (2022). Spinning ice floes reveal intensification of mesoscale eddies in the Western Arctic Ocean. *Scientific Reports*, 12(1), 7070. <https://doi.org/10.1038/s41598-022-10712-z>
- Manucharyan, G. E., & Thompson, A. F. (2017). Submesoscale Sea Ice-Ocean interactions in marginal ice zones. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 122(12), 9455–9475. <https://doi.org/10.1002/2017JC012895>
- Marcinko, C. L., Martin, A. P., & Allen, J. T. (2015). Characterizing horizontal variability and energy spectra in the Arctic Ocean halocline. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 120(1), 436–450. <https://doi.org/10.1002/2014JC010381>
- McWilliams, J. C. (2016). *Submesoscale currents in the ocean* (Vol. 472). Royal Society of London. No. 2189. <https://doi.org/10.1098/rspa.2016.0117>
- Meier, W. N., & Stroeve, J. (2022). An updated assessment of the changing Arctic Sea Ice cover. *Oceanography*, 35(2). <https://doi.org/10.5670/OCEANOGRAPHY.2022.114>
- Meneghello, G., Marshall, J., Lique, C., Isachsen, P. E., Doddridge, E., Campin, J.-M., et al. (2021). Genesis and decay of mesoscale baroclinic eddies in the seasonally ice-covered interior Arctic Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, 51(1), 115–129. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-20-0054.1>

- Mensa, J. A., & Timmermans, M. L. (2017). Characterizing the seasonal cycle of upper-ocean flows under multi-year sea ice. *Ocean Modelling*, 113, 115–130. <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2017.03.009>
- Mensa, J. A., Timmermans, M.-L., Kozlov, I. E., Williams, W. J., & Özgökmen, T. M. (2018). Surface drifter observations from the Arctic Ocean's Beaufort Sea: Evidence for submesoscale dynamics. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 123(4), 2635–2645. <https://doi.org/10.1002/2017JC013728>
- Meredith, M., Sommerkorn, M., Cassotta, S., Derksen, C., Ekaykin, A., Hollowed, A., et al. (Eds.). IPCC special report on the ocean and cryosphere in a changing climate (pp. 203–320). Cambridge University Press. <https://doi.org/10.1017/9781009157964.005>
- Newton, J. L., Aagaard, K., & Coachman, L. K. (1974). Baroclinic eddies in the Arctic Ocean. *Deep-Sea Research and Oceanographic Abstracts*, 21(9), 707–719. [https://doi.org/10.1016/0011-7471\(74\)90078-3](https://doi.org/10.1016/0011-7471(74)90078-3)
- Nurser, A. J. G., & Bacon, S. (2014). The Rossby radius in the Arctic Ocean. *Ocean Science*, 10(6), 967–975. <https://doi.org/10.5194/os-10-967-2014>
- Ou, H. W., & Gordon, A. L. (1986). Spin-down of baroclinic eddies under sea ice. *Journal of Geophysical Research*, 91(C6), 7623. <https://doi.org/10.1029/jc091ic06p07623>
- Peralta-Ferriz, C., & Woodgate, R. A. (2015). Seasonal and interannual variability of pan-Arctic surface mixed layer properties from 1979 to 2012 from hydrographic data, and the dominance of stratification for multiyear mixed layer depth shoaling. *Progress in Oceanography*, 134, 19–53. <https://doi.org/10.1016/j.pocean.2014.12.005>
- Perovich, D. K., & Richter-Menge, J. A. (2015). Regional variability in sea ice melt in a changing Arctic. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical & Engineering Sciences*, 373(2045), 20140165. <https://doi.org/10.1098/rsta.2014.0165>
- Pickart, R. S., & Stossmeister, G. (2008). Outflow of Pacific water from the Chukchi Sea to the Arctic Ocean. *Advances in Polar Science*, 10, 135–148.
- Pnyushkov, A., Polyakov, I. V., Padman, L., & Nguyen, A. T. (2018). Structure and dynamics of mesoscale eddies over the Laptev Sea continental slope in the Arctic Ocean. *Ocean Science*, 14(5), 1329–1347. <https://doi.org/10.5194/os-14-1329-2018>
- Proshutinsky, A., Krishfield, R., Timmermans, M.-L., Toole, J., Carmack, E., McLaughlin, F., et al. (2009). Beaufort Gyre freshwater reservoir: State and variability from observations. *Journal of Geophysical Research*, 114, C00A10. <https://doi.org/10.1029/2008JC005104>
- Regan, H., Lique, C., & Armitage, T. W. K. (2019). The Beaufort Gyre extent, shape, and location between 2003 and 2014 from satellite observations. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 124(2), 844–862. <https://doi.org/10.1029/2018JC014379>
- Regan, H., Lique, C., Talandier, C., & Meneghello, G. (2020). Response of total and eddy kinetic energy to the recent spinup of the Beaufort Gyre. *Journal of Physical Oceanography*, 50(3), 575–594. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-19-0234.1>
- Rheinländer, J. W., Davy, R., Ólason, E., Rampal, P., Spensberger, C., Williams, T. D., et al. (2022). Driving mechanisms of an extreme winter sea ice breakup event in the Beaufort Sea. *Geophysical Research Letters*, 49(12), e2022GL099024. <https://doi.org/10.1029/2022GL099024>
- Shimada, K., Itoh, M., Nishino, S., McLaughlin, F., Carmack, E., & Proshutinsky, A. (2005). Halocline structure in the Canada Basin of the Arctic Ocean. *Geophysical Research Letters*, 32(3), L03605. <https://doi.org/10.1029/2004gl021358>
- Shrestha, K., & Manucharyan, G. E. (2022). Parameterization of submesoscale mixed layer restratification under sea ice. *Journal of Physical Oceanography*, 52(3), 419–435. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-21-0024.1>
- Spall, M. A. (2013). On the circulation of Atlantic water in the Arctic Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, 43(11), 2352–2371. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-13-079.1>
- Supply, A., Boutin, J., Vergely, J.-L., Kolodziejczyk, N., Reverdin, G., Reul, N., & Tarasenko, A. (2020). New insights into SMOS sea surface salinity retrievals in the Arctic Ocean. *Remote Sensing of Environment*, 249, 112027. <https://doi.org/10.1016/j.rse.2020.112027>
- Thompson, A. F., Lazar, A., Buckingham, C., Garabato, A. C. N., Damerell, G. M., & Heywood, K. J. (2016). Open-ocean submesoscale motions: A full seasonal cycle of mixed layer instabilities from gliders. *Journal of Physical Oceanography*, 46(4), 1285–1307. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-15-0170.1>
- Thomson, R. E., & Emery, W. J. (2014). Time series analysis methods. *Data Analysis Methods in Physical Oceanography*, 425–591. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-387782-6.00005-3>
- Timmermans, M. L., Cole, S., & Toole, J. (2012). Horizontal density structure and restratification of the Arctic Ocean surface layer. *Journal of Physical Oceanography*, 42(4), 659–668. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-11-0125.1>
- Timmermans, M. L., & Winsor, P. (2013). Scales of horizontal density structure in the Chukchi Sea surface layer. *Continental Shelf Research*, 52, 39–45. <https://doi.org/10.1016/j.csr.2012.10.015>
- Tonboe, R., Lavelle, J., Pfeiffer, R.-H., & Howe, E. (2017). *Ocean & Sea Ice SAF product user manual for OSI SAF global sea ice concentration (Technical Report)*. Danish Meteorological Institute.
- Toole, J., Krishfield, R., Timmermans, M.-L., & Proshutinsky, A. (2011). The ice-tethered profiler: Argo of the Arctic. *Oceanography*, 24(3), 126–135. <https://doi.org/10.5670/oceanog.2011.64>
- von Appen, W. J., Baumann, T. M., Janout, M., Koldunov, N., Lenn, Y. D., Pickart, R. S., et al. (2022). Eddies and the distribution of eddy kinetic energy in the Arctic Ocean. *Oceanography*, 35(2). <https://doi.org/10.5670/OCEANOGL.2022.122>
- von Appen, W.-J., Wekerle, C., Hehemann, L., Schourup-Kristensen, V., Konrad, C., & Iversen, M. H. (2018). Observations of a submesoscale cyclonic filament in the marginal ice zone. *Geophysical Research Letters*. <https://doi.org/10.1029/2018GL077897>
- Wang, Q., Koldunov, N. V., Danilov, S., Sidorenko, D., Wekerle, C., Scholz, P., et al. (2020). Eddy kinetic energy in the Arctic Ocean from a global simulation with a 1-km Arctic. *Geophysical Research Letters*, 47(14), e2020GL088550. <https://doi.org/10.1029/2020GL088550>
- Watanabe, E., Onodera, J., Harada, N., Honda, M. C., Kimoto, K., Kikuchi, T., et al. (2014). Enhanced role of eddies in the arctic marine biological pump. *Nature Communications*, 5(1), 1–12. <https://doi.org/10.1038/ncomms4950>
- Woodgate, R. A., Aagaard, U., Muench, R. D., Gunn, J., Oran Bjj Ork, G. G., Rudels, B., et al. (2000). The Arctic Ocean boundary current along the Eurasian slope and the adjacent Lomonosov Ridge: Water mass properties, transports and transformations from moored instruments. (Technical report no. 1).
- Zhang, Y., Maslowski, W., & Semtner, A. J. (1999). Impact of mesoscale ocean currents on sea ice in high-resolution Arctic ice and ocean simulations. *Journal of Geophysical Research*, 104(C8), 18409–18429. <https://doi.org/10.1029/1999jc900158>
- Zhao, M., Timmermans, M., Krishfield, R., & Manucharyan, G. (2018). Partitioning of kinetic energy in the Arctic Ocean's Beaufort Gyre. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 123(7), 4806–4819. <https://doi.org/10.1029/2018JC014037>
- Zhao, M., Timmermans, M.-L., Cole, S., Krishfield, R., Proshutinsky, A., & Toole, J. (2014). Characterizing the eddy field in the Arctic Ocean halocline. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 119(12), 8800–8817. <https://doi.org/10.1002/2014JC010488>
- Zhao, M., Timmermans, M.-L., Cole, S., Krishfield, R., & Toole, J. (2016). Evolution of the eddy field in the Arctic Ocean's Canada Basin, 2005–2015. *Geophysical Research Letters*, 43(15), 8106–8114. <https://doi.org/10.1002/2016GL069671>

1.3 Annexe

1.3.1 Traitement des données collectées par les ITP

Les données sont disponibles sur le site <http://www.who.edu/itp/>, et le détail du traitement des données est décrit dans le rapport *ITP Data Processing Procedures* (Krishfield et al., 2008). Nous reprenons ici les informations essentielles à notre étude.

Les premiers ITP ont été déployés en 2004 dans le bassin Canadien, dans le Gyre de Beaufort. Les ITP sont dotés d'une CTD de modèle Sea-Bird SBE-41 CP qui mesure la température, la conductivité et la pression, avec des profils de 1 Hz (~ 0.25 m) de résolution verticale, qui sont acquis avec un instrument qui profile à une vitesse de 25 cm.s^{-1} . Les données brutes sont transmises en *near-real-time* par satellite avec peu de traitement. Les données sont ensuite converties pour correspondre aux unités du capteur, dans un fichier au format MATLAB, qualifiées de *Level 1*.

Ces données sont ensuite moyennées afin d'avoir des profils de température, pression et conductivité avec une résolution verticale de 2 db. La salinité est ensuite calculée à partir des données moyennes. Ce jeu de données correspond au *Level 2*

Pour les données de *Level 3*, plusieurs traitements sont appliqués. La première étape consiste à supprimer les données erronées de température et de salinité. Ces dernières sont identifiées lorsqu'elles dépassent un seuil défini comme la variance (de la température et/ou de la salinité) divisée par la pression. Par ailleurs, au début et à la fin de chaque profil, les ITP stationnent à la même profondeur durant 2 minutes tout en continuant à collecter des données. Pour éviter la répétition, les 90 premiers et derniers points de chaque profil sont supprimés durant la seconde étape de traitement. Enfin, un filtre de Hanning (filtre passe-bas) est appliqué pour traiter les biais des données de pression. Un autre traitement consiste à corriger la réponse des capteurs du CTD SBE-41 CP (notamment le temps de réponse de la thermistance), la séparation physique de la cellule de conductivité avec la thermistance et la correction de la masse thermique de la cellule de conductivité. Les biais dans les capteurs sont importants lorsque les profils de température et de salinité sont caractérisés par des marches d'escaliers thermohalines. Pour supprimer ces biais, il est possible de comparer les profils de température et de salinité obtenus à partir des données brutes (*Level 1*) avec un profil idéalisé et de diminuer l'écart entre eux, avec pour objectif de reproduire des conditions réelles. Ce traitement est réalisé à partir des profils montants, tandis qu'une interpolation linéaire est utilisée pour les profils descendants. Lorsque l'ITP descend en profondeur, la CTD peut collecter des informations dans le sillage de l'ITP, ce qui peut retarder et fausser les profils descendants par rapport aux profils ascendants. En supposant que les profils ascendants sont corrects, la pression des profils descendants est donc corrigée à l'aide d'un algorithme qui dépend de la vitesse de dérive de l'ITP. A ce stade, des biais peuvent encore persister dans les mesures de conductivité. Chaque profil subit une calibration, en supposant que : 1) les mesures de

température et de pression sont stables, 2) les changements de salinités sont négligeables pour des isothermes potentielles profondes. Enfin, un dernier filtre est appliqué pour corriger les derniers biais qui pourraient subsister dans les données de température et de conductivité. Un algorithme détecte et supprime les données où le gradient de température ou de salinité dépasse un certain seuil. Après l'ensemble de ces traitements effectués, les données sont classées en *Level 3*.

1.3.2 Traitement des données collectées par les mouillages BGEP

Les données sont disponibles sur le site <https://www2.whoi.edu/site/beaufortgyre>, et le détail du traitement des données est décrit dans le rapport *BGFE 2003-2004 MMP EMCTD and ACM Data Processing Procedures* (Krishfield et al., 2004). Nous reprenons ici les informations essentielles à notre étude.

Trois mouillages sont déployés depuis 2003 dans la mer de Beaufort et un quatrième est mis en place à partir de 2005. Sur chaque mouillage est installé un *McLane Moored Profiler* (MMP) qui est récupéré et remplacé chaque année. Un MMP collecte des profils de température, conductivité et de pression avec un EMCTD, ainsi que des profils de courants horizontaux avec un *Acoustic Current Meter* (ACM). Afin de convertir les données brutes en vitesses dans le référentiel cartésien, il est nécessaire de calibrer et déterminer l'angle d'orientation de l'ACM, ainsi que corriger les biais des vitesses mesurées. Une première étape consiste à identifier et flaguer les valeurs des courants de l'ACM proches de zéro. Les données brutes des capteurs sont aussi pré-filtrées en interpolant à la fois les données qui dépassent un certain seuil ou bien lorsque des anomalies sont détectées à l'aide d'un filtre médian. Les données de conductivité et de pression collectées par EMCTD sont filtrées avec un filtre récursif pour correspondre au délai de réponse du capteur de température. A ce stade, les données de vitesses sont projetées dans le référentiel cartésien. Toutes les données sont moyennées sur 1 bin, soit 2 db. Il est nécessaire de corriger les données de température et de salinité qui pourraient être faussées dû à la contamination de la cellule de conductivité et à la sonde de température par la biologie. Pour ce faire, la moyenne temporelle, la déviation standard ainsi que le gradient vertical de la température et de la salinité sont calculés. Les données sont identifiées lorsque 1) elles excèdent un seuil de 5 déviations standards par rapport à la moyenne ou 2) lorsqu'un certain seuil du gradient vertical est dépassé pour deux points consécutifs qui ont deux signes opposés. Les données de température, salinité et de vitesses sont examinées manuellement pour identifier les valeurs à supprimer. Enfin, les mesures de conductivité venant du EMCTD sont corrigées pour limiter les faibles écarts entre les profils. La conductivité potentielle est calculée à partir des données de CTD avant et après le déploiement des mouillages, afin de calculer des facteurs de rapport pour chaque profil entre la conductivité potentielle moyenne calculée à partir des CTD et des MMP. Ces facteurs sont ensuite utilisés sur les

profils de conductivité potentielle à partir des MMP, afin de calculer la salinité, la densité et la densité potentielle.

Enfin, chaque variable est moyennée par pixel de pression et interpolée linéairement. Une dernière correction concerne les vitesses déterminées à partir des ACM, qui sont influencées par la vitesse du son associée aux propriétés de l'eau de mer. Pour ce faire, un ratio est calculé entre le carré de la vitesse du son à partir de l'EMCTD, et le carré de la vitesse du son à partir de l'ACM. Le facteur obtenu est utilisé pour corriger les vitesses de l'ACM.

CHAPITRE 2 : DÉTECTION DE LA SIGNATURE D'UN TOURBILLON OCÉANIQUE DANS LA VORTICITÉ DE LA GLACE DE MER À PARTIR D'IMAGES SAR

2.1 Préambule

Dans le chapitre 1, nous expliquons comment les tourbillons qui se propagent en subsurface modifient localement la hauteur dynamique ainsi que la vorticité de l'océan de surface. Nous supposons que cet impact sur la dynamique océanique de surface pourrait aussi se refléter sur la vorticité de la glace. Pour vérifier cette hypothèse, nous avons cherché une preuve de cette signature en combinant des images SAR et des données *in situ* pour suivre simultanément ce qu'il se passe dans l'océan et dans la glace de mer. Dans ce chapitre, nous décrivons comment nous avons réussi à détecter un tourbillon océanique ainsi que sa signature dans la vorticité de la glace de mer, et nous proposons cette approche comme une nouvelle méthode de détection des tourbillons océaniques sous la glace de mer.

Les résultats de ce chapitre ont abouti à la publication d'un article en 2021 dans *Geophysical Research Letter*.

2.2 Article

Geophysical Research Letters

RESEARCH LETTER

10.1029/2020GL092066

Key Points:

- We develop a new method to identify under-ice ocean surface eddy in the Arctic from ice vorticity based on synthetic-aperture radar images
- We detect the signature of an eddy dipole with a horizontal scale of 80–100 km, persistent on a week, which was also sampled by a mooring

Correspondence to:

A. Cassianides,
angelina.cassianides@ifremer.fr

Citation:

Cassianides, A., Lique, C., & Korosov, A. (2021). Ocean eddy signature on SAR-derived sea ice drift and vorticity. *Geophysical Research Letters*, *48*, e2020GL092066. <https://doi.org/10.1029/2020GL092066>

Received 7 SEP 2020

Accepted 11 FEB 2021

Ocean Eddy Signature on SAR-Derived Sea Ice Drift and Vorticity

Angelina Cassianides¹ , Camille Lique¹ , and Anton Korosov² 

¹Univ. Brest, CNRS, IRD, Ifremer, Laboratoire d'Océanographie Physique et Spatiale (LOPS), IUEM, Brest, France,

²Nansen Environmental and Remote Sensing Center, Bergen, Norway

Abstract In the Arctic Ocean, the observation of mesoscale eddies is impeded by the presence of sea ice. To address this problem, we develop a new method of ocean eddy detection based on their signature in sea ice vorticity retrieved from synthetic-aperture radar (SAR) images. We examine the case of one eddy in October 2017 in the marginal ice zone of the Canadian Basin, which was sampled by mooring observations. Although the eddy could not be identified by visual inspection of the SAR images, its signature is revealed as a dipole anomaly in sea ice vorticity, which suggests that the eddy is a dipole composed of a cyclone and an anticyclone, with a horizontal scale of 80–100 km and persisted over a week. The robustness of our method will allow us to detect more eddies as more SAR observations become available in the future.

Plain Language Summary Mesoscale eddies are routinely observed by satellites in the ocean. Yet, in the ice-covered Arctic Basin, the presence of sea ice makes it challenging to characterize the eddy field. Here, we present a detection method of surface ocean eddies based on their signature in the displacement of sea ice, using high spatial resolution satellite images. A dipole composed of a cyclonic and an anticyclonic eddy is identified over a week in mid-October 2017 with a horizontal scale of 80–100 km. Its presence is confirmed by high values of ocean speed in the surface layer during the same period. This work demonstrates that processing is required for identifying the signature of eddies in sea ice, which is not always obvious at first sight.

1. Introduction

For decades, many studies have reported on the presence of mesoscale eddies in the ice-covered Arctic, randomly captured by in situ measurements (e.g., Manley & Hunkins, 1985; Newton et al., 1974). Recently, observations of high temporal and spatial resolution temperature and salinity profiles from Ice-Tethered Profilers (ITP; Toole et al., 2011) and moorings have allowed for the first time a census of the eddy characteristics (Carpenter & Timmermans, 2012; Zhao et al., 2014, 2016), revealing the presence of numerous small scale eddies at all depths in the Arctic interior, with horizontal length scales ranging from 5 to 20 km. Yet, the sampling of the Arctic Ocean by ITPs remains uneven, preventing us from obtaining a full description of the mesoscale activity at a Pan-Arctic scale. Moreover, in the ice-covered regions, satellites primarily return observations of the sea ice conditions, which do not allow for the usual identification of eddies based on the detection of their signature on surface properties (anomaly of sea level, temperature or tracers). Satellite-based detection of eddies is thus restricted to the ice-free regions of the Arctic and the marginal ice zone (MIZ).

There is growing evidence in the literature that the Arctic mesoscale activity and the sea ice might mutually influence each other. Aerial surveys (Johannessen et al., 1987) or high resolution satellite observations (Kozlov et al., 2019) of the Arctic MIZ have revealed swirling movements of sea ice that are the signature of ocean eddies. An example is shown in Figure 1a for October 2018 in the MIZ of the Canadian Basin. Using an idealized process model representing the MIZ, Manucharyan and Thompson (2017) have rationalized the imprint of (sub-)mesoscale eddies on sea ice, suggesting that, in the MIZ, sea ice tends to be trapped and accumulated in surface cyclonic eddies. Sea ice transported by eddies can locally affect the sea ice drift, producing strong sea ice deformation (Zhang et al., 1999). So far, the eddy detection in the MIZ was mostly based on visual inspection of satellite images (e.g., Kozlov et al., 2019), and may have missed a significant number of eddies when their signature is not directly recognizable. This method of detection is also based

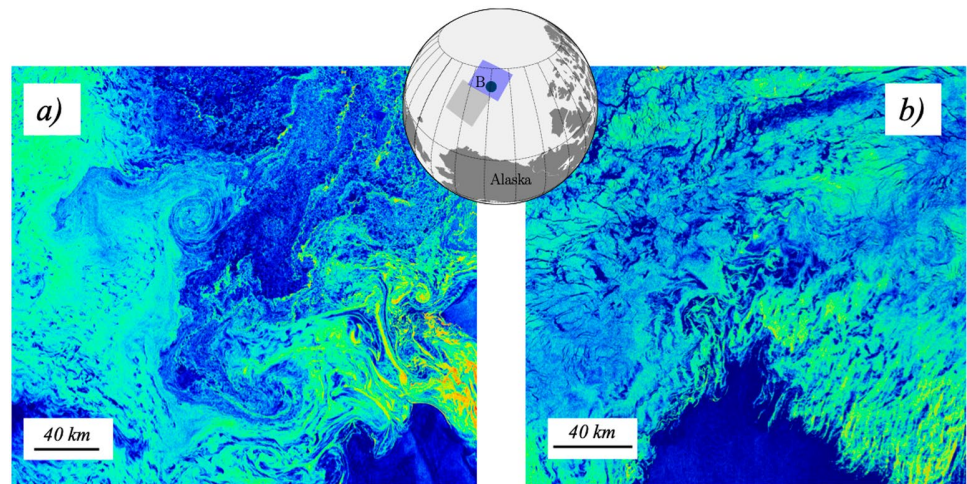


Figure 1. Examples of synthetic-aperture radar (SAR) images in the marginal ice zone (MIZ) of the Canadian Basin for (a) October 19, 2018 (centered around 76°N, 160°W) and (b) October 9, 2017 (centered around 78°N, 150°W). The inset map indicates the position of the two images (gray shading for (a) and purple for (b)), and the green dot is the position of mooring B. Colors visualize the SAR backscatter, with dark blue indicating ocean and green and yellow the presence of sea ice.

on the overly strong assumption that the signature of one eddy on sea ice would mimic exactly the shape and scale of the ocean feature itself, which is likely not the case in many instances (Gupta et al., 2020).

The goal of this paper is to present a new method to detect the signature of ocean surface eddies in sea ice vorticity, based on the analysis of high resolution images from synthetic-aperture radar (SAR). Here we mostly focus on one case study shown in Figure 1b, located in a MIZ of the Canadian Basin (around 78°N-150°W) in October 2017. This case is chosen as both sea ice and ocean observations are available at that time and location. Although no eddy imprint can be seen at first sight, we will show how further processing of the SAR images can reveal the presence of an ocean eddy. This paper is structured as follows. Section 2 briefly presents the data sets analyzed in this study. In Section 3, an ocean eddy is detected from mooring observations. The processing of SAR images and the eddy signature in sea ice vorticity are presented in Section 4. The robustness of the method is discussed in Section 5 and conclusions are given in Section 6.

2. Data

The primary in situ data used in this study are mooring observations from the Beaufort Gyre Exploration Project (BGEP; <https://www.whoi.edu>, Proshutinsky et al., 2009). Four moorings are deployed over the Beaufort Gyre since 2003. Upward-looking acoustic Doppler current profilers (ADCPs) are installed on the top of each mooring, returning profiles of ocean horizontal currents in the top ~30 m of the water column, with a resolution of 1 h and 2 m. Additionally, upward looking sonars (ULSs) are installed on the same moorings and provide a time series of ice draft with uncertainty of 5–10 cm (Krishfield & Proshutinsky, 2006). In the following, we use data from mooring B located at 78°N-150°W during 2017.

The sea ice response to the presence of mesoscale eddies is investigated using SAR imagery. The Sentinel-1 imaging radar mission, led by the European Space Agency (ESA), includes two satellites equipped with C-band SAR sensors: Sentinel-1A and Sentinel-1B launched in 2014 and 2016, respectively. The data product used here is the Level-1 Extra-Wide Swath mode ground range detected with medium resolution, available at the Copernicus Open Access Hub (scihub.copernicus.eu). The swath width is 400 km and the pixels are spaced by 40 × 40 m. HH (horizontal emission, horizontal receive) and HV (horizontal emission, vertical receive) polarization modes are used separately. The temporal resolution over the mooring location is uneven and depends on various factors such as the satellite's orbit or the acquisition mode. Hence, the time interval between two images varies from a few hours to a few days.

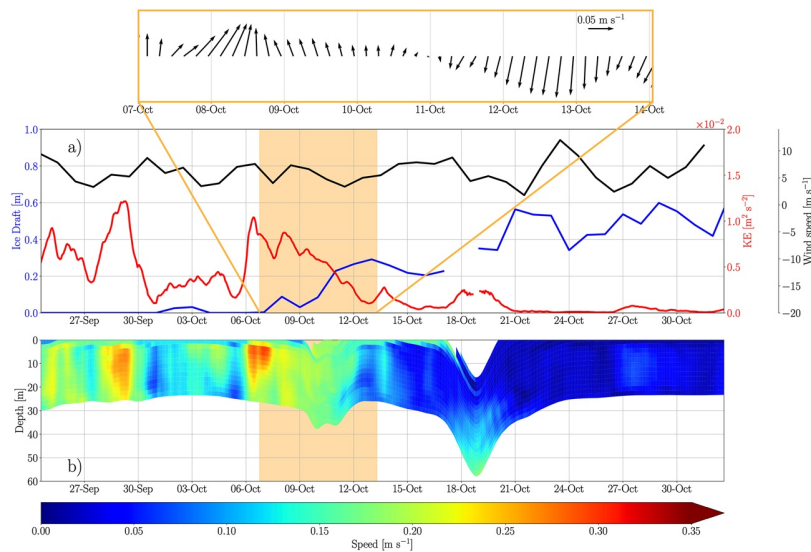


Figure 2. (a) Time series of ice draft (blue), KE (0–30 m, red) from the Acoustic Doppler Current Profiler (ADCP) and wind speed (black) in 2017. A stick diagram of the ocean current anomalies (relative to the mean over October 7–13) is shown in the orange box. (b) Ocean speed profiles from the ADCP.

We also make use of the Polar Pathfinder Sea Ice Motion Vectors version 4 from the National Snow and Ice Center (NSIDC, <https://nsidc.org>), which provides daily sea ice drift at the pan-Arctic scale with a resolution of 25 km over 1978 to 2019 (Tschudi et al., 2019). The error variance associated tends to be particularly large in the MIZ (Tschudi et al., 2020).

Finally, we estimate wind speed using the hourly averaged u_w and v_w wind speed at 10 m ($U_{10} = \sqrt{u_w^2 + v_w^2}$) from the ERA5 reanalysis data with a spatial resolution of $\sim 0.25^\circ$ (provided by ECMWF; Hersbach et al., 2020).

3. Ocean Eddy Detection from Mooring Observations

The first step of this study consists of the detection of an ocean eddy under sea ice. Zhao and Timmermans (2015) have shown that mesoscale eddies contribute to most of the kinetic energy sampled by the BGEF moorings below 60 m. Here, we follow the same method and apply it to the surface layer to identify an eddy passing by the mooring location by a large anomaly of kinetic energy. Using velocity measurements from mooring B's ADCP, we compute a time series of the depth-integrated kinetic energy (KE, normalized by the thickness of the surface layer h) as:

$$KE = \int \left(\frac{1}{2} (u_o^2 + v_o^2) dz \right) / h \quad (1)$$

with u_o and v_o the ocean horizontal velocity components. Note that we have first filtered the high frequency fluctuations (likely induced by the inertial motion) in ocean velocity by applying a moving average with a 12 h moving window, as we are only interested in events that last over a few days.

Figure 2 displays time series of sea ice draft, KE integrated from 0 to ~ 30 m depth and wind speed during September and October 2017, as well as the ocean speed profiles at mooring B. Before October 7, there is no sea ice at the mooring location (the sea ice draft is zero). High values of KE (close to $1.3 \times 10^{-2} \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$) are observed on two instances on September 28 and October 7. These two periods of high KE are related to increases in ocean speed from 0.15 to 0.3 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ (Figure 2b). After October 7, the sea ice draft increases drastically from 0 to more than 0.6 m while the KE decreases largely. The background flow under sea ice is weak, with mean velocities of 0.05 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ directed northward. After October 16, KE remains lower than $0.5 \times 10^{-2} \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-2}$. The time in between (October 7–13, the orange box) corresponds to the transition from

a period with high kinetic energy and no sea ice to a period with sea ice and very low kinetic energy on average. The anomaly in KE during that period suggests that the mooring is sampling an eddy passing by in the surface layer. The stick diagram of the ocean current anomalies (with respect to the mean over October 7–13; top inset in Figure 2) reveals a sign change, typical of the structure found in the core of an eddy. The ADCP data (and lack of associated density measurements) are not sufficient to allow a direct determination of the eddy's direction of rotation nor of its length scale. Using hydrographic data from CTD cast gathered during the deployment or recovery of the mooring, we estimate that the first deformation radius R_d in the interior of the Canadian Basin is on the order of ~ 13 km, similar to the values suggested by Nurser and Bacon (2014) and Zhao et al. (2018). Following for instance Tulloch et al. (2011), this would imply that eddies generated by geostrophic turbulence would have a length scale around $2\pi R_d \approx 82$ km.

Figure 2b also reveals two deep excursions of the ADCP on October 10 and 19, which are most likely the signature of eddies passing by the sub-surface layer, dragging the ADCP deeper (Krishfield & Proshutinsky, 2006). Note that the moorings are also equipped with a McLane Moored Profiler (MMP) that samples velocity, temperature and salinity profiles below 50 m. An examination of the MMP data confirms the presence of an anticyclonic eddy below the mixed-layer on October 18, with a core at 160 m depth (not shown). We are therefore in presence of two eddies propagating on top of each other under sea ice, with an anticyclone as the subsurface component. We hypothesize that these two eddies are the two parts of a dipole, as such features are frequently observed in the Arctic basin (Zhao et al., 2014). Indeed, results from idealized process models have suggested that dipoles are generated at surface front under sea ice (Brannigan et al., 2017), resulting in a cyclone in the surface layer on top of an anticyclone. In our case, it would mean that the surface part of the dipole sampled by the ADCP is a cyclone too.

It is worth noting that, during the full period considered here (September 25–October 30), wind speed remains relatively constant and weak at the mooring location, with an average of $6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ directed southwestward and no storm (Figure 2a). The lack of correlation between wind speed and kinetic energy suggests that the winds are not directly driving the evolution of the kinetic energy.

4. Ocean Eddy Detection from Its Signature in Sea Ice Vorticity

Now that we have detected a pair of eddies from the mooring observations, the next step is to examine the sea ice conditions over that period. According to the OSISAF product (Tonboe et al., 2017, not shown), sea ice concentration at the mooring location is increasing rapidly as the sea ice starts freezing and the draft starts to increase after October 6, and reaches more than 50% from October 7 onward. Over October 7–13, eight SAR images covering the mooring position are available (one for the 7th, 8th, 9th, 10th, two for the 12th and 13th). Consecutive pairs of raw SAR images are first processed with the open-source software Nansat (Korosov et al., 2016). Sea ice drift is then estimated using an algorithm combining feature tracking and pattern matching techniques (Korosov & Rampal, 2017; Muckenhuber et al., 2016). The calculation is performed on a regular orthogonal grid of 4 km. The accuracy of this algorithm is below 300 m (Korosov & Rampal, 2017), resulting in an uncertainty of less than $0.3 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ for the sea ice drift. An example of a sea ice drift field for October 12–13 is presented in Figure 3a. The drift is directed westward and does not present a visible signature of swirling movement characteristic of the presence of mesoscale eddies.

We further compute the relative vorticity of sea ice, which presents the advantage of being a scalar, as:

$$\zeta_{ice} = \frac{\partial v_{ice}}{\partial x} - \frac{\partial u_{ice}}{\partial y} \quad (2)$$

with u_{ice} and v_{ice} the horizontal components of sea ice velocity. The sea ice vorticity estimated for October 12–13 is presented in Figure 3b. West of the mooring (green dot), there is a cyclonic signal (positive vorticity) with a horizontal scale of ~ 80 km and values reaching more than $2 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$. The background sea ice vorticity over most of the domain is negative (i.e., anticyclonic) with an intensity varying between $-2 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ and $-6 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$.

Ocean eddy are often identified through their strong anomaly in ocean vorticity. One would logically expect that an eddy advected under sea ice would exert a strong stress onto sea ice, possibly generating this way an

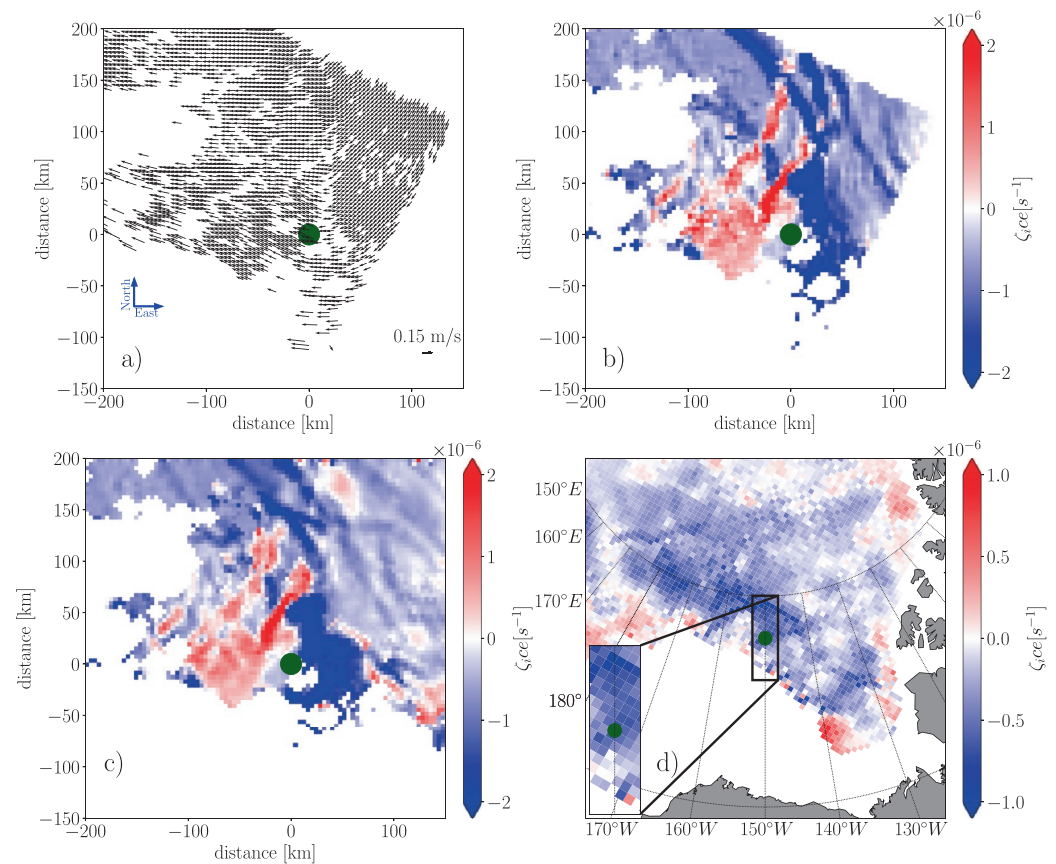


Figure 3. (a) Sea ice drift field and (b) sea ice vorticity from one pair of SAR images for October 12–13; (c) average of sea ice vorticity from five pairs of SAR images for October 7–13 and (d) from the National Snow and Ice Center (NSIDC) for October 7–13. The green dot indicates the position of mooring B, and the black box indicates the window of (a, b, and c).

anomaly in sea ice vorticity (Manucharyan & Thompson, 2017). Nonetheless, we do not expect fully similar ocean and sea ice vorticity fields, as both the wind forcing and the sea ice internal stress are also playing a role in the determination of the sea ice drift and vorticity (Hibler, 1979). In order to attribute the origin of anomaly in sea ice vorticity, we examine the different possible drivers. Our region of interest corresponds to the MIZ with low concentration and highly fractured sea ice, meaning that the rheology effects are relatively small. Over the period considered, there is no storm passing by the location of the mooring, while we have previously identified the presence of a surface eddy (Figure 2), suggesting that the eddy is most likely the primary driver of the sea ice vorticity signal.

Based on simple scaling arguments, we reinforce this attribution of the relative roles possibly played by the wind and the ocean eddy. First, the spatial scale of the cyclonic signal in sea ice vorticity (~ 80 km) is roughly similar to the expected length scale of the surface eddy. In contrast, atmospheric mesoscale features found in the Arctic have much larger characteristic scales. Polar lows (the most intense category of mesoscale atmospheric eddies), for instance, have scales ranging from 200 to 1,000 km (Terpstra et al., 2020; Wagner et al., 2011). Second, these storms have very short lifetime (typically a day or two). The availability of SAR images allows us to examine the persistence of the signal. Figure 3c shows the sea ice vorticity averaged over a week (October 7–13), estimated from all available SAR images (five pairs). The pattern is similar to the one obtained from any single pair of SAR images, although the intensity tends to be more pronounced when we average over a week (compare panels b and c of Figure 3). On average, two strong anomalies are visible close to the mooring: a cyclonic signal West of the mooring and an anticyclonic one East of it, both with

a horizontal scale of 80–100 km. Considering that our ocean dipole would be advected by the background flow with velocity of $\sim 0.05 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, it would have roughly travel northward by only 30 km over the week considered, consistent with the persistence of the sea ice vorticity pattern.

Finally, the intensity of the sea ice vorticity itself indicates that the ocean eddy is the most plausible driver. Following D'Asaro (1988) and Manley and Hunkins (1985), the ocean relative vorticity associated with a cyclonic eddy scales to $\frac{2 \times U}{R}$, with U the maximum azimuthal velocity of the eddy and R its radius. In the case of the cyclone sampled by mooring B, U is $0.3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, R is 41 km (corresponding to half the eddy length scale $\frac{(2\pi R_d)}{2}$), resulting in a relative vorticity associated with the eddy of $1.5 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, larger than the intensity of the sea ice vorticity anomalies, which are around $3 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ and $-5 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ for the cyclone and the anticyclone, respectively. In order to estimate the order of magnitude of the sea ice vorticity driven by the wind, we compute the wind driven sea ice drift solely estimated from the wind, making use of the rule-of-thumb formulae of Thorndike and Colony (1982), that sea ice drifts at 2% of the wind speed with a direction of 45° to the right of the wind. Applying this computation to the ERA5 winds over the period considered (October 7-13), we obtain a widespread anticyclonic wind-driven ice vorticity over the region of the mooring, with a weak intensity of $\sim -2 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ (not shown). This is an order of magnitude weaker than the strong sea ice vorticity detected by the SAR images, and a hundred time weaker than the vorticity found in the ocean eddy. It does, however, match well the intensity of the background sea ice vorticity (Figure 3c). More generally, the spatial pattern of the wind-driven sea ice vorticity matches closely the NSIDC vorticity, related to the large scale anticyclonic sea ice circulation within the wind-driven Beaufort gyre, suggesting that the NSIDC data set (with its resolution of 25 km and its large uncertainty of $\pm 5 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ for the period and region considered) is only able to capture the large scale wind driven drift, but not the smaller scale features driven by the ocean.

The combination of the sea ice vorticity anomaly and the presence of eddies captured by the mooring, the lack of a significant wind forcing over that period, and the scaling arguments presented before, allow us to attribute the signal to the signature of the ocean mesoscale eddies. The presence of two vorticity anomalies with opposite signs indicates that the signal is indeed a dipole, composed of a cyclone and an anticyclone.

5. Robustness of the Method

The analysis of our case study has revealed that the signature of the eddy (captured by the mooring observations) can be detected in the form of strong anomalies of sea ice vorticity over a few days. In order to ensure the robustness of our method, one must check that such anomalies in sea ice vorticity are not found in periods without ocean eddy detected by the mooring. As an example, we analyze a period of 4 days at the end of May 2018, during which 6 SAR images are available at the location of the mooring. Note that the low availability of Sentinel-1 SAR images largely limits the number of cases that can be examined. Between May 23–26, the sea ice draft fluctuates between 1.3 and 1.8 m and the KE remains very low, suggesting that no eddy is passing by during that period (Figure 4a). Applying the method described in the previous section, we estimate the sea ice drift for three pairs of SAR images and then the average ice vorticity (Figure 4b). The negative vorticity estimated from the SAR images matches well the amplitude of the vorticity estimated from the NSIDC sea ice drift, with values around $-0.5 \times 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ (Figure 4c). In contrast with the previous case, no local anomaly of ice vorticity is observed here, except for a localized positive anomaly whose shape suggests that is most likely the signature of a fracture in the ice pack. The results thus suggest that our method does not generate an eddy signature in sea ice vorticity when no eddy is captured in the surface layer, making us confident that our detection method is robust.

6. Conclusion

Mesoscale eddies are ubiquitous features in the Arctic Ocean but they are not easily observed from space because of the presence of sea ice. As a consequence, the detection of eddies has been limited to open water regions and MIZ. In this paper, a new methodology of ocean eddy detection has been presented, based on

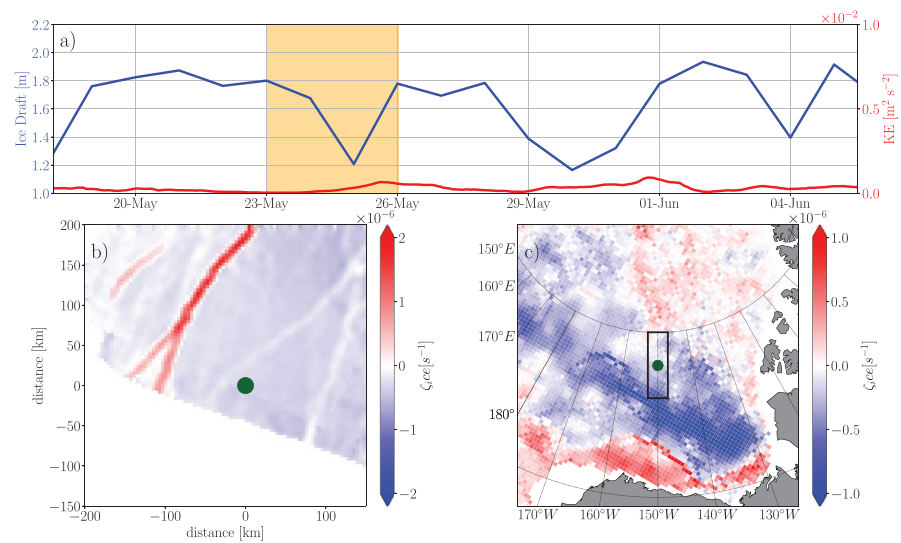


Figure 4. Time series of ice draft (blue) and KE (0–30 m, red) from the ADCP in 2018 (a). The orange box in (a) shows the period of interest between May 23–26. Average of sea ice vorticity from three pairs of SAR images (b) and from NSIDC (c) for May 23–26, 2018. The green dot is the position of the mooring and the black box in (c) indicates the window of (b).

the response of the sea ice drift to the passage of an ocean eddy. A case study is presented for October 2017 in the Canadian Basin: in situ data from one mooring have efficiently allowed us to detect eddies under sea ice in the MIZ. Pairs of SAR images are used to determine the sea ice drift and vorticity at a spatial resolution high enough to detect the signature of mesoscale features. The sea ice vorticity indeed reveals the presence of a dipole with two anomalies of different signs. These are the signatures of eddies detected by a mooring, which samples two anomalies that are likely a dipole composed of a cyclone and an anticyclone. We suggest that the method presented here could be efficiently used to perform semi-automatic detection of ocean eddy in the surface layer of the ice-covered Arctic, in the MIZ and beyond. The main limitation is the availability of data which severely constrains the number of cases that can be captured. However, as moorings and ITPs are routinely deployed in the Arctic and the spatiotemporal coverage of SAR satellites is improving, future data will be available for identifying other cases of eddy imprint. Sea ice conditions are also an important factor limiting the detection. In late spring and summer, the sea ice drift cannot be recovered from the algorithm used here as sea ice is largely fragmented or covered by numerous melt ponds. Conversely, in winter, thicker sea ice tends to dissipate surface eddies (Meneghello et al., 2020). As the sea ice pack transitions toward a thinner, more mobile pack, the dissipation exerted by sea ice on eddies will likely decrease, possibly modifying the nature of the Arctic mesoscale activity. Improving the observability of the Arctic eddy is a major challenge in order to better understand the functioning of the Arctic system and predict its evolution.

Further investigations should also focus on the mechanisms at play for the eddy signature on sea ice, in order to improve the method presented here. Anomalies of vorticity presented here suggest that the ocean dipole generates regions of strong sea ice deformation and divergence. Zhang et al. (1999) simulated such sea ice behaviors in the presence of ocean eddies, resulting in thinner and less compact ice and even in regions of open water when ice deformation becomes large, in which we expect intensified air-sea heat exchanges and sea ice melt. Besides, vertical heat fluxes located in cyclonic eddies could bring warm waters in the surface layer and contribute to sea ice melt (Manucharyan & Thompson, 2017). In addition to the dynamical effects, such thermodynamical mechanisms could modify the sea ice conditions and thus enhance the eddy signature (Gupta et al., 2020). All these possible interactions between mesoscale eddy and sea ice need to be better understood in order to explain the different signals found in satellite observations of sea ice.

Data Availability Statement

The hydrographic data were collected and made available by the Beaufort Gyre Exploration Program based at the Woods Hole Oceanographic Institution (<http://www.whoi.edu/beaufortgyre>). The satellite data was provided by the European Space Agency and the National Snow and Ice Data Center. The wind reanalysis data are provided by the European Centre for Medium-Range Weather Forecasts.

Acknowledgments

We acknowledge funding from the French ANR through the project IMMEDIAT (Grant ANR-18-CE01-0010) as well as funding from Ifremer. The study was supported by Arktalas Hoavva project (no AO/1-9595/18/NL/LF) funded by European Space Agency.

References

- Brannigan, L., Johnson, H., Lique, C., Nycander, J., & Nilsson, J. (2017). Generation of subsurface anticyclones at Arctic surface fronts due to a surface stress. *Journal of Physical Oceanography*, 47(11), 2653–2671. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-17-0022.1>
- Carpenter, J. R., & Timmermans, M. (2012). Deep mesoscale eddies in the Canada Basin, Arctic Ocean. *Geophysical Research Letters*, 39(20). <https://doi.org/10.1029/2012GL053025>
- D'Asaro, E. A. (1988). Observations of small eddies in the Beaufort Sea. *Journal of Geophysical Research*, 93(C6), 6669. <https://doi.org/10.1029/jc093ic06p06669>
- Gupta, M., Marshall, J., Song, H., Campin, J., & Meneghello, G. (2020). Sea-ice melt driven by ice-ocean stresses on the mesoscale. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 125(11), e2020JC016404. <https://doi.org/10.1029/2020jc016404>
- Hersbach, H., Bell, B., Berrisford, P., Hirahara, S., Horányi, A., Muñoz-Sabater, J., et al. (2020). The ERA5 global reanalysis. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 146(730), 1999–2049. <https://doi.org/10.1002/qj.3803>
- Hibler, W. D. (1979). A dynamic thermodynamic sea ice model. *Journal of Physical Oceanography*, 9(4), 815–846. [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1979\)009<0815:adtsim>2.0.co;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1979)009<0815:adtsim>2.0.co;2)
- Johannessen, O. M., Johannessen, J. A., Svendsen, E., Shuchman, R. A., Campbell, W. J., & Josberger, E. (1987). Ice-edge eddies in the Fram Strait marginal ice zone. *Science*, 236(4800), 427–429. <https://doi.org/10.1126/science.236.4800.427>
- Korosov, A., Hansen, M. W., Dagestad, K.-F., Yamakawa, A., Vines, A., & Riechert, M. (2016). Nansat: A scientist-orientated python package for geospatial data processing. *Journal of Open Research Software*, 4(1), 39. <https://doi.org/10.5334/jors.120>
- Korosov, A., & Rampal, P. (2017). A combination of feature tracking and pattern matching with optimal parametrization for sea ice drift retrieval from SAR data. *Remote Sensing*, 9(3), 258. <https://doi.org/10.3390/rs9030258>
- Kozlov, I. E., Artamonova, A. V., Manucharyan, G. E., & Kubryakov, A. A. (2019). Eddies in the Western Arctic Ocean from spaceborne SAR observations over open ocean and marginal ice zones. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 124(9), 6601–6616. <https://doi.org/10.1029/2019JC015113>
- Krishfield, R., & Proshutinsky, A. (2006). *BGOS ULS data processing procedure* (Technical Report). Woods Hole Oceanographic Institution.
- Manley, T. O., & Hunkins, K. (1985). Mesoscale eddies of the Arctic Ocean. *Journal of Geophysical Research*, 90(C3), 4911. <https://doi.org/10.1029/jc090ic03p04911>
- Manucharyan, G. E., & Thompson, A. F. (2017). Submesoscale sea ice-ocean interactions in marginal ice zones. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 122(12), 9455–9475. <https://doi.org/10.1002/2017JC012895>
- Meneghello, G., Marshall, J., Lique, C., Isachsen, P. E., Doddridge, E., Campin, J.-M., & Talandier, C. (2020). Genesis and decay of mesoscale baroclinic eddies in the seasonally ice-covered interior Arctic Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, 51(1), 115–129. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-20-0054.1>
- Muckenhuber, S., Korosov, A., & Sandven, S. (2016). Open-source feature-tracking algorithm for sea ice drift retrieval from Sentinel-1 SAR imagery. *The Cryosphere*, 10(2), 913–925. <https://doi.org/10.5194/tc-10-913-2016>
- Newton, J. L., Aagaard, K., & Coachman, L. K. (1974). Baroclinic eddies in the Arctic Ocean. *Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts*, 21(9), 707–719. [https://doi.org/10.1016/0011-7471\(74\)90078-3](https://doi.org/10.1016/0011-7471(74)90078-3)
- Nurser, A. J. G., & Bacon, S. (2014). The Rossby radius in the Arctic Ocean. *Ocean Science*, 10(6), 967–975. <https://doi.org/10.5194/os-10-967-2014>
- Proshutinsky, A., Krishfield, R., Timmermans, M.-L., Toole, J., Carmack, E., McLaughlin, F., et al. (2009). Beaufort Gyre freshwater reservoir: State and variability from observations. *Journal of Geophysical Research*, 114(C1). <https://doi.org/10.1029/2008JC005104>
- Terpstra, A., Watanabe, S.-I., Terpstra, A., & Watanabe, S.-I. (2020). Polar lows. In *Oxford research encyclopedia of climate science*. Oxford University Press. <https://doi.org/10.1093/acrefore/9780190228620.013.775>
- Thorndike, A. S., & Colony, R. (1982). Sea ice motion in response to geostrophic winds. *Journal of Geophysical Research*, 87(C8), 5845. <https://doi.org/10.1029/jc087ic08p05845>
- Tonboe, R., Lavelle, J., Pfeiffer, R.-H., & Howe, E. (2017). *Ocean & sea ice SAF product user manual for OSI SAF global sea ice concentration* (Technical Report). Danish Meteorological Institute.
- Toole, J., Krishfield, R., Timmermans, M.-L., & Proshutinsky, A. (2011). The Ice-Tethered Profiler: Argo of the Arctic. *Oceanography*, 24(3), 126–135. <https://doi.org/10.5670/oceanog.2011.64>
- Tschudi, M., Meier, W. N., & Stewart, J. S. (2020). An enhancement to sea ice motion and age products at the National Snow and Ice Data Center (NSIDC). *The Cryosphere*, 14(5), 1519–1536. <https://doi.org/10.5194/tc-14-1519-2020>
- Tschudi, M., Meier, W. N., Stewart, J. S., Fowler, C., & Maslanik, J. (2019). *Polar Pathfinder Daily 25 km EASE-Grid Sea Ice Motion Vectors, version 4*. Boulder, CA, USA: National Snow and Ice Data Center. Retrieved from <https://doi.org/10.5067/INAWUW07QH7B>
- Tulloch, R., Marshall, J., Hill, C., & Smith, K. S. (2011). Scales, growth rates, and spectral fluxes of baroclinic instability in the ocean. *Journal of Physical Oceanography*, 41(6), 1057–1076. <https://doi.org/10.1175/2011JPO4404.1>
- Wagner, J. S., Gohm, A., Dörnbrack, A., & Schäfler, A. (2011). The mesoscale structure of a polar low: Airborne lidar measurements and simulations. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 137(659), 1516–1531. <https://doi.org/10.1002/qj.857>
- Zhang, Y., Maslowski, W., & Semtner, A. J. (1999). Impact of mesoscale ocean currents on sea ice in high-resolution Arctic ice and ocean simulations. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 104(C8), 18409–18429. <https://doi.org/10.1029/1999jc000158>
- Zhao, M., & Timmermans, M. (2015). Vertical scales and dynamics of eddies in the Arctic Ocean's Canada Basin. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 120(12), 8195–8209. <https://doi.org/10.1002/2015JC011251>
- Zhao, M., Timmermans, M., Krishfield, R., & Manucharyan, G. (2018). Partitioning of kinetic energy in the Arctic Ocean's Beaufort Gyre. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 123(7), 4806–4819. <https://doi.org/10.1029/2018JC014037>

- Zhao, M., Timmermans, M.-L., Cole, S., Krishfield, R., Proshutinsky, A., & Toole, J. (2014). Characterizing the eddy field in the Arctic Ocean halocline. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, *119*(12), 8800–8817. <https://doi.org/10.1002/2014JC010488>
- Zhao, M., Timmermans, M.-L., Cole, S., Krishfield, R., & Toole, J. (2016). Evolution of the eddy field in the Arctic Ocean's Canada Basin, 2005–2015. *Geophysical Research Letters*, *43*(15), 8106–8114. <https://doi.org/10.1002/2016GL069671>

CHAPITRE 3 : CARACTÉRISATION DE LA VORTICITÉ DE LA GLACE DE MER ET CONTRIBUTION DE LA MÉSOÉCHELLE OCÉANIQUE

3.1 Préambule

Dans les chapitres précédents, nous avons décrit pourquoi nous nous attendions à observer la signature des tourbillons océaniques dans la vorticité de la glace de mer et comment nous avons réussi à observer un exemple concret dans la MIZ. A ce stade du manuscrit, il reste des zones d'ombre notamment sur les régions où nous pourrions observer cette signature et quelles sont ses échelles spatiales et temporelles. Il est aussi nécessaire d'avoir une vision plus globale de l'impact des tourbillons sur la vorticité de la glace de mer en prenant en compte les autres forçages qui s'exercent sur la glace. Dans ce chapitre, nous utilisons un outil encore différent des précédents chapitres. Nous utilisons des sorties du modèle couplé NEMO - LIM 3.5 afin de quantifier l'impact des tourbillons sur la vorticité de la glace de mer en commençant par caractériser la variabilité de la vorticité de la glace afin de comprendre quelles échelles de temps et d'espace portent la signature des tourbillons.

3.2 Introduction

Le mouvement de la glace de mer est la résultante complexe des vents qui soufflent sur la surface de la glace, des courants océaniques et de son stress interne. La glace de mer est considérée comme un solide 2D, en raison de son échelle horizontale qui peut s'étendre sur des milliers de kilomètres, largement supérieure à son épaisseur qui est de l'ordre de quelques mètres. Son bilan de quantité de mouvement est décrit par :

$$\rho_{ice} h_{ice} \left[\frac{\partial \mathbf{U}_{ice}}{\partial t} + \mathbf{U}_{ice} \cdot \nabla \mathbf{U}_{ice} + f \mathbf{k} \times \mathbf{U}_{ice} \right] = \boldsymbol{\tau}_a + \boldsymbol{\tau}_o + \nabla \boldsymbol{\sigma} - mg \nabla H \quad (3.1)$$

avec ρ_{ice} la densité de la glace de mer, h_{ice} son épaisseur, $\mathbf{U}_{ice} = (\mathbf{u}_{ice}, \mathbf{v}_{ice})$ sa vitesse horizontale, f le paramètre de Coriolis, \mathbf{k} un vecteur unitaire normal à la surface de la Terre, $\boldsymbol{\tau}_a$ et $\boldsymbol{\tau}_o$ les termes de tensions associés à l'atmosphère et à l'océan, $\boldsymbol{\sigma}$ le tenseur des forces internes de la glace de mer et $mg \nabla H$ le terme associé à l'élévation de surface de la mer, qui peut-être considéré comme faible (Steele et al., 1997). $\nabla \boldsymbol{\sigma}$ est le terme de rhéologie qui décrit la résistance de la glace de mer lorsqu'elle est soumise aux forçages extérieurs (atmosphère et océan) et inclut les interactions "floe-floe". Ces interactions comprennent la rupture entre les floes, leur collision ou encore le glissement d'un floe sur un autre qui induit un empilement, créant des champs de déformation avec par exemple la formation de crêtes de compression. La rhéologie permet alors d'évaluer ces contraintes internes et de décrire la résistance de la glace face à la traction, la compression et/ou le cisaillement qu'elle subit. La rhéologie la plus utilisée est la rhéologie visco-plastique (VP, Hibler, 1979). Lorsque la glace est soumise à de faibles taux de déformation elle se comporte comme un fluide visqueux, et face à d'importants taux de déformation, elle agit comme un matériau plastique. L'expression du tenseur $\boldsymbol{\sigma}$ (non montrée ici) est dépendante de la résistance de la glace P qui peut être décrite par une loi exponentielle (Hibler, 1979) :

$$P = P^* h_{ice} e^{C(1-c_{ice})} \quad (3.2)$$

avec P^* et C deux constantes empiriques et c_{ice} sa concentration. Avec cette loi, lorsque la concentration et l'épaisseur de glace diminuent, la glace de mer résiste moins aux forçages extérieurs. Manucharyan and Thompson (2022) suggèrent que sous un certain seuil de la concentration, la glace n'a aucune résistance face à la déformation causée par l'océan. En analysant des simulations idéalisées basées sur le modèle MITgcm, Manucharyan and Thompson (2022) testent la sensibilité de la constante C . Avec la valeur $C = 20$ qui est communément utilisée, la rhéologie devient très faible lorsque la concentration décroît sous 80 %. La glace est donc considérée en état de *free-drift* et sa quantité de mouvement dépend alors principalement des forçages atmosphériques et océaniques. La dynamique de la glace de mer dans la MIZ devrait donc être différente de celle de la banquise compacte.

Le mouvement de la glace est caractérisé par une grande variabilité d'échelles spatiales et temporelles liées à ses interactions complexes avec les forçages extérieures et sa rhéologie (Kaur et al., 2018; Fu et al., 2021). Afin de distinguer ces échelles, certaines études s'appuient sur la signature de l'atmosphère et de l'océan dans la vortacité de la glace définie par

$$\xi_{ice} = \frac{\partial v_{ice}}{\partial x} - \frac{\partial u_{ice}}{\partial y} \quad (3.3)$$

Le forçage atmosphérique exerce un contrôle sur le mouvement de la glace sur de grandes échelles spatiales telles que pour le Gyre de Beaufort, ainsi que sur des échelles plus petites via l'effet des tempêtes. Par exemple, les tempêtes cycloniques sous le nom de *Polar Lows* influencent la dérive de la glace sur des distances allant de 100 km à 1000 km (Terpstra et al., 2020). Lukovich and Barber (2006) utilisent la signature anticyclonique du Gyre de Beaufort observée sur les images satellites pour étudier la variabilité dynamique de différentes couches atmosphériques. De même, les cyclones atmosphériques sont identifiés grâce à leur signature dans la vortacité de la glace de mer en Arctique (e.g., Asplin et al., 2009) et en Antarctique (Wassermann et al., 2006). A plus petite échelle, la dynamique océanique de mésoéchelle affecte le mouvement de la glace sous forme de filaments et de spirales de quelques kilomètres (Figure 1 de Manucharyan and Thompson, 2017). Observée principalement dans la MIZ, cette signature dans la vortacité de la glace de mer est utilisée pour détecter la présence de tourbillons océaniques de mésoéchelle sous la glace (e.g., Cassianides et al., 2021; Manucharyan et al., 2022).

Manucharyan et al. (2022) utilisent des images satellites pour détecter la rotation de floes, dont l'échelle spatiale varie entre 4 km et 75 km dans la MIZ du bassin Canadien. En combinant leurs observations à un modèle idéalisé, ils montrent que le taux de rotation de la glace est dépendant du champs tourbillonnaire océanique sous-jacent. Avec un modèle idéalisé, Manucharyan and Thompson (2017) étudient les processus dynamiques contribuant à la signature des tourbillons océaniques dans la vortacité de la glace dans la MIZ. Ils montrent que la glace tend à être piégée et à s'accumuler par convergence dans les cyclones et à diverger dans les anticyclones. A partir de la vortacité de la glace, Manucharyan et al. (2022) déduisent plusieurs caractéristiques de la dynamique océanique de mésoéchelle comme la taille des tourbillons, leur nombre, leur taux de dissipation et l'évolution de l'énergie cinétique turbulente. Cependant, leur résultats sont spécifiques au Gyre de Beaufort. Etant donné la variabilité spatiale de la dynamique de la glace de mer en Arctique, il est nécessaire d'étudier le lien entre la vortacité de la glace et de l'océan dans d'autres régions. L'étude de Manucharyan and Thompson (2022) s'intéressent à cette interaction dynamique mais cette fois-ci à l'échelle du bassin Arctique. Ils analysent les champs de vortacité de la glace et de l'océan pour l'année 2012 à l'aide d'une simulation réaliste avec 1 km de résolution horizontale. Ils trouvent que la vortacité de la glace est for-

tement corrélée à celle de l’océan, et qu’elle reflète la signature des tourbillons de surface dès que sa concentration décroît sous 80 %. Cette étude donne une estimation plus large des régions propices à la signature des tourbillons. Néanmoins, le modèle dans l’étude de Manucharyan and Thompson (2022) ne représente pas correctement les conditions de la glace pour l’année 2012 par rapport aux observations. Il est donc nécessaire d’approfondir leurs résultats et de quantifier avec un cadre cohérent la contribution de la mésoéchelle océanique dans la variabilité de la vorticité de la glace de mer.

Dans ce chapitre, nous utilisons un modèle réaliste à haute résolution pour comprendre quelles échelles de temps et d’espace caractérisent la signature de la mésoéchelle de l’océan dans la vorticité de la glace de mer. C’est une étape importante afin d’améliorer notre compréhension du rôle de la mésoéchelle océanique dans la dynamique de la glace dans différentes régions de l’Arctique. Il est important de noter que nous nous concentrons sur la gamme de mésoéchelle océanique $R_d - 2\pi R_d$ avec $R_d = 10$ km qui est plus petite que la gamme de mésoéchelle de l’atmosphère. La première étape consiste à caractériser la vorticité de la glace sur différentes échelles. Dans la seconde étape, nous étudions la contribution de la vorticité de la mésoéchelle océanique ainsi que celle des vents qui s’exercent sur la vorticité glace de mer, et enfin le rôle joué par la rhéologie. Notre étude s’étale sur une période de 20 ans et nous permet (i) de comparer le cycle saisonnier de la vorticité de la glace avec celle des forçages afin de déterminer quelles échelles de la vorticité ils affectent et (ii) d’étudier l’évolution interannuelle de la vorticité de la glace et de ces forçages. Nous utilisons une simulation faite avec le couplage des modèles NEMO-LIM3.5 qui est décrite dans la Section 3.3. Nous caractériserons la variabilité saisonnière de la vorticité de la glace dans la Section 3.4, qui sera comparée à celle de la vorticité des forçages et à la rhéologie dans la Section 3.5. Ensuite, nous étudierons la variabilité entre 1995–2015 de la vorticité de la glace dans la Section 3.6 afin de la comparer aux forçages dans la Section 3.7 et estimer l’évolution des interactions. Nous discuterons et conclurons sur ce travail dans la section 3.8.

3.3 Description de la simulation numérique

Nous utilisons des sorties de modèle afin d’analyser la variabilité de la vorticité de la glace de mer sur l’ensemble du bassin Arctique. Nous utilisons une simulation réalisée avec la configuration régionale CREG12 (Canadian REGIONal, Dupont et al., 2015) extraite du domaine global ORCA12. CREG12 inclut le bassin Arctique et les régions de l’Atlantique Nord jusqu’à 27°N. Elle est basée sur le couplage des modèles numériques NEMO 3.6 (Nucleus for European Modelling of the Ocean, <http://www.nemo-ocean.eu>, Madec, 2016) pour la composante océanique et LIM 3.5 et pour la composante glace (Rousset et al., 2015). Dans LIM 3.5, la rhéologie de la glace est une rhéologie VP à laquelle est

ajoutée un terme élastique (EVP, Hunke and Dukowicz, 1997). La grille est irrégulière avec une résolution horizontale de $1/12^\circ$ en Arctique (3-4 km) et 75 niveaux verticaux. Etant donné que le bassin Arctique profond est caractérisé par un rayon de déformation R_d de 10 km (Nurser and Bacon, 2014), CREG12 résout les tourbillons de mésoéchelle dans l'intérieur du bassin mais pas sur les plateaux peu profonds où R_d décroît sous 3 km. La simulation utilisée s'étend de 1979 à 2015, et nous utiliserons les données entre 1995–2015 pour laisser les conditions océaniques s'équilibrer durant le temps d'ajustement. Les données de la rhéologie ne sont pas disponibles pour l'année 1995, et toutes les analyses débuteront à partir de 1996 pour ce paramètre. Les sorties du modèle sont des moyennes à 5 jours.

Les conditions initiales de température et salinité sont issues de la climatologie *World Ocean Atlas 2009* avec l'océan au repos. Le forçage atmosphérique est le *DRAKKAR Forcing Set DFS5.2* (Brodeau et al., 2010) basé sur la réanalyse ERA-Interim. Une simulation ORCA12 réalisée par le groupe DRAKKAR est utilisée pour déterminer la concentration et l'épaisseur initiales de la glace, ainsi que les conditions aux frontières au détroit de Béring et à 27°N en Atlantique Nord (Treguier et al., 2014). La climatologie de Day et al. (2018) est utilisée pour les apports fluviaux et glaciaires. Une correction a été apportée à la base des données afin de prendre en compte la contribution du Groenland (Hu et al., 2019b). Davantage d'informations sur la simulation numérique et sur la représentation de la dynamique de mésoéchelle océanique en Arctique sont présentées dans Regan et al. (2020).

3.4 Caractérisation saisonnière de la vorticité de la glace de mer

Nous débutons l'analyse en nous intéressant à la variabilité saisonnière de la vorticité de la glace de mer ξ_{ice}/f_o (avec f_o le paramètre de Coriolis pris au pôle Nord, $f_o = 1.4 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$) entre 1995–2015 (Figure 3.1).

En hiver et printemps, la banquise compacte qui couvre une majorité du bassin est caractérisée par des valeurs de vorticité de l'ordre de $O(10^{-4}-10^{-3})$ tandis que la MIZ est restreinte dans les mers Nordiques et la mer de Barents avec des valeurs de vorticité plus fortes de l'ordre de $O(10^{-2}-10^{-1})$. En été et automne, la fonte de la glace résulte en la diminution de l'extension spatiale de la banquise compacte et favorise l'expansion de la MIZ vers l'intérieur du bassin (Figures 3.1c et d). L'augmentation de la superficie de la MIZ s'accompagne d'une hétérogénéisation et d'une augmentation de l'intensité du champ de vorticité. Les champs de vorticité dans les deux régions ont aussi des échelles spatiales différentes. Dans la banquise compacte, les structures sont larges s'étendant sur plusieurs centaines de kilomètres, telles que le signal anticyclonique du Gyre de Beaufort

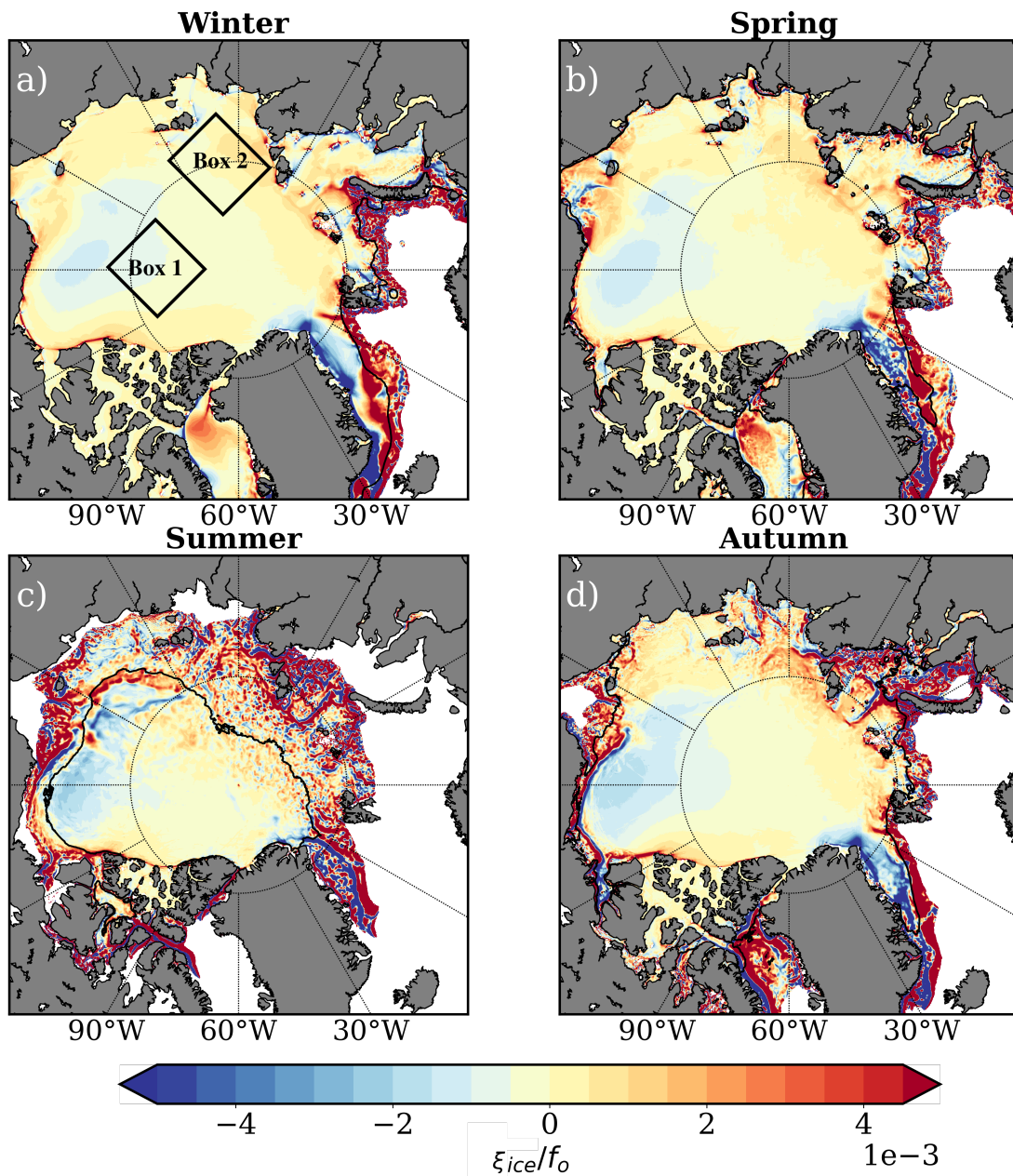


FIGURE 3.1 – Moyenne saisonnière de ξ_{ice}/f_o entre 1995 et 2015 pour (a) l’hiver (janvier, février, mars), (b) le printemps (avril, mai, juin), (c) l’été (juillet, août, septembre) et (d) l’automne (octobre, novembre, décembre). Le contour de concentration de la glace à 80 % est indiqué en trait noir. Pour chaque saison, nous avons calculé la probabilité de présence de la glace, et nous avons masqué les données lorsque la probabilité est inférieure à 50 %. Les deux boîtes sur le panel (a) délimitent une région dans la banquise compacte au nord du Gyre de Beaufort (Boîte 1) et une région saisonnière au nord de la mer de Laptev (Boîte 2).

(valeurs négatives de vorticité), qui contrastent avec les structures plus petites dans la MIZ de l'ordre de quelques kilomètres.

Le champ ξ_{ice}/f_o peut donc être décrit par deux régimes (Figure 3.1) :

- Régime 1 : Le champ de vorticité est caractérisé par des valeurs de l'ordre de $O(10^{-4}-10^{-3})$, principalement dans la banquise compacte avec des échelles spatiales larges sur des centaines de kilomètres.
- Régime 2 : la vorticité augmente de deux ordres de grandeur dans la MIZ, avec des valeurs de l'ordre de $O(10^{-2}-10^{-1})$, avec un champ très hétérogène et une succession de structures cycloniques et anticycloniques de petites échelles.

Afin de caractériser les échelles spatiales visibles dans le champ de vorticité de la glace, nous calculons des spectres de puissance (Figure 3.2). Deux sections sont choisies, l'une dans la banquise compacte dans le Gyre de Beaufort (Section 1), la seconde dans la zone saisonnière (*Seasonal Ice Zone*, SIZ) proche de la mer de Laptev (Section 2). Les sections sont précisées sur la Figure 3.2a. Elles s'étendent sur 1012 km et 1009 km respectivement pour la banquise compacte et pour la SIZ. La grille n'étant pas régulière avec une résolution spatiale de $1/12^\circ$ ($\sim 3-4$ km), nous interpolons les champs de vorticité le long des sections sur une section régulière de 4.5 km de résolution. Nous appliquons ensuite une fenêtre de Hanning afin de réduire l'effet de fuite spectrale (Thomson and Emery, 2014). Enfin, nous calculons la transformée de Fourier des champs de vorticité pour chaque section. Sur la Figure 3.2, nous présentons les spectres pour le 15 Janvier 2004 et pour le 8 Août 2004, deux exemples représentatifs des dynamiques en hiver et en été de l'année 2004.

Le 15 Janvier 2004, la banquise compacte couvre l'ensemble du bassin Arctique avec une vorticité de l'ordre de $O(10^{-3})$, caractérisée par des structures larges de plusieurs centaines de kilomètres (Régime 1, Figure 3.2a). A cette date, les deux sections sont situées dans la banquise compacte. Les spectres sont similaires avec peu d'énergie dans la gamme de mésoéchelle et davantage dans la grande échelle au-dessus de 300 km (Figure 3.2c). Les deux spectres capturent la grande structure anticyclonique du Gyre de Beaufort observable sur la Figure 3.2a. Le 8 Août 2004, la Section 2 est dans la MIZ, avec des structures de vorticité plus intenses et plus petites que pour la Section 1 (Figure 3.2b). Cette différence se reflète dans son spectre qui est plus intense avec davantage d'énergie concentrée dans la gamme de mésoéchelle et dans la grande échelle (Figure 3.2d). L'intensification du spectre de la Section 2 en été n'est pas homogène sur toutes les échelles spatiales. Par exemple, la différence d'intensité des spectres de la Section 2 entre l'hiver et l'été est de l'ordre de $O(10^2)$ à 30 km, alors qu'au-dessus de 60 km, la différence est de l'ordre de $O(10^5)$, et proche de 300 km la différence est de l'ordre de $O(10^3)$. L'accumulation d'énergie dans la gamme de mésoéchelle met en avant le développement de structures de mésoéchelle dans le champ de vorticité de la glace. A l'inverse, la Section 1 reste dans la banquise compacte

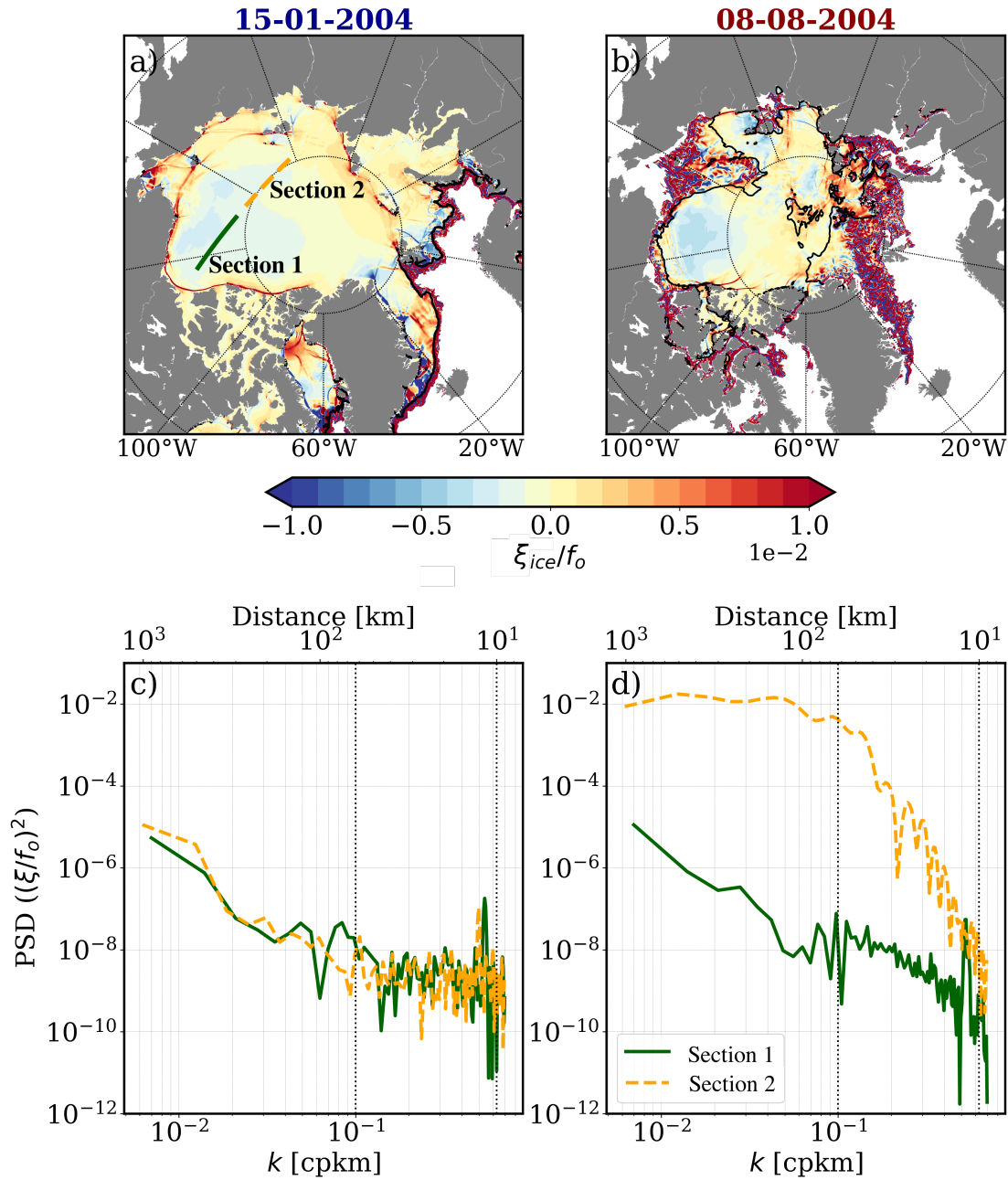


FIGURE 3.2 – Champs de vorticité de la glace ξ_{ice}/f_o du (a) 15 janvier 2004 et du (b) 8 août 2004. Le contour de concentration de la glace à 80 % est indiqué en trait noir. Spectres de puissance de $(\xi_{ice}/f_o)^2$ pour le (c) 15 janvier 2004 et le (d) 8 août 2004, dans la banquise compacte du Gyre de Beaufort (Section 1, ligne continue verte) et dans la zone saisonnière proche de la Mer de Laptev (Section 2, ligne en tirets orange). Les deux sections sont indiquées sur le panel (a). La gamme de mésoéchelle $R_d - 2\pi R_d$ est représentée par les traits en pointillés verticaux avec le premier rayon de déformation $R_d = 10$ km sur les panels (c) et (d).

en été et le spectre qui en découle ne change pas. Cela suggère que les conditions de la glace contrôlent l'intensification de son champ de vorticité (Figure 3.2b).

Le champ de vorticité de la glace de mer est complexe et peut être représenté par deux régimes avec des intensités et des échelles spatiales différentes. La SIZ représente une zone de transition avec le passage d'un régime de vorticité à un autre selon les conditions de la glace. Les précédents résultats ont mis en avant le rôle important des conditions de la glace dans le contrôle du régime de vorticité, mais nous n'avons pas encore déterminé ce qui cause les différences d'intensités et d'échelles spatiales. Nous allons donc nous intéresser à la variabilité des forçages atmosphériques et océaniques afin de déterminer leur rôles respectifs.

3.5 Etude de la vorticité des forçages et de la rhéologie

3.5.1 Caractérisation saisonnière de la vorticité des forçages

A présent, nous allons nous intéresser à la vorticité de l'atmosphère ξ_{atm}/f_o et de l'océan ξ_{oce}/f_o afin de comparer leur variabilité à celle de la vorticité de la glace de mer. Nous calculons le rotationnel des vitesses de vent à 10 m et des vitesses océaniques à la surface pour obtenir la vorticité de l'atmosphère et celle de l'océan respectivement.

Nous commençons par comparer les moyennes saisonnières de la vorticité de la glace de mer (Figure 3.1) aux moyennes saisonnières de la vorticités des forçages (Figures 3.3 et 3.4). Le champ de vorticité de l'atmosphère est de l'ordre de $O(10^{-2})$, supérieur aux valeurs de vorticité de la glace pour les régimes 1 et 2 avec des structures de grandes échelles spatiales (Figure 3.3). L'Ouest du bassin est caractérisé par une vorticité négative qui s'étend du Gyre de Beaufort à la mer de Sibérie orientale. Cette vorticité correspond au *Beaufort Sea High* (BSH) qui induit une circulation anticyclonique des vents. Elle se reflète dans la vorticité de la glace (Figure 3.1) et de l'océan de surface (Figure 3.4). Le reste du bassin est caractérisé par une vorticité cyclonique, induite par les vents venant du Nord Atlantique qui pénètrent par les mers Nordiques et circulent cycloniquement dans le bassin. Cette signature est aussi visible dans la vorticité de la glace de mer (Figure 3.1).

Les champs de vorticité de l'océan et de la glace de mer ont des caractéristiques similaires (Figures 3.1 et 3.4). Sous la banquise compacte, la vorticité de l'océan est caractérisée par de larges structures intenses de l'ordre de $O(10^{-3})$, comme le Gyre de Beaufort, visible grâce à sa signature anticyclonique (Figure 3.4). Cette description ressemble au Régime 1 de la vorticité de la glace de mer. Dans la MIZ, le champ de vorticité de l'océan est plus hétérogène avec des signaux cycloniques et anticycloniques très intenses de l'ordre

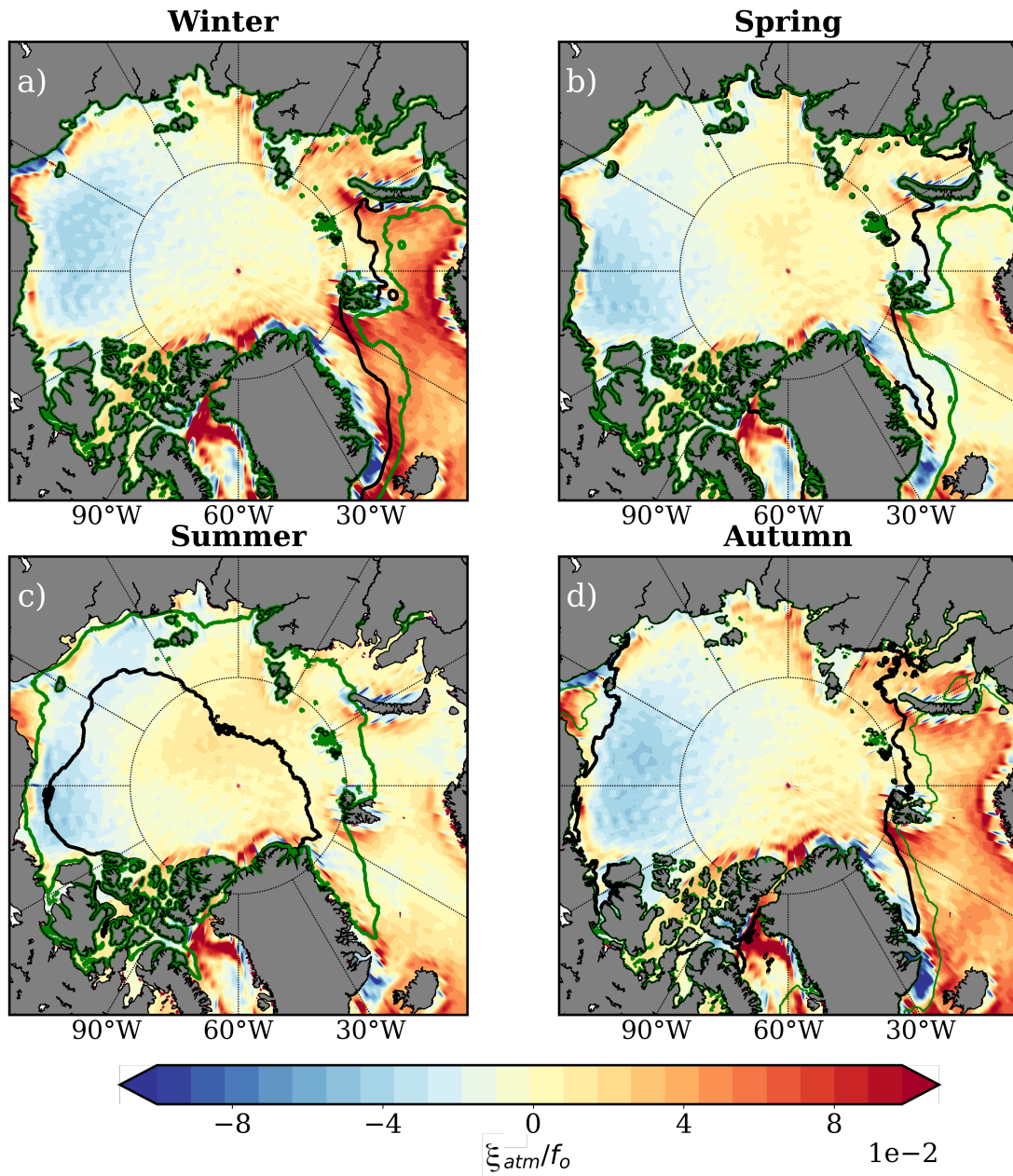


FIGURE 3.3 – Moyennes saisonnières entre 1995 et 2015 de ξ_{atm}/f_o pour (a) l’hiver (janvier, février, mars), (b) le printemps (avril, mai, juin), (c) l’été (juillet, août, septembre) et (d) l’automne (octobre, novembre, décembre). Le trait noir indique le contour de concentration de la glace à 80 %. Pour chaque saison, nous avons calculé la probabilité de présence de la glace et nous indiquons avec un trait vert lorsque cette probabilité est inférieure à 50 %.

de $O(10^{-2}-10^{-1})$, et une échelle spatiale de quelques kilomètres. Lorsqu’en été une partie de la banquise compacte devient la MIZ, le champ de vorticité de l’océan sous-jacent s’intensifie avec le développement de structures de petites échelles (Figure 3.4c). Cette

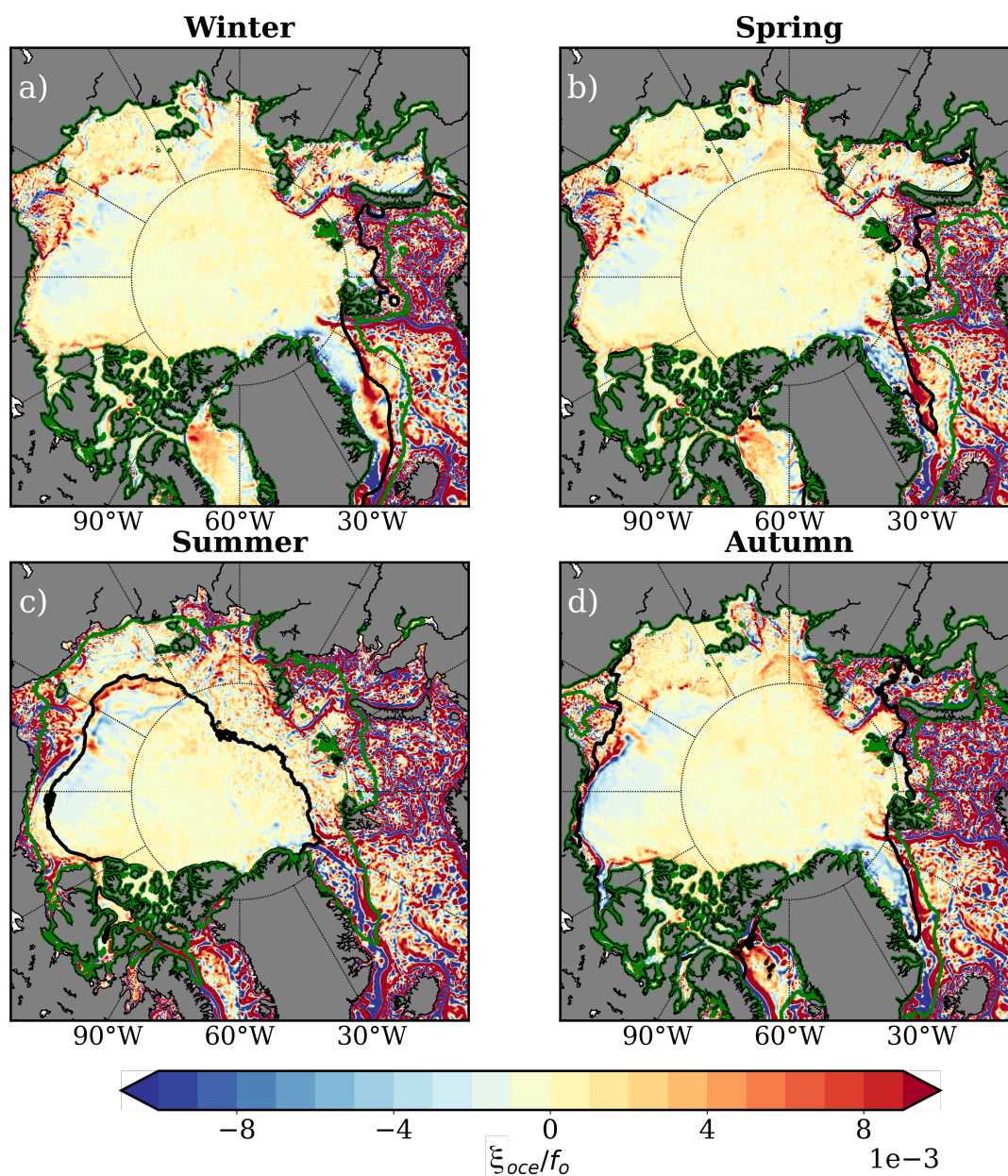


FIGURE 3.4 – Moyennes saisonnières entre 1995 et 2015 de ξ_{oce}/f_o pour (a) l’hiver (janvier, février, mars), (b) le printemps (avril, mai, juin), (c) l’été (juillet, août, septembre) et (d) l’automne (octobre, novembre, décembre). Le trait noir indique le contour de concentration de la glace à 80 %. Pour chaque saison, nous avons calculé la probabilité de présence de la glace et nous indiquons avec un trait vert lorsque cette probabilité est inférieure à 50 %.

description est similaire au Régime 2 de la vorticité de la glace. Nous relevons aussi des différences entre les champs de vorticité de l’océan et celui de la glace de mer. La vorticité du Gyre de Beaufort est plus intense dans la vorticité de la glace de mer que celui de l’océan quelle que soit la saison. De plus, sur les plateaux continentaux, il y a plusieurs

structures de petites échelles très intenses dans la vorticité de l'océan sous la glace compacte, par exemple en mer de Tchouches et de Sibérie orientale, qui ne sont pas visibles dans la vorticité de la glace de mer.

Nous nous intéressons à présent aux échelles spatiales qui caractérisent la vorticité des forçages grâce aux spectres de puissance (Figure 3.5) afin de les comparer aux échelles de la vorticité de la glace de mer (Figure 3.2). Nous calculons des spectres pour les sections 1 et 2, pour le 15 Janvier 2004 et le 8 Août 2004. Concernant $(\xi_{atm}/f_o)^2$, les spectres des deux sections sont identiques avec davantage d'énergie dans les grandes échelles spatiales, cohérent avec la signature du BSH (Figure 3.5a). Cette signature est constante toute l'année (Figures 3.5a et c) et elle est aussi visible sur les spectres de la vorticité de la glace de mer et de l'océan avec des intensités plus faibles (lignes continues en gris et bleu sur les Figures 3.5b et d).

En hiver, les spectres de la vorticité de l'océan dans les deux régions ont des pentes similaires mais avec des intensités différentes. Le spectre de la Section 2 est plus intense de deux ordres de grandeur que celui de la Section 1 (Figure 3.5b). Sous la banquise compacte, les spectres en hiver et en été sont similaires dans leur intensité et leur pente. La dynamique océanique en surface y serait donc identique quelle que soit la saison avec plus d'énergie cumulée dans la grande échelle. De plus dans cette région, la différence d'intensité entre les spectres de $(\xi_{ice}/f_o)^2$ et $(\xi_{oce}/f_o)^2$ montre que l'océan est plus énergétique que la glace de mer. En été dans la MIZ, le spectre de $(\xi_{oce}/f_o)^2$ de la Section 2 gagne de l'énergie dans la gamme de mésoéchelle et dans les grandes échelles par rapport au spectre en hiver (Figure 3.5d). Ce résultat souligne le développement des tourbillons de mésoéchelle en été dans la MIZ qui impactent la vorticité océanique de surface. De plus, la ressemblance entre les spectres de $(\xi_{ice}/f_o)^2$ et $(\xi_{oce}/f_o)^2$ dans la MIZ en été met en lumière la signature de mésoéchelle océanique dans la vorticité glace de mer.

Les moyennes saisonnières des Figures 3.3 et 3.4 et les spectres de la Figure 3.5 montrent les effets différents qu'ont les forçages selon les régions. Afin de mettre en évidence les régions où prédominent les interactions entre la vorticité de la glace de mer et celles des forçages, nous calculons des corrélations saisonnières. Pour chaque saison, nous calculons la corrélation dans le temps entre 1995–2015 pour les vorticités des couples glace–atmosphère et glace–océan (Figure 3.6).

Les corrélations entre les vorticités de l'atmosphère et de la glace sont supérieures à 0.8 pour les régions couvertes par la banquise compacte associées au Régime 1 (Figures 3.6). Inversement, les corrélations avec la vorticité de l'océan sont inférieures à 0.5 dans la banquise compacte, voir même inférieures à 0.2 en hiver et printemps. En été et automne, les fortes corrélations entre les vorticités de la glace et de l'atmosphère se concentrent principalement à l'Ouest du bassin Canadien, proche des archipels canadiens arctiques et du Groenland (Figure 3.6). Dans la MIZ, les corrélations entre les vorticités de la glace

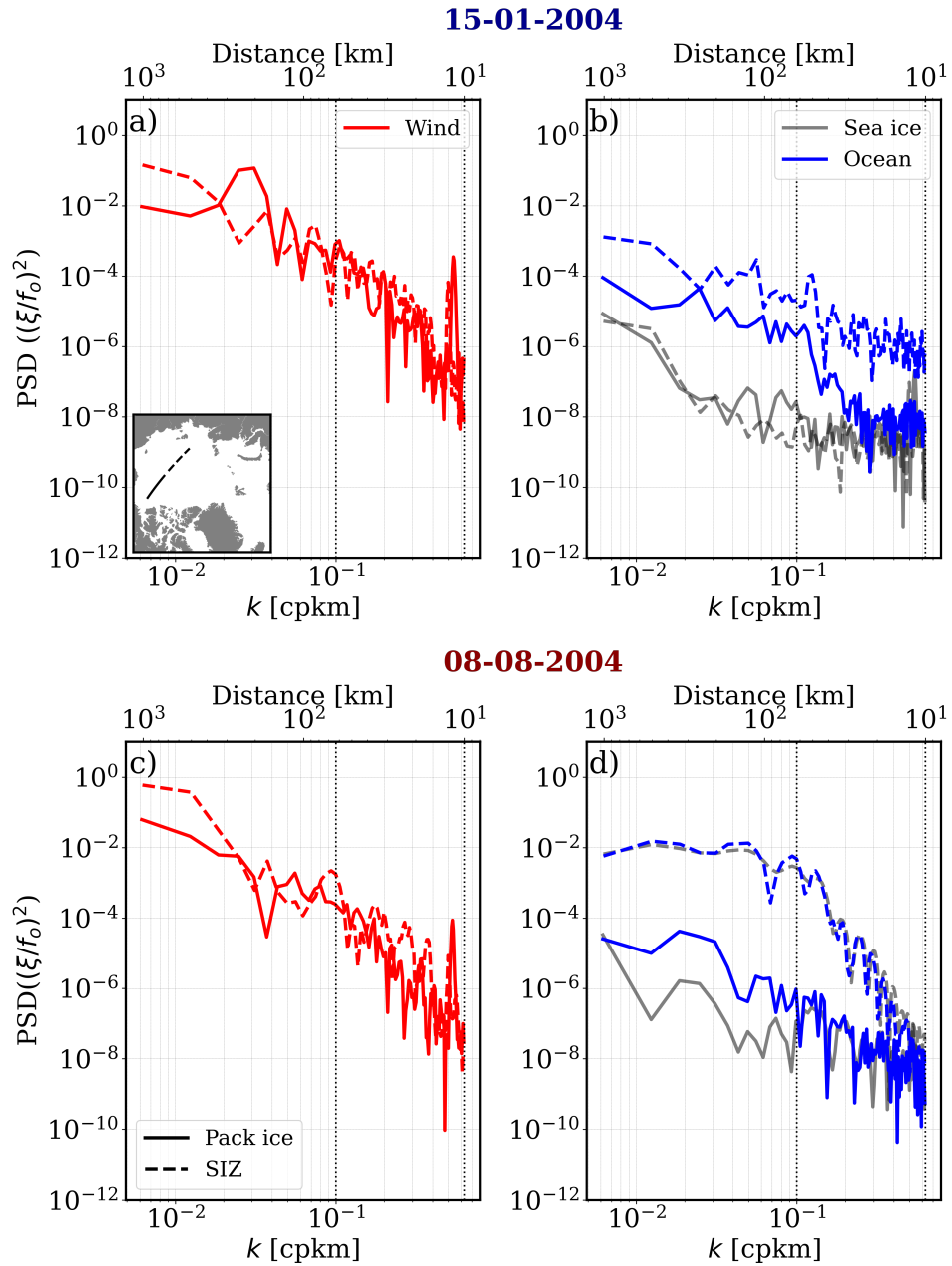


FIGURE 3.5 – Spectres de puissance pour le 15 janvier 2004 pour (a) $(\xi_{atm}/f_o)^2$ et (b) $(\xi_{oce}/f_o)^2$, et pour le 8 août 2004 pour (c) $(\xi_{atm}/f_o)^2$, (d) $(\xi_{oce}/f_o)^2$, dans la banquise compacte du Gyre de Beaufort (Section 1, ligne continue) et dans la zone saisonnière proche de la Mer de Laptev (Section 2, ligne en tiret). Les sections 1 et 2 sont indiquées en noir sur la Figure (a). Sur les Figures (b) et (e) sont indiqués en gris les spectres de la vorticité de la glace de mer de la Figure 3.2. La gamme de mésoéchelle $R_d - 2\pi R_d$ est représentée par les traits en pointillés verticaux avec le premier rayon de déformation $R_d = 10$ km.

et de l'océan sont supérieures à 0.9, quelle que soit la saison tandis que les corrélations

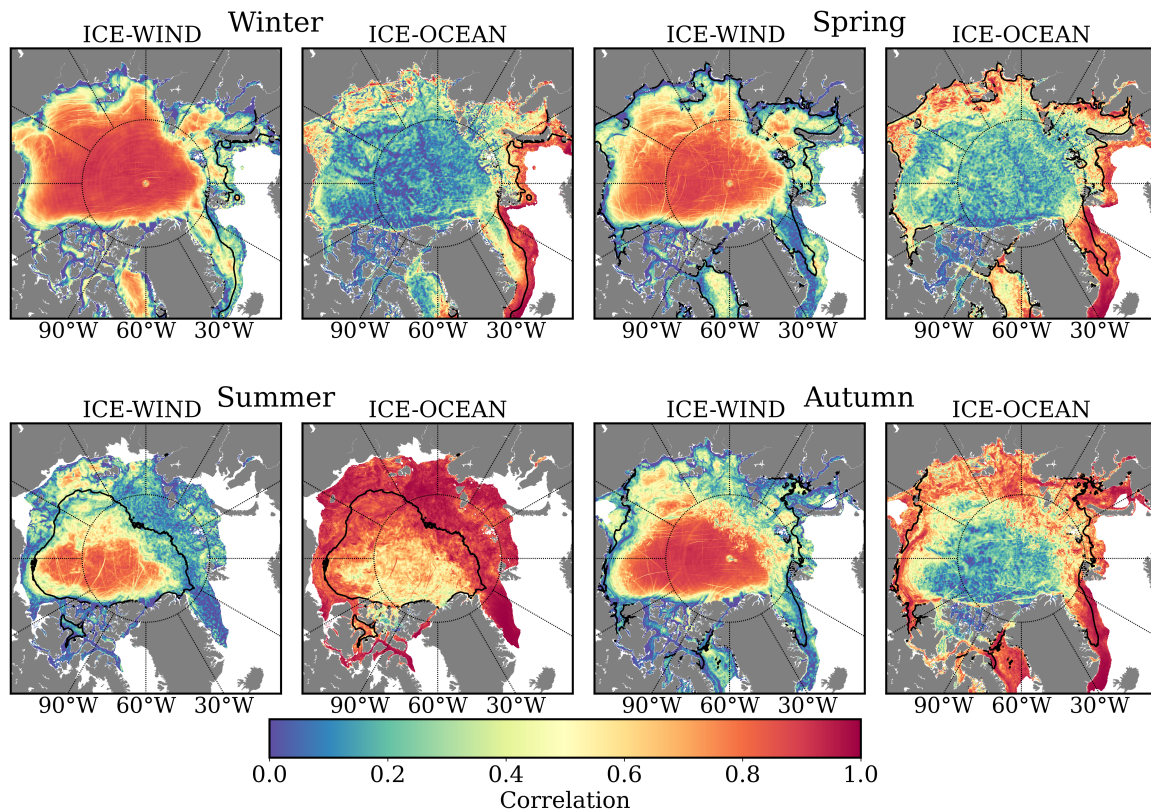


FIGURE 3.6 – Cartes de corrélation saisonnières entre 1995 et 2015 des vorticités des couples glace–atmosphère et glace–océan de surface. Le trait noir indique le contour de concentration de la glace à 80 %.

avec l’atmosphère sont bien plus faibles, inférieures à 0.2 (Figure 3.6). Ces résultats et les analyses spectrales suggèrent que les échelles spatiales dans le Régime 1 sont forcées par l’atmosphère, tandis que le Régime 2 est caractérisé par la signature de la mésoéchelle océanique. Néanmoins, nous ne savons pas pourquoi cette signature océanique n’est pas présente dans toutes les régions englacées du bassin. Le manque de signature des tourbillons dans la banquise compacte laisse suggérer que la résistance de la glace de mer face à la déformation pourrait jouer un rôle. Dans la section suivante, nous allons donc nous intéresser à la rhéologie afin de décrire la résistance de la glace pour les régimes 1 et 2 et en déduire sa contribution dans la variabilité de la vortacité de la glace de mer.

3.5.2 Caractérisation saisonnière de la rhéologie

Les cartes de moyennes saisonnières du terme de rhéologie de la glace de mer $\nabla \cdot \sigma$ sont présentées sur la Figure 3.7. Le contour de concentration de la glace de mer à 80 % permet

une nouvelle fois de distinguer les régimes 1 et 2, avec des valeurs de rhéologie différentes. En hiver, printemps et automne, les valeurs de la rhéologie sont de l'ordre de $O(10^{-2})$ $N.m^{-2}$ dans la banquise compacte, tandis que les valeurs les plus faibles sont de l'ordre de $O(10^{-3})$ $N.m^{-2}$ dans la MIZ, proches du bord de la glace et dans les mers de Barents et Kara (Figures 3.7a, b et d). En été, les valeurs sur l'ensemble du bassin diminuent lorsque la MIZ s'étend spatialement vers le centre du bassin (Figure 3.7c). La MIZ est donc caractérisée par des faibles valeurs de rhéologie, qui traduit une faible résistance de la glace face à la déformation. En comparant les Figures 3.1, 3.4 et 3.7, nous pouvons remarquer que les fortes valeurs de vorticité de la glace de mer et de l'océan se manifestent lorsque la rhéologie est faible. Ainsi, la faible résistance de la glace engendre donc deux phénomènes : (i) une réduction de la dissipation des tourbillons océaniques par la glace et (ii) une signature plus marquée de la mésoéchelle océanique dans la vorticité de la glace de mer. Inversement, dans la banquise compacte la forte rhéologie tend à s'opposer à l'effet des tourbillons, par dissipation contribuant aux plus faibles valeurs de la vorticité de l'océan dans cette région. Par exemple, sur la Figure 3.6 en été, la glace s'accumule due à l'action combinée du BSH et de la dérive Transpolaire qui favorisent la dérive de la glace vers les archipels canadiens arctiques et le Groenland. Cette accumulation de la glace augmente son épaisseur qui induit une rhéologie plus forte (Figure 3.7c) et donc une meilleure résistance face à la déformation océanique. Ce phénomène contribue à la forte corrélation entre la vorticité de la glace et de l'atmosphère, et inversement, à la faible corrélation entre celles de la glace et de l'océan dans la région. La variabilité de la rhéologie joue donc un rôle crucial en contrôlant la transition entre le Régime 1 et le Régime 2, tout en agissant également sur la réponse de la vorticité de la glace face aux forçages atmosphérique et océanique.

Pour résumer, dans la banquise compacte, l'atmosphère force la variabilité spatiale de la vorticité de la glace et de l'océan (Régime 1), avec la signature de structures de grande échelle telles que le BSH. Dans la MIZ, la variabilité spatiale de la vorticité de la glace (Régime 2) est contrôlée par le forçage océanique, en particulier par la dynamique de mésoéchelle.

3.6 Réponse de la vorticité de la glace face aux changements des conditions de glace entre 1995 et 2015

Jusqu'à-là nous nous sommes intéressés au comportement saisonnier moyen des vorticités de la glace et de ses forçages entre 1995 et 2015. Cette période est marquée par un changement des conditions de la glace, avec une diminution de l'épaisseur de la glace

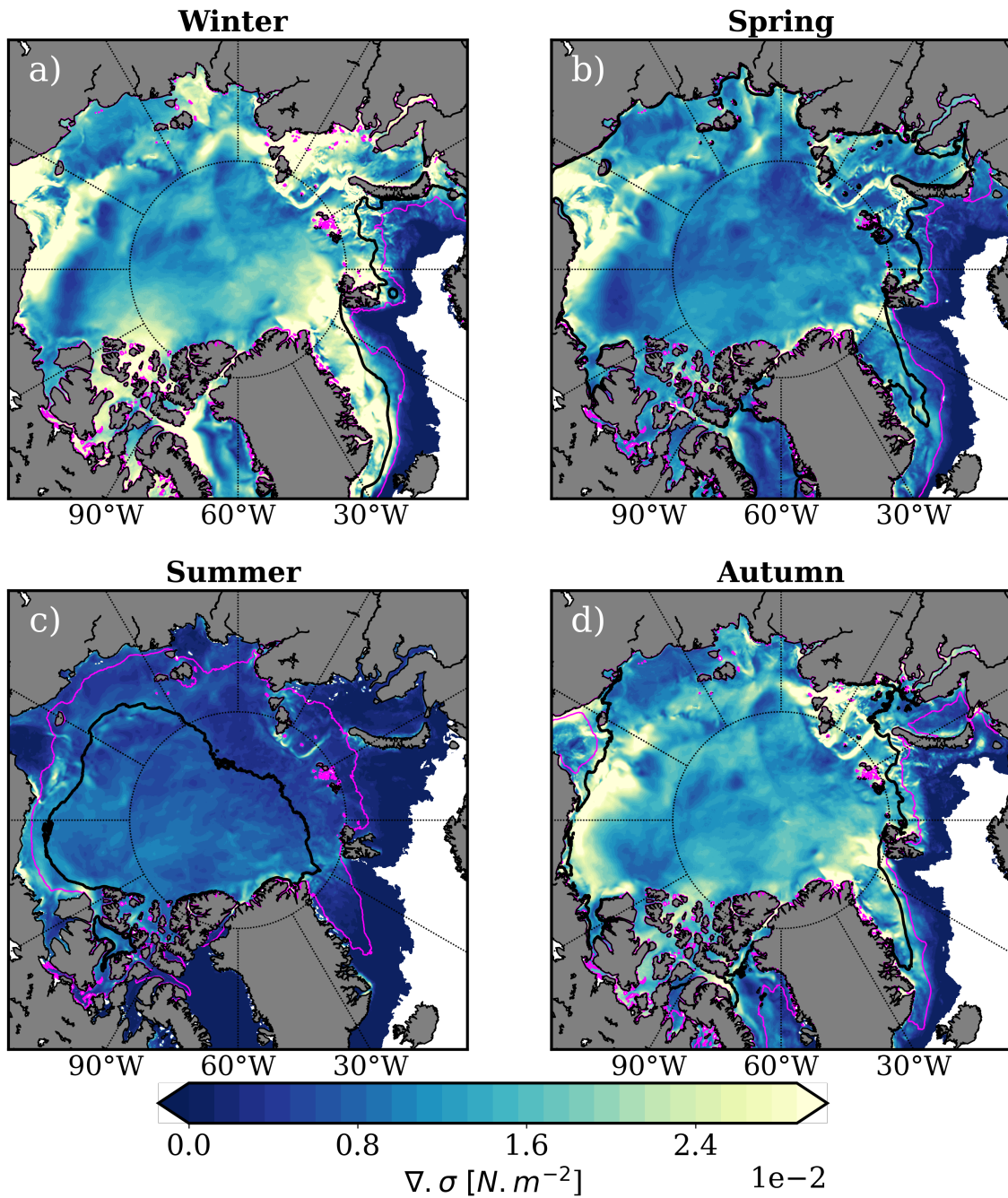


FIGURE 3.7 – Moyennes saisonnières entre 1996 et 2015 de la rhéologie $\nabla \cdot \sigma$ pour (a) l’hiver (janvier, février, mars), (b) le printemps (avril, mai, juin), (c) l’été (juillet, août, septembre) et (d) l’automne (octobre, novembre, décembre). Le trait noir indique le contour de concentration de la glace à 80 %. Pour chaque saison, nous avons calculé la probabilité de présence de la glace et nous indiquons avec un trait magenta lorsque cette probabilité est inférieure à 50 %.

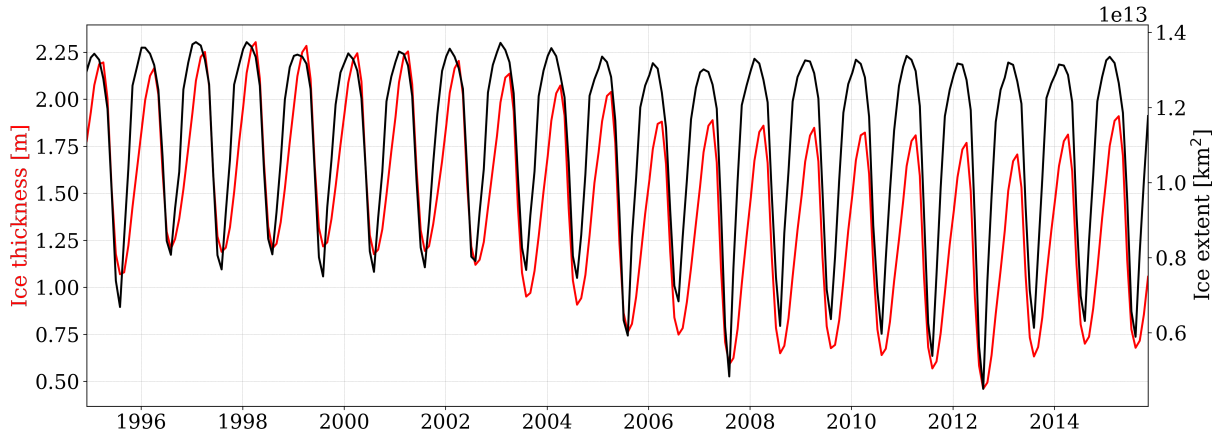


FIGURE 3.8 – Série temporelle des moyennes spatiales de l'épaisseur (en rouge), la concentration (en fond bleu) et le volume (en noir) de la glace dans le bassin Arctique entre 1995 et 2015.

ainsi que de son volume et une concentration qui atteint des valeurs de plus en plus faibles en été (Figure 3.8, Kwok, 2018). Dans cette partie, nous allons étudier la réponse de la vorticité de la glace et des forçages face aux changements des conditions de la glace.

Pour caractériser et quantifier la variabilité de la vorticité de la glace, nous nous focalisons sur deux boîtes précisées sur la Figure 3.1a. Nous délimitons la Boîte 1 dans le Gyre de Beaufort, couverte principalement d'une banquise compacte entre 1995 et 2015, qui représente le comportement du Régime 1. La Boîte 2 est dans la SIZ au nord de la mer de Laptev (Figure 3.1), qui passe du Régime 1 en hiver au Régime 2 en été. La Boîte 1 mesure environ $861 \text{ km} \times 880 \text{ km}$ et la Boîte 2 fait $753 \text{ km} \times 836 \text{ km}$. Les deux boîtes sont donc plus larges que la taille des tourbillons océaniques de mésoéchelle attendue entre $R_d = 10 \text{ km}$ et $2\pi R_d \sim 63 \text{ km}$. Pour les deux boîtes, nous moyennons spatialement ξ_{ice}/f_o et la concentration de la glace, et nous calculons leur déviation standard spatiale (*standard deviation*, STD) pour chaque sortie à 5 jours. La déviation standard indique la dispersion des valeurs autour de la moyenne et peut être utilisée comme proxy de l'intensité de la dynamique de mésoéchelle. Manucharyan and Thompson (2022) montrent que les tourbillons dominent la variance (carré de la déviation standard) de la vorticité de l'océan.

La moyenne spatiale et la STD de ξ_{ice}/f_o sont d'un ordre de grandeur supérieur dans la SIZ par rapport aux séries temporelles dans la banquise compacte (Figure 3.9). Sur la période d'étude, le champ moyen en Gyre de Beaufort est principalement négatif, signature de la dérive anticyclonique du Gyre de Beaufort (Figure 3.9a). Pour les deux régions, le champ moyen ne présente pas de changement internannuel notable, bien que

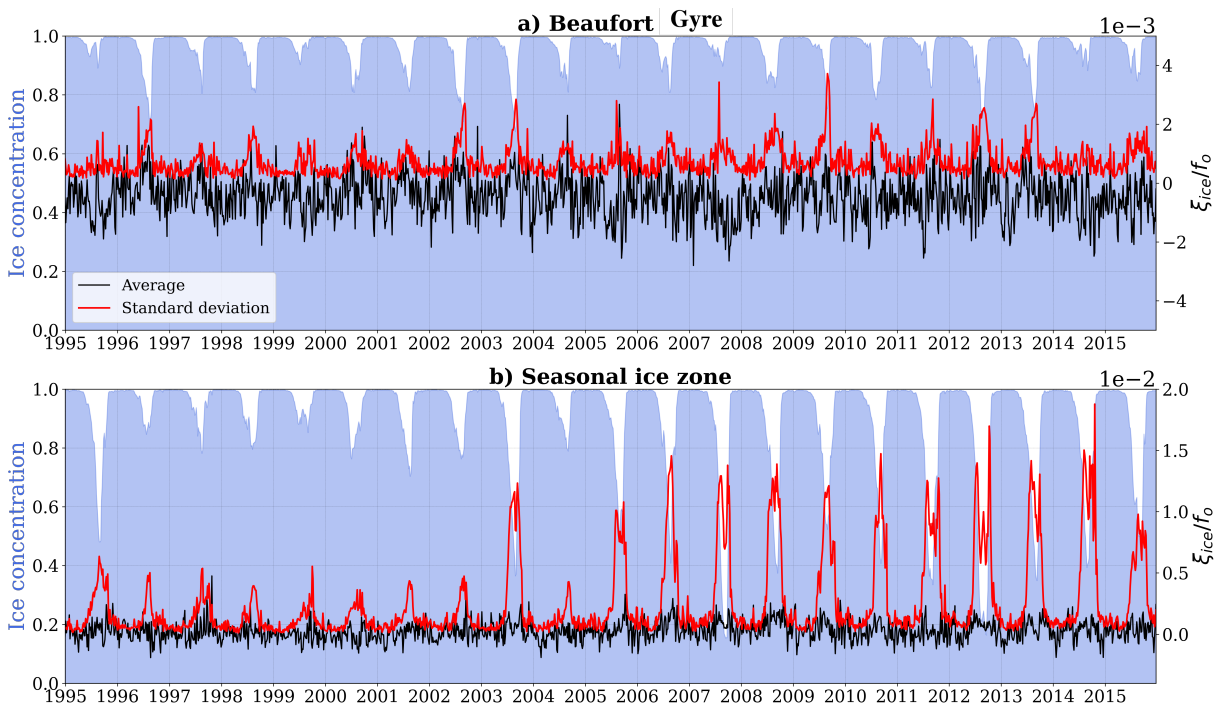


FIGURE 3.9 – Séries temporelles de la moyenne spatiale (noir) et de la déviation standard spatiale (rouge) de ξ_{ice}/f_o dans (a) le Gyre de Beaufort (Boîte 1) et (b) la SIZ (Boîte 2). Les régions sont indiquées par les deux boîtes sur la Figure 3.1. Pour chaque région, la moyenne spatiale de la concentration de glace est tracée en fond.

la concentration de la glace est de plus en plus faible chaque été. En revanche, la réponse de la STD est plus marquée. Pour la banquise compacte, la STD varie saisonnièrement avec des valeurs maximales en août et en septembre proches de $1.5 \cdot 10^{-3}$ suivie d'une décroissance en hiver pour atteindre environ $7 \cdot 10^{-4}$ (Figure 3.9b). Des événements plus intenses se manifestent en 1996, 2002, 2003, 2005, 2007, 2009, 2011, 2012 et 2013 pouvant atteindre jusqu'à $3.7 \cdot 10^{-3}$ en 2009, lorsque la concentration de la glace décroît sous 80 %. Dans la SIZ, des anomalies de STD sont visibles chaque été, mais doublent ou triplent d'intensité à partir de 2003, atteignant jusqu'à $2 \cdot 10^{-2}$. Ces résultats soulignent que le déclin de la concentration de la glace s'accompagne d'une intensification de la dynamique de mésoéchelle de la glace.

Sur la Figure 3.10 nous montrons les moyennes temporelles en été de ξ_{ice}/f_o pour les périodes 1995–2000, 2000–2005, 2005–2010 et 2010–2015, pour illustrer l'intensification de la vorticité de la glace avec le déclin de l'épaisseur de la glace. Entre 1995 et 2015, la superficie de la banquise compacte diminue en été au cours du temps alors que la superficie de la MIZ s'étend vers l'intérieur du bassin Arctique. Avec l'expansion spatiale

de la MIZ, la vorticité de la glace devient plus intense et hétérogène (Régime 2) dans les mêmes régions. Avant 2005, le Régime 2 est restreint sur les bords des bassins Eurasien et Canadien, les mers Nordiques, de Kara et Barents (Figures 3.10a et b), tandis que pour les périodes de 2005-2010 et 2010-2015 il s'étend en mer de Laptev, Sibérie Orientale et une partie du bassin Eurasien (Figures 3.10a et b). Entre 1995 et 2015, la vorticité de la glace s'est donc fortement intensifiée sur une grande partie du bassin Arctique.

Nous analysons de nouveau les spectres de $(\xi_{ice}/f_o)^2$ le long des sections 1 et 2 mais cette fois pour la dernière semaine d'août de chaque année entre 1995 et 2015 (Figure 3.11). Les spectres dans la SIZ ont des pentes similaires avec de l'énergie accumulée dans la gamme de mésoéchelle et dans la grande échelle mais avec des intensités différentes selon les années (Figure 3.11b). Dans le Gyre de Beaufort, la dynamique océanique est moins intense, avec des spectres moins pentus que dans la SIZ et de l'énergie concentrée dans la grande échelle (Figure 3.11a). A partir de 2000, les spectres dans la SIZ gagnent en intensité chaque année, préférentiellement dans la mésoéchelle et la grande échelle plutôt que dans les petites échelles (sous 20 km). Ainsi, le déclin de la concentration de la glace en été s'accompagne d'une intensification de la vorticité de la glace de mer dans la SIZ, avec le développement d'intenses structures de mésoéchelle.

Ces résultats suggèrent que le champ de vorticité de la glace de mer s'intensifie en été au fil des années. Son champ est dominé par des structures de mésoéchelle de plus en plus fréquemment en été et de plus en plus intenses. Les précédents résultats suggèrent que la turbulence océanique était à l'origine des petites structures dans le champ de vorticité de la glace. Pour la suite, nous allons étudier si la signature de plus en plus prononcée de la mésoéchelle océanique est liée à un changement dans la variabilité des forçages.

3.7 Réponse des forçages et de la rhéologie face aux changements des conditions de glace entre 1995 et 2015

Pour étudier l'importance des forçages sur la variabilité de ξ_{ice}/f_o , nous comparons les séries temporelles des moyennes spatiales et STD de ξ_{oce}/f_o et ξ_{atm}/f_o (Figure 3.12) dans les deux boîtes précisées sur la Figure 3.1.

Pour les deux régions, les moyennes spatiales de ξ_{oce}/f_o ont le même ordre de grandeur et varient saisonnièrement avec de fortes valeurs en été qui d croient en hiver lorsque la glace se reforme (Figures 3.12a et b). De même, les STD de ξ_{oce}/f_o dans les deux régions ont un cycle saisonnier avec de fortes valeurs en été (Figures 3.12c et d). Dans le Gyre de Beaufort, la STD de ξ_{oce}/f_o s'intensifie fortement pour les étés en 1996, 2002, 2003, 2009, 2012 et 2013 (Figure 3.12c). Dans la SIZ, de fortes anomalies ont lieu en été en 2003 puis

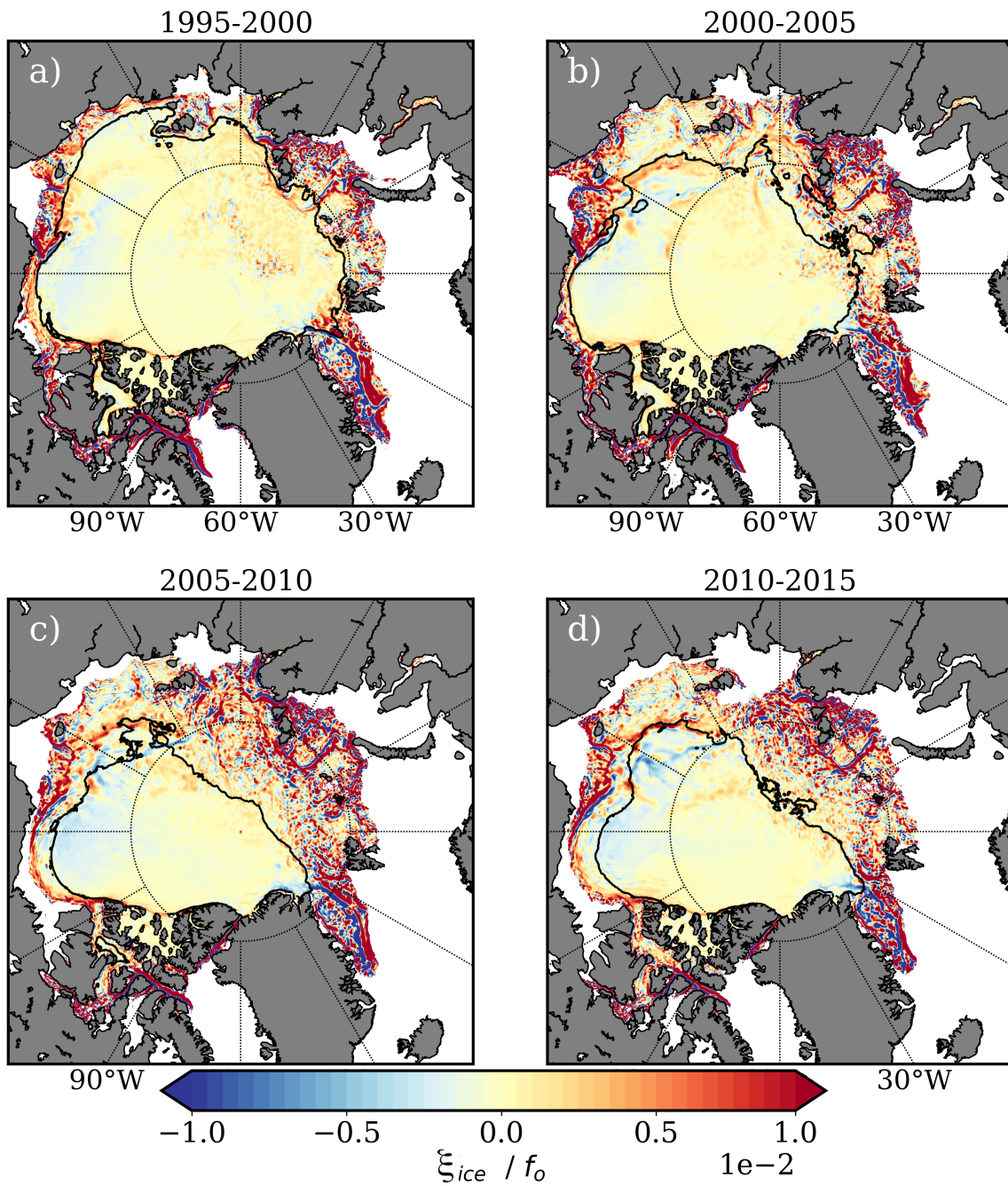


FIGURE 3.10 – Moyennes saisonnières en été de ξ_{ice}/f_o entre (a) 1995-2000, (b) 2000-2005, (c) 2005-2010 et (d) 2010-2015. Pour chaque panel, nous avons calculé la probabilité de présence de la glace, et nous avons masqué les données lorsque la probabilité est inférieure à 50 %. Le contour de concentration de la glace à 80 % est indiqué en trait noir.

chaque été après 2005, atteignant jusqu'à $2 \cdot 10^{-2}$ (Figure 3.12d). Pour les deux régions, ces périodes correspondent aux fortes anomalies de la STD de ξ_{ice}/f_o , qui partagent des ordres de grandeur similaires (Figure 3.9).

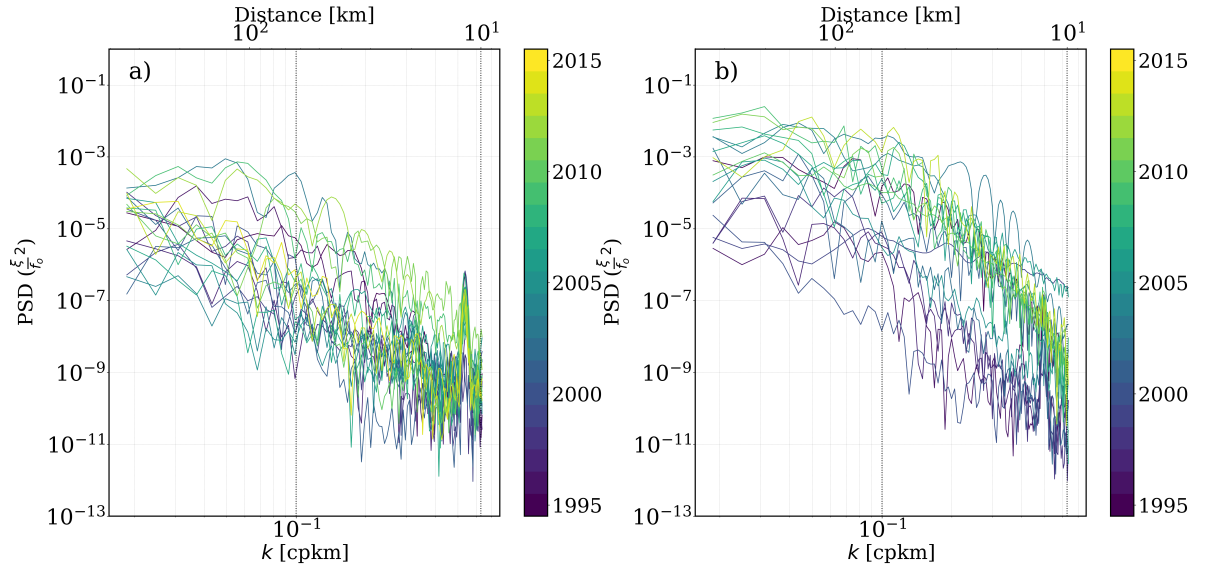


FIGURE 3.11 – (a) Spectres de puissance de $(\xi_{ice}/f_o)^2$ pour la dernière semaine d’Août chaque année entre 1995 et 2015 dans (a) le Gyre de Beaufort et (b) la SIZ proche de la Mer de Laptev. Les sections sont indiquées sur la Figure 3.2a en gris. La gamme de mésoéchelle $R_d - 2\pi R_d$ est représentée par les traits en pointillés verticaux avec le premier rayon de déformation $R_d = 10$ km.

Ces comportements identiques entre la vorticité de la glace de mer et de l’océan sont associés à la variabilité de la concentration de la glace de mer. Ces périodes estivales coïncident avec la diminution de la concentration de la glace sous 80 % (Figures 3.12c et d). Comme expliqué précédemment, sous ce seuil, la rhéologie de la glace de mer décroît et les tourbillons parviennent à forcer la vorticité de la glace. Ce phénomène explique les fortes corrélations entre les STD de ξ_{ice}/f_o et ξ_{oce}/f_o valant 0.58 dans le Gyre de Beaufort et 0.91 dans la SIZ. Mais la Figure 3.12 montre aussi que dans la SIZ, la signature des tourbillons est de plus en plus fréquente. Après 2005, la concentration de la glace décroît chaque été sous le seuil de 80 %, conditionnant ainsi l’affaiblissement de la rhéologie. Moins soumise à la dissipation par la glace de mer, la dynamique océanique de mésoéchelle se développe chaque été, menant à l’intensification de la vorticité de la glace sur la Figure 3.9.

Par contre, nous n’avons trouvé aucun lien entre la variabilité de la moyenne et de la STD de ξ_{atm}/f_o avec celles de ξ_{ice}/f_o . Les corrélations des STD de ξ_{atm}/f_o avec ξ_{ice}/f_o pour les deux régions sont de 0.32 et -0.04 pour le Gyre de Beaufort et la SIZ, respectivement.

Afin de caractériser les échelles spatiales des forçages, nous calculons de nouveau leurs spectres pour les sections 1 et 2, pour la dernière semaine d’août de chaque année entre

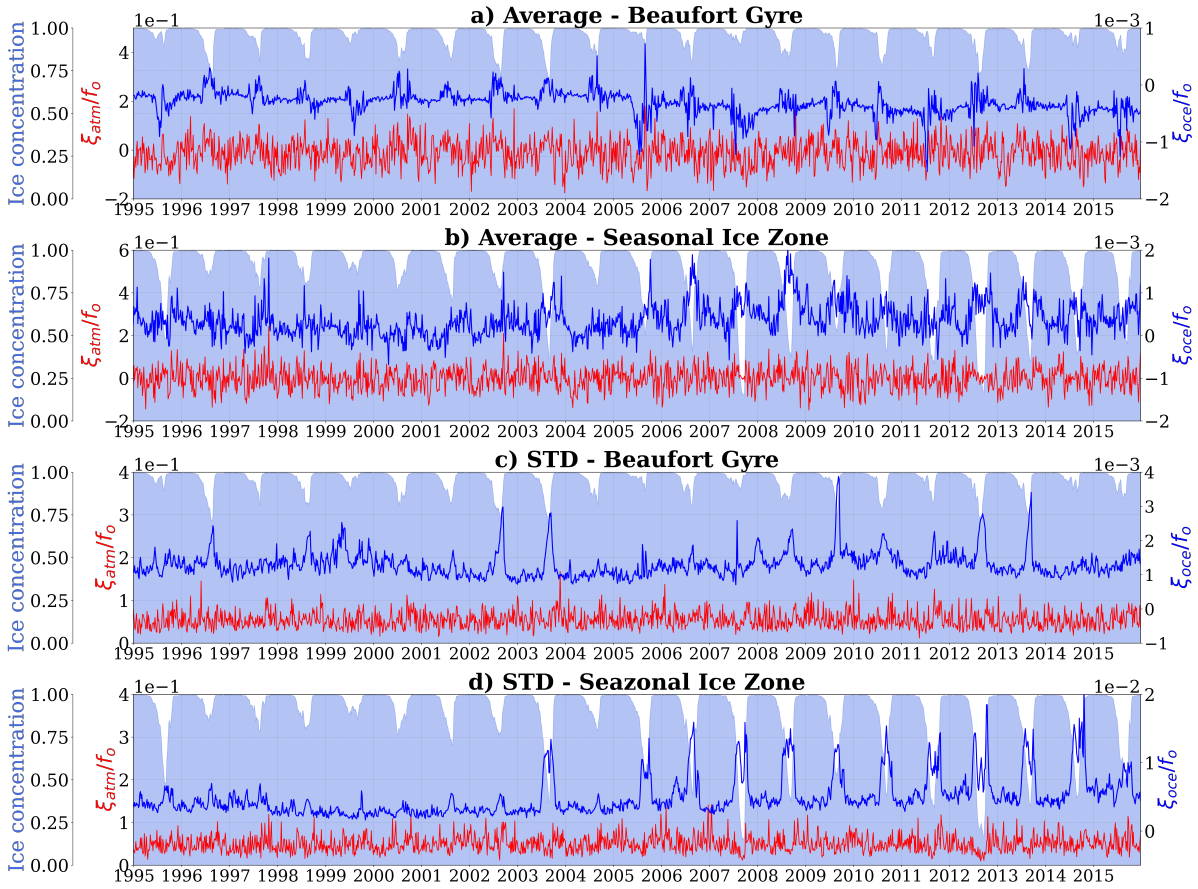


FIGURE 3.12 – Série temporelle entre 1995 et 2015 de la moyenne spatiale et de la STD de ξ_{atm}/f_o (rouge) et ξ_{occe}/f_o (bleu) dans (a, c) le Gyre de Beaufort et (b, d) la zone saisonnière. Les régions sont indiquées par les deux boîtes sur la Figure 3.1. Pour chaque région, la moyenne spatiale de la concentration de glace est tracée en fond.

1995 et 2015 (Figure 3.13).

Les spectres de puissance de $(\xi_{atm}/f_o)^2$ sont identiques dans le Gyre de Beaufort et dans la SIZ sur toute la période d'étude (Figures 3.13a, b). L'énergie est principalement contenue dans la grande échelle.

Concernant $(\xi_{occe}/f_o)^2$, les spectres illustrent des dynamiques océaniques différentes entre les deux régions (Figures 3.13c, d). Les deux régions accumulent de l'énergie dans la grande échelle mais avec des intensités plus importantes dans la SIZ que dans le gyre. Avant l'année 2000, les spectres entre les deux régions sont similaires en intensité et en répartition d'énergie, mais après 2000, les spectres dans la SIZ ont augmenté en intensité dans la grande échelle ainsi que dans la mésoéchelle. Il y a très peu de changements dans

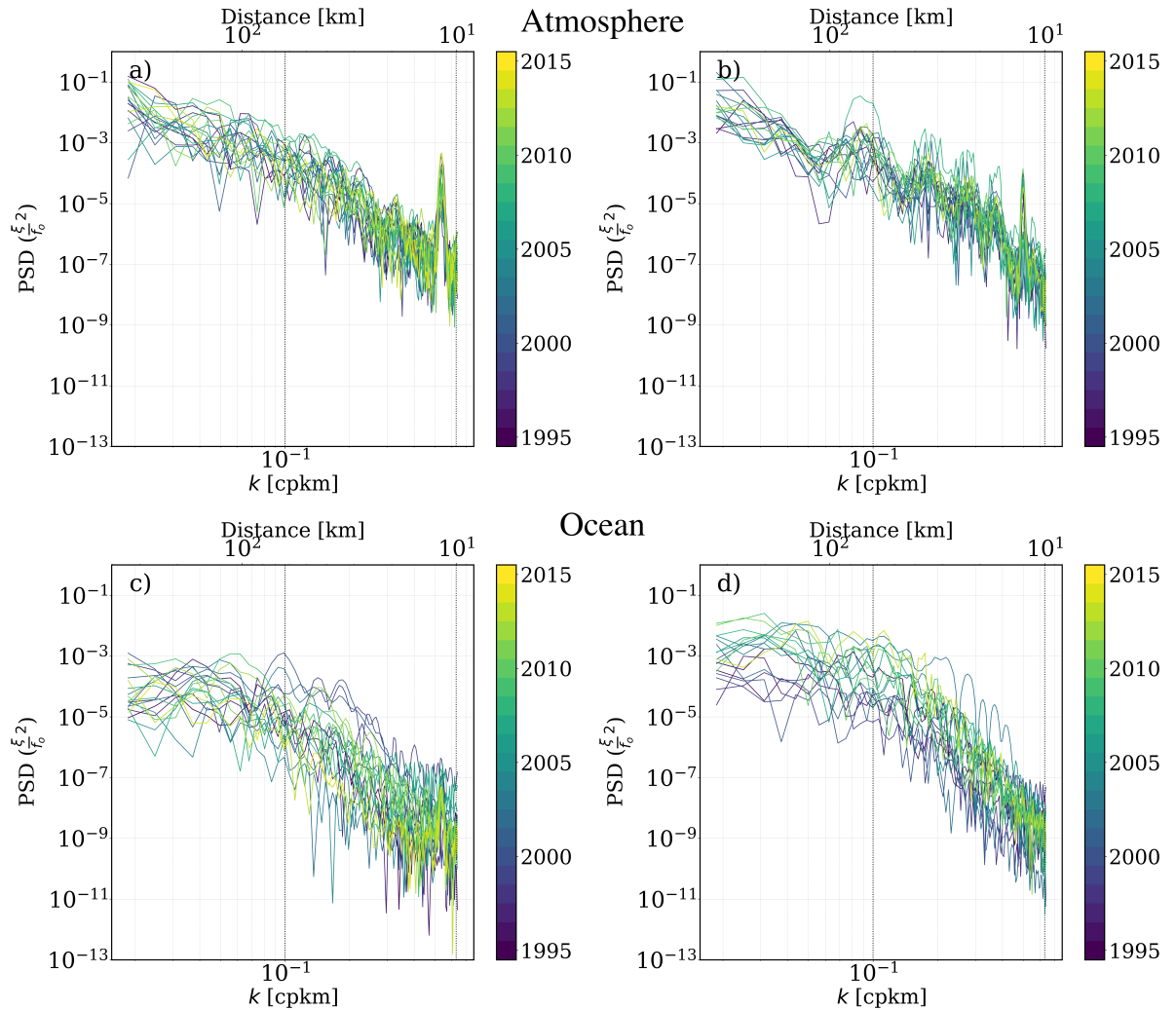


FIGURE 3.13 – Spectres de puissance pour la dernière semaine d’août, chaque année entre 1995 et 2015, dans (à gauche) le Gyre de Beaufort et (à droite) la SIZ proche de la Mer de Laptev pour (a, b) $(\xi_{atm}/f_o)^2$ et (c, d) $(\xi_{oce}/f_o)^2$. Les sections sont indiquées sur la Figure 3.2a en gris. La gamme de mésoéchelle $R_d - 2\pi R_d$ est représentée par les traits en pointillés verticaux avec le premier rayon de déformation $R_d = 10$ km.

les petites échelles (sous 20 km) dans la SIZ. Entre 1995 et 2015 il y a un changement dans la dynamique océanique de surface dans la SIZ en été avec une vorticité plus intense et le développement de structures de mésoéchelle. Après l’année 2000, plusieurs spectres de $(\xi_{oce}/f_o)^2$ sont identiques aux spectres de $(\xi_{ice}/f_o)^2$ (Figure 3.11b). Ces résultats suggèrent que les changements des conditions de la glace de mer conduisent à une intensification des structures océaniques de mésoéchelle dans la SIZ. Les tourbillons dominent la variabilité spatiale de la vorticité de la glace de mer avec une signature très présente, ce qui conduit

à une glace de mer de plus en plus énergétique (Figure 3.11b).

Pour résumer, entre 1995 et 2015 la MIZ s’est étendue spatialement en été au détriment de la banquise compacte, accompagnée par une diminution de la concentration de la glace (et par conséquent de la rhéologie). Cet affaiblissement traduit une dissipation moins importante dans le temps en été de la mésoéchelle océanique par la glace de mer, ainsi qu’une résistance de plus en plus faible de la glace face à la déformation. La glace de mer est donc devenue plus énergétique dans le temps en été, dû au développement et à l’impact des tourbillons océaniques qui ont gagné en intensité.

3.8 Discussion et conclusion

Cette étude vise à caractériser la vorticité de la glace à l’échelle du bassin sur deux décennies, et d’étudier l’effet de la mésoéchelle océanique sur la vorticité de la glace de mer. A l’aide d’une simulation réaliste résolvant la dynamique océanique de mésoéchelle, nous discernons deux régimes de vorticité de la glace :

- Le Régime 1 est caractérisé par $\xi_{ice}/f_o \sim O(10^{-3} - 10^{-4})$ lorsque la glace est compacte, avec une concentration supérieure à 80 %. Le champ est caractérisé par de grandes structures spatiales s’étendant sur des milliers de kilomètres comme le Gyre de Beaufort.
- Le Régime 2 est d’un ordre de grandeur plus intense avec $\xi_{ice}/f_o \sim O(10^{-2} - 10^{-3})$, un champ plus hétérogène avec des structures spatiales plus petites qui se manifestent sur une dizaine de kilomètres principalement dans la MIZ.

Les résultats montrent que les structures de grande échelle dans le Régime 1 sont forcées par l’atmosphère tandis que les structures de mésoéchelle du Régime 2 dans la MIZ sont la signature de la dynamique océanique de mésoéchelle.

La rhéologie joue un rôle important dans la variabilité spatiale de la vorticité de la glace et la transition entre le Régime 1 et le Régime 2. Une forte rhéologie dans la banquise compacte traduit une forte résistance de la glace de mer qui conduit à deux effets combinés : (i) la dissipation de la mésoéchelle océanique par la glace de mer (Ou and Gordon, 1986), (ii) le manque de signature de la mésoéchelle océanique dans la vorticité de la glace de mer. Dans le modèle, la dissipation par la glace est représentée par la tension glace-océan qui dépend des vitesses de la glace et des vitesses de surface de l’océan avec un coefficient de trainée fixé à 1.10^{-2} et pondéré par la concentration de la glace. La rhéologie n’entre pas directement en jeu dans l’expression de la dissipation, mais elle y est liée en influençant fortement le moment et la dérive de la glace. Ainsi, la dynamique océanique de mésoéchelle est plus intense dans la MIZ par rapport aux régions couvertes par la banquise compacte (Figure 3.4).

Dans la MIZ, la glace est considérée en *free-drift* avec une très faible rhéologie. La signature des tourbillons océaniques n'est donc plus dissipée et se reflète dans la vorticité de la glace de mer. Par ailleurs, les conditions dans la MIZ liées au cycle de la formation/fonte de la glace sont favorables à la formation de tourbillon par instabilités baroclines (Horvat et al., 2016; Manucharyan and Thompson, 2017) et contribuent à l'omniprésence de la dynamique de mésoéchelle (Figures 3.5 et 3.13). Dans la SIZ, la vorticité de l'océan est donc particulièrement sensible à la variabilité de la glace comme le montre le cycle saisonnier de sa STD sur la Figure 3.12. En été, la fonte de la glace est favorable à l'échange d'énergie avec l'atmosphère et à la formation de tourbillons qui sont par la suite dissipés par friction avec la glace épaisse en hiver. Manucharyan et al. (2022) trouvent le même comportement avec la variance de la mésoéchelle océanique qui est deux fois plus grande en été qu'en hiver dans la SIZ.

Concernant l'atmosphère, nous ne trouvons pas de lien entre la vorticité des vents à 10 m et celle de la glace de mer (Figures 3.3 et 3.12). Cela peut être expliqué par la taille des boîtes 1 et 2 qui sont trop petites pour capturer le passage de tempêtes comme les *Polar Low* qui peuvent s'étendre jusqu'à 1000 km.

Les analyses sur 20 ans dans ce travail ont montré une interaction entre la glace et les tourbillons de plus en plus prononcée. Le déclin de l'épaisseur et de la concentration de la glace de mer s'accompagne d'une augmentation de l'extension spatiale de la MIZ en été au détriment de celle de la banquise compacte. La réponse de la vorticité de l'océan est rapide, avec un champ plus énergétique dans le temps et le développement de structures de mésoéchelle intenses. Dans la MIZ, la vorticité de la glace de mer est quasi-identique à la variabilité de l'océan chaque été, avec une signature des tourbillons qui est plus intense et répandue spatialement.

CHAPITRE 4 : CONCLUSION

Avec le changement climatique, la glace de mer en Arctique est exposée à des pressions qui entraînent le déclin de son extension spatiale, de son épaisseur ainsi que de sa concentration (Kwok, 2018). La glace de mer est soumise à l'influence des forçages atmosphériques et océaniques sur différentes échelles de temps et d'espace. Il est crucial de distinguer, décrire et quantifier les processus impliqués sur les différentes échelles afin d'avoir une vision d'ensemble de toutes les interactions et de mieux comprendre leurs implications et conséquences. Dans cette thèse, nous nous intéressons à la dynamique océanique de mésoéchelle et à ses interactions avec la glace de mer en Arctique. Plusieurs études soulignent l'influence locale dynamique et thermodynamique des tourbillons océaniques sur la glace de mer (e.g., Watanabe, 2011). Cependant, nous sommes loin d'avoir une compréhension complète de ce sujet, en raison des interactions complexes entre la glace de mer et l'océan ou encore dû aux coûts de calculs numériques onéreux pour représenter la mésoéchelle océanique en Arctique. Dans cette thèse, nous utilisons différents types de données comprenant des données *in situ*, des données satellites et une simulation numérique réaliste. La force de cette approche est que les observations permettent d'isoler et de décrire des cas d'étude concrets, et la simulation réaliste permet de quantifier les processus et de les comparer aux autres forçages qui s'exercent sur la glace.

Dans le chapitre 1, nous commençons par caractériser la mésoéchelle océanique à l'échelle du bassin et à différentes profondeurs, à l'aide des données de mouillages et d'ITP. Avec des données d'observation, nous étudions la réponse de la dynamique de mésoéchelle en présence de la glace de mer, en nous concentrant sur deux régions avec des conditions de glace différentes : la banquise compacte et la MIZ. Cette première étude montre la présence d'une variété de régimes dynamiques sous la banquise compacte, ce qui est surprenant étant donné les hypothèses formulées par Timmermans et al. (2012) et Marcinko et al. (2015). Ces derniers suggèrent que la glace de mer atténue la turbulence océanique de petite échelle. Nos résultats montrent la coexistence complexe de plusieurs dynamiques incluant la mésoéchelle et la sous-mésoéchelle, sans pouvoir élucider les raisons de cette variété. Nous écartons toutefois les causes liées aux conditions ou à la saisonnalité de la glace. Dans la SIZ, la dynamique océanique de surface est différente. L'énergie cinétique en surface a un cycle saisonnier anticorrélé au cycle saisonnier de la glace : en été la fonte de la glace favorise le développement de la turbulence, qui est dissipée en hiver lorsque la

glace se reforme et s'épaissit.

Dans ce chapitre nous étudions également la dynamique océanique de sub-surface dans la banquise compacte et la MIZ. La dynamique de sub-surface n'est pas affectée par la présence de la glace et est caractérisée par la présence de nombreux tourbillons cohérents. Ces derniers sont protégés de la dissipation par la glace grâce à la forte stratification de la halocline. Par la suite, nous nous concentrons sur l'impact dynamique et thermodynamique des tourbillons de sub-surface sur la glace de mer. Initialement, nous nous attendions à ce que les tourbillons favorisent les transferts verticaux de chaleur vers la surface (chaleur venant des masses d'eau qu'ils transportent ou celle contenue dans la halocline ou dans la couche d'eaux Atlantiques), pouvant réchauffer la couche de mélange et conduire à la fonte de la glace. Néanmoins, nos résultats montrent qu'ils n'ont aucune répercussion locale importante sur le contenu de chaleur de la couche de mélange, ni sur la fonte de la glace. Ce manque d'effet thermodynamique est dû aux nombreux tourbillons avec une température proche du point de congélation ainsi qu'à la forte stratification qui empêche les échanges de chaleur, même venant des tourbillons les plus chauds (avec une température supérieure au point de congélation). Par contre d'un point de vue dynamique, l'histoire est différente. Localement, les tourbillons modifient la hauteur dynamique et induisent à la surface de l'océan une anomalie en vorticité. Nous suggérons que cet impact dynamique sur la surface de l'océan pourrait forcer localement le moment de la glace de mer et induirait une signature dans sa vorticité.

Ce premier chapitre nous permet de décrire des processus d'interaction entre la glace de mer et les tourbillons et d'expliquer pourquoi il pourrait y avoir une signature de la mésoéchelle océanique dans la vorticité de la glace. Ce dernier résultat est finalement l'élément essentiel de cette thèse, qui motive que les deux prochains chapitres soient consacrés à la vorticité de la glace et à celle de l'océan. Dans la littérature, l'attention se porte davantage sur l'impact thermodynamique de la mésoéchelle océanique sur la glace de mer. Ces dernières années, quelques études comme celles de Manucharyan and Thompson (2017) et Manucharyan et al. (2022) soulignent l'effet dynamique non-négligeable des tourbillons sur la vorticité de la glace et la nécessité d'améliorer notre compréhension à ce sujet. Dans le chapitre 2, nous visons à prouver l'existence de la signature attendue dans le chapitre 1, afin de l'exploiter pour proposer une nouvelle méthode de détection des tourbillons sous la glace de mer à partir d'images SAR.

Les méthodes de détection des tourbillons basées sur leur signature à la surface de l'océan sont utilisées couramment en océan ouvert mais ne sont pas adaptées à la partie de l'Océan Arctique couverte par la glace de mer. Dans le chapitre 2, nous présentons un cas d'étude dans la MIZ du bassin Canadien. Durant une semaine, nous détectons une anomalie dans la vorticité de la glace de mer. Les données d'un mouillage nous confirment que cette anomalie est la signature d'un dipôle tourbillonnaire. Les images SAR et les

données du mouillages montrent que la signature et les tourbillons ont les mêmes échelles de temps et d'espace, et soulignent le mimétisme de la vorticité de la glace avec celle de l'océan à l'échelle de ce tourbillon. Les principales limites de cette méthode reposent sur la disponibilité des images SAR et les conditions de la glace de mer. En été et printemps, lorsque la glace est très fragmentée dans la MIZ, l'algorithme ne peut pas déterminer la dérive de la glace afin de calculer sa vorticité. D'autres études, telles que celles de Kozlov et al. (2019) et Manucharyan et al. (2022), identifient visuellement la signature des tourbillons dans le mouvement de la glace de mer. Ces méthodes sont complémentaires à la nôtre car elles se basent sur le mouvement d'un floe (Manucharyan et al., 2022) ou d'un ensemble de floes (Kozlov et al., 2019) et s'appliquent à la lisière de la MIZ là où notre méthode atteint ses limites due à la couverture très fragmentée de la glace. De plus, Kozlov et al. (2019) et Manucharyan et al. (2022) détectent des signatures évidentes visuellement alors que notre étude montre qu'un traitement des images satellites est nécessaire pour identifier certaines signatures qui ne sont pas visibles au premier coup d'oeil.

A ce stade, les données d'observation permettent de décrire les processus physiques impliqués dans l'interaction entre les tourbillons et la glace de mer, mais elles ne permettent pas de les quantifier complètement. Dans le chapitre 3, nous nous intéressons donc à caractériser la vorticité de la glace de mer à l'échelle du bassin pour comprendre les échelles de temps et d'espace de la signature des tourbillons océaniques sur la vorticité de la glace. Pour ce faire, nous utilisons une simulation réaliste qui nous donne un cadre cohérent et consistant, avec une résolution spatiale de $1/12^\circ$, suffisante pour résoudre les tourbillons de mésoéchelle dans les bassins profonds en Arctique. Cette étude montre que la vorticité de la glace dans la MIZ est fortement marquée par la signature de la mésoéchelle océanique tandis que dans la banquise compacte, elle reflète la signature de l'atmosphère sur de grandes échelles spatiales. Ce chapitre met en lumière le rôle crucial de la rhéologie qui s'oppose à l'effet des tourbillons océaniques. Dans la banquise compacte, les fortes valeurs de la rhéologie traduisent deux processus : (i) la dissipation par friction des tourbillons par la glace de mer et (ii) la résistance de la glace face à la déformation caus e par les tourbillons. En revanche, dans la MIZ, la rhéologie est trop faible pour s'opposer au forage océanique. Les résultats du chapitre 3 permettent aussi de généraliser le cas d'étude observé dans la chapitre 2. Ils donnent des informations qui affinent notre méthode de détection des tourbillons, ainsi que celle de Kozlov et al. (2019) et Manucharyan et al. (2022) en précisant les régions propices pour détecter leur signature. Une perspective de ce chapitre consisterait à reprendre l'équation du moment de la glace pour déterminer son rotationnel, afin de quantifier correctement la contribution du rotationnel du stress de l'océan et de l'atmosphère dans la variabilité de la vorticité de la glace.

Dans ce chapitre, nous montrons également comment la vorticité de la glace répond au déclin de son extension, de son épaisseur ainsi que de sa concentration entre 1995 et 2015.

Au cours de ces 20 ans, la MIZ s'est étendue spatialement au détriment de la banquise compacte. Le champ de vorticité de la glace ainsi que celui de l'océan de surface sont devenus plus intenses et hétérogènes en été sur une grande partie du bassin Arctique. D'un côté, les tourbillons ont été moins dissipés avec le recul/la fonte de la banquise compacte et ont occupé une plus grande surface du bassin Arctique. D'un autre côté, ils ont influencé la vorticité de la glace, qui est devenue plus énergétique sur les petites échelles. Dans le futur, les modèles climatiques prédisent que la banquise compacte perdra en épaisseur sur une grande partie de l'Arctique, et se rapprochera des conditions de la MIZ (Aksenov et al., 2017). Une perspective de cette thèse consisterait en l'étude de la réponse de la mésoéchelle océanique ainsi que celle de la vorticité de la glace face aux futurs changements des conditions de la glace. Ce travail pourrait être fait grâce à une simulation déjà existante qui est issue de la configuration CREG12, forcée par le forçage atmosphérique du scénario CMIP5 le plus extrême. Cette simulation permettrait par exemple d'étudier dans quelles régions de l'Arctique, la dynamique de mésoéchelle devrait s'intensifier et quelle serait la réponse de la vorticité de la glace de mer.

Les résultats présentés dans ce chapitre mettent en avant l'impact fort de la dynamique de mésoéchelle de surface sur la glace sans faire la discrimination entre la part des tourbillons qui se propagent en surface et ceux en profondeur. Dans le chapitre 1, nous montrons que les tourbillons de sub-surface pourraient aussi représenter un forçage non-négligeable pour la vorticité de la glace. Manucharyan et al. (2022) suggèrent que la rotation des floes qu'ils détectent est fortement influencée par la présence des tourbillons qui se propagent en profondeur plutôt que ceux en surface, qui seraient dissipés par la glace. Une suite du chapitre 3 pourrait se concentrer sur la contribution des dynamiques océaniques à différentes profondeurs sur la vorticité à la surface de l'océan. De plus, toujours dans l'hypothèse que la MIZ occupera majoritairement le bassin Arctique chaque été dans le futur, la simulation numérique forcée par le forçage atmosphérique de CMIP5 permettrait d'aborder les questions suivantes : est-ce que la mésoéchelle océanique en profondeur sera impactée par les changements de la glace ? Si oui, est-ce que cela pourrait moduler leur effet thermodynamique et dynamique sur la glace ?

Une autre perspective de cette thèse pourrait se porter sur les processus de sous-mésoéchelle sous la glace de mer afin de mieux comprendre leur interaction avec la glace de mer. Manucharyan and Thompson (2017) suggèrent que dans la MIZ les tourbillons de sous-mésoéchelle induisent d'intenses flux verticaux de chaleur dans la couche de mélange influençant la glace de mer. Dans la banquise compacte, certaines études suggèrent la dissipation des instabilités de sous-mésoéchelle en surface par la glace alors que nos résultats montrent la coexistence de la mésoéchelle et sous-mésoéchelle même sous la banquise compacte. Les résultats du chapitre 1 montrent donc toute la complexité de l'interaction de la dynamique de sous-mésoéchelle avec la glace que nous ne maîtrisons pas encore.

Notre compréhension est limitée par les coûts numériques importants nécessaires pour représenter les processus à ces petites échelles et par les outils de mesures non adaptés à leur observation. Dans le chapitre 1, nous ne sommes pas parvenus à détecter les petits tourbillons dans la couche de mélange à cause de la nature de nos données. Ces tourbillons sont formés localement par les instabilités à la surface et partagent les mêmes températures et salinités que les eaux de surface, les rendant indétectables avec notre méthode basée sur des anomalies de densité, de température et de vorticité potentielle. Néanmoins, ces tourbillons étant dynamiquement plus intenses, ils pourraient être identifiés grâce à des données de vitesse que nous ne possédions pas sur la majorité des ITP. Nous suggérons donc la nécessité d'adapter et d'augmenter les mesures sous la glace de mer, en ajoutant des capteurs sur des instruments déjà existants comme les ITP ou de réfléchir à des stratégies d'échantillonnages plus fréquentes lors de campagnes.

Pour conclure, nous consacrons cette thèse à comprendre comment les tourbillons sont un forçage dynamique important pour la glace de mer. Les trois chapitres de ce manuscrit apportent une description et une quantification de l'impact des tourbillons sur la vorticité de la glace de mer. Dans leur simulation idéalisée, Manucharyan and Thompson (2017) décrivent comment les tourbillons dans la MIZ peuvent fortement influencer la dérive, la convergence et la divergence de la glace de mer. D'après nos résultats, les vorticités similaires de l'océan et la glace dans la MIZ indiquent que ces processus dynamiques se manifestent couramment dans la MIZ en Arctique, mettant en évidence le rôle crucial des tourbillons dans la déformation locale de la glace. Néanmoins, la déformation induite par les tourbillons sur la glace de mer s'exerce sur des échelles spatiales trop petites pour être prises en compte dans la dynamique de la glace utilisée dans les modèles climatiques. Ces derniers ne reproduisent donc pas l'effet de déformation des tourbillons, ni les conséquences qui pourraient en découler. Par exemple, nous ne savons pas si les tourbillons sont capables de casser la glace de mer et si cela favoriserait l'ouverture de *leads* qui modifierait localement les flux de chaleur entre l'océan et l'atmosphère, affectant la fonte et la formation de la glace. Pour aborder ce sujet, nous pourrions faire un suivi des tourbillons océaniques et analyser sur toute leur durée de vie comment évoluent les paramètres de déformation, cisaillement et vorticité de la glace de mer. Cette tâche pourrait être faite avec la simulation CREG12 utilisée dans le chapitre 3, qui permettrait de suivre la signature des tourbillons dans l'océan ainsi que dans la glace de mer, en partant de leur formation jusqu'à leur dissipation. Ces informations permettraient aussi de donner un schéma complet du cycle de vie des tourbillons en Arctique qui se propagent sous la glace.

BIBLIOGRAPHIE

- Aagaard, K., L. K. Coachman, and E. Carmack, 1981 : On the halocline of the Arctic Ocean. *Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers*, **28 (6)**, 529–545, doi :10.1016/0198-0149(81)90115-1.
- Aagaard, K., and P. Greisman, 1975 : Toward new mass and heat budgets for the Arctic Ocean. *Journal of Geophysical Research*, **80 (27)**, 3821–3827, doi :10.1029/JC080i027p03821.
- Aagaard, K., J. H. Swift, and E. C. Carmack, 1985 : Thermohaline circulation in the Arctic Mediterranean Seas. *Journal of Geophysical Research*, **90 (C3)**, 4833, doi : 10.1029/JC090IC03P04833.
- Aksenov, Y., E. E. Popova, A. Yool, A. J. Nurser, T. D. Williams, L. Bertino, and J. Bergh, 2017 : On the future navigability of Arctic sea routes : High-resolution projections of the Arctic Ocean and sea ice. *Marine Policy*, **75**, 300–317, doi :10.1016/J.MARPOL.2015.12.027.
- Aksenov, Y., and Coauthors, 2016 : Arctic pathways of Pacific Water : Arctic Ocean Model Intercomparison experiments. *Journal of Geophysical Research. Oceans*, **121 (1)**, 27, doi :10.1002/2015JC011299.
- Armitage, T. W. K., S. Bacon, A. L. Ridout, S. F. Thomas, Y. Aksenov, and D. J. Wingham, 2016 : Arctic sea surface height variability and change from satellite radar altimetry and GRACE, 2003-2014. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **121 (6)**, 4303–4322, doi :10.1002/2015JC011579.
- Asplin, M. G., J. V. Lukovich, and D. G. Barber, 2009 : Atmospheric forcing of the Beaufort Sea ice gyre : Surface pressure climatology and sea ice motion. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **114 (C1)**, 0–06, doi :10.1029/2008JC005127.
- Bebieva, Y., and M. Timmermans, 2016 : An examination of double-diffusive processes in a mesoscale eddy in the Arctic Ocean. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **121 (1)**, 457–475, doi :10.1002/2015JC011105.
- Brannigan, L., H. Johnson, C. Lique, J. Nycander, and J. Nilsson, 2017 : Generation of subsurface anticyclones at Arctic surface fronts due to a surface stress. *Journal of Physical Oceanography*, **47 (11)**, 2653–2671, doi :10.1175/JPO-D-17-0022.1.

- Brodeau, L., B. Barnier, A. M. Treguier, T. Penduff, and S. Gulev, 2010 : An ERA40-based atmospheric forcing for global ocean circulation models. *Ocean Modelling*, **31** (3-4), 88–104, doi :10.1016/J.OCEMOD.2009.10.005.
- Carmack, E. C., 2007 : The alpha/beta ocean distinction : A perspective on freshwater fluxes, convection, nutrients and productivity in high-latitude seas. *Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography*, **54** (23-26), 2578–2598, doi :10.1016/J.DSR2.2007.08.018.
- Carpenter, J. R., and M. Timmermans, 2012 : Deep mesoscale eddies in the Canada Basin, Arctic Ocean. *Geophysical Research Letters*, **39** (20), 2012GL053025, doi :10.1029/2012GL053025.
- Cassianides, A., C. Lique, and A. Korosov, 2021 : Ocean Eddy Signature on SAR-Derived Sea Ice Drift and Vorticity. *Geophysical Research Letters*, **48** (6), e2020GL092066, doi :10.1029/2020GL092066.
- Chelton, D. B., R. A. DeSzoeko, M. G. Schlax, K. El Naggar, and N. Siwertz, 1998 : Geographical Variability of the First Baroclinic Rossby Radius of Deformation. *Journal of Physical Oceanography*, **28** (3), 433–460, doi :10.1175/1520-0485(1998)028<0433:GVOTFB>2.0.CO;2.
- Chelton, D. B., M. G. Schlax, and R. M. Samelson, 2011 : Global observations of nonlinear mesoscale eddies. *Progress in Oceanography*, **91**, 167–216, doi :10.1016/j.pocean.2011.01.002.
- Coachman, L., and C. Barnes, 1961 : The Contribution of Bering Sea Water to the Arctic Ocean. *ARCTIC*, **14** (3), 146–161, doi :10.14430/ARCTIC3670.
- Coachman, L. K., and K. Aagaard, 1966 : On the water exchange through Bering Strait. *Limnology and Oceanography*, **11** (1), 44–59, doi :10.4319/LO.1966.11.1.0044.
- Cole, S. T., D. L. Rudnick, and J. A. Colosi, 2010 : Seasonal evolution of upper-ocean horizontal structure and the remnant mixed layer. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **115** (C4), 4012, doi :10.1029/2009JC005654.
- D’Asaro, E. A., 1988 : Generation of submesoscale vortices : A new mechanism. *Journal of Geophysical Research*, **93** (C6), 6685, doi :10.1029/JC093IC06P06685.
- Day, J. J., M. M. Holland, and K. I. Hodges, 2018 : Seasonal differences in the response of Arctic cyclones to climate change in CESM1. *Climate Dynamics*, **50** (9-10), 3885–3903, doi :10.1007/S00382-017-3767-X/FIGURES/9.

- Doddridge, E. W., G. Meneghello, J. Marshall, J. Scott, and C. Lique, 2019 : A Three-Way Balance in the Beaufort Gyre : The Ice-Ocean Governor, Wind Stress, and Eddy Diffusivity. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **124** (5), 3107–3124, doi :10.1029/2018JC014897.
- Dupont, F., and Coauthors, 2015 : A high-resolution ocean and sea-ice modelling system for the Arctic and North Atlantic oceans. *Geoscientific Model Development*, **8** (5), 1577–1594, doi :10.5194/GMD-8-1577-2015.
- Faghmous, J. H., I. Frenger, Y. Yao, R. Warmka, A. Lindell, and V. Kumar, 2015 : A daily global mesoscale ocean eddy dataset from satellite altimetry. *Scientific Data*, **2** (1), 150 028, doi :10.1038/sdata.2015.28.
- Ferrari, R., and C. Wunsch, 2009 : Ocean Circulation Kinetic Energy : Reservoirs, Sources, and Sinks. *Annual Review of Fluid Mechanics*, **41** (1), 253–282, doi :10.1146/annurev.fluid.40.111406.102139.
- Fox-Kemper, B., R. Ferrari, and R. Hallberg, 2008 : Parameterization of Mixed Layer Eddies. Part I : Theory and Diagnosis. *Journal of Physical Oceanography*, **38** (6), 1145–1165, doi :10.1175/2007JPO3792.1.
- Friedlingstein, P., and Coauthors, 2020 : Global Carbon Budget 2020. *Earth System Science Data*, **12** (4), 3269–3340, doi :10.5194/ESSD-12-3269-2020.
- Fu, D., B. Liu, Y. Qi, G. Yu, H. Huang, and L. Qu, 2021 : Multiscale variations in Arctic sea ice motion and links to atmospheric and oceanic conditions. *Cryosphere*, **15** (8), 3797–3811, doi :10.5194/TC-15-3797-2021.
- Gent, P. R., J. Willebrand, T. J. McDougall, and J. C. McWilliams, 1995 : Parameterizing Eddy-Induced Tracer Transports in Ocean Circulation Models. *Journal of Physical Oceanography*, **25** (4), 463–474, doi :10.1175/1520-0485(1995)025<0463:PEITTI>2.0.CO;2.
- Gupta, M., J. Marshall, H. Song, J.-M. Campin, and G. Meneghello, 2020 : Sea-Ice Melt Driven by Ice-Ocean Stresses on the Mesoscale. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **125** (11), e2020JC016 404, doi :10.1029/2020JC016404.
- Haine, T. W., and Coauthors, 2015 : Arctic freshwater export : Status, mechanisms, and prospects. *Global and Planetary Change*, **125**, 13–35, doi :10.1016/J.GLOPLACHA.2014.11.013.
- Hattermann, T., P. E. Isachsen, W. J. Von Appen, J. Albretsen, and A. Sundfjord, 2016 : Eddy-driven recirculation of Atlantic Water in Fram Strait. *Geophysical Research Letters*, **43** (7), 3406–3414, doi :10.1002/2016GL068323.

- Hibler, W. D., 1979 : A Dynamic Thermodynamic Sea Ice Model. *Journal of Physical Oceanography*, **9** (4), 815–846, doi :10.1175/1520-0485(1979)009<0815:adtsim>2.0.co; 2.
- Hill, V., M. Ardyna, S. H. Lee, and D. E. Varela, 2018 : Decadal trends in phytoplankton production in the Pacific Arctic Region from 1950 to 2012. *Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography*, **152**, 82–94, doi :10.1016/J.DSR2.2016.12.015.
- Horvat, C., E. Tziperman, and J.-M. Campin, 2016 : Interaction of sea ice floe size, ocean eddies, and sea ice melting. *Geophysical Research Letters*, **43** (15), 8083–8090, doi : 10.1002/2016GL069742.
- Hu, X., P. G. Myers, and Y. Lu, 2019a : Pacific Water Pathway in the Arctic Ocean and Beaufort Gyre in Two Simulations With Different Horizontal Resolutions. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **124** (8), 6414–6432, doi :10.1029/2019JC015111.
- Hu, X., P. G. Myers, and Y. Lu, 2019b : Pacific Water Pathway in the Arctic Ocean and Beaufort Gyre in Two Simulations With Different Horizontal Resolutions. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **124** (8), 6414–6432, doi :10.1029/2019JC015111.
- Hughes, M., and J. J. Cassano, 2015 : The climatological distribution of extreme Arctic winds and implications for ocean and sea ice processes. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, **120** (15), 7358–7377, doi :10.1002/2015JD023189.
- Hunke, E. C., and J. K. Dukowicz, 1997 : An Elastic–Viscous–Plastic Model for Sea Ice Dynamics. *Journal of Physical Oceanography*, **27** (9), 1849–1867, doi :10.1175/1520-0485(1997)027.
- Hunkins, K. L., 1974 : Subsurface eddies in the Arctic ocean. *Deep-Sea Research and Oceanographic Abstracts*, **21** (12), 1017–1033, doi :10.1016/0011-7471(74)90064-3.
- IPCC, 2021 : IPCC, 2021 : Climate Change 2021 : The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change. United Kingdom and New York, NY, USA, doi : 10.1017/9781009157896.
- Jackson, J. M., W. J. Williams, and E. C. Carmack, 2012 : Winter sea-ice melt in the Canada Basin, Arctic ocean. *Geophysical Research Letters*, **39** (3), doi : 10.1029/2011GL050219.
- Johannessen, J. A., and Coauthors, 1987 : Mesoscale eddies in the Fram Strait marginal ice zone during the 1983 and 1984 Marginal Ice Zone Experiments. *Journal of Geophysical Research*, **92** (C7), 6754, doi :10.1029/JC092iC07p06754, URL <http://doi.wiley.com/10.1029/JC092iC07p06754>.

- Kahru, M., V. Brotas, M. Manzano-Sarabia, and B. G. Mitchell, 2011 : Are phytoplankton blooms occurring earlier in the Arctic ? *Global Change Biology*, **17** (4), 1733–1739, doi : 10.1111/J.1365-2486.2010.02312.X.
- Karcher, M., F. Kauker, R. Gerdes, E. Hunke, and J. Zhang, 2007 : On the dynamics of Atlantic Water circulation in the Arctic Ocean. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **112** (C4), 4–6, doi :10.1029/2006JC003630.
- Kaur, S., J. K. Ehn, and D. G. Barber, 2018 : Pan-arctic winter drift speeds and changing patterns of sea ice motion : 1979–2015. *Polar Record*, **54** (5-6), 303–311, doi :10.1017/S0032247418000566.
- Kawaguchi, Y., M. Itoh, and S. Nishino, 2012 : Detailed survey of a large baroclinic eddy with extremely high temperatures in the Western Canada Basin. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, **66**, 90–102, doi :10.1016/J.DSR.2012.04.006.
- Khosravi, N., Q. Wang, N. Koldunov, C. Hinrichs, T. Semmler, S. Danilov, and T. Jung, 2022 : The Arctic Ocean in CMIP6 Models : Biases and Projected Changes in Temperature and Salinity. *Earth's Future*, **10** (2), e2021EF002282, doi :10.1029/2021EF002282.
- Kozlov, I. E., A. V. Artamonova, G. E. Manucharyan, and A. A. Kubryakov, 2019 : Eddies in the Western Arctic Ocean From Spaceborne SAR Observations Over Open Ocean and Marginal Ice Zones. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **124** (9), 6601–6616, doi :10.1029/2019JC015113.
- Krishfield, R., J. Toole, and A. Proshutinsky, 2004 : BGFE 2003-2004 MMP EMCTD and ACM Data Processing Procedures. Tech. rep.
- Krishfield, R., J. Toole, and M.-L. Timmermans, 2008 : ITP Data Processing Procedures. Tech. rep.
- Kwok, R., 2018 : Arctic sea ice thickness, volume, and multiyear ice coverage : losses and coupled variability (1958–2018). *Environmental Research Letters*, **13** (10), 105005, doi :10.1088/1748-9326/AAE3EC.
- Lukovich, J. V., and D. G. Barber, 2006 : Atmospheric controls on sea ice motion in the southern Beaufort Sea. *Journal of Geophysical Research Atmospheres*, **111** (18), doi :10.1029/2005JD006408.
- Madec, G., 2016 : *NEMO ocean engine. Note du Pôle de modélisation de l'Institut Pierre-Simon Laplace 27*. 386 pp.
- Manley, T. O., and K. Hunkins, 1985 : Mesoscale eddies of the Arctic Ocean. *Journal of Geophysical Research*, **90** (C3), 4911, doi :10.1029/jc090ic03p04911.

- Manucharyan, G. E., R. Lopez-Acosta, and M. M. Wilhelmus, 2022 : Spinning ice floes reveal intensification of mesoscale eddies in the western Arctic Ocean. *Scientific Reports*, **12** (1), 7070, doi :10.1038/s41598-022-10712-z.
- Manucharyan, G. E., and M. A. Spall, 2016 : Wind-driven freshwater buildup and release in the Beaufort Gyre constrained by mesoscale eddies. *Geophysical Research Letters*, **43** (1), 273–282, doi :10.1002/2015GL065957.
- Manucharyan, G. E., and A. F. Thompson, 2017 : Submesoscale Sea Ice-Ocean Interactions in Marginal Ice Zones. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **122** (12), 9455–9475, doi :10.1002/2017JC012895.
- Manucharyan, G. E., and A. F. Thompson, 2022 : Heavy footprints of upper-ocean eddies on weakened Arctic sea ice in marginal ice zones. *Nature Communications 2022 13 :1*, **13** (1), 1–10, doi :10.1038/s41467-022-29663-0.
- Manucharyan, G. E., and M. L. Timmermans, 2013 : Generation and separation of mesoscale eddies from surface ocean fronts. *Journal of Physical Oceanography*, **43** (12), 2545–2562, doi :10.1175/JPO-D-13-094.1.
- Marcinko, C. L., A. P. Martin, and J. T. Allen, 2015 : Characterizing horizontal variability and energy spectra in the Arctic Ocean halocline. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **120** (1), 436–450, doi :10.1002/2014JC010381.
- Massonnet, F., M. Vancoppenolle, H. Goosse, D. Docquier, T. Fichefet, and E. Blanchard-Wigglesworth, 2018 : Arctic sea-ice change tied to its mean state through thermodynamic processes. *Nature Climate Change 2018 8 :7*, **8** (7), 599–603, doi : 10.1038/s41558-018-0204-z.
- Meier, W. N., and J. Stroeve, 2022 : An Updated Assessment of the Changing Arctic Sea Ice Cover. *Oceanography*, **35** (2), doi :10.5670/OCEANOGRAPHY.2022.114.
- Meneghello, G., J. Marshall, J. M. Campin, E. Doddridge, and M. L. Timmermans, 2018 : The Ice-Ocean Governor : Ice-Ocean Stress Feedback Limits Beaufort Gyre Spin-Up. *Geophysical Research Letters*, **45** (20), 11,293–11,299, doi :10.1029/2018GL080171.
- Meneghello, G., J. Marshall, S. T. Cole, and M. Timmermans, 2017 : Observational Inferences of Lateral Eddy Diffusivity in the Halocline of the Beaufort Gyre. *Geophysical Research Letters*, **44** (24), 12,331–12,338, doi :10.1002/2017GL075126.
- Meneghello, G., J. Marshall, C. Lique, P. E. Isachsen, E. Doddridge, J. M. Campin, H. Regan, and C. Talandier, 2021 : Genesis and decay of mesoscale baroclinic eddies in the seasonally ice-covered interior arctic ocean. *Journal of Physical Oceanography*, **51** (1), 115–129, doi :10.1175/JPO-D-20-0054.1.

- Mensa, J. A., and M. L. Timmermans, 2017 : Characterizing the seasonal cycle of upper-ocean flows under multi-year sea ice. *Ocean Modelling*, **113**, 115–130, doi :10.1016/j.ocemod.2017.03.009.
- Mensa, J. A., M.-L. Timmermans, I. E. Kozlov, W. J. Williams, and T. M. Özgökmen, 2018 : Surface Drifter Observations From the Arctic Ocean’s Beaufort Sea : Evidence for Submesoscale Dynamics. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **123** (4), 2635–2645, doi :10.1002/2017JC013728.
- Morrow, R., and P. Y. Le Traon, 2012 : Recent advances in observing mesoscale ocean dynamics with satellite altimetry. *Advances in Space Research*, **50** (8), 1062–1076, doi :10.1016/J.ASR.2011.09.033.
- Mudryk, L. R., J. Dawson, S. E. Howell, C. Derksen, T. A. Zagon, and M. Brady, 2021 : Impact of 1, 2 and 4 C of global warming on ship navigation in the Canadian Arctic. *Nature Climate Change 2021 11 :8*, **11** (8), 673–679, doi :10.1038/s41558-021-01087-6.
- Muench, R. D., J. T. Gunn, T. E. Whitledge, P. Schlosser, and W. Smethie, 2000 : An Arctic Ocean cold core eddy. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **105** (C10), 23 997–24 006, doi :10.1029/2000JC000212.
- Newton, J. L., K. Aagaard, and L. K. Coachman, 1974 : Baroclinic eddies in the Arctic Ocean. *Deep-Sea Research and Oceanographic Abstracts*, **21** (9), 707–719, doi :10.1016/0011-7471(74)90078-3.
- Nøst, O. A., and P. E. Isachsen, 2003 : The large-scale time-mean ocean circulation in the Nordic Seas and Arctic Ocean estimated from simplified dynamics. *Journal of Marine Research*, **61** (2), 175–210, doi :10.1357/002224003322005069.
- Notz, D., and SIMIP Community, 2020 : Arctic Sea Ice in CMIP6. *Geophysical Research Letters*, **47** (10), e2019GL086 749, doi :10.1029/2019GL086749.
- Nurser, A. J. G., and S. Bacon, 2014 : The Rossby radius in the Arctic Ocean. *Ocean Sci*, **10**, 967–975, doi :10.5194/os-10-967-2014.
- Ou, H. W., and A. L. Gordon, 1986 : Spin-down of baroclinic eddies under sea ice. *Journal of Geophysical Research*, **91** (C6), 7623, doi :10.1029/jc091ic06p07623.
- Pickart, R. S., T. J. Weingartner, L. J. Pratt, S. Zimmermann, and D. J. Torres, 2005 : Flow of winter-transformed Pacific water into the Western Arctic. *Deep-Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography*, **52** (24-26), 3175–3198, doi :10.1016/j.dsr2.2005.10.009.

- Pnyushkov, A., I. V. Polyakov, L. Padman, and A. T. Nguyen, 2018 : Structure and dynamics of mesoscale eddies over the Laptev Sea continental slope in the Arctic Ocean. *Ocean Science*, **14** (5), 1329–1347, doi :10.5194/OS-14-1329-2018.
- Polyakov, I. V., and Coauthors, 2017 : Greater role for Atlantic inflows on sea-ice loss in the Eurasian Basin of the Arctic Ocean. *Science*, **356** (6335), 285–291, doi :10.1126/science.aai8204, URL <http://science.sciencemag.org/>.
- Pörtner, H.-O., D. C. Roberts, A. Alegría, M. Nicolai, A. Okem, J. Petzold, B. Rama, and N. M. Weyer, 2019 : The Ocean and Cryosphere in a Changing Climate A Special Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change Edited by. Tech. rep.
- Rainville, L., and R. A. Woodgate, 2009 : Observations of internal wave generation in the seasonally ice-free Arctic. *Geophysical Research Letters*, **36** (23), doi :10.1029/2009GL041291.
- Regan, H., C. Lique, C. Talandier, and G. Meneghello, 2020 : Response of total and eddy kinetic energy to the recent spinup of the Beaufort Gyre. *Journal of Physical Oceanography*, **50** (3), 575–594, doi :10.1175/JPO-D-19-0234.1.
- Riahi, K., and Coauthors, 2017 : The Shared Socioeconomic Pathways and their energy, land use, and greenhouse gas emissions implications : An overview. *Global Environmental Change*, **42**, 153–168, doi :10.1016/J.GLOENVCHA.2016.05.009.
- Rousset, C., and Coauthors, 2015 : The Louvain-La-Neuve sea ice model LIM3.6 : Global and regional capabilities. *Geoscientific Model Development*, **8** (10), 2991–3005, doi : 10.5194/GMD-8-2991-2015.
- Rudels, B., 1995 : The Thermohaline Circulation of the Arctic Ocean and the Greenland Sea. *Source : Philosophical Transactions : Physical Sciences and Engineering*, **352** (1699), 287–299.
- Rudels, B., 2015 : Arctic Ocean circulation, processes and water masses : A description of observations and ideas with focus on the period prior to the International Polar Year 2007–2009. *Progress in Oceanography*, **132**, 22–67, doi :10.1016/J.POCEAN.2013.11.006.
- Screen, J. A., and I. Simmonds, 2010 : The central role of diminishing sea ice in recent Arctic temperature amplification. *Nature* 2010 464 :7293, **464** (7293), 1334–1337, doi : 10.1038/nature09051.
- Serreze, M. C., A. P. Barrett, J. C. Stroeve, D. N. Kindig, and M. M. Holland, 2009 : The emergence of surface-based Arctic amplification. *Cryosphere*, **3** (1), 11–19, doi : 10.5194/TC-3-11-2009.

- Shrestha, K., and G. E. Manucharyan, 2022 : Parameterization of Submesoscale Mixed Layer Restratification under Sea Ice. *Journal of Physical Oceanography*, **52** (3), 419–435, doi :10.1175/JPO-D-21-0024.1.
- SØReide, J. E., E. V. Leu, J. Berge, M. Graeve, and S. Falk-Petersen, 2010 : Timing of blooms, algal food quality and *Calanus glacialis* reproduction and growth in a changing Arctic. *Global Change Biology*, **16** (11), 3154–3163, doi :10.1111/J.1365-2486.2010.02175.X.
- Spall, M. A., 2013 : On the Circulation of Atlantic Water in the Arctic Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, **43** (11), 2352–2371, doi :10.1175/JPO-D-13-079.1.
- Spall, M. A., 2019 : Dynamics and Thermodynamics of the Mean Transpolar Drift and Ice Thickness in the Arctic Ocean. *Journal of Climate*, **32** (24), 8449–8463, doi :10.1175/JCLI-D-19-0252.1.
- Spall, M. A., R. S. Pickart, P. S. Fratantoni, and A. J. Plueddemann, 2008 : Western arctic shelfbreak eddies : Formation and transport. *Journal of Physical Oceanography*, **38** (8), 1644–1668, doi :10.1175/2007JPO3829.1.
- Steele, M., and T. Boyd, 1998 : Retreat of the cold halocline layer in the Arctic Ocean. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **103** (C5), 10 419–10 435, doi : 10.1029/98JC00580.
- Steele, M., J. Morison, W. Ermold, I. Rigor, M. Ortmeier, and K. Shimada, 2004 : Circulation of summer Pacific halocline water in the Arctic Ocean. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **109** (C2), doi :10.1029/2003JC002009.
- Steele, M., J. Zhang, D. Rothrock, and H. Stern, 1997 : The force balance of sea ice in a numerical model of the Arctic Ocean. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **102** (C9), 21 061–21 079, doi :10.1029/97JC01454.
- Strong, C., 2012 : Atmospheric influence on Arctic marginal ice zone position and width in the Atlantic sector, February-April 1979-2010. *Climate Dynamics*, **39** (12), 3091–3102, doi :10.1007/S00382-012-1356-6/METRICS.
- Terpstra, A., S.-i. Watanabe, A. Terpstra, and S.-i. Watanabe, 2020 : Polar Lows. *Oxford Research Encyclopedia of Climate Science*, Oxford University Press, doi : 10.1093/acrefore/9780190228620.013.775.
- Thomson, R. E., and W. J. Emery, 2014 : Time Series Analysis Methods. *Data Analysis Methods in Physical Oceanography*, 425–591, doi :10.1016/B978-0-12-387782-6.00005-3.
- Thorndike, A. S., and R. Colony, 1982 : Sea ice motion in response to geostrophic winds. *Journal of Geophysical Research*, **87** (C8), 5845, doi :10.1029/jc087ic08p05845.

- Timmermans, M. L., S. Cole, and J. Toole, 2012 : Horizontal density structure and restratification of the Arctic Ocean surface layer. *Journal of Physical Oceanography*, **42** (4), 659–668, doi :10.1175/JPO-D-11-0125.1.
- Timmermans, M. L., and J. Marshall, 2020 : Understanding Arctic Ocean Circulation : A Review of Ocean Dynamics in a Changing Climate. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **125** (4), doi :10.1029/2018JC014378.
- Timmermans, M. L., J. Marshall, A. Proshutinsky, and J. Scott, 2017 : Seasonally derived components of the Canada Basin halocline. *Geophysical Research Letters*, **44** (10), 5008–5015, doi :10.1002/2017GL073042.
- Timmermans, M. L., L. Rainville, L. Thomas, and A. Proshutinsky, 2010 : Moored observations of bottom-intensified motions in the deep Canada Basin, Arctic Ocean. *Journal of Marine Research*, **68** (3-4), 625–641, doi :10.1357/002224010794657137.
- Timmermans, M. L., J. Toole, A. Proshutinsky, R. Krishfield, and A. Plueddemann, 2008 : Eddies in the Canada Basin, Arctic Ocean, observed from ice-tethered profilers. *Journal of Physical Oceanography*, **38** (1), 133–145, doi :10.1175/2007JPO3782.1.
- Timmermans, M. L., and Coauthors, 2014 : Mechanisms of Pacific Summer Water variability in the Arctic’s Central Canada Basin. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **119** (11), 7523–7548, doi :10.1002/2014JC010273.
- Treguier, A. M., and Coauthors, 2014 : Meridional transport of salt in the global ocean from an eddy-resolving model. *Ocean Science*, **10** (2), 243–255, doi :10.5194/OS-10-243-2014.
- Vichi, M., and Coauthors, 2019 : Effects of an explosive polar cyclone crossing the Antarctic marginal ice zone. *Geophysical Research Letters*, **46** (11), 5948–5958, doi : 10.1029/2019GL082457.
- von Appen, W. J., T. M. Baumann, M. Janout, N. Koldunov, Y. D. Lenn, R. S. Pickart, R. B. Scott, and Q. Wang, 2022 : Eddies and the Distribution of Eddy Kinetic Energy in the Arctic Ocean. *Oceanography*, **35** (2), doi :10.5670/OCEANOGRAPHY.2022.122.
- Von Appen, W. J., U. Schauer, T. Hattermann, and A. Beszczynska-Möller, 2016 : Seasonal Cycle of Mesoscale Instability of the West Spitsbergen Current. *Journal of Physical Oceanography*, **46** (4), 1231–1254, doi :10.1175/JPO-D-15-0184.1.
- Wagner, J. S., A. Gohm, A. Dörnbrack, and A. Schäfler, 2011 : The mesoscale structure of a polar low : airborne lidar measurements and simulations. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **137** (659), 1516–1531, doi :10.1002/qj.857.

- Wang, Q., N. V. Koldunov, S. Danilov, D. Sidorenko, C. Wekerle, P. Scholz, I. L. Bashmachnikov, and T. Jung, 2020 : Eddy Kinetic Energy in the Arctic Ocean From a Global Simulation With a 1-km Arctic. *Geophysical Research Letters*, **47** (14), e2020GL088550, doi :10.1029/2020GL088550.
- Wassermann, S., C. Schmitt, C. Kottmeier, and I. Simmonds, 2006 : Coincident vortices in Antarctic wind fields and sea ice motion. *Geophysical Research Letters*, **33** (15), doi :10.1029/2006GL026005.
- Watanabe, E., 2011 : Beaufort shelf break eddies and shelf-basin exchange of Pacific summer water in the western Arctic Ocean detected by satellite and modeling analyses. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **116** (8), 8034, doi :10.1029/2010JC006259.
- Weijer, W., T. W. Haine, A. H. Siddiqui, W. Cheng, M. Veneziani, and P. Kurtakoti, 2022 : Interactions between the Arctic Mediterranean and the Atlantic Meridional Overturning Circulation : A Review. *Oceanography*, **35** (3-4), doi :10.5670/OCEANOGRAPHY.2022.130.
- Woodgate, R. A., 2018 : Increases in the Pacific inflow to the Arctic from 1990 to 2015, and insights into seasonal trends and driving mechanisms from year-round Bering Strait mooring data. *Progress in Oceanography*, **160**, 124–154, doi :10.1016/J.POCEAN.2017.12.007.
- Woodgate, R. A., K. Aagaard, and T. J. Weingartner, 2005 : A year in the physical oceanography of the Chukchi Sea : Moored measurements from autumn 1990–1991. *Deep Sea Research Part II : Topical Studies in Oceanography*, **52** (24-26), 3116–3149, doi :10.1016/J.DSR2.2005.10.016.
- Woodgate, R. A., T. Weingartner, and R. Lindsay, 2010 : The 2007 Bering Strait oceanic heat flux and anomalous Arctic sea-ice retreat. *Geophysical Research Letters*, **37** (1), 1602, doi :10.1029/2009GL041621.
- Wunsch, C., 1997 : The Vertical Partition of Oceanic Horizontal Kinetic Energy. *Journal of Physical Oceanography*, **27** (8), 1770–1794, doi :10.1175/1520-0485(1997)027.
- Zhao, M., and M. Timmermans, 2015 : Vertical scales and dynamics of eddies in the Arctic Ocean’s Canada Basin. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **120** (12), 8195–8209, doi :10.1002/2015JC011251.
- Zhao, M., M. Timmermans, R. Krishfield, and G. Manucharyan, 2018 : Partitioning of Kinetic Energy in the Arctic Ocean’s Beaufort Gyre. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **123** (7), 4806–4819, doi :10.1029/2018JC014037.

Zhao, M., M.-L. Timmermans, S. Cole, R. Krishfield, A. Proshutinsky, and J. Toole, 2014 : Characterizing the eddy field in the Arctic Ocean halocline. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **119** (12), 8800–8817, doi :10.1002/2014JC010488.

Zhao, M., M.-L. Timmermans, S. Cole, R. Krishfield, and J. Toole, 2016 : Evolution of the eddy field in the Arctic Ocean's Canada Basin, 2005-2015. *Geophysical Research Letters*, **43** (15), 8106–8114, doi :10.1002/2016GL069671.

Titre : Interaction entre la glace de mer et les tourbillons océaniques de mésoéchelle en Arctique

Mot clés : tourbillon, mésoéchelle, Océan Arctique, glace de mer

Résumé : Dans le bassin Arctique, l'océan et la banquise sont en interaction constante, suscitant des interrogations sur le rôle de l'océan dans les changements qui affectent la glace de mer. Les tourbillons de mésoéchelle pourraient représenter un mécanisme océanique qui influence les conditions de glace de mer et leur changement. Dans ce manuscrit de thèse, j'utilise des outils variés et complémentaires comprenant des données d'observation ainsi qu'une simulation à haute résolution afin de comprendre comment interagissent la glace de mer et les tourbillons océaniques de mésoéchelle en Arctique. L'analyse des données in situ sur la période 2004-2019 permet de quantifier les processus d'interactions dynamiques et thermodynamiques, et suggère

que les tourbillons pourraient laisser une signature dans la vorticité de la glace de mer. Cette signature est par la suite isolée pour un tourbillon se propageant dans la zone marginale du bassin Canadien, grâce à la combinaison de données in situ et d'images SAR et à une nouvelle méthode de détection basée sur la vorticité de la glace. Enfin, je m'attache à quantifier cette interaction dynamique à l'échelle du bassin Arctique à l'aide d'une simulation à haute résolution basée sur le modèle couplé NEMO-LIM 3.5. Une analyse sur vingt ans montre un impact et une signature de la dynamique de mésoéchelle proéminents dans les régions marginales du bassin Arctique, mais absents dans la banquise compacte, où l'influence de l'atmosphère est dominante.

Title: Interaction between sea ice and oceanic eddies in the Arctic

Keywords: eddies, mesoscale, Arctic Ocean, sea ice

Abstract: In the Arctic Basin, the ocean and sea ice are in constant interaction, raising questions about the role of the ocean in changes affecting sea ice. Mesoscale eddies may represent an ocean mechanism that influences sea ice conditions and their change. In this manuscript, I use a variety of complementary tools, including observational data and high resolution simulation, in order to understand how sea ice and oceanic mesoscale eddies interact in the Arctic. Analysis of in situ data over the period 2004-2019 allows the quantification of the dynamical and thermodynamical interaction processes, and suggests that eddies may leave a signature in the sea ice vor-

ticity. This signature is then isolated for an eddy propagating in the marginal ice zone of the Canadian Basin, using a combination of in situ data and SAR images, and to a new detection method based on the sea ice vorticity. Finally, I quantify this dynamical interaction at the scale of the Arctic Basin using a high resolution simulation based on the coupled NEMO-LIM 3.5 model. A 20-year analysis shows a prominent impact and signature of mesoscale dynamics in the marginal ice regions of the Arctic Basin, but absent in the pack ice, where the influence of the atmosphere is dominant.