



Impact de la topographie et de l'activité méso-échelle sur la dynamique de gyre subpolaire Nord Atlantique

Mathieu Le Corre

► To cite this version:

Mathieu Le Corre. Impact de la topographie et de l'activité méso-échelle sur la dynamique de gyre subpolaire Nord Atlantique. Océanographie. Université de Bretagne occidentale - Brest, 2020. Français. NNT : 2020BRES0021 . tel-03171062

HAL Id: tel-03171062

<https://theses.hal.science/tel-03171062>

Submitted on 16 Mar 2021

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

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

THÈSE DE DOCTORAT DE

L'UNIVERSITÉ
DE BRETAGNE OCCIDENTALE

ÉCOLE DOCTORALE N° 598
Sciences de la Mer et du littoral
Spécialité : *Océanographie Physique et Environnement*

Par

Mathieu LE CORRE

Impact de la topographie et de l'activité méso-échelle sur la dynamique du gyre subpolaire Nord Atlantique

Thèse présentée et soutenue à Brest, le 9 Juin 2020

Unité de recherche : Univ. Brest, CNRS, IRD, Ifremer, Laboratoire d'Océanographie Physique et Spatiale (LOPS), IUEM

Rapporteurs avant soutenance :

Patrick MARCHESIELLO
Directeur de Recherche, IRD, LEGOS

Yves MOREL
Directeur de Recherche, CNRS, LEGOS

Composition du Jury :

Xavier CARTON
Professeur d'université, UBO, LOPS / *Président*

Patrick MARCHESIELLO
Directeur de Recherche, IRD, LEGOS / *Rapporteur*

Yves MOREL
Directeur de Recherche, CNRS, LEGOS / *Rapporteur*

Julie DESHAYES
Chargée de recherche, CNRS, LOCEAN / *Examinateur*

Jonathan GULA
Maître de Conférence, UBO, LOPS / *Directeur de thèse*

Anne-Marie TREGUIER
Directrice de Recherche, CNRS, LOPS / *Co-directeur de thèse*

REMERCIEMENTS

Les premières personnes que je pense à remercier sont mes directeurs de thèse, Jonathan et Anne-Marie. Un grand merci pour la patience, le soutien et la bienveillance dont vous avez fait preuve au cours de cette thèse. Merci pour vos conseils, votre pédagogie et votre expertise.

Merci aussi aux rapporteurs, Patrick Marchessiello et Yves Morel d'avoir accepté d'évaluer ce manuscrit, ainsi qu'à l'examinatrice Julie Deshayes et au président de jury Xavier Carton, d'avoir montré un tant d'intérêts pour ces travaux.

Merci aux membres du laboratoire d'avoir partagé ces années avec moi, notamment à ma co-bureau Esther avec sa bonne humeur en toute circonstance. Je suis reconnaissant envers Thierry et Steven grâce à qui j'ai pu effectuer mon stage d'école d'ingénieur dans ce labo et m'ont ainsi permis de découvrir le monde de la recherche. Je n'oublie pas Patrice avec qui j'ai passé un temps incroyable à débriefer nos matchs de foot/basket respectifs ainsi que les matchs de Brest ! Je garderai en mémoire les discussions/débats qui ont animé les pauses de midi quel que soit l'endroit (espace convivialité, devant la BLP, à la plage, etc.) avec les irréductibles les Nicos, Noé, Clément, Claude et bien d'autres que j'oublie. J'ai une pensée toute particulière pour l'équipe administrative du LOPS (Gilberte, Solen, Françoise) et de l'ED (Elisabeth, Elodie) pour leur gentillesse et leur disponibilité.

Je tiens à remercier les anciens thésards (Daniele, Guillaume, Tillys, Heather, Charles, Nicolas, Anastasia, et bien d'autres), pour avoir partagé une partie de cette aventure et qui m'ont fait part de leurs expériences, mais aussi ceux avec qui j'ai partagé de longues discussions sur tout et rien (Houda, Pauline, Mathieu, Victor, Ben, ...). Je souhaite aussi bon courage aux petits jeunes qui arrivent et qui vont bientôt soutenir (Charly, Alex, Angelina, Léo, ...). En dernier, merci à celle qui m'a supporté pendant presque la totalité de ma thèse et qui m'a redonné courage lorsque c'était nécessaire.

Pour finir, j'aimerais dédier cette thèse à ma famille et plus particulièrement à mes parents, qui m'ont toujours dit de faire ce que j'aimais et mon soutenu tout au long de mon parcours. MERCI !

TABLE DES MATIÈRES

1	Introduction	7
1.1	La circulation océanique de grande échelle	7
1.2	La circulation de l'Atlantique Nord subpolaire	9
1.3	L'effet de la topographie	12
1.4	L'activité méso-échelle	13
1.5	Objet de la thèse	15
2	Stratégie de simulation	19
2.1	Le modèle CROCO	19
2.2	Mise en place des simulations	21
2.2.1	Test de sensibilité pour la configuration parent	22
2.2.2	Validation de la simulation enfant	28
3	Dynamique du gyre subpolaire	36
3.1	Barotropic vorticity balance of the North Atlantic subpolar gyre in an eddy-resolving model	36
3.2	Circulation autour d'une Ride	55
4	Dynamique du Rockall Trough	63
4.1	Représentation de la méso-échelle	65
4.2	Dynamique de l'anticyclone du Rockall Trough	68
4.3	Génération de tourbillons de plus petite échelle	70
4.3.1	Zone de génération	70
4.3.2	Étude lagrangienne	73
4.3.3	Formation des tourbillons	74
4.4	Conclusion	78
5	Conclusion et perspectives	82
A	A persistent deep anticyclonic vortex in the Rockall Trough sustained by anticyclonic vortices shed from the slope current	88
B	Can the earth be flat ? A physical oceanographers's perspective	124
	Bibliographie	139

INTRODUCTION

1.1 La circulation océanique de grande échelle

Dans le contexte actuel de réchauffement climatique, il est essentiel de réussir à mieux comprendre la dynamique globale du système terre afin de pouvoir anticiper les changements à venir. Une partie de la compréhension de cette machine complexe qu'est le climat de la terre se fait par l'étude de la circulation océanique. En effet, les océans permettent de stocker l'excédent de chaleur de l'atmosphère et d'emprisonner une partie du dioxyde de carbone. Ils impactent les variations du climat à des échelles temporelles allant de l'interannuel au centennale et au-delà.

Bien que l'océan mondial couvre près de 70% de la surface de la terre, la difficulté d'obtenir des informations sur sa structure interne a longtemps limité son étude aux processus de surface. A la fin des années 1940, les premières théories de Sverdrup (1947); Stommel (1948); Munk (1950) ont permis d'expliquer les structures de grande échelle que l'on nomme gyres océaniques. Ces gyres consistent en une circulation horizontale des masses d'eau avec une forte intensification des courants sur les bords ouest des bassins, qui forment des structures telles que le Gulf Stream en Atlantique subtropicale ou le Kuroshio dans le Pacifique. La circulation de grande échelle de ces gyres est liée, loin des côtes, à l'action du vent et à la variation latitudinale du paramètre de Coriolis. L'intensification des courants sur les bords ouest a longtemps été associée à des effets visqueux. Mais des études plus récentes par Hughes and De Cuevas (2001); Schoonover et al. (2016) ont montré le caractère non-visqueux de ces courant de bord au profit d'une dynamique liée à l'effet de la topographie. L'amélioration des moyens techniques a permis dans les dernières décennies d'obtenir de nombreuses observations de l'océan dans les 2000 premiers mètres, en particulier grâce à des programmes internationaux tels que WOCE (World Ocean Circulation Experiment), dans les années 1990, ou le réseau de flotteurs ARGO mis en place au début des années 2000. Ces observations ont permis de développer nos connaissances sur la dynamique océanique globale (Fig. 1.1, Lumpkin and Johnson (2013)) et de confirmer la validité des différentes théories.

Les premières théories supposaient que les gradients de pression horizontaux étaient faibles en profondeur (Sverdrup, 1947; Munk, 1950) et négligeaient donc les courants de fond. L'idée d'une circulation profonde a émergé plus tard avec la théorie des couches

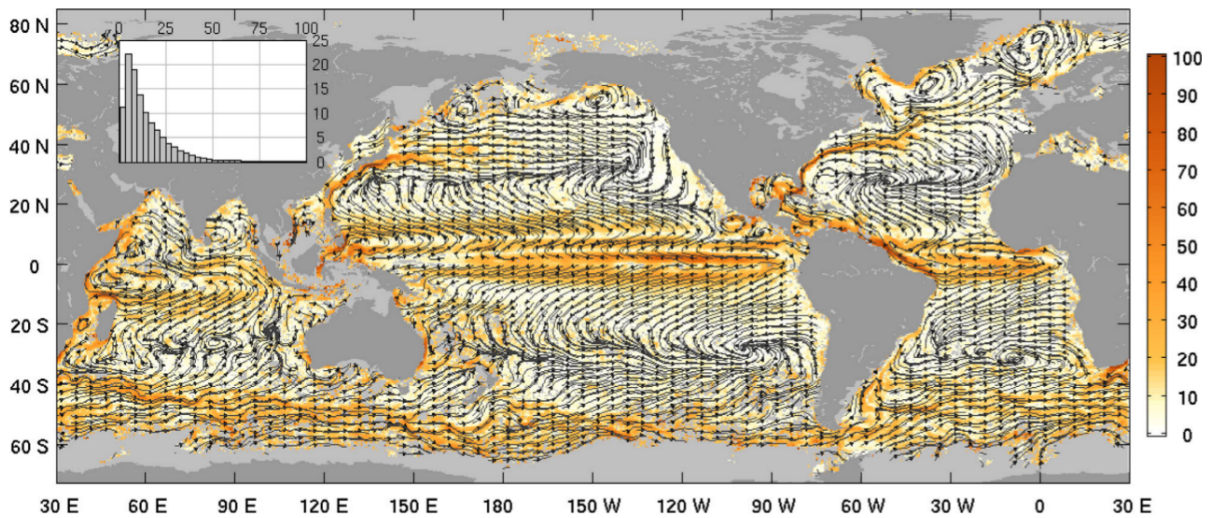


FIGURE 1.1 – Vitesse moyenne des courants (couleurs, cm.s^{-1} à partir des données de flotteurs de surface avec les lignes de courants (lignes noires). Les lignes de courants sont calculées et lissées spatialement de manière à indiquer la direction du courant et d'illustrer la circulation grande échelle. L'insert (en haut à gauche) montre la répartition des vitesses moyennes de 0- à 100- cm.s^{-1} par pas de 3.125 cm.s^{-1} en fonction du nombre de flotteurs (de 0 à 25 000) (Lumpkin and Johnson, 2013).

profondes de Stommel and Arons (1959), qui a anticipé les observations des courants profonds dans l'Atlantique Nord. Cette théorie est basée sur l'hypothèse que les couches profondes sont formées dans les régions froides (dans l'Atlantique Nord et en mer de Weddell) par plongée de masses d'eau denses. Ce flux descendant d'eaux denses au niveau des pôles est compensé par une remontée sur l'ensemble du bassin par mélange avec les eaux environnantes lors du trajet vers les régions tropicales. Plus récemment, des sections hydrographiques dans l'Atlantique Nord, 53° N (Fischer et al., 2004)/ 48° N (Lumpkin et al., 2008)/ RAPID (Haines et al., 2013) / OVIDE (Daniault et al., 2016)/ OSNAP, ont confirmé la présence de courants profonds en direction de l'équateur et permis d'étudier leurs variabilités.

La superposition de ces deux types de circulation, sur un plan horizontal et longitudinal-vertical, permet de mettre en évidence une circulation globale qui forme une cellule méridienne de retournement, aussi appelée le "grand tapis roulant" qui se schématise par la Fig. 1.2. Cette figure permet d'illustrer à la fois la dynamique de surface, majoritairement bidimensionnelle, qui advecte les eaux chaudes et salées des zones équatoriales vers les pôles. Elle met aussi en avant les zones où les eaux plongent, par perte de flottabilité dû à l'échange de chaleur avec l'atmosphère, alimentant ainsi les couches profondes. Les premières observations atmosphériques ont permis de montrer l'importance de cette circulation horizontale sur le transport de chaleur des tropiques vers les pôles avec un maximum vers 20° N de 2 PW (Trenberth and Caron, 2001; Colin de Verdière et al., 2019).

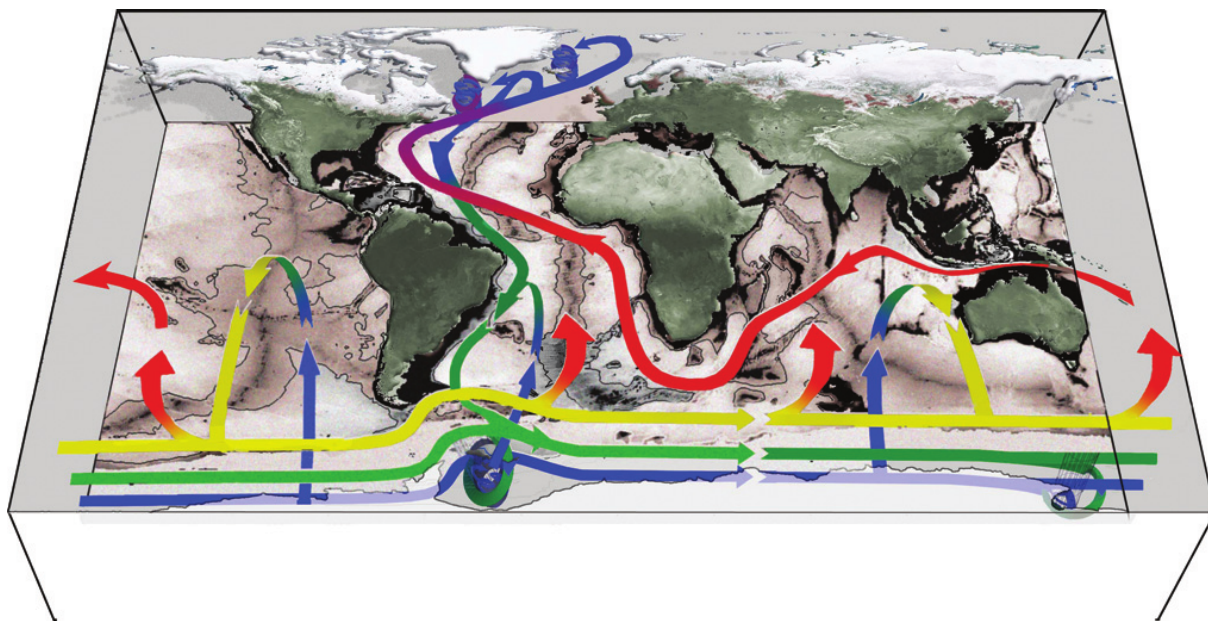


FIGURE 1.2 – Représentation schématisique de la circulation générale globale (Marshall and Speer, 2012). Les flèches indiquent la direction de l'écoulement et le dégradé de couleur du rouge (surface) au bleu (fond) indique sa position dans la colonne d'eau. Les zones de convection sont indiquées par des cylindres bleus.

1.2 La circulation de l'Atlantique Nord subpolaire

Bien que connaissant le principe sur lequel fonctionne cette cellule de retournement, une partie des études de climat s'intéresse à l'ajustement de cette structure par rapport à l'augmentation de la quantité de gaz à effet de serre d'origine humaine. Le gyre subpolaire par sa contribution au fonctionnement du "grand tapis roulant" et la plongée des masses d'eau denses représente une zone d'étude où se porte beaucoup l'attention. C'est également ici que la concentration en dioxyde de carbone anthropique est la plus importante (Fig. 1.3, Sabine (2004)), ce qui en fait une région clef pour le climat.

La circulation moyenne du gyre subpolaire Nord Atlantique peut se schématiser selon la Figure 1.4, présentée dans Daniault et al. (2016), qui combine les données des campagnes OVIDE et des études précédentes sur la région. On trouve dans cette région une superposition d'une circulation de surface (en rouge, orange et vert) et de profondeur (en bleu) qui représentent chacune les parties haute et basse de la cellule de retournement.

La branche haute de cette cellule est principalement nourrie par des eaux chaudes et salées en provenance du gyre subtropical par l'intermédiaire du Courant Nord Atlantique (NAC). Le NAC représente l'extension du Gulf Stream après son décrochement de la topographie à "Cape Hatteras". Lors de son trajet vers le nord, le NAC est dévié vers l'ouest, dans ce que l'on nomme le Coin Nord Ouest (NWC), aux alentours du "Flemish Cape" (50° N, 45° O), où il croise les eaux de fond issues de la mer du Labrador. Après cette bifurcation vers l'ouest ce courant traverse la ride médio-atlantique dans les zones

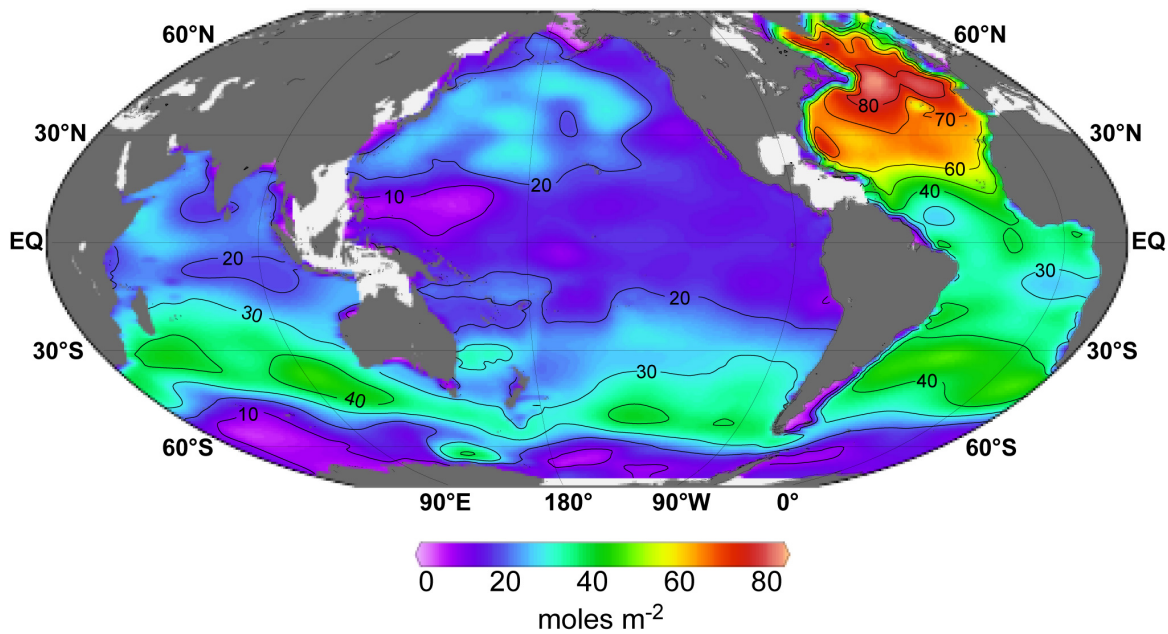


FIGURE 1.3 – Répartition de la quantité de CO_2 (mol.m^{-2}) d'origine anthropique intégrée verticalement dans l'océan mondial (Sabine, 2004).

de fracture Charlie-Gibbs (52.5° N), Faraday (50.5° N) et Maxwell (48° N). Tandis qu'une majorité des eaux se propage vers le nord, une partie se dirige vers le sud dans le bassin Européen (Daniault et al., 2016). Le NAC se propageant vers le nord s'écoule dans le bassin d'Islande et le Rockall Trough. Bower et al. (2002) montre en utilisant les trajectoires de flotteurs Argo que la trajectoire préférentielle de l'écoulement se fait par le jet de Hatton bank sur la bord ouest du Rockall Plateau (57° N , 20° O) et très peu d'eau passe dans le Rockall Trough. Plus récemment Holliday et al. (2015), en utilisant la section "Extended Ellet Line" qui joint l'Ecosse à l'Islande en passant par le Rockall Trough et le bassin d'Islande, a montré un transport net des eaux de surface (qui englobe les eaux du NAC) vers le nord de $6.7 \pm 3.7 \text{ Sv}$ ($1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3.\text{s}^{-1}$) avec une contribution de $2.3 \pm 1.3 \text{ Sv}$ du Rockall Trough. Ces observations remettent en cause l'importance de cette zone dans la représentation de la cellule de retournement.

Suite à cela, une partie des eaux chaudes de surface traverse la ride entre l'Islande et les Shetland en direction des mers nordiques (Rossby and Flagg, 2012). Le reste recircule cycloniquement dans le bassin d'Islande et est rejoint en profondeur par l'"Iceland Scotland Overflow Water" qui sont des eaux denses ayant traversées la ride plus au nord. Ces masses d'eau circulent ensuite anticycloniquement autour de la dorsale de Reykjanes et la traversent dès que la topographie s'approfondit suffisamment (Petit et al., 2018b). Sur le bord ouest de la dorsale, le courant d'Irminger se forme par le mélange des eaux ayant traversé la ride avec celles issues des bassins plus à l'ouest et s'enroule cycloniquement dans le bassin d'Irminger (Petit et al., 2019). Le courant de bord est nourri en profondeur par des eaux froides et salées qui sont passées par le détroit du Danemark (Jochumsen

permet la restratification des couches de surface, ce qui arrête ce phénomène et emprisonne en profondeur des masses d'eau qui forment l'eau de la mer du Labrador. Cette eau se caractérise notamment par une faible salinité et forme une masse d'eau intermédiaire vers 1000-m de profondeur (Yashayaev et al., 2007; Daniault et al., 2016) à l'intérieur du gyre subpolaire qui se répand par advection dans les différents bassins (Rhein et al., 2002).

On remarque bien que la dynamique de ce gyre est complexe avec de nombreuses masses d'eau qui viennent se superposer et interagir. Cette complexité se traduit dans les modèles numériques par de nombreuses difficultés pour représenter correctement la circulation dans cette région. De gros biais existent notamment pour l'intensité des courants dans le voisinage de la ride de Reykjanes (Treguier et al., 2005) ou encore sur le chemin suivi par les masses d'eaux à l'interface entre le gyre subtropical et subpolaire (Spence et al., 2012). Cependant l'augmentation de la résolution des modèles permet des améliorations significatives de la représentation de la dynamique (Smith et al., 2000; Treguier et al., 2005; Bryan et al., 2007; Marzocchi et al., 2015).

1.3 L'effet de la topographie

Les premiers modèles utilisés pour comprendre la dynamique des gyres océaniques étaient des modèles en boîtes avec des murs verticaux sur les bords. Dans ces conditions, l'intensification du courant de bord ouest est majoritairement due à la variation du paramètre de Coriolis avec la latitude (Stommel, 1948). Pour compenser cet apport de vorticité planétaire, les modèles de Stommel (1948); Munk (1950) prennent respectivement en compte la friction sur le fond et la friction latérale. Malgré cela, le transport associé au Gulf Stream est sous estimé de plus de moitié dans les modèles comparés aux observations. Des travaux de Hughes (2000); Hughes and De Cuevas (2001); Jackson et al. (2006); Schoonover et al. (2016) ont montré que la prise en compte de la topographie permettait d'améliorer la représentation du transport des courants de bords ouest. Ceci démontre que les effets visqueux ne sont pas nécessaire pour clôturer la circulation des gyres. Cet effet de la topographie est communément appelé le couple de pression de fond (Bottom Pressure Torque) et se déduit de l'interaction du courant de fond avec la pente. Ce terme n'est pas seulement lié à la pente mais aussi à l'inclinaison des isopycnes le long de celle-ci. Il peut se séparer en deux composantes, une barotrope liée à l'étirement de la colonne d'eau (Bottom Vortex Stretching) et une partie barocline liée aux isopycnes le "Join Effect of Baroclinicity And Relief" (JEBAR).

Dans le cas d'un océan idéalisé adiabatique sans stratification, la partie barocline du couple de pression de fond est nulle. L'écoulement en équilibre géostrophique va suivre les contours de f/H où f est le paramètre de Coriolis et H la topographie (Pedlosky, 1979). Lorsqu'une stratification est mise en place, la prise en compte du terme JEBAR permet

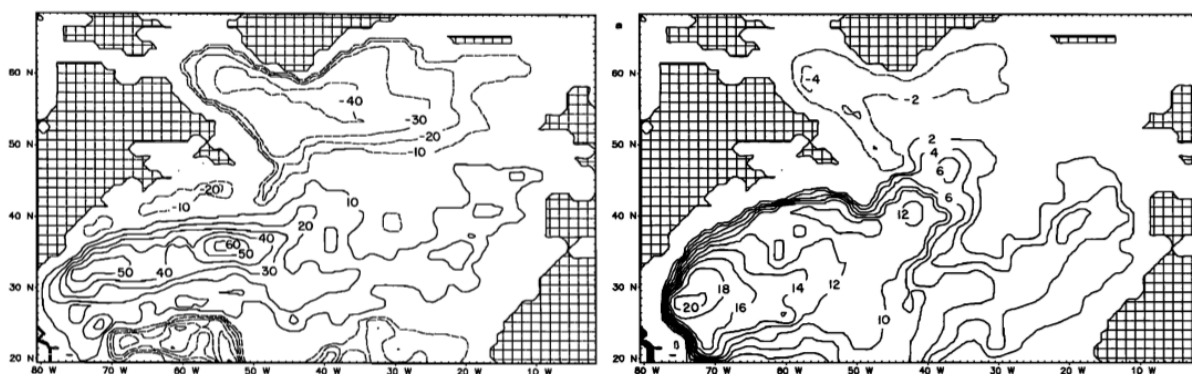


FIGURE 1.5 – Fonction de courant barotrope calculée en utilisant la densité et le vent moyen climatologique avec (gauche) et sans (droite) prise en compte de la partie associée au terme JEBAR. Les contours sont représentés tous les 10-Sv. Les lignes pointillées indiquent des valeurs négatives et les lignes pleines les valeurs positives. Le contours 0 Sv n'est pas représenté (Greatbatch et al., 1991).

de découpler le courant de la topographie, ce qui autorise le courant à traverser les lignes de f/H (Mertz and Wright, 1992). La présence de ce terme permet aussi d'expliquer le transport important des courants de bord ouest comme le Gulf Stream (Holland, 1972), sans lui le gyre subpolaire est presque non existant (Fig. 1.5, Greatbatch et al. (1991)).

Ces quelques éléments montrent l'importance de la topographie dans la dynamique des structures de grande échelle, notamment dans le gyre subpolaire où son effet couplé à la baroclinicité du fluide impacte grandement la circulation. Dans les modèles numériques, cet effet topographique passe par une représentation de la bathymétrie qui, pour la plupart des modèles même les plus récents, est représentée en coordonnées- z et peut s'illustrer comme une série de bloc. Cette représentation bien que simple à implémenter et à utiliser présente comme problème principal d'avoir la présence de murs verticaux entre deux blocs ce qui a pour effet de surestimer la dissipation latérale. Une autre vision, nommée coordonnées- σ , consiste à suivre la topographie et d'éviter une diffusion trop importante proche du fond. Bien que cette vision n'est pas parfaite et nécessite certaines précautions pour son utilisation, on peut s'interroger sur l'impact d'une topographie plus réaliste sur la circulation.

1.4 L'activité méso-échelle

Comme nous l'avons dit la dynamique grande échelle est relativement bien comprise avec les théories de Sverdrup (1947), puis de Holland (1972). Plus récemment, les observations par satellite ont mis en avant (Fig. 1.6, Chelton et al. (2011)) la présence d'une forte activité tourbillonnaire dans de nombreuses parties du globe (McWilliams, 1985; Chelton et al., 2007), notamment aux voisinages des grands courants tels que le courant Antarctique ou les courant de bord ouest (Gulf Stream ou Kurushio). Ces tourbillons rentrent

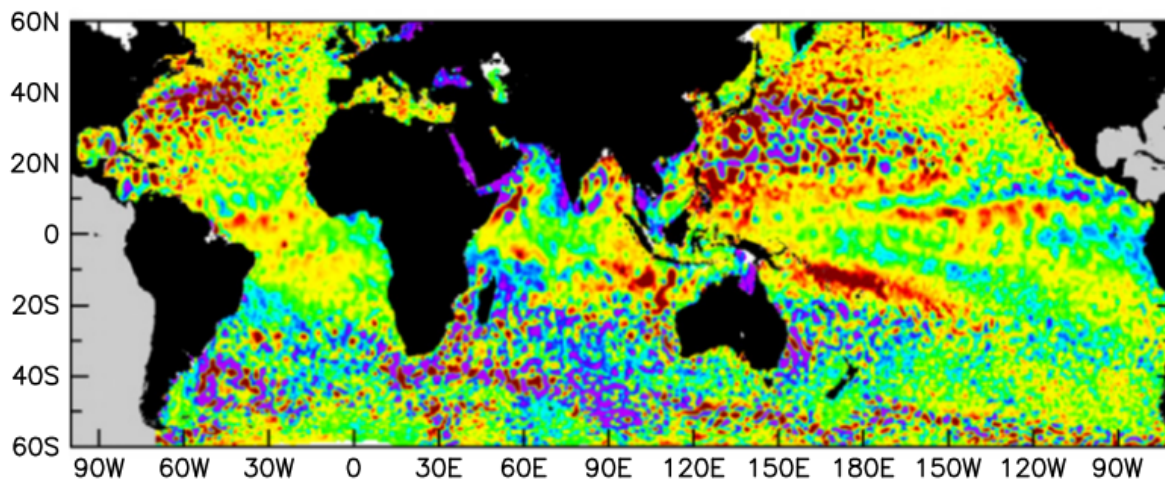


FIGURE 1.6 – Tourbillons de méso-échelle par mesure satellite de la surface libre le 28 Août 1996 issue de la fusion des données T/P et ERS-1 dans les séries de référence d’AVISO (Chelton et al., 2011)

dans la catégorie de la méso-échelle et leurs tailles sont de l’ordre du premier rayon de déformation de Rossby qui varie de la centaine de kilomètre dans la zone subtropicale à la dizaine de kilomètre dans la zone subpolaire (Chelton et al., 1998). Comparé à l’échelle temporelle des gyres, ces tourbillons ont des durées de vie courtes, de l’ordre de quelques jours à plusieurs mois, mais ils permettent d’extraire une partie de l’énergie potentielle de l’océan et de la redistribuer sous forme d’énergie cinétique.

Ces tourbillons se forment généralement par la déstabilisation de courants de grandes échelles (D’Asaro, 1988; Dewar et al., 2015; Gula et al., 2015; Molemaker et al., 2015) par des processus d’instabilité barotrope (cisaillement horizontal) ou barocline (cisaillement vertical). A une échelle locale, ils favorisent les échanges côtes-large, ce qui a un impact sur la dynamique côtière, l’écologie ou encore la production biologique (Blanton et al., 1981; Lee et al., 1981; Yoder et al., 1985). A une échelle plus globale cette activité méso-échelle va avoir un impact sur le transport de chaleur (Zhao et al., 2018a) et de sel (Treguier et al., 2014).

Pour revenir au cas de l’Atlantique Nord, on retrouve de nombreuses régions où la génération de ce type de structure est importante. Dans le gyre subtropical, la zone la plus connue est le Gulf Stream et son extension le NAC où l’on retrouve des tourbillons allant de la méso-échelle ($O \approx 10\text{-}100\text{ km}$) à la sous méso-échelle ($O \approx 100\text{-m-}10\text{- km}$). La sous méso-échelle joue un rôle dans le transfert de l’énergie vers les fines échelles en provenance des structures plus larges (McWilliams, 2016) et est responsable d’une grande partie des flux verticaux de masse ou de flottabilité dans la partie haute des océans. De son coté le gyre subpolaire présente aussi des zones de forte activité tourbillonnaire dans les trois bassins que sont la mer du Labrador avec les "Irmingers Rings" (Lilly and Rhines, 2002), le bassin d’Irminger le long de la Ride de Reykjanes (Fan et al., 2013) et dans le bassin

d'Islande avec la présence de tourbillons semi-permanents le long de Hatton Bank (Read and Pollard, 2001; Zhao et al., 2018b). L'omniprésence de ces tourbillons influence les masses d'eau en modifiant le flux méridien de chaleur (Zhao et al., 2018a) mais contribue aussi dans les zones de convection profonde (notamment en mer du Labrador) en favorisant la restratification des masses d'eau (Couvelard et al., 2015).

La présence de méso-échelle et de sous méso-échelle va donc impacter la dynamique, mais du fait de leur échelle spatiale, la représentation de ces structures dans les modèles va fortement dépendre de la résolution horizontale choisie. La majeure partie des modèles globaux ont des résolutions horizontales de l'ordre du degré ou du quart de degré, qui ne permettent pas de résoudre cette dynamique. Même les modèles globaux dits "eddy-resolving", avec des résolutions de l'ordre du douzième de degré, ne permettent pas de résoudre entièrement l'activité de méso-échelle et encore moins la sous méso-échelle, en particulier aux hautes latitudes comme dans le gyre subpolaire. Il est donc justifié de se demander quel serait l'impact de cette activité tourbillonnaire de méso-échelle sur la dynamique du gyre subpolaire.

1.5 Objet de la thèse

L'Atlantique Nord est une zone largement étudiée et l'on connaît bien la structure des masses d'eau de cette région grâce à divers moyens d'observations que sont le réseau de flotteurs ARGO, les sections OSPNAP, OVIDE, AR7 ou les campagnes comme RREX 2015 et 2017. Toutefois, ces observations ne couvrent que de petites zones et ne permettent pas de déterminer les composantes principales qui dominent la dynamique de la région.

On s'intéresse donc dans cette thèse à identifier les éléments essentiels qui participent à la circulation du gyre subpolaire Nord Atlantique. Pour ce faire nous avons choisi l'outil de modélisation numérique qui va nous permettre de reproduire la dynamique du gyre dans toute sa complexité. Dans une première partie nous détaillons notre approche en présentant la méthodologie pour la construction de nos simulations (Chapitre 2). Celle-ci repose sur la mise en oeuvre de deux simulations grâce à une technique d'emboîtement et ayant des résolutions horizontales de 6- et 2-km. Le modèle utilisé a pour particularité d'utiliser des coordonnées- σ , qui permettent de mieux appréhender le rôle de l'interaction courant-topographie sur la circulation par rapport aux modèles utilisant des coordonnées- z .

Ces configurations permettent notamment de mettre en évidence l'effet de l'activité méso-échelle sur la circulation du gyre (chapitre 3). Nous montrons que la dynamique interne du gyre est fortement liée à une activité non-linéaire remettant ainsi en cause l'équilibre de Sverdrup dans cette région. Il ressort également qu'une plus haute résolution permet de corriger certains biais inhérents aux modèles utilisant des résolutions plus faibles. Ce qui peut modifier la dynamique de l'écoulement en particulier autour de la ride de

Reykjanes.

Dans le chapitre 4, nous aborderons l'impact que peut avoir la méso-échelle d'un point de vue plus local. Pour cela nous nous intéresserons au chemin qu'emprunte une branche du NAC dans le "Rockall Trough", dans la partie est du gyre, et au changement de dynamique lié à une résolution plus fine.

STRATÉGIE DE SIMULATION

2.1 Le modèle CROCO

Dans cette thèse nous utilisons le Regional Oceanic Modelling System (ROMS) (Shchepetkin and McWilliams, 2005) dans sa version CROCO (Coastal and Regional Ocean Community) (Debreu et al., 2012). CROCO est un modèle régional utilisant une grille courbe curvilinéaire de type Arakawa C sur l'horizontale. Ce modèle résout les équations primitives obtenues en utilisant les hypothèses hydrostatique et de Boussinesq (variation de masse volumique faible sauf pour les termes de flottabilité) dans les équations de Navier-Stokes.

Dans notre configuration nous utilisons le schéma d'advection "up-stream" d'ordre 3 défini par défaut. Celui-ci est légèrement dissipatif et permet de gérer les chocs numériques sans utiliser de viscosité explicite. Des schémas d'advection centrés sont aussi disponibles, mais comme ils produisent peu de dissipation, ils nécessitent le rajout de viscosité explicite (par un laplacien ou bi-laplacien). En comparaison, certains modèles océaniques tels que NEMO dans ses versions ORCA2-ORCA025-ORCA12 (Dussin et al., 2012; Lecointre et al., 2011) utilisaient des schémas centrés d'ordre 2 ou 4, appelés "Centred schemes" ou "Flux Corrected Transport scheme" (Manuel NEMO, (IPSL)). Pour les traceurs, un schéma d'ordre 3 en espace est également utilisé dans notre configuration. Afin de réduire le mélange diapycnal et limiter l'altération des masses d'eau, la partie diffusive du schéma est tournée le long des surfaces isopycnales (Marchesiello et al., 2009).

La particularité de ce modèle CROCO vient de sa représentation des coordonnées verticales qui suivent la topographie (appelées coordonnées σ). Cette caractéristique permet de représenter la bathymétrie de manière plus réaliste par rapport aux modèles en coordonnées z (que ça soit en "full step" ou "partial step"). La différence entre les coordonnées- z et σ est clairement visible sur la Fig. 2.1, où la pente est de mieux en mieux représentée en passant de "full step" à "partial step", et enfin à σ . L'approche "partial step" est la plus commune dans les simulations NEMO et représente un compromis entre les coordonnées- z et σ . Cette configuration permet de représenter plus fidèlement la topographie par rapport au coordonnées- z simple mais également de mieux représenter les courants de fond (Pacanowski and Gnanadesikan, 1998). La représentation coordonnées- σ évite la présence de viscosité et/ou de diffusion importante proche de la topographie dû aux murs verticaux.

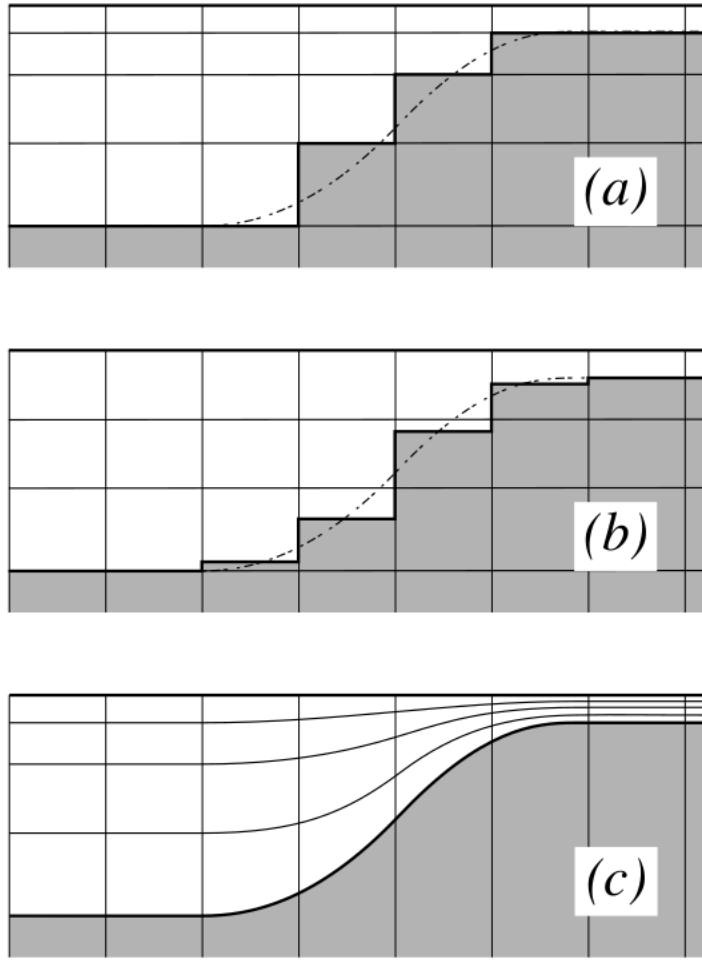


FIGURE 2.1 – Représentation de la topographie dans des modèle en (a) coordonnée-z, (b) coordonnée-z en partial-step et (c) en coordonnée- σ

Ce système de coordonnée verticale a fait ses preuves dans sa capacité à représenter les courants de bord, notamment le Gulf Stream (Schoonover et al., 2016), en améliorant les effets baroclines associés au terme "Joint Effect of Baroclinicity and bottom Relief" (JEBAR) (Ezer, 2016). Un autre avantage de ce type de coordonnées est la possibilité de pouvoir resserrer les niveaux du fond. Ceci permet une meilleure représentation des interactions entre les courants et la topographie, notamment à très haute résolution, avec des résolutions verticales de l'ordre de 2-m (Gula et al., 2016) ce qui permet de résoudre convenablement la couche limite de fond. A notre connaissance, peu de simulations avec des modèles en coordonnées- σ ont été réalisées sur le gyre subpolaire.

Bien qu'ayant de nombreux points positifs, il faut être conscient des limites que présentent les coordonnées- σ . Le principal défaut attribué à ces dernières est l'erreur commise lors du calcul du gradient de pression (Haney, 1991). En effet puisque nos coordonnées ne suivent pas les géopotentiels, le calcul du gradient de pression horizontal va nécessiter une interpolation, ou extrapolation, afin d'être calculé correctement. Dans le cas d'une pente,

on va donc devoir extrapoler les valeurs de pression. Lorsque la pente est faible, l'erreur associée au calcul sera faible mais plus la pente va être importante plus l'erreur va augmenter. Ces erreurs interviennent ensuite dans les équations de quantité de mouvement et se répercutent sur les champs de vitesses. Toutefois l'apparition de ces erreurs peut être réduite en lissant la topographie ou en augmentant la résolution horizontale (Beckmann and Haidvogel, 1993). La version d'un schéma présenté par Shchepetkin (2003) est également implémentée dans CROCO et limite l'apparition d'erreurs.

Comme nous l'avons vu dans l'introduction, le premier rayon de déformation de Rossby est faible dans cette région, inférieur à 15-km au nord de 50° N (Chelton et al., 1998), ce qui nous oblige à avoir des simulations à haute résolution si l'on veut pouvoir résoudre la méso-échelle. L'avantage de l'utilisation d'un modèle régional tel que CROCO dans cette région et de pouvoir d'atteindre un régime "Eddy Resolving" sur la majeure partie de la gyre ce qui est trop coûteux dans un modèle de l'océan global. De plus comme nous l'avons fait remarquer, la topographie semble jouer un rôle important dans la dynamique de cette gyre, bordée par de fortes pentes, ainsi l'utilisation de coordonnées- σ permettra de représenter plus fidèlement l'interaction entre les courants et la topographie. C'est pour ces raisons que nous avons fait le choix de ce modèle pour l'étude de la dynamique du gyre subpolaire.

2.2 Mise en place des simulations

Afin d'atteindre des résolutions permettant de représenter les tourbillons dans la gyre subpolaire, des simulations sont réalisées dans une logique d'emboîtement. Cette technique consiste à réaliser une première simulation à basse résolution sur un domaine large puis d'ensuite faire un zoom à plus haute résolution sur une partie du domaine. On permet alors, dans un premier temps, l'équilibrage de l'écoulement grande échelle, et le développement de l'activité méso-échelle grâce au zoom.

C'est avec cette idée que nous réalisons deux configurations à 6 et 2-km de résolution sur l'ensemble de l'Atlantique Nord (NATL) et la gyre subpolaire (POLGYR). La grille la plus grossière utilisée est similaire à celle décrite dans Renault et al. (2016) et s'étend de 21° E à 133° O en longitude et de 0.5° N à 72° N en latitude avec respectivement 1152 et 1059 points dans chaque direction. Le zoom s'étend de 72° O à 10° E en longitude et de 36° N à 70° N en latitude avec 1600 et 2000 points dans chaque direction. La configuration NATL permet de résoudre la majeure partie de l'activité méso-échelle seulement dans le gyre subtropical tandis que la résolution de POLGYR autorise la formation de tourbillon de méso-échelle sur l'ensemble du gyre subpolaire.

La bathymétrie utilisée pour ces configurations est issue de SRTM30_PLUS, qui a une résolution de 30 seconde d'arc. Afin d'éviter les erreurs liées au gradient de pression typique des coordonnées σ , comme expliqué précédemment, un lissage est appliqué localement là

où le ratio $r = \delta h / 2h$ est supérieur à 0.2. Les simulations possèdent respectivement 50 et 80 niveaux verticaux qui sont resserrés à la surface et au fond. Cela nous permet d’avoir, pour POLGYR, une résolution verticale de 3.6-m à la surface et inférieure à 15-m au fond le long des pentes.

La simulation NATL est initialisée à partir de la ré-analyse "Simple Ocean Data Assimilation" (SODA) du 1 Janvier 1999, ces mêmes données sont utilisées pour contraindre les frontières de manière mensuelle. Une formulation bulk (Fairall et al., 2003) est utilisée, à partir du forçage atmosphérique journalier ERA-INTERIM, pour estimer les flux turbulent, d’eau douce et de quantité de mouvement nécessaires pour CROCO.

2.2.1 Test de sensibilité pour la configuration parent

Notre configuration à basse résolution sert à représenter la circulation grande échelle. Une représentation correcte de cette dernière est indispensable si l’on veut étudier l’impact des petites échelles sur la dynamique de la gyre. Ici nous présentons des tests de sensibilité réalisées afin de déterminer la configuration idéale pour la réalisation de notre zoom à 2-km sur la gyre subpolaire, une validation de la dynamique du modèle sera présenté dans le chapitre suivant. Les tests de sensibilité compare différentes options présentes dans le modèle. Les cas tests ont été réalisés sur une période de 5 ans (1999-2003) et sont listés dans le tableau suivant :

Nom	gls	kpp	rappel salinité
GLS	X		
KPP		X	
GLS_RS	X		X

Paramétrisation du mélange vertical

Dans le modèle CROCO il existe deux types de paramétrisations du mélange vertical au choix de l’utilisateur. Le premier est basé sur le schéma de Large (1994) proposant un profil de paramétrisation K non-local (KPP). Celui-ci calcule une profondeur de couche de mélange à la surface et au fond basée sur un critère de valeur critique du nombre de Richardson ($R_i = 0.3$). Entre ces deux couches, le mélange est régi par l’instabilité de cisaillement (basé sur la valeur du nombre de Richardson local) ainsi que par l’activité des ondes internes supposée constante. Dans les cas de convection, c’est à dire dans le cas où la colonne d’eau est instable ($N^2 < 0$), un coefficient de viscosité supplémentaire est ajouté pour augmenter la diffusion (ν_0). Le second schéma proposé dans CROCO pour le mélange vertical est basé sur la longueur générique (Generic Length scale, GLS) et utilise une méthode $k - \epsilon$. Ce procédé est une approche locale où l’on résout en parallèle deux équations qui représentent l’évolution de l’énergie cinétique turbulente et de la dissipation ϵ .

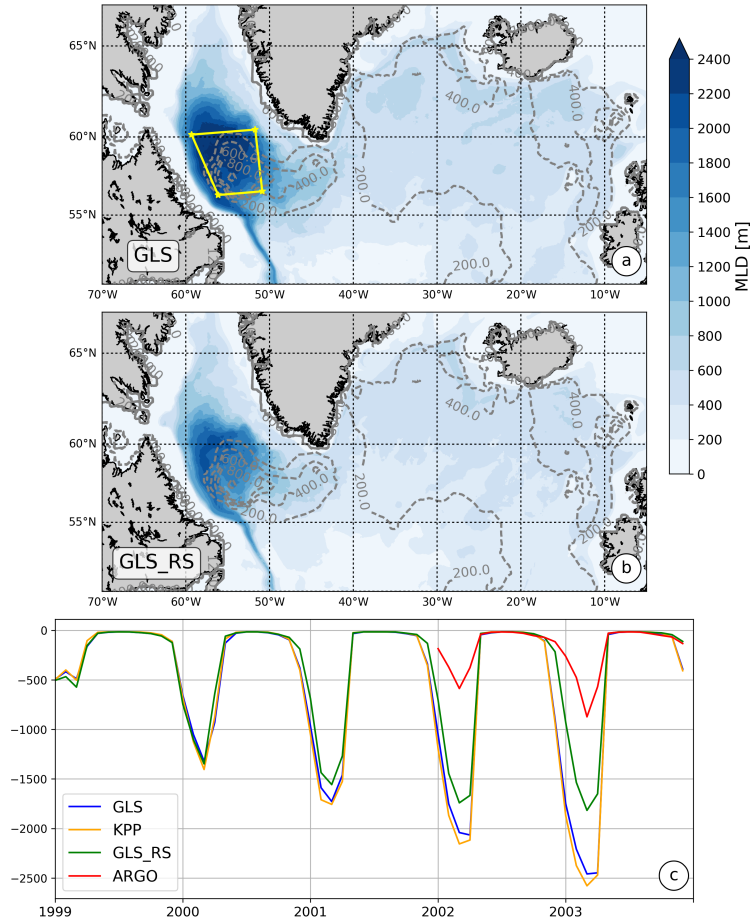


FIGURE 2.2 – Couche de mélange hivernale moyenne entre 2000 et 2003 à partir du critère en densité de 0.03 kg.m^{-3} pour les simulations (a) GLS et (b) GLS_RS. L'évolution de la couche de mélange moyennée sur la zone jaune entre 1999 et 2003 pour différents cas est représentée en (c)

Le gyre subpolaire est une région où les processus convectifs sont importants, avec en particulier des cellules de 800-m de profondeur et pouvant atteindre 1500-m lors de certains évènements en mer du Labrador (Våge et al., 2008). Ce phénomène a un impact sur la formation d'eau profonde (Labrador Sea Water) mais joue également un rôle dans la circulation horizontale (Eden and Willebrand, 2001) du gyre. Une grande partie des modèles numériques ont des difficultés à représenter ce phénomène de manière réaliste en surestimant la profondeur des cellules (Treguier et al., 2005). On s'intéresse donc ici à évaluer l'impact du choix de la paramétrisation du mélange vertical sur la structure ou la profondeur des couches de mélange. Pour cela nous comparons deux simulations qui utilisent GLS et KPP, respectivement.

La couche de mélange est calculée hiver de manière similaire aux observations en prenant la moyenne des profondeurs sur les mois de février-mars-avril. La profondeur de la couche de mélange est définie comme la profondeur où la différence de densité avec la surface atteint 0.03 kg.m^{-3} . Une comparaison entre GLS et KPP ne révèle que peu

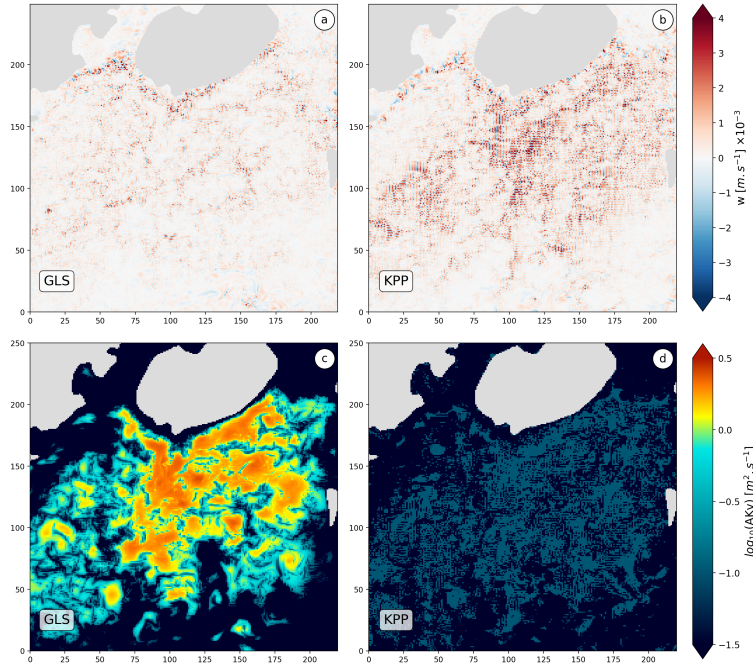


FIGURE 2.3 – Instantané de vitesse verticale (haut) et du coefficient de mélange (bas) à 300-m de profondeur lors d’un épisode de convection dans les simulations (a,c) GLS et (b,d) KPP

de différences au niveau de la structure spatiale avec dans les deux cas une structure moyenne proche de celle présenté en Fig. 2.2 (a). Une couche de mélange profonde se développe le long du courant du Labrador, ce qui est consistant avec les observations Pickart et al. (1997); Cuny et al. (2005) et d’autres modèles (Deshayes et al., 2007; Talandier et al., 2014). Dans les bassins d’Irminger et d’Islande la profondeur de couche de mélange moyenne en hiver entre 2002 et 2003 est entre 400 et 600-m. De manière générale, la convection dans nos simulations est largement surestimée par rapport aux observations obtenues par les flotteurs Argo sur cette même période (contours gris Fig. 2.2 (a), données ISAS15 Gaillard et al. (2016)). Les observations montrent un maximum de couche de mélange proche de 1200-m en mer du labrador tandis que sur le reste du domaine cette dernière ne dépasse que peu les 300-m. Ainsi bien que la structure spatiale se rapproche bien des observations, nos simulations (quelque soit la paramétrisation du mélange vertical) présentent les mêmes difficultés à reproduire les profondeurs de couche de mélange observées. L’évolution temporelle de la profondeur de couche mélange dans la mer du labrador (Fig. 2.2 (c)) montre clairement un approfondissement de cette dernière d’année en année indiquant une homogénéisation des masses d’eau dans la zone qui favorise d’autant plus l’approfondissement des cellules convectives. Après plusieurs années une légère différence entre GLS et KPP de quelques mètres apparaît mais celle ci est très faible devant la profondeur totale.

Bien que la différence de profondeur de couche de mélange entre GLS et KPP ne permette de pas de trancher sur la paramétrisation la plus adaptée, un regard sur les vitesses

verticales oriente notre choix. En effet, dans les zones de convection comme les bassins d'Irminger et d'Islande (Fig. 2.3), les vitesses verticales présentent du bruit numérique. Ce bruit est uniquement visible en hiver lors des phénomènes de convection et disparaît en été. L'amplitude de ce bruit est plus importante dans la simulation KPP (Fig. 2.3(b)) comparé à GLS (Fig. 2.3(a)). L'atténuation de ce bruit dans GLS semble liée à une dissipation plus importante créée par le mélange vertical (Fig. 2.3 (c,d)) où l'intensité est presque un ordre de grandeur plus important dans GLS que KPP.

La différence de dissipation vient du fait que la paramétrisation KPP n'est pas locale et ne s'adapte pas bien au phénomène de convection. Afin de réduire l'impact de tels phénomènes, défini lorsque la fréquence de Brunt-Vaisala devient négative, la paramétrisation KPP augmente la dissipation en rajoutant une viscosité explicite ν_0 . Des tests de sensibilité pour des valeurs de ν_0 entre 0.1 et $10 \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ ont montré une diminution du bruit avec l'augmentation ν_0 . L'avantage de GLS est de pouvoir adapter son coefficient de mélange en fonction des caractéristiques locales. Ce qui évite d'avoir des dissipations trop faibles ou trop importantes. Ainsi, il nous semble approprié de choisir le schéma GLS dans cette configuration afin de limiter au mieux le bruit numérique.

Cette différence de dissipation est quelque chose qui apparaît également sur la dissipation (et donc le mélange) des traceurs. Une étude poussée serait nécessaire pour quantifier et déterminer de manière plus précise l'impact d'un tel choix de paramétrisation sur le mélange et la dissipation d'énergie ainsi que son impact sur la circulation à plus long terme.

Impact du rappel en salinité

Une faiblesse des modèles numériques dans la représentation de la gyre subpolaire vient du fait que l'on observe une dérive en sel importante (Treguier et al., 2005). Cette dérive est notamment visible en mer du Labrador où une langue de sel ($>35 \text{ PSU}$) se propage le long des côtes de Groenland puis pénètre dans la mer du Labrador aux alentours de 60° N (Treguier et al. (2005), leur figure 8). Les résultats de Rattan et al. (2010) soutiennent les hypothèses de Treguier et al. (2005) concernant un excès de sel en provenance de la partie Est de la gyre. Rattan et al. (2010) suggèrent également qu'une meilleure représentation des processus d'advection est nécessaire pour la représentation des courants de bord, notamment autour du Groenland, et ainsi conserver les propriétés des masses d'eau dans la région. Un autre résultat souligne le fait que la représentation explicite de la glace de mer n'a que peu d'impact sur la dérive en sel. Une mauvaise représentation des rivières et plus généralement des flux d'eau douce en provenance du Groenland pourrait aussi expliquer une partie du problème.

Une solution souvent considérée pour atténuer cette dérive est l'utilisation d'un rappel en salinité en surface. Celui-ci s'exprime comme un flux de surface qui vient se rajouter au bilan précipitation-évaporation et s'écrit :

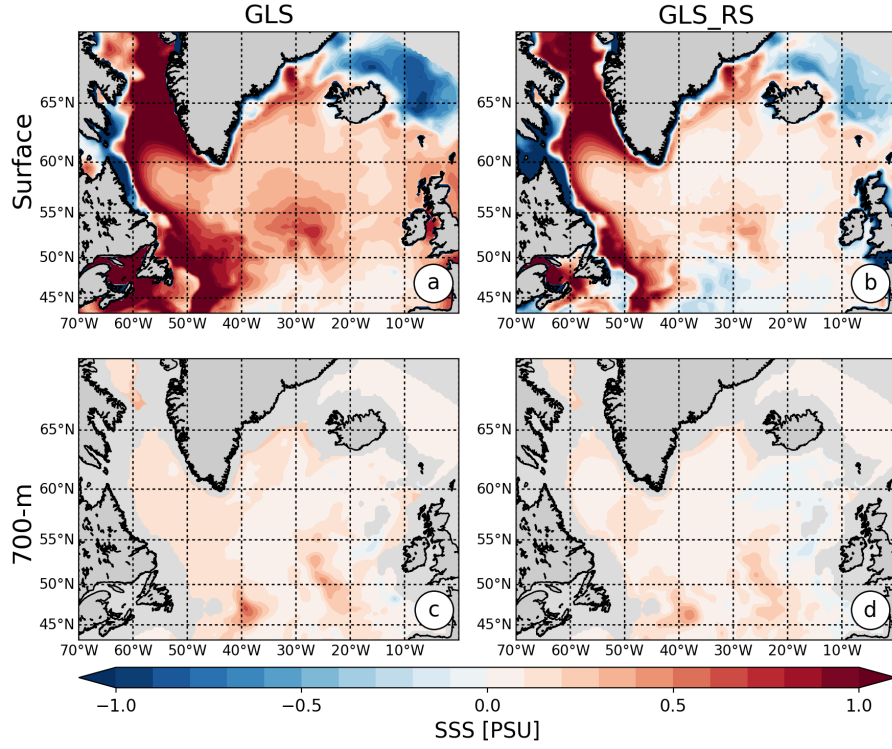


FIGURE 2.4 – Comparaison de la salinité moyenne entre 2000 et 2003 en surface et à 700-m de profondeur pour les simulations (a,c) GLS et (b,d) GLS_RS

$$SSS_{flux} = SSS_{mod} \times (E - P) - C \times (SSS_{mod} - SSS_{clim})$$

Où le flux de salinité en surface est représenté par SSS_{flux} , E et P sont les taux d'évaporation et de précipitation, SSS_{mod} la salinité de surface du modèle et SSS_{clim} la valeur vers laquelle on veut effectuer un rappel. Le coefficient C représente l'intensité du rappel et est défini comme le rapport entre la hauteur de la maille à la surface et un temps de relaxation. La hauteur de la première maille ne variant que très peu sur le domaine, le principal facteur gérant le rappel est le temps de relaxation. Dans notre cas nous comparons deux versions de notre simulation GLS avec et sans rappel en salinité (respectivement GLS et GLS_RS). Le rappel en salinité se fait vers la climatologie ISAS13 généré au sein du LOPS à partir de données de flotteurs ARGO (Gaillard et al., 2016)). Des tests de sensibilités concernant la valeur du temps de relaxation ont été réalisés (non présentés ici) et nous ont menés à choisir un temps de 30 jours.

Sans rappel de salinité la dérive en sel en surface est importante sur l'ensemble du gyre avec une dérive de plus de 0.3 PSU dans les bassins d'Irminger et d'Islande et près de 0.5 PSU en mer du Labrador en seulement 5 ans (Fig 2.4 (a)) par rapport aux données Argo et sont du même ordre de grandeur que dans Talandier et al. (2014). On peut aussi noter que l'amplitude de ce biais est abaissé à 0.1 PSU dans les bassins d'Irminger et d'Islande et à 0.2 PSU au centre de la mer du Labrador lorsque l'on applique le rappel en sel (Fig.

2.4 (b)). Aucune de nos simulations ne présente d'anomalie d'eau fraîche (de plusieurs PSU) au large de Newfoundland (45° N, 40° O) contrairement aux modèles de climat à basse résolution (Gnanadesikan et al., 2007; Griffies et al., 2009), ce qui signifie que l'on résout correctement la recirculation du NAC dans le coin North-Ouest (North Western Corner). Le rappel en sel permet de limiter l'excès de sel en profondeur (700-m, Fig. 2.4 (c,d)) à 0.1 PSU au centre du bassin d'Irminger et correspondant à l'eau en provenance de la mer du Labrador (Daniault et al. (2016), figure 3).

Le rappel en salinité permet de réduire la profondeur maximale de la couche de mélange en hiver sur l'ensemble du domaine (Fig. 2.2 (b)) notamment en mer du Labrador où cette dernière est diminuée de 750-m en 2003 (Fig. 2.2 (c)). Ce rappel contribue à la restratification des masses d'eau de surface et a pour effet de retarder l'approfondissement de la couche de mélange expliquant le décalage de la courbe verte à la courbe bleue dans la Fig. 2.2 (c). Malgré le rappel en sel qui retarde l'apparition de la convection hivernale, la simulation présente encore une différence avec les observations (courbe rouge Fig. 2.2 (c)) qui montrent un approfondissement encore plus tardif en 2002-2003 de la couche de mélange, ce qui sous entend une stratification plus importante en surface. Cette différence de stratification entre modèles et observations peut être attribuée au manque de représentation de la méso- et sous méso-échelle qui ne sont pas représentés à cette résolution. De plus la vitesse d'approfondissement de la couche de mélange en début d'hiver, pente des courbes Fig. 2.2 (c), est plus importante dans GLS et GLS_RS que dans les observations. Ceci indique une restratification trop faible en profondeur dans nos simulations pour ralentir la convection. Un ingrédient manquant pourrait être les tourbillons en provenance du courant Est de Groenland qui contribuent à la restratification de la région (Cuny et al., 2002; de Jong et al., 2014). Toutefois les données des flotteurs Argo sont à interpréter avec précaution du fait du manque de données durant cette période, notamment dans le courant de bord du Labrador où la convection profonde peut se développer (Pickart et al., 1997) .

Notre simulation GLS_RS montre donc de meilleurs résultats que GLS en limitant l'apparition du biais en salinité sur la gyre subpolaire mais également en diminuant la profondeur des cellules de convection en mer du Labrador. Même si des biais persistent par rapport aux observations, plus d'études seraient nécessaires afin d'optimiser au mieux notre simulation à basse résolution mais cela nécessite un travail à part entière et n'est pas l'objectif de cette thèse. Ainsi pour la suite de cette étude nous utilisons la configuration GLS_RS pour la modélisation de l'Atlantique Nord (NATL) ainsi que pour initialiser notre configuration à plus haute résolution (POLGYR).

2.2.2 Validation de la simulation enfant

Notre simulation à plus haute résolution (POLGYR) se base sur la configuration NATL présentée dans la partie précédente. Pour rappel, Les caractéristiques de la grille (résolution, emprise et niveaux verticaux) ont été présentées au début de ce chapitre. POLGYR est initialisé à partir de la solution de NATL après deux ans de simulation. La simulation POLGYR s'étend sur la période 2001–2008 et utilise les mêmes forçages atmosphériques que NATL. En surface, le rappel en salinité est maintenu avec la même intensité C ce qui nous oblige à diminuer le temps de rappel à 20 jours puisque l'épaisseur de la couche de surface est diminuée avec l'augmentation du nombre de niveaux verticaux. Les conditions aux frontières correspondent aux valeurs de NATL interpolées sur la nouvelle grille et ont une fréquence journalière (contrairement à mensuelle pour NATL avec les données SODA). A cette résolution (≈ 2 km), nous laissons un temps d'équilibrage d'un an, ce qui limite notre étude à la période 2002–2008. Dans cette partie nous allons nous intéresser à la présentation des masses d'eau dans les simulations et discuter l'apport de la haute résolution. L'analyse dynamique de la gyre subpolaire sera discutée plus en détail dans le chapitre suivant.

Evolution de la salinité

La représentation des masses d'eau dans le gyre subpolaire est connue pour être difficile. En effet, cette zone est un point de rencontre entre les eaux chaudes et salées du NAC et les eaux froides en provenance des mers Nordiques passant par les détroits. Le moindre changement peut impacter significativement les propriétés des masses d'eau dans le gyre. L'un des biais le plus commun dans les modèles est la sur-salinisation de la région. Nous avons également vu que l'application d'un rappel en salinité en surface est une solution pour limiter la dérive en sel. En plus de ce flux de surface, Talandier et al. (2014) a montré que l'augmentation de la résolution horizontale participe également à l'amélioration de la salinité de surface notamment dans Coin Nord Ouest (50° N, 40° W). Ici nous évaluons l'impact de la haute résolution POLGYR sur la représentation de la salinité dans la région. Bien que les données ARGO soient disponibles à partir de 2002, la quantité de donnée est faible pendant les deux premières années. C'est pour cela que nous comparons nos résultats avec les observations sur la période 2004–2008. En surface (Fig. 2.4 (a,b)), on peut noter dans la région de l'intergyre, qui correspond au NAC, la présence d'une anomalie négative de salinité dans NATL. Celle-ci est plus marquée dans POLGYR avec un minimum de -0.4 PSU et correspond à un mauvais positionnement de la branche nord du NAC. Bien que nos simulations représentent correctement la position du coin nord-ouest à 50° N, 40° O (visible sur les contours de salinité 35 PSU Fig. 2.5 (a,b)) une déviation vers le sud se fait après celui-ci. Ce biais au niveau de la ride médio-atlantique n'apparaît pas en profondeur (Fig. 2.5 (c,d)) indiquant que seul le NAC est impacté par

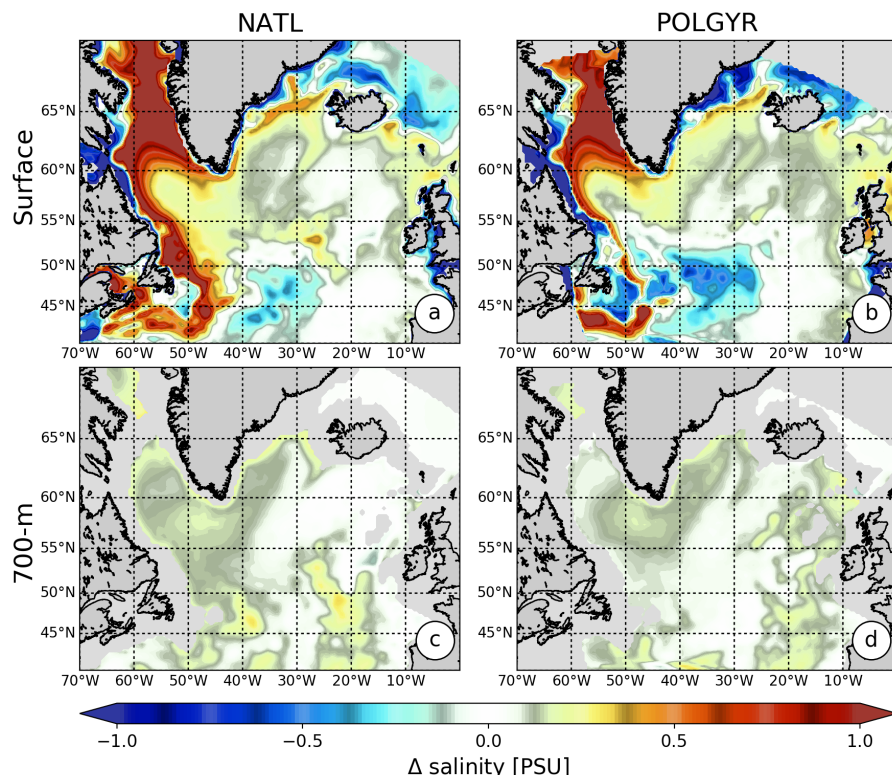


FIGURE 2.5 – Anomalie de salinité en surface (haut) et à 700-m (bas) de NATL (gauche) et POLGYR (droite) comparée aux données ISAS moyennées sur la période 2004-2008.

cette déviation.

Dans le bassin d'Islande une grande différence est l'approfondissement du "Faroe Bank Channel" (61.5°N, 8° O) qui passe de 450-m dans NATL à 775-m dans POLGYR. L'ouverture du détroit permet le passage des eaux denses vers le bassin d'Islande (Hansen et al., 2016). De manière surprenante, on observe une salinisation au nord du bassin d'Islande plus importante dans POLGYR que dans NATL (FIG. 2.4) alors que l'on aurait pu s'attendre au contraire. Une hypothèse expliquant ce phénomène est que l'ouverture du "Faroe Bank Channel" provoquerait un entraînement des eaux de surface salées créant une anomalie positive. Toutefois malgré la salinisation de la région celle-ci est au maximum de 0.2 PSU ce qui est comparable à ce que l'on retrouve dans d'autres modèles numériques (Talandier et al., 2014).

Après être passée dans le bassin d'Islande les eaux continuent dans le bassin d'Irminger et en mer du Labrador. Comme précédemment peu de différences sont visible en surface entre les deux simulations. L'apport de la résolution est visible en profondeur où l'on limite la salinisation de la partie Nord de la mer du Labrador ce qui évite la propagation de la langue de sel décrite dans Treguier et al. (2005) trop loin dans le bassin. Malgré l'augmentation de la résolution, l'anomalie de salinité dans le centre du bassin d'Irminger correspondant à l'eau de la mer du Labrador n'est pas réduite. Cette anomalie semble trouver son origine dans la partie sud de la mer du Labrador (55° N, 48° O) et reste

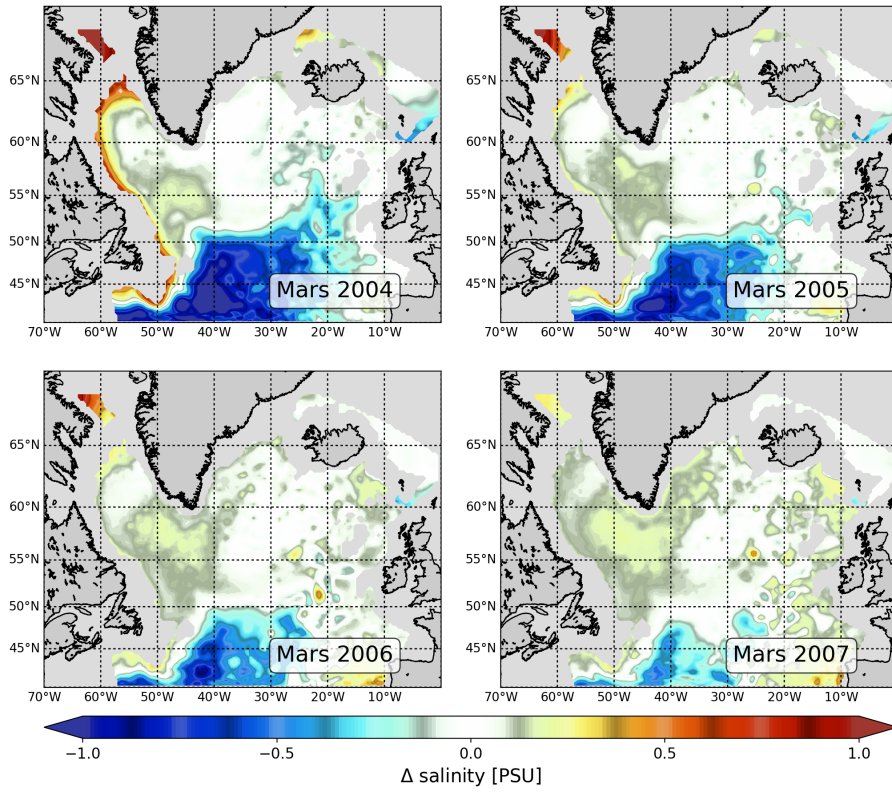


FIGURE 2.6 – Evolution de l’anomalie de salinité du mois de mars à 700-m de 2004 (haut gauche) à 2007 (bas droite)

localisée dans le centre de cette dernière jusqu’en 2006 avant de se propager à l’intérieur du bassin d’Irvinger (Fig. 2.6. Cette anomalie en mer du Labrador s’étend également vers l’Est avec un signal autour de 52° N, 40° O correspondant au passage de cette masse d’eau par la zone de fracture Charlie-Gibbs (Petit et al., 2018b).

Pour résumer, l’apport de la méso-échelle sur la représentation de la salinité se fait essentiellement dans la mer du Labrador où l’on diminue la dérive en sel en diminuant l’extension de la langue de sel décrite dans Treguier et al. (2005). Toutefois, cette augmentation de résolution ne permet pas d’empêcher la salinisation du bassin d’Irvinger par l’eau de la mer du Labrador. Dans le bassin d’Islande l’augmentation de la résolution semble avoir un impact négatif sur les masses d’eau mais cela lié au fait que NATL ne représente l’apport de sel par le "Faroe Bank Channel". Dans l’ensemble, les biais que l’on observe dans POLGYR sont communs à ceux qui sont présents dans la majorité des modèles numériques dans cette région. Nous avons identifié les zones de formation de ces anomalies, une étude plus spécifique de ces régions permettrait de comprendre leurs origines et d’établir une stratégie pour éviter leur développement.

Impact de la méso-échelle sur la couche de mélange

Notre simulation NATL, qui est une simulation "Eddy-permitting", surestime les profondeurs de couche de mélange hivernale, notamment en mer du Labrador. Le passage à une résolution plus fine dans POLGYR induit une diminution de près de 100-m de la couche de mélange dans les bassins d'Islande et d'Irminger. Ce qui donne une profondeur moyenne hivernale de 200-m, consistante avec les données ISAS (Fig. 2.7 (a,b)). La réduction de la couche de mélange entre NATL et POLGYR est également significative au centre de la mer du Labrador. Cette zone correspond à la zone atteinte par les "Irmingers Rings" (Lilly and Rhines, 2002; Rykova et al., 2015) formés sur le bord ouest de Groenland et dont la formation est mieux représentée à plus haute résolution (augmentation de l'énergie cinétique turbulente dans cette région Fig.4, chapitre 3.1). Dans le courant du Labrador la profondeur de la couche de mélange ne subit que peu de modifications et est toujours surestimée par rapport à ISAS, mais le manque de donnée dans cette zone rend difficile la comparaison. Le maximum de couche de mélange d'ISAS est également décentré comparé à POLGYR mais les répartitions spatiales sont similaires.

Une série temporelle de la couche de mélange dans la boîte jaune décrite dans la partie précédente montre une très bonne correspondance entre les observations et POLGYR (Fig. 2.7 (c)) avec un écart de moins de 200-m entre 2003 et 2007. En plus de cette réduction de couche de mélange, POLGYR montre une diminution de la vitesse d'approfondissement dès la première année de simulation qui la rend très proche du comportement observée dans les données ISAS. La dynamique de cette région ne changeant que très peu avec la résolution (Fig. 3, chapitre 3.1), la méso-échelle est un bon candidat pour expliquer la restratification et le ralentissement de la convection.

Ici nous venons de montrer que la résolution a effectivement un impact sur la profondeur de la couche de mélange en hiver. Cette dernière diminue sur l'ensemble du domaine mais tout particulièrement au centre de la mer du Labrador. Bien que l'on ait des différences de structures entre les observations et les simulations, une vision moyennée sur une zone nous montre une correspondance satisfaisante avec les observations.

Echanges avec les mers Nordiques

Tandis que le NAC apporte des eaux chaudes et salées dans le gyre subpolaire, la suite de passages s'étendant du Groenland à l'Ecosse fournit des eaux denses à celui-ci. Trois passages principaux permettent l'écoulement des eaux denses, le détroit du Danemark (DS) (Jochumsen et al., 2012), la ride Islande-Faroe (IF) et le "Faroe-Shetland Channel" (FSC) (Rossby and Flagg, 2012). Ces zones d'échanges entre le gyre subpolaire et les mers Nordiques sont notamment connus pour contrôler le transport des courants de bord profond autour de Groenland et du Labrador (Böning et al., 1995; Redler and Böning, 1997). Mais du fait de leurs topographies particulières les modèles numériques ont des

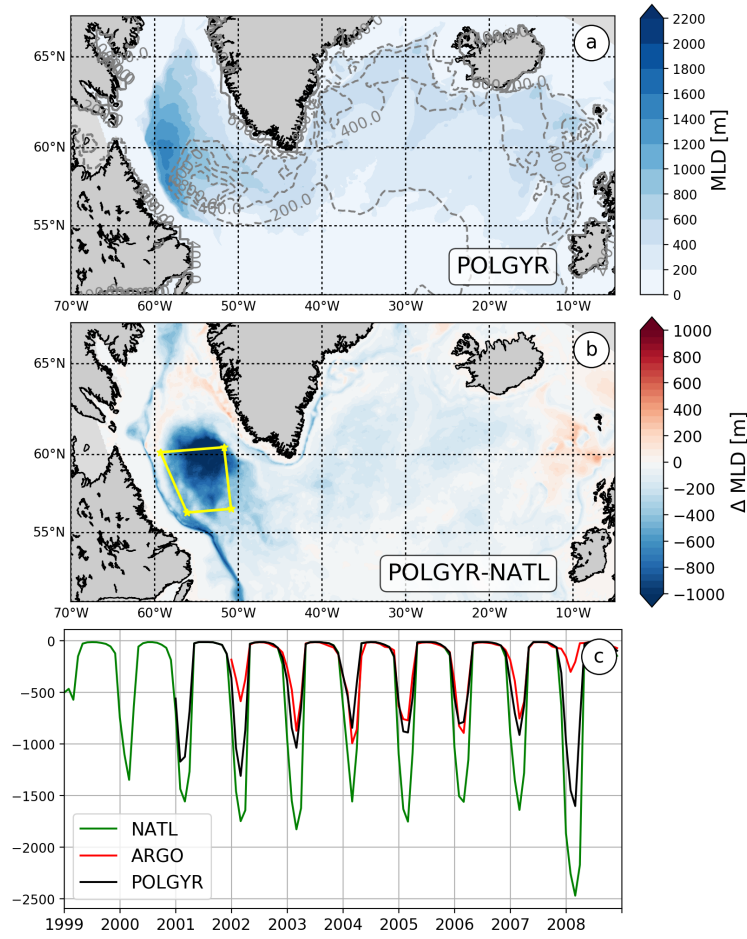


FIGURE 2.7 – Profondeur de la couche de mélange hivernale moyenne entre 2002 et 2008 dans POLGYR (a) et anomalie par rapport à NATL (b). L'évolution de profondeur de la couche de mélange entre 1999 et 2008 dans NATL, POLGYR et ISAS est présentée en (c).

difficultés à représenter le transit de masses d'eau. Ici nous allons nous intéresser à la manière dont ces passages sont représentés dans notre simulation à haute résolution.

Dans le coté est du gyre, l'IF et le FS déversent des eaux denses et forme l'"Iceland Scotland Overflow Water" (ISOW) qui se propage vers l'ouest en longeant la ride de Reykjanes et représente un transport net entre 3.2 et 3.8 Sv (Kanzow and Zenk, 2014; Zou et al., 2017). La principale contribution à la formation de l'ISOW vient du FS qui fournit près de 2 Sv d'eaux denses (Rossby and Flagg, 2012) qui s'écoulent ensuite par le "Faroe Bank Channel" rejoignant les eaux de l'IF (>0.8 Sv, Beaird et al. (2013)). Nous avons déjà évoqué précédemment le fait que la profondeur du "Faroe Bank Channel" est limité à 400-m dans NATL, ce qui empêche la propagation des eaux issues de FS dans le bassin d'Islande. L'ouverture du détroit est corrigée dans POLGYR et laisse passer les 1.1 Sv qui traversent FS (FIG. 2.8, (a) partie droite). Bien que la structure du champ de vitesse soit comparable aux observations de Rossby and Flagg (2012) avec un courant intense vers le nord sur la partie droite et un courant vers le sud sur la gauche du détroit,

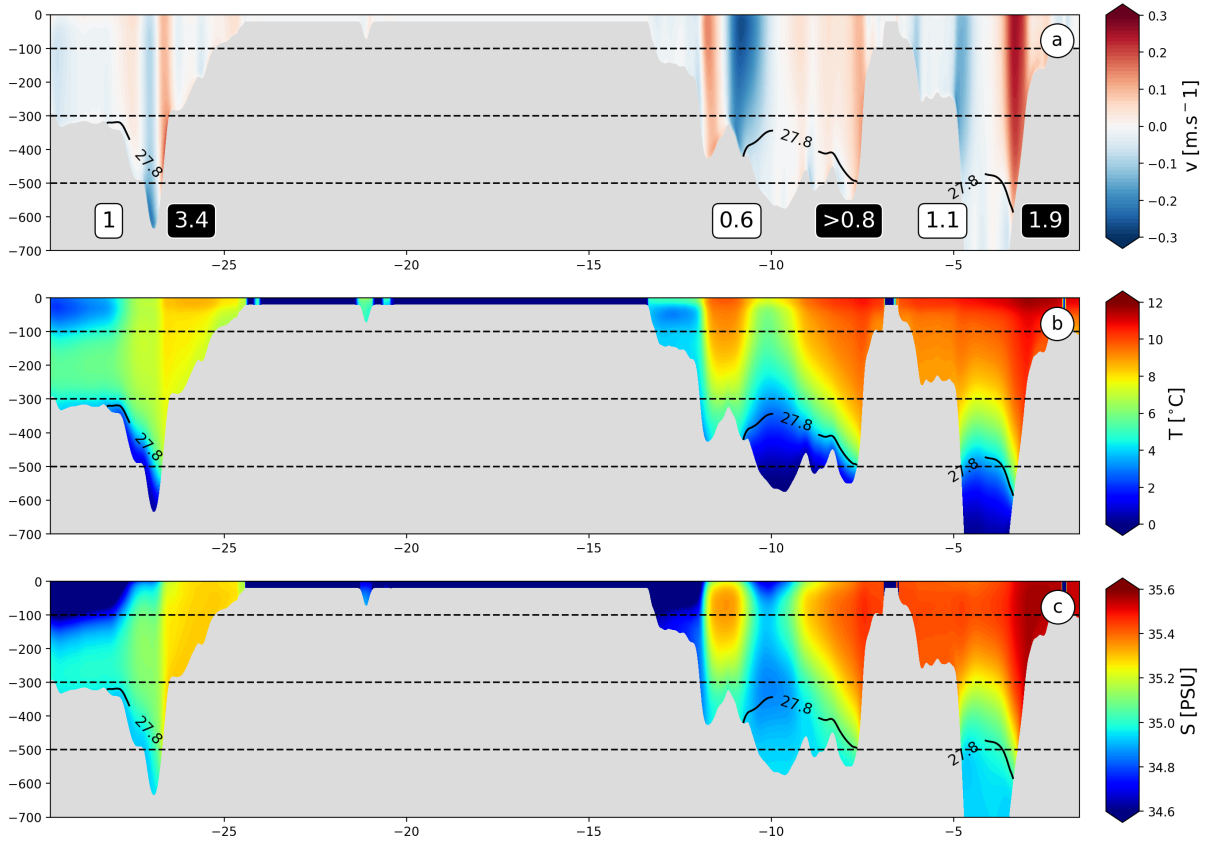


FIGURE 2.8 – Profils de vitesse (a), température (b), salinité (c) moyens des overflows sur la période 2002-2008. Le transport des masses d'eau $\sigma_0 > 27.8 \text{ kg.m}^{-3}$ pour chaque overflow est indiqué en noir sur fond blanc pour POLGYR et en blanc sur fond noir pour les observations (Jochumsen et al., 2012; Rossby and Flagg, 2012; Beaird et al., 2013)

le transport est inférieur aux données. Cela peut s'expliquer par des eaux trop chaudes et salées (Fig. 2.8, (b,c)) qui font s'abaisser la limite de $\sigma_0 = 27.8 \text{ kg.m}^{-3}$ de 400 à 500-m réduisant le passage des eaux de fond. Le transport des eaux denses à travers l'IF est de 0.6 Sv vers le sud ce qui est inférieur aux estimation de Beaird et al. (2013).

Dans la partie est du gyre, la quantité d'eau dense passant par le DS représente près de la moitié de l'apport total des mers nordiques avec 3.4 Sv (Jochumsen et al., 2012) et contrôle l'intensité du courant de pente de fond autour de Groenland (Redler and Böning, 1997). La dynamique dans le DS est bien représentée avec deux branches avec des fortes composantes barotropes en direction du nord dans la partie est et vers le sud au centre du sillon avec des vitesses d'amplitudes similaires à Jochumsen et al. (2012). Malgré cela le transport d'eaux dense est fortement sous estimé avec 1 Sv vers le sud. Cette sous estimation du transport est une conséquence du fort lissage de la topographie dans NATL qui ferme le DS empêchant le passage d'eaux denses, ce qui se répercute ensuite dans POLGYR. Une solution pour éviter ce comportement serait de réduire le rayon de lissage afin de limiter la réduction de la topographie dans la simulation à basse résolution et permettre un meilleur contrôle de la topographie sur les courants.

Les flux d'eaux denses issus du "Danemark Strait" et de l' "Iceland-Faroe-Scotland Ridge" sont des éléments majeurs dans la représentation du courant de fond dans le gyre subpolaire. Nos simulations ont tendance à sous-estimer l'écoulement de ces eaux denses dans chacun des passages, ce qui a pour effet de limiter la production du "North Atlantic Deep Water" et réduit l'intensité de la cellule de retournement (Talandier, 2015). Des études numériques (Gerdes and Köberle, 1995; Böning et al., 2006; Yeager and Danabasoglu, 2014) appuyées par des observations (Hakkinen, 2004; McCarthy et al., 2012) montrent qu'un lien existe entre cette cellule de retournement de l'Atlantique Nord et la circulation du gyre subpolaire notamment par des effets topographiques, représentés par le couple de pression de fond (Bottom Pressure Torque, BPT), qui jouent un rôle dans la dynamique de chacun de ces phénomènes (Yeager, 2015).

Dans cette partie nous avons décrit la mise en place d'un modèle en coordonnée- σ sur la gyre subpolaire. A notre connaissance, peu de modèles utilisant ce type de coordonnées verticales ont été utilisés et nous avons évalué l'impact de différents paramètres sur la représentation du gyre. Après avoir réalisé une première simulation à basse résolution nous avons utilisé les sorties de celle-ci pour construire une simulation plus haute résolution qui permet d'atteindre un régime "Eddy Resolving" sur la majorité de la zone. Cette nouvelle simulation permet par sa meilleure représentation de la méso-échelle et de la topographie de corriger une partie des biais présents auparavant. Toutefois notre simulation contient des biais qui sont inhérents à une grande partie des modèles tentant de représenter le gyre subpolaire comme notamment la trop forte salinisation des bassins. Ainsi, c'est en connaissant les biais présent dans nos simulations que nous décidons d'étudier la dynamique du gyre subpolaire dans les chapitres suivant.

DYNAMIQUE DU GYRE SUBPOLAIRE

La représentation de la circulation de l'Atlantique Nord s'est grandement améliorée avec l'augmentation en résolution des modèles numériques et le passage d'un régime "eddy permitting" à "eddy resolving" (Stammer et al., 1996; Hecht and Smith, 2008). L'augmentation de la résolution permet notamment une meilleure représentation de la forme du gyre subpolaire, de la position du Courant Nord Atlantique ou encore de la séparation du "Gulf Stream" (Marzocchi et al., 2015). Cependant l'augmentation de l'activité méso-échelle ne peut pas être considérée comme le seul élément déterminant impactant la circulation : la résolution de la topographie peut aussi jouer un rôle important (Bryan et al., 2007). De plus, la manière de représenter la topographie a aussi un effet. Käse et al. (2001); Myers (2002) ont montré que le passage des coordonnées- z en cellule pleine au format "partial step" accroît le transport du gyre subpolaire ainsi que les recirculations du bassin d'Irminger et de la mer du Labrador évoquées par Lavender et al. (2000). L'interaction courant-topographie est sensible à la manière dont est paramétrisée la dissipation latérale (Hecht et al., 2008) et peut impacter notamment le décrochage du "Gulf Stream" à "Cape Hatteras" ou la position du Coin Nord Ouest (Barnier et al., 2006; Penduff et al., 2007). Dans la première partie de ce chapitre nous abordons la représentation du gyre subpolaire dans la simulation POLGYR, qui prend en compte l'activité méso-échelle. L'usage de coordonnées- σ permet d'assurer une bonne représentation de la topographie et de ne pas avoir de diffusion trop forte proche du fond, ce qui est essentiel pour la dynamique de la zone. Les résultats de cette partie sont sous la forme d'un article soumis dans la revue Ocean Science et actuellement en discussion ouverte (<https://www.ocean-sci-discuss.net/os-2019-114/>). La seconde partie de ce chapitre discute du cas plus particulier de la dynamique autour de la ride de Reykjanes qui joue un rôle majeur dans la circulation du gyre.

3.1 Barotropic vorticity balance of the North Atlantic subpolar gyre in an eddy-resolving model



Barotropic vorticity balance of the North Atlantic subpolar gyre in an eddy-resolving model

Mathieu Le Corre, Jonathan Gula, and Anne-Marie Tréguier

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

Correspondence: Mathieu Le Corre (mathieu.lecorre@univ-brest.fr)

Received: 16 October 2019 – Discussion started: 28 October 2019

Revised: 25 February 2020 – Accepted: 10 March 2020 – Published: 20 April 2020

Abstract. The circulation in the North Atlantic subpolar gyre is complex and strongly influenced by the topography. The gyre dynamics are traditionally understood as the result of a topographic Sverdrup balance, which corresponds to a first-order balance between the planetary vorticity advection, the bottom pressure torque, and the wind stress curl. However, these dynamics have been studied mostly with non-eddy-resolving models and a crude representation of the bottom topography. Here we revisit the barotropic vorticity balance of the North Atlantic subpolar gyre using a new eddy-resolving simulation (with a grid space of ≈ 2 km) with topography-following vertical coordinates to better represent the mesoscale turbulence and flow–topography interactions. Our findings highlight that, locally, there is a first-order balance between the bottom pressure torque and the nonlinear terms, albeit with a high degree of cancellation between them. However, balances integrated over different regions of the gyre – shelf, slope, and interior – still highlight the important role played by nonlinearities and bottom drag curls. In particular, the Sverdrup balance cannot describe the dynamics in the interior of the gyre. The main sources of cyclonic vorticity are nonlinear terms due to eddies generated along eastern boundary currents and time-mean nonlinear terms in the northwest corner. Our results suggest that a good representation of the mesoscale activity and a good positioning of mean currents are two important conditions for a better representation of the circulation in the North Atlantic subpolar gyre.

1 Introduction

The North Atlantic subpolar gyre (SPG) is a key region for the meridional overturning circulation (MOC). There, the North Atlantic surface waters coming from the subtropical gyre are transformed into denser waters that flow southward and form the lower limb of the MOC. The dynamics of the currents in the SPG are a result of strong buoyancy gradients, intense surface buoyancy and wind forcings, and exchanges of waters with the Nordic Seas through overflows. Understanding these complex dynamics is essential to better understand the mechanisms that drive the variability of the MOC.

The dynamics of wind-driven oceanic gyres are traditionally understood as the result of two distinct balances for the interior of the gyre and the boundary of the gyre, where currents flow along topography. In the interior, the flow follows a Sverdrup balance, which corresponds to a first-order balance between the wind stress curl and a meridional transport in the barotropic (depth-integrated) vorticity balance. This balance has been shown to hold in the interior of subtropical gyres (Hughes and De Cuevas, 2001; Thomas et al., 2014; Yeager, 2015; Schoonover et al., 2016; Sonnewald et al., 2019; Le Bras et al., 2019). Where the currents interact with the topography, another term becomes first order in the barotropic vorticity balance: the bottom pressure torque (BPT). The BPT includes the impacts of the bottom topography on the barotropic currents and derives from the interaction of the abyssal geostrophic flow with the sloping bottom bathymetry. Works by Hughes (2000), Hughes and De Cuevas (2001), Jackson et al. (2006), and Schoonover et al. (2016) have demonstrated the prevalence of the BPT in the global barotropic vorticity balance. They have shown in particular that the BPT is the dominant term in western

boundary currents, thus demonstrating that bottom friction and viscous effects are not required to close the vorticity budget of the gyres as hypothesized in the classical works of Stommel (1948) and Munk (1950). The SPG circulation is strongly shaped by the bottom topography. Due to weak stratification, the currents have a strong barotropic component (Van Aken, 1995; Daniault et al., 2016; Fischer et al., 2004). They are thus strongly impacted by the steep topography around the gyre. The importance of the bottom topography in driving SPG dynamics emerged quite early in the works of Luyten et al. (1985) and Wunsch (1985). The prevalence of the BPT in the SPG has also been demonstrated by Greatbatch et al. (1991), Hughes and De Cuevas (2001), Spence et al. (2012), and Yeager (2015). These studies also pointed out a failure of the flat-bottomed Sverdrup balance in this area.

The studies putting forward the importance of the BPT in the SPG have been using coarse-resolution models. But currents in the SPG are also strongly influenced by eddies, which can modify the mean flow structure (McWilliams, 2008). Models then require resolutions able to resolve these effects. Eddy-permitting resolutions have been shown to improve the characteristics of the boundary currents of the SPG, including a better position of the currents, narrower lateral extensions, and velocity amplitudes closer to observations (Treguier et al., 2005; Danek, 2019). The vertical structure of the currents is also improved with a more barotropic structure for the boundary currents around the SPG (Marzocchi, 2015). These changes, compared to coarser-resolution models, allow the inertial effects to become more important and modify the interactions with the topography. Also, at higher resolution, the viscosity is reduced and the bottom topography as well as inertial effects become prevalent, allowing the flow to better match the observations (Spence et al., 2012; Schoonover et al., 2016).

Recently, Sonnewald et al. (2019) clustered regions dominated by different barotropic vorticity balances using a global $1^\circ \times 1^\circ$ model. They retrieved the results of an SPG dominated by BPT effects, but also a part of the gyre dominated by nonlinear (NL) effects, despite the relatively coarse resolution of the model. Yeager (2015) compared results from a 1° resolution model with an eddy-permitting $1/10^\circ$ resolution model and noticed an increase in the amplitude of the NL term by a factor of 3 in some locations. However, it did not significantly modify the first-order equilibrium between the wind, planetary vorticity, and BPT. The impact of the NL term becomes clearer at higher resolution. With a $1/20^\circ$ resolution simulation Wang et al. (2017) showed the importance of this term in the dynamics of recirculation gyres such as the Gulf Stream recirculation gyres, the northwestern corner, and the recirculation in the Labrador Sea (Lavender et al., 2000).

In addition to the horizontal resolution, the representation of the bottom topography has an impact on the structure of the flow. The z -level coordinates have the tendency to create flows that are too shallow compared to partial step

coordinates (Pacanowski and Gnanadesikan, 1998). Terrain-following coordinates (σ level) have proven effective in representing boundary currents (Schoonover et al., 2016; Ezer, 2016). The z -level coordinates tend to have too much viscosity and/or diffusivity close to the topography due to the presence of vertical walls. This effect is corrected when increasing the vertical resolution or using partial steps to converge to results obtained with σ coordinates (Ezer and Mellor, 2004).

The aim of this paper is to investigate the dynamics of the SPG by analyzing the barotropic vorticity balance in a truly eddy-resolving σ -level coordinate model. To our knowledge no study of the SPG dynamics has ever been conducted at this resolution with this kind of vertical coordinate. The switch in vertical coordinate combined with eddy-resolving resolution will allow the model to resolve more nonlinear processes and to better represent the flow–topography interactions overall, which are believed to be two essential ingredients for the circulation of the SPG. The paper is organized as follows: the simulation setup is presented in Sect. 2. The mean current characteristics and variability in the simulation are compared to observations in Sect. 3. The barotropic vorticity balance is analyzed for the full SPG in Sect. 4. The balances corresponding to the different parts of the gyre are further described in Sect. 5. To better understand what is hidden inside the nonlinear term we analyze it more in detail in Sect. 6. Conclusions are presented and discussed in Sect. 7.

2 Model and setup

To investigate the impact of topography on the circulation, it is essential to have a good representation of the flow–topography interactions. To do so, we use a terrain-following coordinate model: the Regional Oceanic Modelling System (ROMS; Shchepetkin and McWilliams, 2005) in its CROCO (Coastal and Regional Ocean Community) version (Debreu et al., 2012). It solves the hydrostatic primitive equations for velocity, temperature, and salinity using a full equation of state for seawater (Shchepetkin and McWilliams, 2009, 2011).

To achieve a kilometric resolution at a reasonable cost, we use a one-way nesting approach by defining two successive horizontal grids with resolutions $\Delta x \approx 6$ km for the parent grid covering the North Atlantic Ocean (NATL) and $\Delta x \approx 2$ km for the child grid covering the SPG (POLGYR). The parent North Atlantic domain is identical to the one in Renault et al. (2016). It has 1152×1059 points with a horizontal resolution of 6–7 km. The child grid has 2000×1600 points and a horizontal resolution of 2 km. It allows the simulation to be truly eddy-resolving in most of the area, as the first Rossby deformation radius remains below 10 km over most of the region (Chelton et al., 1998). The domains are shown in Fig. 1.

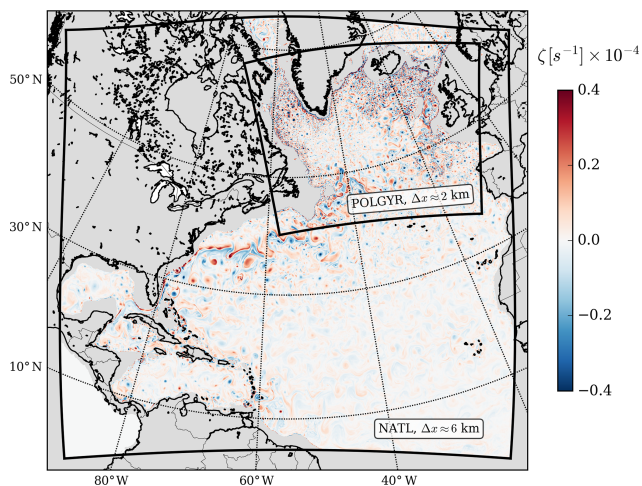


Figure 1. Snapshot of the relative vorticity at 500 m of depth in the North Atlantic in the NATL simulation. The NATL grid ($\Delta x \approx 6$ km) covers most the North Atlantic, and the POLGYR grid (smaller rectangle, $\Delta x \approx 2$ km) covers the subpolar gyre.

The bathymetry for both domains is constructed from the SRTM30 PLUS dataset (available online at http://topex.ucsd.edu/WWW_html/srtm30_plus.html, last access: March 2020) based on the 1 min (Sandwell and Smith, 1997) global dataset and higher-resolution data where available. A Gaussian smoothing kernel with a width 4 times the topographic grid spacing is used to avoid aliasing whenever the topographic data are available at higher resolution than the computational grid and to ensure the smoothness of the topography at the grid scale. Also, to avoid pressure gradient errors induced by terrain-following coordinates in shallow regions with steep bathymetric slopes (Beckmann and Haidvogel, 1993), we locally smooth the bottom topography h to ensure that the steepness of the topography does not exceed a factor $r = 0.2$, where the local r factor is defined in the x and y directions by $r_x = \frac{h(i,j) - h(i-1,j)}{h(i,j) + h(i-1,j)}$ and $r_y = \frac{h(i,j) - h(i,j-1)}{h(i,j) + h(i,j-1)}$, with (i, j) representing the grid index.

Initial and lateral boundary data for the largest domain are taken from the Simple Ocean Data Assimilation (SODA; Carton and Giese, 2008). The NATL simulation is run from 1 January 1999 to 31 December 2008. It is spun up for 2 years, and the following 8 years are used to generate boundary conditions for the child grid. Our focus is the barotropic vorticity dynamics, characterized by timescales on the order of months, such that a year of spin-up is sufficient for the kinetic energy (both for barotropic and baroclinic modes) to reach a state of quasi-equilibrium in POLGYR (not shown). The study is carried on the 7 remaining years between 2002 and 2008. The surface forcings are daily ERA-Interim data for the parent grid and the child grid.

The North Atlantic and subpolar gyre simulations have 50 and 80 vertical levels, respectively. Vertical levels are stretched at the surface and bottom (Lemarié et al., 2012)

to have a better representation of the surface layer dynamics at the top and flow–topography interactions at the bottom. The depth of the transition between flat z levels and terrain-following σ levels is $h_{\text{cline}} = 300$ m. The two parameters controlling the bottom and surface refinement of the grid are $\sigma_b = 2$ and $\sigma_s = 7$ for the parent grid and $\sigma_b = 3$ and $\sigma_s = 6$ for the child grid, corresponding to strongly stretched levels at the surface and bottom (Fig. 2).

The vertical mixing of tracers and momentum is done by a k - ϵ model (GLS; Umlauf and Burchard, 2003). The effect of bottom friction is parameterized through a logarithmic law of the wall with a roughness length $Z_0 = 0.01$ m. We use no explicit horizontal viscosity or diffusivity and rely on third-order upwind-biased advection schemes, which include an implicit hyperdiffusivity at the grid scale.

3 Mean currents and variability

3.1 Mean circulation

Before investigating what is driving the SPG dynamics, we first need to validate the mean circulation in our simulations. Mean velocities from the two simulations (NATL and POLGYR) at the surface and 1000 m of depth are shown in Fig. 3. We present at the bottom of Fig. 3e and f the amplitudes of the currents from the NOAA drifter climatology (Laurindo et al., 2017) at the surface and from the Argo-based ANDRO dataset at 1000 m of depth (Ollitrault and Rannou, 2013; Lebedev et al., 2007). The ANDRO data have been binned on a $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ grid, and cells with fewer than 10 data points have been removed.

The North Atlantic Current (NAC) represents a boundary between the subtropical and the subpolar gyres. Oceanic models have difficulties in reproducing its dynamics, particularly its northern extension known as the northwest corner (Bryan et al., 2007; Hecht and Smith, 2008; Drews et al., 2015), which is centered at 50° N, 48° W (Lazier, 1994). These difficulties lead to the apparition of the so-called “cold-bias”, which can reach up to 10° C (Griffies et al., 2009; Drews et al., 2015) and which plays a role in Atlantic low-frequency variability (Drews and Greatbatch, 2017). The northwest corner is well reproduced in our simulations, and the temperature bias at this location is less than a degree.

After turning eastward, the NAC splits into three branches, which are strongly constrained by topography (Bower, 2008). They cross the Mid-Atlantic Ridge (MAR) through three deep fracture zones: the Charlie-Gibbs Fracture Zone (CGFZ; 52.5° N), the Faraday Fracture Zone (50° N), and the Maxwell Fracture Zone (48° N) (Bower et al., 2002). In both surface and 1000 m observations (Fig. 3e, f), the northern branch of the NAC is more intense and corresponds to the main pathway across the MAR. The three branches are well represented in the simulations with, at the surface, an overestimation of the southern branch and an underestima-

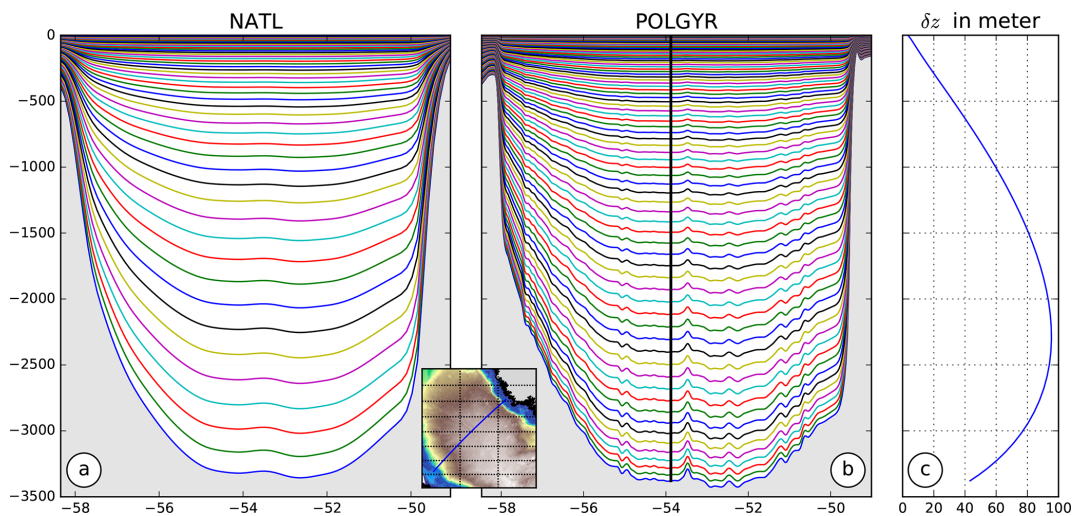


Figure 2. Depths of the model vertical σ levels along a section in the Labrador Sea for (a) the 6 km simulation (NATL) and (b) the 2 km simulation (POLGYR). (c) The vertical grid spacing with depth along the black line shown in (b).

tion of the northern branch. At depth, ANDRO data depict an intense branch crossing the MAR at the CGFZ, while the amplitude of the two southern branches is smaller. This feature might be related to the Labrador Sea water passing into the eastern basin through the CGFZ in this depth range, while in the Faraday and Maxwell fracture zones the flow is more surface-intensified. The circulation in POLGYR is closer to the observations, with a better representation of the flow in the CGFZ at 1000 m.

After crossing the MAR, the three branches head north, with the two northern ones feeding the interior of the Iceland Basin and the Rockall Trough (RT) (Daniault et al., 2016). The water coming from the Maxwell Fracture Zone recirculates southward in the West European Basin (Paillet and Mercier, 1997). As most of the models (Treguier et al., 2005; Deshayes et al., 2007), NATL and POLGYR are consistent with observations for the circulation in the eastern basin, with a good positioning of the two main branches respectively passing in the Maury Channel (the deepest part of the Iceland Basin west of Hatton Bank) and the RT.

A deep permanent anticyclonic eddy is found in Rockall Trough (Fischer et al., 2018; Smilenova et al., 2020; Le Corre et al., 2019). This structure is detectable in the ANDRO dataset around 55° N, 12° W (Fig. 3f). It is not present in NATL, while it appears in POLGYR, albeit with velocities that are too intense. In NATL at depth, there is a strong southward flow in the western part of the RT due to the wrong representation of the Faroe Bank Channel. As the topography is strongly smoothed, the channel is not properly represented and does not allow the dense water coming from the Nordic Seas to pass through it and feed the Iceland–Scotland Overflow Water properly (Hansen et al., 2016; Kanzow and Zenk, 2014). Thus, the water is recirculating in the western part of the RT, creating a spurious pattern (Fig. 3b). The problem is

solved by increasing the horizontal resolution and improving the representation of the topography, which corresponds to a wider opening of the channel and allows for a more realistic circulation in the RT.

Further north, part of the flow continues to the Nordic Seas (Rossby and Flagg, 2012), while the other part follows the Reykjanes Ridge (RR). A common bias in models east of the RR is a southward flow that is too intense at the surface (Treguier et al., 2005). This bias is present in NATL but disappears at higher resolution in POLGYR, which is closer to the circulation observed by the drifters. On the western side of the RR the signal of the strong northward Irminger Current visible in observations is well resolved by the simulations (Fig. 3).

At 1000 m of depth, Argo floats reveal a continuous current following the eastern RR flank until reaching the CGFZ, with some of the flow crossing the ridge north of 57.3° N and some crossing at the Bight Fracture Zone ($56\text{--}57^\circ$ N). This is consistent with the results from Petit et al. (2018), who observed that water at this depth (their layer 3) was more likely to cross the ridge north of 56° N. This southwestward flow is present in our simulations, with velocity amplitudes that are too intense in NATL but realistic amplitudes at higher resolution in POLGYR. In both cases, we clearly see the flow crossing the ridge north of 56° N. On the western side of the RR, the velocity in the simulations is too strong compared to observations. The mean subpolar gyre intensity in the model (Fig. 4), computed as the cumulative transport from Iceland to 53.15° N along the crest of the RR, is equal to -25 Sv and compares well with the -21.9 ± 2.5 Sv monthly average in Petit et al. (2018).

Numerous recirculations are present in the SPG, many of them occurring near the intense boundary currents along Greenland and around the Labrador Sea (Reverdin, 2003;

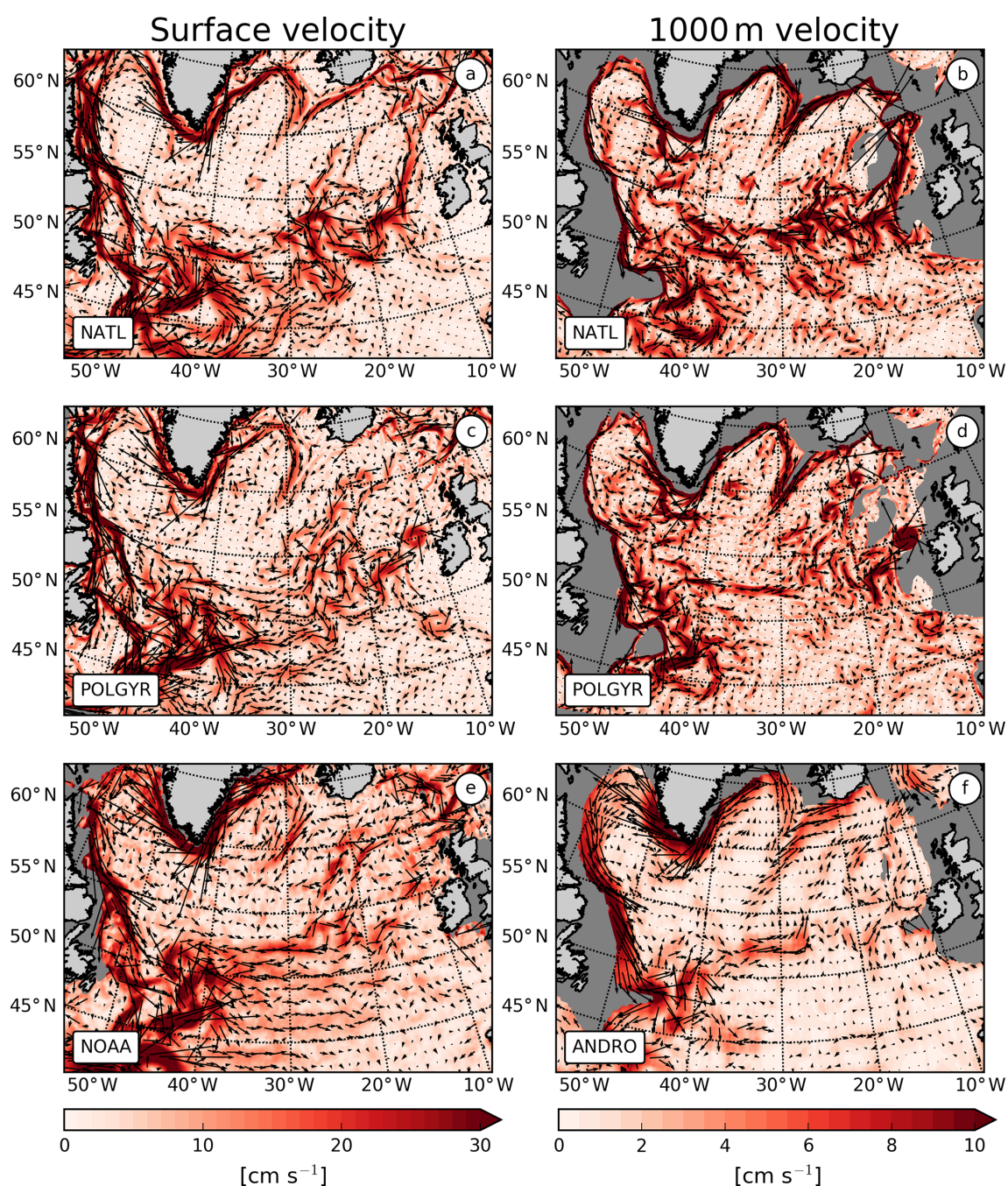


Figure 3. Mean velocity averaged over 2002–2008 at the surface (a, c, e) and 1000 m (b, d, f) in NATL (a, b), POLGYR (c, d) and observations, and NOAA drifters and ANDRO (e, f).

Flatau et al., 2003; Cuny et al., 2002). Recirculation cells are present in the Labrador Sea (Lavender et al., 2000; Cuny et al., 2002) and extend to the Irminger Basin (Holliday et al., 2009). Käse et al. (2001) and Spall and Pickart (2003) suggested that both the topography and the wind drive these features, which are stable in time (Palter et al., 2016). More recently, Wang et al. (2017) showed the importance of the mean flow advection in these circulations. Some models are unable

to correctly reproduce the recirculation cells, especially the one in the center of the Labrador Sea (Treguier et al., 2005). In our case, this recirculation is well represented (Fig. 3a, b, c, d). The counter current flows offshore of the Labrador continental slope, with a northward extension at 60° N, which matches observations from Lavender et al. (2005). At the tip of Greenland, this counter current separates in two to form a branch flowing inside the Irminger Basin, while the other

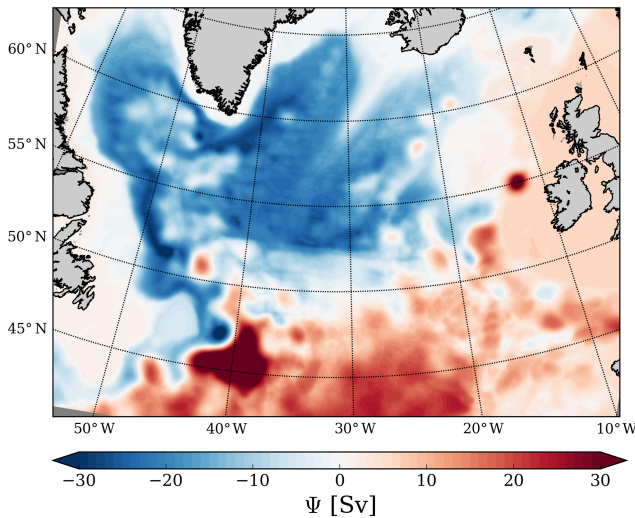


Figure 4. Time-mean barotropic stream function over 2002–2008.

branch is redirected southward. This second branch is relatively intense in our simulation but is also present in ANDRO data (Fischer et al., 2018, their Figs. 3 and 5a).

3.2 The mesoscale activity

Mesoscale activity plays a big role in redistributing water mass properties in the SPG (Brandt, 2004; de Jong et al., 2016; Zhao et al., 2018). The presence of mesoscale eddies can be inferred by their signatures on the eddy kinetic energy (EKE). From the surface EKE signal extracted from NOAA drifters on a $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ grid (Fig. 5e), we retrieve the main hot spots described by Flatau et al. (2003) in the SPG: the Labrador Sea and the Irminger and Iceland basins. Those signals are mainly due to the generation of mesoscale eddies through baroclinic and barotropic instabilities of the boundary currents.

EKE amplitudes in the NATL simulation are weaker than in observations, but the eddy activity is enhanced when the resolution is increased. The POLGYR simulation displays similar EKE patterns as observational data in every basin (Labrador, Irminger, and Iceland), with close amplitudes over most of the SPG. The EKE patterns corresponding to the generation of Irminger rings have higher magnitudes in POLGYR than in the NOAA drifter data.

A way to quantify the mesoscale activity at depth is to look at the vertical isopycnal displacements. When referenced to a mean, it represents the eddy available potential energy (EAPE) or the amount of energy stored in the potential energy reservoir due to mesoscale activity (Lorenz, 1955). This quantity is a proxy for the baroclinic activity in the interior of the ocean and is computed following the Roulet et al. (2014) formulation:

$$\text{EAPE} = -\frac{g}{2\rho_0} \langle z' \rho' \rangle, \quad (1)$$

where z' is the vertical isopycnal displacement, ρ' is the density anomaly associated with this displacement, and $\langle \bullet \rangle$ is the time average. We compare EAPE from the simulations with the atlas of Roulet et al. (2014) constructed from Argo data (Fig. 5f). The atlas presented here is an update of the original product, which uses virtual density instead of potential density and includes more recent data up to July 2015. In NATL (at 6 km resolution) most of the baroclinic activity already seems well resolved. However, observations highlight an EAPE maximum on the western flank of the RR that is missing in NATL but appears only in POLGYR (at 2 km resolution). In contrast, strong patches of EAPE are visible along the boundary currents of the western half of the SPG in NATL but are not visible in observations. Interestingly, these patterns weaken in POLGYR, potentially pointing to a change in the vertical structure of the currents at higher resolution. Another factor to take into consideration is the lack of Argo measurements close to the boundaries, which might cause an underestimation of EAPE at these locations.

4 Vorticity balance of the subpolar gyre at high resolution

4.1 An overall view of the subpolar gyre vorticity balance

Two barotropic vorticity equations can be obtained depending on the choice of vertically averaging or integrating the momentum equations before cross-differentiating them. While the former helps to quantify the barotropic flow across the f/h contour, the latter defines the main barotropic forcing on the flow. Our main focus being to define the main forcing of the SPG, the last definition will be used in the following and can be written as (Gula et al., 2015)

$$\underbrace{\frac{\partial \Omega}{\partial t}}_{\text{rate}} = - \underbrace{\nabla \cdot (f \bar{\mathbf{u}})}_{\text{planet. vort. adv}} + \underbrace{\frac{J(P_b, h)}{\rho_0}}_{\text{BPT}} + \underbrace{\mathbf{k} \cdot \nabla \times \frac{\boldsymbol{\tau}_{\text{wind}}}{\rho_0}}_{\text{wind curl}} - \underbrace{\mathbf{k} \cdot \nabla \times \frac{\boldsymbol{\tau}_{\text{bot}}}{\rho_0}}_{\text{BDC}} + \underbrace{D_\Sigma}_{\text{horiz. diffusion}} + \underbrace{A_\Sigma}_{\text{NLA}}, \quad (2)$$

where the vorticity Ω is the curl of the vertically integrated components of the velocity between the bottom and the surface: $\Omega = \mathbf{k} \cdot \nabla \times \bar{\mathbf{u}}$, with $\mathbf{u} = (u, v)$ the velocities in the (x, y) direction. The overbar defines a vertically integrated quantity:

$$\bar{u} = \int_{-h}^{\eta} u \, dz, \quad (3)$$

with $\eta(x, y, t)$ the free surface height and $h(x, y)$ the topography. It is possible to decompose the planetary vorticity advection $-\nabla \cdot (f \bar{\mathbf{u}}) = -\beta V - f \frac{\partial \eta}{\partial t} \approx -\beta V$, with V the vertically integrated meridional component of velocity, if we

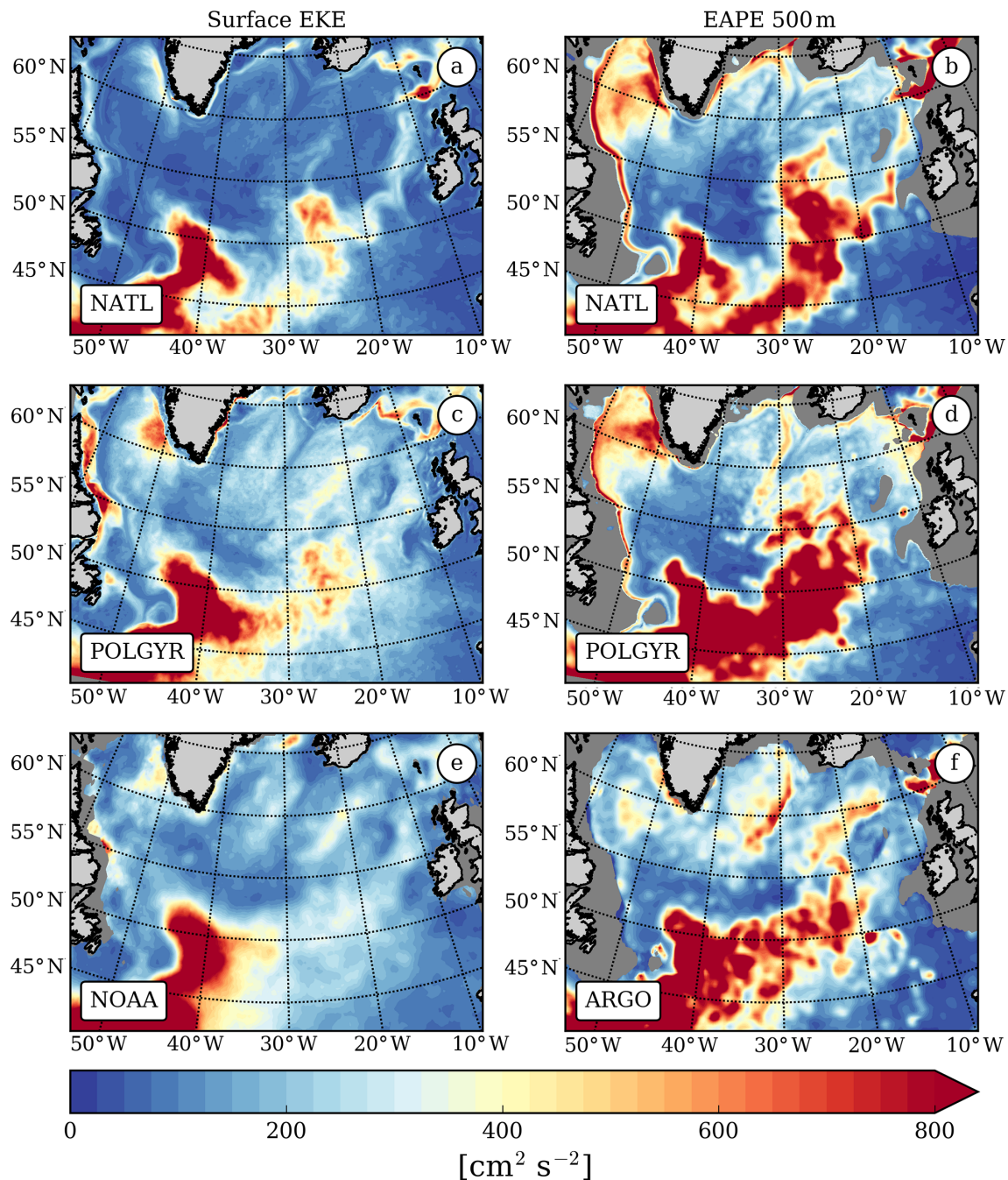


Figure 5. Mean surface eddy kinetic energy (a, c, e) and mean eddy available potential energy between 2002 and 2008 (b, d, f) in NATL (a, b) and POLGYR (c, d). These are compared with results from the NOAA database (e) and the EAPE atlas from Rouillet et al. (2014) (f).

consider a mean over a long enough time period such that $\frac{\partial \eta}{\partial t} \approx 0$.

The nonlinear term can be written as

$$A_{\Sigma} = -\frac{\partial^2(\overline{v\overline{v}} - \overline{u\overline{u}})}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 \overline{uv}}{\partial x \partial x} + \frac{\partial^2 \overline{uv}}{\partial y \partial y}. \quad (4)$$

The expression for A_{Σ} is similar to the one shown in Schoonover et al. (2016) (their Eq. 2), but in our case, the

integration between $-h$ and η allows their last term to cancel out with a residue from the inversion of the time derivative and the vertical integral in the rate term. The bottom pressure torque $J(P_b, h)$ is the Jacobian of the bottom pressure and the depth of the topography. It encompasses the effects of the varying topography on the flow and is known to play a key role in the barotropic vorticity balance of the SPG. In an idealized case of a geostrophic current flowing along

a topography in free-slip condition, the BPT can be written $\frac{J(P_b, h)}{\rho_0} = f u_b \cdot \nabla h$, where ρ_0 is the mean reference density and the subscript “b” denotes a field at the bottom. Given the kinematic condition at the bottom, $-u_b \cdot \nabla h = w_b$, the BPT can be written $\frac{J(P_b, h)}{\rho_0} = -f w_b$, which highlights the relation between the BPT and vortex stretching when the flow crosses an isobath.

The barotropic vorticity terms have already been computed for the North Atlantic using different models (Ocean Circulation and Climate Advanced Modelling – OCCAM, University of Victoria Earth System Climate Model – UVic, Estimating the Circulation and Climate of the Ocean – ECCO, Parallel Ocean Program – POP) at different resolutions (0.25° , Hughes and De Cuevas, 2001; $0.2^\circ \times 0.4^\circ$, Spence et al., 2012; 1° , Sonnewald et al., 2019; 0.1° , Yeager, 2015). The major result is that the barotropic vorticity balance in the subtropical and subpolar gyres is at first order a balance between βV , $\nabla \times \frac{\tau_{\text{wind}}}{\rho_0}$, and $\frac{J(P_b, h)}{\rho_0}$.

In the subtropical gyre, the barotropic vorticity balance is close to a Sverdrup balance away from the boundaries ($\beta V \approx \nabla \times \frac{\tau_{\text{wind}}}{\rho_0}$), while the closure of the northward branch of the gyre at the western boundary is done primarily through BPT ($\beta V \approx \frac{J(P_b, h)}{\rho_0}$) (Schoonover et al., 2016).

The barotropic vorticity balance in the SPG is slightly more complex due to the strong impact of the topography. Along the northern and western boundaries of the SPG, the first-order balance is between meridional advection and BPT ($\beta V \approx \frac{J(P_b, h)}{\rho_0}$) (e.g., Hughes and De Cuevas, 2001, their Fig. 4; Yeager, 2015, their Fig. 1), with a significant impact of the wind only in the northern part of the gyre along the Greenland coast. When the resolution of the model is increased from 1 to 0.1° in Yeager (2015), the main balances stay qualitatively similar, showing a modest effect of the eddies. Using a shallow water model with higher resolution ($1/20^\circ$), Wang et al. (2017) illustrate the importance of the NL term in the dynamics of specific regions such as the Gulf Stream and the Labrador recirculation in the SPG. The viscous torque decreases in the boundary currents due to the lower viscosity of their model.

4.2 Spatial scales of the vorticity balance

In our simulations, the BPT balances the nonlinear term at leading order everywhere in the domain (Fig. 6). This is qualitatively different from the vorticity balances shown in Yeager (2015), but it is similar to the results of Gula et al. (2015) in the Gulf Stream region with the same ocean model and a similar horizontal resolution. This highlights the fact that locally the flow is able to follow isobaths due to an equilibrium between the NL term (making the flow cross isobaths) and the bottom pressure anomaly.

Both terms exhibit small scales related to topographic features but with a high degree of cancellation between them. The sum of the BPT and NL terms (Fig. 6c) is often an order of magnitude smaller than the amplitude of the terms

considered individually and exhibits patterns and amplitudes matching the advection of planetary vorticity. This cancellation is also clear in Wang et al. (2017), their Fig. 3, where the transport driven by mean flow advection balances the one driven by the BPT, both having amplitudes larger than the wind-stress-curl-driven transport.

To facilitate the interpretation of maps of NL and BPT terms, the impact of small topographic scales has to be reduced by smoothing with a large enough length scale. NL terms in particular are expected to be smoothed out on scales larger than $1\text{--}2^\circ$ (Hughes and De Cuevas, 2001). Figure 7 shows all terms smoothed with a Gaussian kernel of 1° radius. Even with such smoothing, the BPT and NL terms are still significantly larger than the corresponding results from the 0.1° simulation of Yeager (2015). However, their sum $\frac{J(P_b, h)}{\rho_0} + A_\Sigma$ (Fig. 7f) is of the same order of magnitude as the βV (Fig. 7a) and the bottom drag curl (BDC; Fig. 7e). More precisely, the βV term balances the sum $\frac{J(P_b, h)}{\rho_0} + A_\Sigma$ over most of the domain, while the BDC locally plays a role in the shallow areas.

The curl of the wind stress in POLGYR has the same pattern and amplitude as in Yeager (2015). It is mostly positive, with the strongest signal on the eastern coast of Greenland. The amplitude of the βV term is slightly stronger in our model than in coarser-resolution simulations. In the simulations of Hughes and De Cuevas (2001) and Yeager (2015), the patterns of the βV term seem to indicate much wider currents. Here, the patterns correspond to thinner and more intense currents, closely following the continental slopes, in agreement with the observations.

In our simulations, the amplitude of the viscous torque, due to the implicit horizontal viscosity of the model (D_Σ), is very small compared with the amplitude of the BDC. This is opposite to the results of the 0.1° POP simulation of Yeager (2015). In fact, their viscous term is qualitatively similar in pattern to the bottom drag curl in our simulation. The boundary conditions near the topography are quite different in the two models due to the different vertical coordinates. The z -level coordinates have vertical walls between each level, with parameterized lateral viscosity, which explains the pattern in Yeager (2015). The σ -level coordinates have no lateral boundary conditions, and friction on the topographic slopes is only parameterized as a bottom drag. The amplitude of the BDC is, however, stronger in our simulation than the viscous term in Yeager (2015) and seems to play an important role in balancing the BPT and βV terms over the shelf and on the upper part of the continental slope along the northern and western boundaries of the gyre.

4.3 Link between barotropic vorticity balance and bottom velocities

As explained previously, the bottom pressure torque $J(P_b, h)$ can be identified with a bottom vortex stretching term:

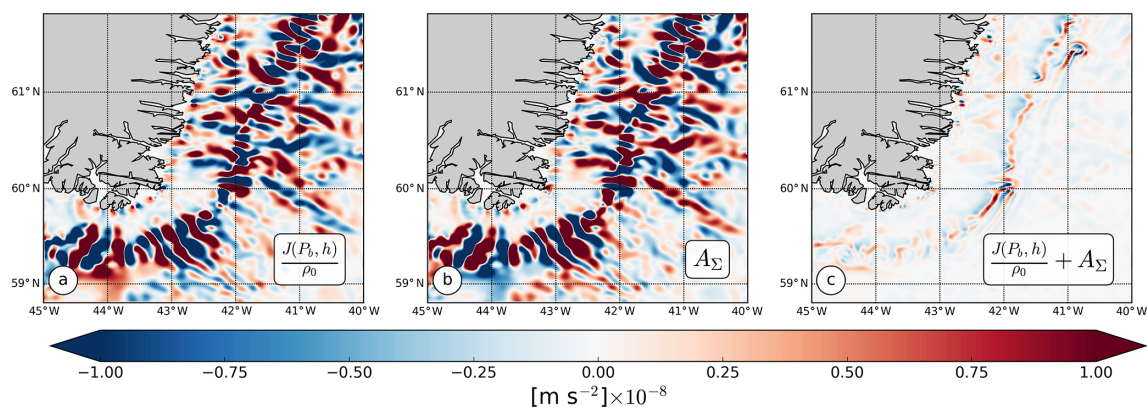


Figure 6. Time-mean (a) bottom pressure torque, (b) nonlinear terms, and (c) the sum of the two for eastern Greenland in the 2 km North Atlantic subpolar gyre simulation.

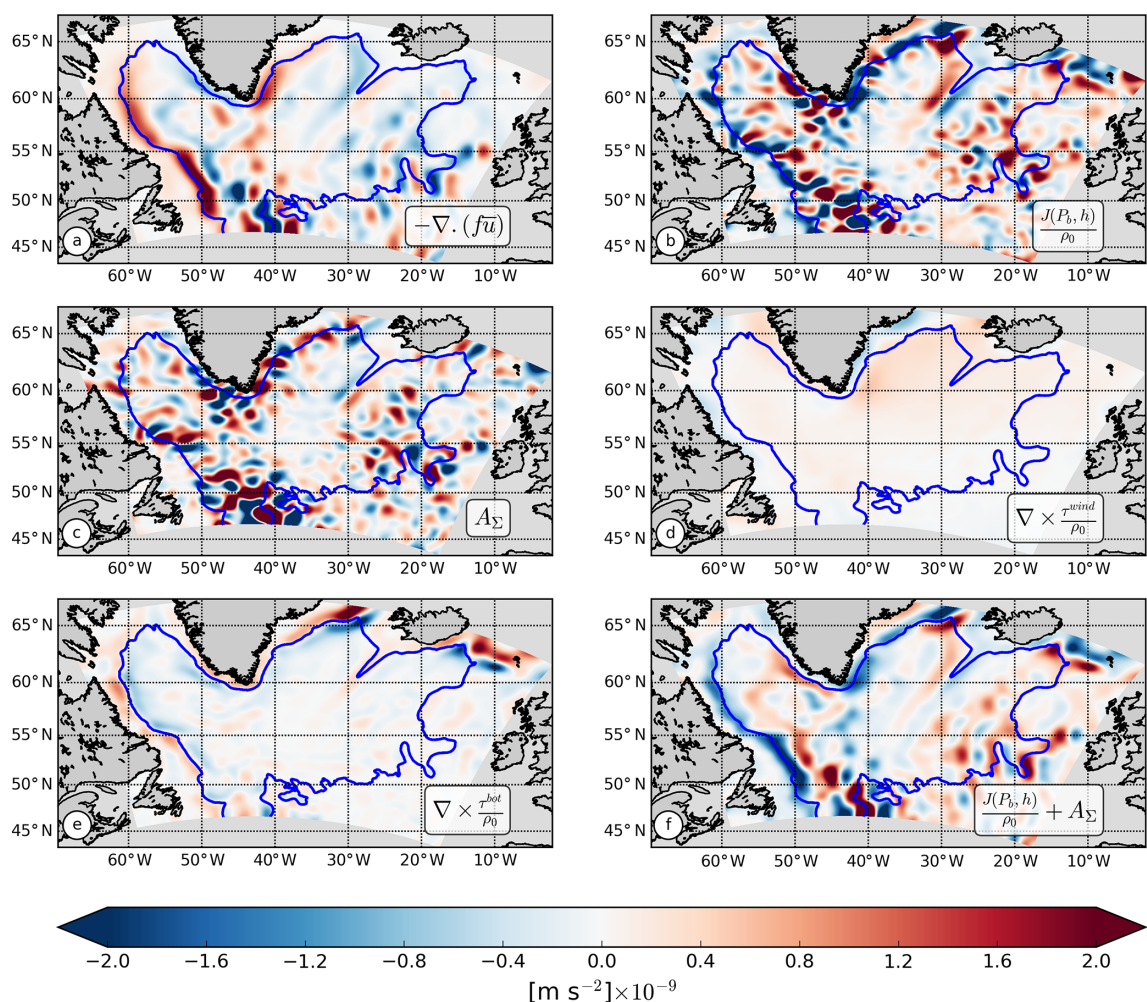


Figure 7. Time mean of the planetary vorticity (a), bottom pressure torque (b), nonlinear terms (c), wind stress curl (d), and bottom drag curl (e). As bottom pressure torque and nonlinear terms cancel each other, their sum is plotted in (f). The fields have been smoothed using a kernel of 1° radius. The blue contour represents the limit of our shelf area and is the -3 Sv barotropic streamline.

$\frac{J(P_b, h)}{\rho_0} = f u_{gb} \cdot \nabla h = -f w_b$, where u_{gb} is the horizontal geostrophic bottom flow.

The computation of the BPT in Spence et al. (2012) is performed by directly estimating the term $-f w_b$, where w_b is the vertical velocity at the bottom. However, this estimation does not take into account the presence of an ageostrophic component of the velocity at the bottom, in particular the Ekman component of the velocity due to the bottom drag. The same computation in our model leads to the results in Fig. 8b, which are very different from the actual bottom pressure torque (Fig. 8a). It gives results quite similar to Spence et al. (2012) with positive signals – implying downwelling of bottom currents – over most of the boundaries of the gyre. But this downwelling is a result of the Ekman currents oriented to the left of the main bottom geostrophic currents, which are flowing with the shallower topography on their right around the gyre.

Following Mertz and Wright (1992) and Yeager (2015), the BPT can be further decomposed into

$$\frac{J(P_b, h)}{\rho_0} = f u_{gb} \cdot \nabla h = \frac{f}{h} \bar{u}_g \cdot \nabla h + h(\text{JEBAR}), \quad (5)$$

which illustrates that the bottom geostrophic currents that appear in the expression of BPT are the sum of a vertically averaged part and a baroclinic part directly related to the JEBAR term. The term $\frac{f}{h} \bar{u}_g \cdot \nabla h$ highlights regions where the depth-averaged flow crosses isobaths and the $h(\text{JEBAR})$ term for which the baroclinic effects play a role in decoupling the bottom flow from the barotropic flow through the geostrophic shear. In Fig. 8c the geostrophic velocity has been computed from the thermal wind balance referenced at the surface.

Along the continental slopes, on the western and northern part of the gyre, the flow is close to barotropic and the $\frac{f}{h} \bar{u}_g \cdot \nabla h$ term has similar patterns and amplitudes as the BPT. This contrasts with results from Yeager (2015), who found that the $h(\text{JEBAR})$ term was almost an order of magnitude larger than the BPT in these regions. However, over the southern and eastern part of the gyre, it is clear that the structure of the flow is much more baroclinic, and the $\frac{f}{h} \bar{u}_g \cdot \nabla h$ and $h(\text{JEBAR})$ terms are both an order of magnitude larger than the BPT.

5 Integrated vorticity balance for the shelf, slope, and interior of the gyre

5.1 Gyre integrated barotropic vorticity balances

The maps of the barotropic vorticity terms, with various degrees of smoothing, can help identify the locally dominant terms but do not enable us to identify the important balances at the gyre scale. Spatial integrations are performed inside different gyre contours (Fig. 9) to better understand the main contributions to the circulation of the subpolar gyre.

We distinguish the shelf area from the gyre using a contour of barotropic stream function of -3 Sv. This contour is

chosen because it corresponds to the largest possible closed contour of the barotropic stream function. We can check that the term $-\nabla \cdot (f \bar{u}) \approx -\beta V$ integrates to zero within such a contour (Fig. 9c). The shelf thus defined corresponds to an area with a mean depth of 290 m and extends from the south of Iceland to the Flemish Cap (blue area in Fig. 9b).

When integrated inside the -3 Sv contour (which means excluding the shelf area; Fig. 9c), the main sources for the cyclonic circulation of the gyre are the wind and the BPT. They are balanced by the BDC. The wind input does not contribute much locally (Fig. 7) but becomes significant when integrated spatially over the whole gyre. The BPT is the major source of positive vorticity and helps the flow move cyclonically around the gyre. The BDC and NL terms act as sinks of vorticity, but the NL term is much smaller than the BDC. The BDC is very intense where the current flows close to a steep topography, as in the case of the Labrador Current (LC) and the West Greenland Current.

When integrated over the whole gyre (Fig. 9a), the balance is slightly different. The wind is still a major contributor for the cyclonic circulation and the BDC still represents the major sink of vorticity. However, the NL term replaces the BPT as a source of cyclonic vorticity for the gyre. In this interpretation, both the wind and the NL term force the gyre cyclonically, while the BDC and BPT balance this input.

The difference between the two balances is highlighted by looking at the balance in the region between the two contours, which covers the upper slope and the shelf. It corresponds to a balance between BPT, NL, and bottom drag. The NL term is only significant around the Greenland shelf and is related to eddy interactions between the shelf and the open ocean. Otherwise, the vorticity is negative on the shelf, thus explaining the positive sign of the bottom drag. The main source of anticyclonic vorticity is related to the BPT. This balance is close to the one described in Csanady (1978) and Csanady (1997), and it evokes a buoyancy-driven flow in this area (Chapman et al., 1986; Chapman and Beardsley, 1989).

5.2 Barotropic vorticity balance in the interior of the gyre

It is clear from the patterns of the different terms of the barotropic vorticity balance that the local balances over the boundary currents are very different than what is happening in the interior of the gyre. The classical picture of a gyre interior (far from the boundaries) in a quasi-Sverdrup balance, which applies in the subtropical gyre, does not seem to apply anywhere in the SPG.

To better understand what drives the interior part of the subpolar gyre, we further divide the domain into an interior and a boundary part, as represented in Fig. 10. The two domains are defined using the -3 Sv line as previously and the 3000 m isobath. What is between the -3 Sv line and the 3000 m isobath is considered to be the slope region and the rest is considered to be the interior area. The choice of the

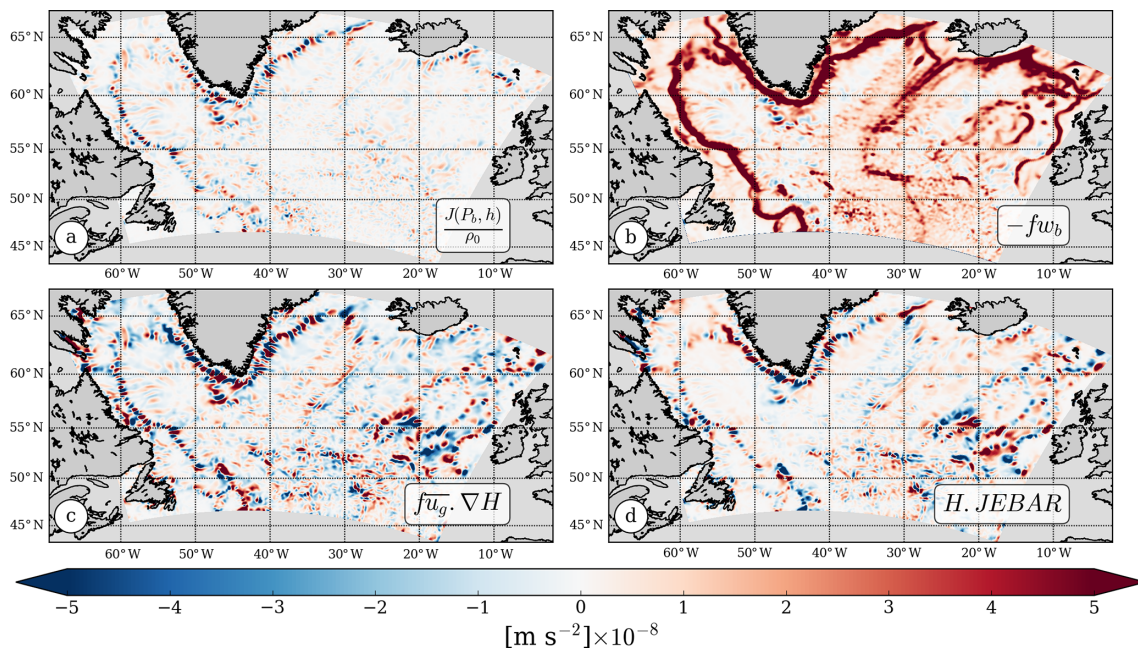


Figure 8. (a) Bottom pressure torque, (b) $-fw_b$, (c) $\frac{f}{h} \bar{u}_g \cdot \nabla H$, and (d) $H \cdot \text{JEBAR}$ for the 2 km North Atlantic subpolar gyre simulation smoothed with a 25 km Gaussian kernel.

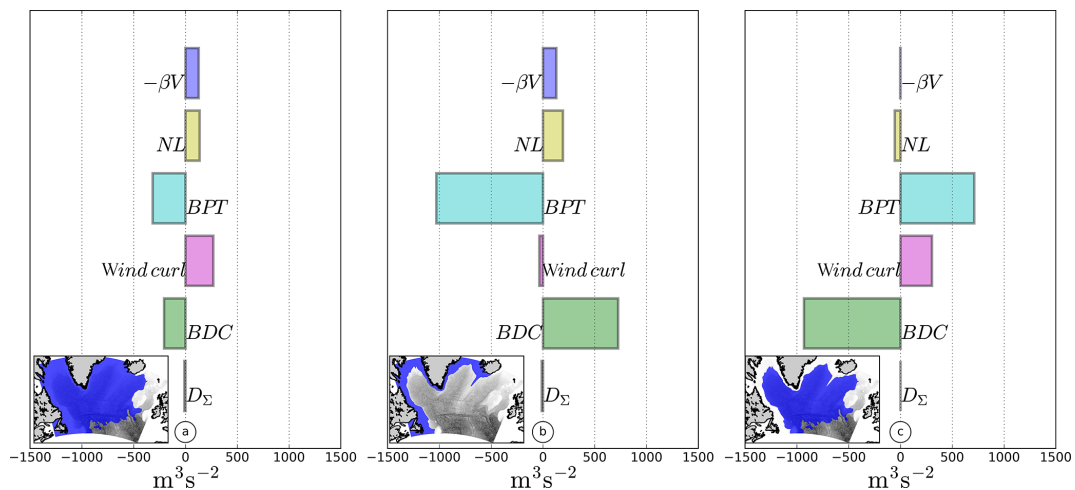


Figure 9. Integration of the barotropic vorticity terms over the SPG including or excluding the shelf area (panels a and c, respectively). The subpolar gyre area without the shelf corresponds to the -3 Sv contour. The shelf balance is plotted in (b).

3000 m isobath is somehow subjective, but the results are not sensitive to the choice of a specific isobath.

In the slope region, the main source of cyclonic vorticity is the BPT. The curl of the wind and the βV are also positive. The strongly negative NL term indicates the advection of cyclonic vorticity outside this domain toward the shelf or the gyre interior.

In the interior, the NL term represents the major contribution to the cyclonic circulation. It is balanced by the BDC, the BPT, and the βV terms. Contributions from the BDC are of similar magnitude in the interior and the slope area. The

wind input of vorticity is smaller than in the slope region, as the major wind source of vorticity is located near Greenland (Fig. 7d) and not uniformly distributed over the gyre. It confirms that the gyre interior is not in Sverdrup balance at the first order, which would imply a dominant balance between a negative βV and a positive input from the curl of the wind stress, but is driven instead by nonlinear effects. The comparison between balances in the interior and slope regions indicates that the NL term helps to redistribute vorticity from the boundary toward the interior of the gyre.

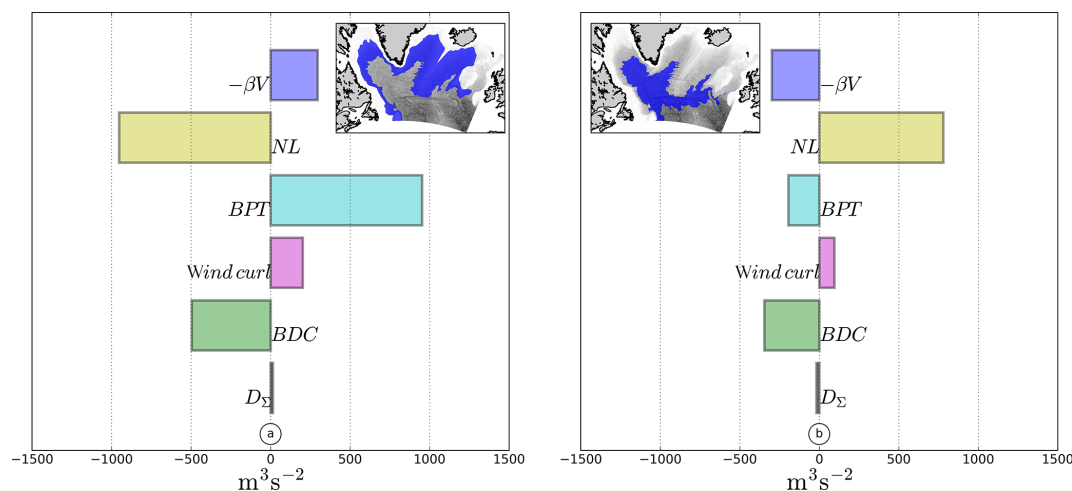


Figure 10. Integration of the barotropic vorticity terms in the slope area (a, defined between the barotropic stream function contour -3 Sv and the 3000 m isobath) and interior (b).

5.3 Balance in the slope area

The main source of cyclonic vorticity inside the gyre is related to the NL term, which helps transfer the vorticity from the boundary toward the inside. But which boundary regions are the main contributors of vorticity to the interior?

Several types of regions can be identified by looking at the dominant terms in the barotropic vorticity balance (Fig. 11): the western boundary areas in cyan, which include the western Labrador Sea (WLS), eastern Greenland (EG), and eastern Reykjanes Ridge (ERR); the eastern boundary regions in yellow, which include western Greenland (WG), the western Reykjanes Ridge (WRR), and the eastern part of the Iceland Basin; and the northwest regions in green, which include the extension of the Denmark Strait and Iceland–Scotland overflows, as well as the northwestern part of the Labrador Sea.

The barotropic vorticity balance in the western boundary areas (cyan in Fig. 11) is close to the typical equilibrium of western boundary currents (WBCs) (Schoonover et al., 2016; Gula et al., 2015), with an equilibrium between the planetary vorticity and the BPT. For the WLS, the deviation from WBC dynamics is small and related to a bottom drag signal. We excluded the southern part near the Flemish Cap (48° N , 46° W) (not shown) where the dynamics are driven by a positive input of planetary vorticity and BPT balanced by the NL term. The case of the ERR is slightly different, with no net meridional transport in this area. The main input of vorticity is provided by the NL term, which is related to inertial effects from the current following the Iceland shelf. In this area the input of positive vorticity is mainly balanced by topography and the drag corresponding to a local dissipation of vorticity. From this we can infer that western boundary areas do not provide cyclonic vorticity to the gyre interior.

Three regions (green in Fig. 11) have in common a dominant contribution from the bottom drag. Vertical sections of

the mean along-stream current (Fig. 12a, c, e) in these areas reveal a strongly intensified bottom current (especially near the Iceland shelf and the Denmark Strait). In comparison, WBCs have a more surface-intensified structure with reduced amplitudes near the bottom (Fig. 12b, d, f). In Fig. 12, vorticity balances are indicated. They differ from Fig. 11 because the integration is restricted to the boundary current, excluding recirculations. In Fig. 12a, c, and e the BPT amplitudes are reduced (and even change sign) compared to Fig. 11. This reflects the sensitivity of the vorticity balance to the location of the boundary on the continental slope. The -3 Sv contour used in Fig. 11 does not coincide everywhere with the top of the continental slope used in Fig. 12.

The dynamics in the extension of the Denmark Strait and Iceland–Scotland overflows is a balance between the NL term and BDC, while in the northwestern Labrador Sea, the BDC balances the β effect. As the BDC is the main sink of vorticity and only acts locally, no advection of positive vorticity toward the inside of the gyre can come from these locations.

In eastern boundary regions (yellow in Fig. 12), most of the cyclonic vorticity is provided by flow–topography interactions through the BPT and is balanced by the NL term. These regions are located where strong eddy activity is observed (Fig. 5), which might be responsible for the high amplitude of the NL term. This negative NL signal implies an export of positive vorticity toward either the shelf or the gyre interior.

6 Characterization of the nonlinear term

The NL term is locally important and balances the bottom pressure torque at small scales (Fig. 6). When integrated over the gyre it plays a role in exporting cyclonic vorticity from

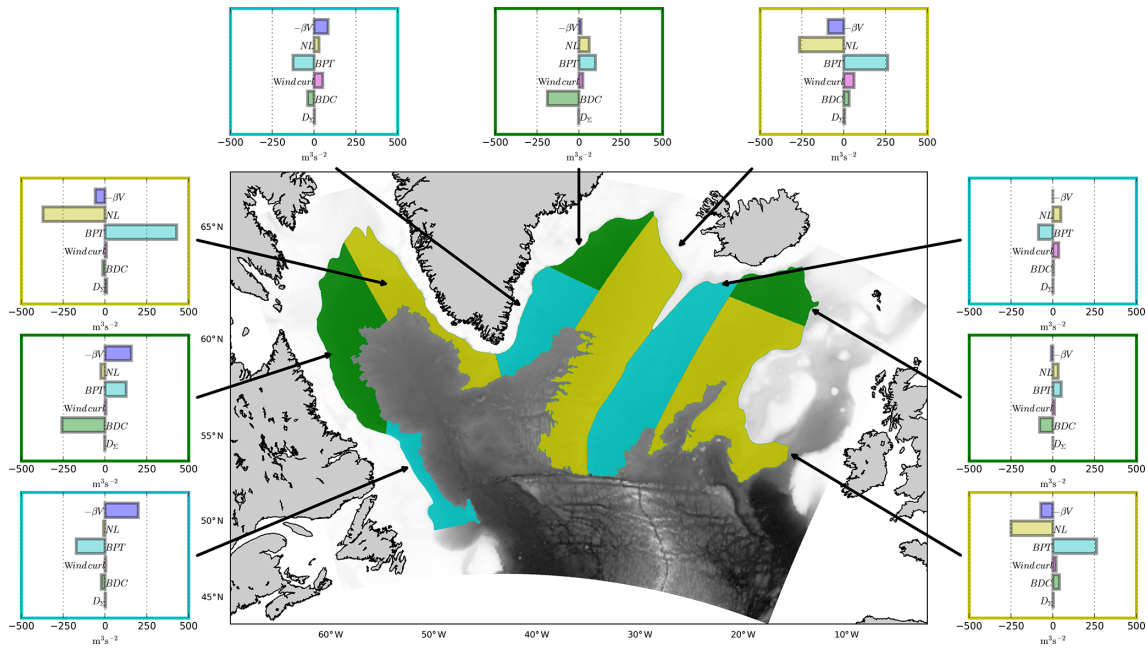


Figure 11. Barotropic vorticity balance integrated over different parts of the gyre along the slope.

the boundary toward the interior of the gyre. The NL term is, however, quite difficult to interpret as many processes are hidden inside the vertical and time integrals.

By decomposing the velocity into a barotropic and baroclinic part ($u = \bar{u} + u'$) the NL advection term can be written as

$$A_{\Sigma}(u, v) = \underbrace{A(\bar{u}, \bar{v})}_{A_{\Sigma}^{bt}} + \underbrace{A(u', v')}_{A_{\Sigma}^{bc}}, \quad (6)$$

where the barotropic part can be written as $A(\bar{u}, \bar{v}) = \bar{u}\Omega_x + \bar{v}\Omega_y$ which is the advection of the barotropic vorticity by the barotropic flow.

We show these terms integrated over the slope area and interior (same as Fig. 10) in Fig. 13. Over the slope area, both terms are negative and contribute to exporting cyclonic vorticity. The barotropic part is much larger than its baroclinic counterpart and exports most of the vorticity, as can be expected from the barotropic structure of the currents over the slope. In the interior, both terms are positive, corresponding to an input of cyclonic vorticity for the interior (Fig. 13), but the NL term is evenly divided between its barotropic and baroclinic contributions. While defining our gyre interior with the 3000 m isobath and the -3 Sv barotropic stream function (in the southeast boundary), we include a part of the subtropical gyre with the northwestern corner. The northwestern corner provides about half of this baroclinic NL input, while the remaining part comes mostly from the southeastern boundary. The exchange of barotropic vorticity between the slope region and the interior is only due to the barotropic NL term.

It is also possible to decompose the NL term into a time mean and eddy part by writing $u = \langle u \rangle + u^*$, where $\langle \bullet \rangle$ is the time average and the star denotes the fluctuation part. By putting this in the nonlinear operator A_{Σ} we have the following.

$$A_{\Sigma}(u, v) = \underbrace{A_{\Sigma}(\langle u \rangle, \langle v \rangle)}_{A_{\Sigma}^{\text{mean}}} + \underbrace{A_{\Sigma}(u^*, v^*)}_{A_{\Sigma}^{\text{eddy}}} + \underbrace{\left\langle 2 \frac{\partial^2 \langle v \rangle v^* - \langle u \rangle u^*}{\partial xy} + \frac{\partial^2 \langle u \rangle v^* + \langle v \rangle u^*}{\partial xx} - \frac{\partial^2 \langle u \rangle v^* + \langle v \rangle u^*}{\partial yy} \right\rangle}_{\varepsilon} \quad (7)$$

The ε part is the residue of the cross-product, and its value is negligible compared to both the mean and eddy parts.

When integrated over the slope area (Fig. 13), the eddy component dominates over the mean one. In the interior area, the supply of barotropic vorticity is also mainly due to the eddy component, but the mean component contributes about a third of the total. Almost all of this mean signal is coming from the northwestern corner, consistent with Wang et al. (2017), while the eddy part is dominant over the rest of the interior.

We can identify several processes providing cyclonic barotropic vorticity to the subpolar gyre. The most important is the eddy contribution coming from the boundary area that is associated with a barotropic contribution. Barotropic vorticity is also provided through a mean baroclinic signal in the NWC region. Our definition of the subpolar gyre, based on a barotropic stream function contour, includes a part of the

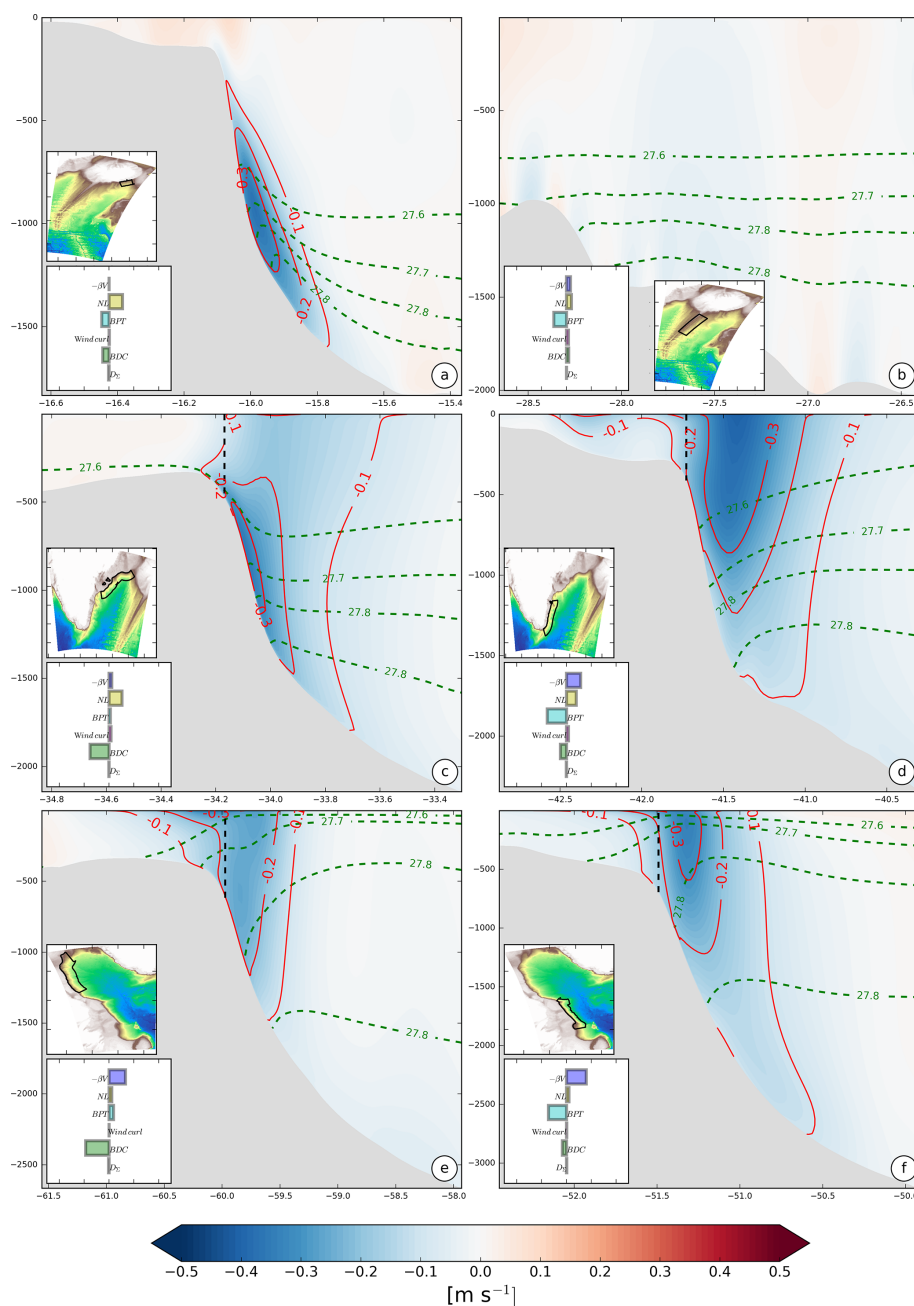


Figure 12. Vertical section of the mean along-stream current near the Iceland shelf (a), eastern Reykjanes Ridge (b), Denmark Strait (c), eastern Greenland (d), northern Labrador Current (e), and southern Labrador Current (f). Red solid lines and green dashed lines are velocity and surface-referenced potential density contours, respectively, while the black dashed line is the limit of integration near the shelf. The black contour on the topography map represents the area on which barotropic vorticity terms are integrated.

NWC, which is a complex transition region between the subtropical and the subpolar gyre. In comparison, in the lower-resolution simulation (not shown), most of the vorticity is advected inside the gyre by mean barotropic processes, but the amplitude of the NL term is cut by half.

7 Summary and conclusions

We have studied the dynamics of the North Atlantic subpolar gyre in a numerical model with, for the first time, terrain-following coordinates and a mesoscale-resolving resolution ($\Delta x \approx 2$ km). The combination of the high resolution with σ levels allows us to better resolve the effects of the mesoscale turbulence and the complex bottom topography. The repre-

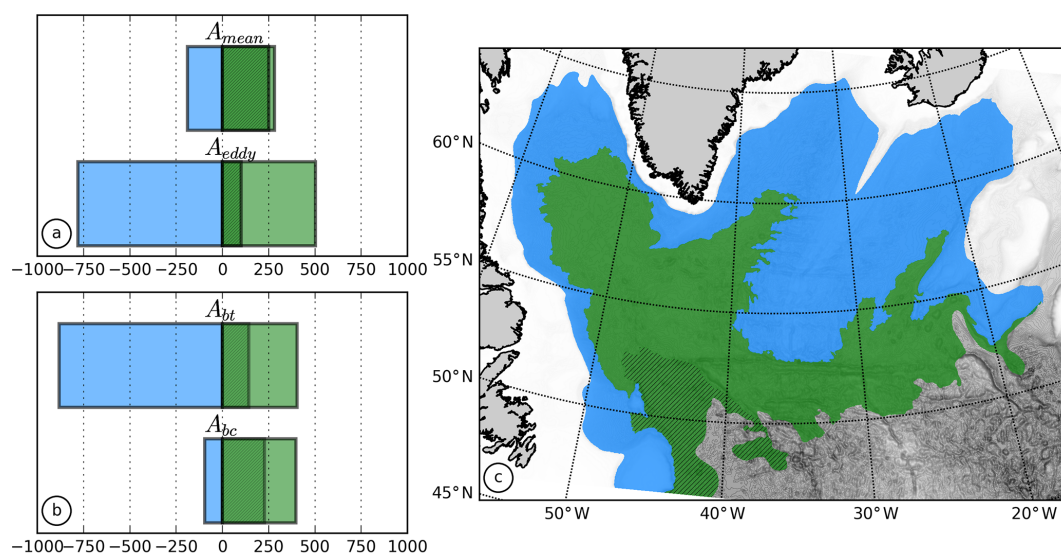


Figure 13. Integration of the nonlinear term in the slope (c, blue) and interior area (c, green) for the mean eddy decomposition (a) and the barotropic–baroclinic decomposition (b). The hatches are the contribution from the northwestern corner.

sensation of the mean currents and their variability is improved compared to previous simulations with coarser resolution. In particular, the simulations produce realistic levels of mesoscale turbulence at the surface and in the interior, as seen from comparisons of eddy potential and kinetic energy with observations from Argo floats and surface drifters.

The role of topography is essential in the SPG. This impact is reflected in the barotropic vorticity balance of the gyre through the bottom pressure torque. The bottom pressure torque is sometimes interpreted as the effect of the vortex stretching due to the bottom flow over topography, as expected for a predominantly geostrophic flow. However, we show here that the ageostrophic effects, in particular due to the viscous bottom drag, are predominant at the bottom and the BPT cannot be estimated from the bottom vertical velocity.

Barotropic vorticity balances are opposite in the shelf region compared to the interior of the gyre. The main balance in the shelf region is between a negative bottom pressure torque and a positive bottom drag, which is typical of a buoyancy-driven current. Inside the gyre, the inputs of positive vorticity from the BPT and the wind curl are balanced by the bottom drag curl. The important role played by the bottom drag and the weak role played by the viscous torque, compared to other models, are related to the choice of σ -level coordinates and high horizontal resolution.

The bottom pressure torque has a large amplitude where boundary currents flow along the steep continental slope. It is the main term balancing the meridional transport of water in western boundary currents, except for some regions with dense water overflows where the bottom drag curl can become predominant. On the eastern (northward-flowing) boundary currents, the strong input of positive vorticity by

the bottom pressure torque is balanced by the nonlinear term. The nonlinearities, which are essentially due to the eddy activity, allow for the advection of the positive vorticity from the boundary toward the interior of the gyre. A positive input of vorticity is also related to the presence of the northwestern corner, mostly through time-mean baroclinic fluxes.

The nonlinear term is the main forcing for the interior part of the gyre, overcoming the effects of the wind curl and bottom pressure torque. This puts forward the failure of the classical Sverdrup balance or even a topographic Sverdrup balance in the interior of the subpolar gyre, emphasizing the importance of inertial effects to obtain a more realistic subpolar gyre circulation.

Data availability. The ANDRO and NOAA datasets are available online at <https://www.seanoe.org/data/00360/47077/> (last access: March 2020), <https://doi.org/10.17882/47077> (Ollitrault et al., 2019); <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2017.04.009> (Laurindo et al., 2017), and <https://www.aoml.noaa.gov/phod/gdp/interpolated/data/subset.php> (last access: March 2020) (Atlantic Oceanographic and Meteorological Laboratory of the National Oceanic and Atmospheric Administration, 2020).

Author contributions. MLC designed the setup and carried out the experiment. MLC and JG analyzed the output of the simulation. All authors participated in the writing and editing of the article.

Competing interests. The authors declare that they have no conflict of interest.

Acknowledgements. Jonathan Gula is supported by UBO and Anne-Marie Tréguier by CNRS. Simulations were performed using HPC resources from GENCI-TGCC (grant 2018-A0050107638) and from DATARMOR of “Pôle de Calcul Intensif pour la Mer” at Ifremer, Brest, France. Model outputs are available upon request. We are grateful for comments provided by two anonymous referees that helped to improve the paper.

Financial support. This research has been supported by UBO and Région Bretagne through ISblue, the Interdisciplinary graduate school for the blue planet (project no. ANR-17-EURE-0015).

Review statement. This paper was edited by Matthew Hecht and reviewed by two anonymous referees.

References

- Beckmann, A. and Haidvogel, D. B.: Numerical Simulation of Flow around a Tall Isolated Seamount. Part I: Problem Formulation and Model Accuracy, *J. Phys. Oceanogr.*, 23, 1736–1753, [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1993\)023<1736:NSOFAA>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1993)023<1736:NSOFAA>2.0.CO;2), 1993.
- Bower, A. S.: Interannual Variability in the Pathways of the North Atlantic Current over the Mid-Atlantic Ridge and the Impact of Topography, *J. Phys. Oceanogr.*, 38, 104–120, <https://doi.org/10.1175/2007JPO3686.1>, 2008.
- Bower, A. S., Le Cann, B., Rossby, T., Zenk, W., Gould, J., Speer, K., Richardson, P. L., Prater, M. D., and Zhang, H.-M.: Directly measured mid-depth circulation in the northeastern North Atlantic Ocean, *Nature*, 419, 603–607, <https://doi.org/10.1038/nature01078>, 2002.
- Brandt, P.: Seasonal to interannual variability of the eddy field in the Labrador Sea from satellite altimetry, *J. Geophys. Res.*, 109, C02028, <https://doi.org/10.1029/2002JC001551>, 2004.
- Bryan, F. O., Hecht, M. W., and Smith, R. D.: Resolution convergence and sensitivity studies with North Atlantic circulation models. Part I: The western boundary current system, *Ocean Model.*, 16, 141–159, <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2006.08.005>, 2007.
- Carton, J. A. and Giese, B. S.: A Reanalysis of Ocean Climate Using Simple Ocean Data Assimilation (SODA), *Mon. Weather Rev.*, 136, 2999–3017, <https://doi.org/10.1175/2007MWR1978.1>, 2008.
- Chapman, D. C. and Beardsley, R. C.: On the Origin of Shelf Water in the Middle Atlantic Bight, *J. Phys. Oceanogr.*, 19, 384–391, [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1989\)019<0384:OTOOSW>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1989)019<0384:OTOOSW>2.0.CO;2), 1989.
- Chapman, D. C., Barth, J. A., Beardsley, R. C., and Fairbanks, R. G.: On the Continuity of Mean Flow between the Scotian Shelf and the Middle Atlantic Bight, *J. Phys. Oceanogr.*, 16, 758–772, [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1986\)016<0758:OTCOMF>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1986)016<0758:OTCOMF>2.0.CO;2), 1986.
- Chelton, D. B., Deszoeke, R. A., Schlax, M. G., Naggar, K. E., and Siwertz, N.: Geographical Variability of the First Baroclinic Rossby Radius of Deformation, *J. Phys. Oceanogr.*, 28, 433–460, [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1998\)028<0433:GVOTFB>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1998)028<0433:GVOTFB>2.0.CO;2), 1998.
- Csanady, G. T.: The Arrested Topographic Wave, *J. Phys. Oceanogr.*, 8, 47–62, [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1978\)008<0047:TATW>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1978)008<0047:TATW>2.0.CO;2), 1978.
- Csanady, G.: On the theories that underlie our understanding of continental shelf circulation, *J. Oceanogr.*, 53, 207–229, 1997.
- Cuny, J., Rhines, P. B., Niiler, P. P., and Bacon, S.: Labrador Sea Boundary Currents and the Fate of the Irminger Sea Water, *J. Phys. Oceanogr.*, 32, 627–647, [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(2002\)032<0627:LSBCAT>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(2002)032<0627:LSBCAT>2.0.CO;2), 2002.
- Danek, C.: Effects of high resolution and spinup time on modeled North Atlantic, *J. Phys. Oceanogr.*, 49, 1159–1181, <https://doi.org/10.1175/JPO-D-18-0141.1>, 2019.
- Daniault, N., Mercier, H., Lherminier, P., Sarafanov, A., Falina, A., Zunino, P., Pérez, F. F., Ríos, A. F., Ferron, B., Huck, T., Thierry, V., and Gladyshev, S.: The northern North Atlantic Ocean mean circulation in the early 21st century, *Prog. Oceanogr.*, 146, 142–158, <https://doi.org/10.1016/j.pocean.2016.06.007>, 2016.
- Debreu, L., Marchesiello, P., Penven, P., and Cambon, G.: Two-way nesting in split-explicit ocean models: Algorithms, implementation and validation, *Ocean Model.*, 49–50, 1–21, <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2012.03.003>, 2012.
- de Jong, M. F., Bower, A. S., and Furey, H. H.: Seasonal and Inter-annual Variations of Irminger Ring Formation and Boundary–Interior Heat Exchange in FLAME, *J. Phys. Oceanogr.*, 46, 1717–1734, <https://doi.org/10.1175/JPO-D-15-0124.1>, 2016.
- Deshayes, J., Frankignoul, C., and Drange, H.: Formation and export of deep water in the Labrador and Irminger Seas in a GCM, *Deep-Sea Res. Pt. I*, 54, 510–532, <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2006.12.014>, 2007.
- Drews, A. and Greatbatch, R. J.: Evolution of the Atlantic Multidecadal Variability in a Model with an Improved North Atlantic Current, *J. Climate*, 30, 5491–5512, <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-16-0790.1>, 2017.
- Drews, A., Greatbatch, R. J., Ding, H., Latif, M., and Park, W.: The use of a flow field correction technique for alleviating the North Atlantic cold bias with application to the Kiel Climate Model, *Ocean Dynam.*, 65, 1079–1093, <https://doi.org/10.1007/s10236-015-0853-7>, 2015.
- Ezer, T.: Revisiting the problem of the Gulf Stream separation: on the representation of topography in ocean models with different types of vertical grids, *Ocean Model.*, 104, 15–27, <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2016.05.008>, 2016.
- Ezer, T. and Mellor, G. L.: A generalized coordinate ocean model and a comparison of the bottom boundary layer dynamics in terrain-following and in z-level grids, *Ocean Model.*, 6, 379–403, [https://doi.org/10.1016/S1463-5003\(03\)00026-X](https://doi.org/10.1016/S1463-5003(03)00026-X), 2004.
- Fischer, J., Karstensen, J., Olmanns, M., and Schmidtke, S.: Mean circulation and EKE distribution in the Labrador Sea Water level of the subpolar North Atlantic, *Ocean Sci.*, 14, 1167–1183, <https://doi.org/10.5194/os-14-1167-2018>, 2018.
- Fischer, J. R., Schott, F. A., and Dengler, M.: Boundary Circulation at the Exit of the Labrador Sea, *J. Phys. Oceanogr.*, 34, 23, 2004.
- Flatau, M. K., Talley, L., and Niiler, P. P.: The North Atlantic Oscillation, Surface Current Velocities, and SST Changes in the Subpolar North Atlantic, *J. Climate*, 16, 2355–2369, <https://doi.org/10.1175/2787.1>, 2003.

- Greatbatch, R. J., Fanning, A. F., Goulding, A. D., and Levitus, S.: A diagnosis of interpentadal circulation changes in the North Atlantic, *J. Geophys. Res.*, 96, 22009, <https://doi.org/10.1029/91JC02423>, 1991.
- Griffies, S. M., Biastoch, A., Böning, C., Bryan, F., Danabasoglu, G., Chassignet, E. P., England, M. H., Gerdes, R., Haak, H., Hallberg, R. W., Hazeleger, W., Jungclauss, J., Large, W. G., Madec, G., Pirani, A., Samuels, B. L., Scheinert, M., Gupta, A. S., Severijns, C. A., Simmons, H. L., Treguier, A. M., Winton, M., Yeager, S., and Yin, J.: Coordinated Ocean-ice Reference Experiments (COREs), *Ocean Model.*, 26, 1–46, <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2008.08.007>, 2009.
- Gula, J., Molemaker, M. J., and McWilliams, J. C.: Gulf Stream Dynamics along the Southeastern U.S. Seaboard, *J. Phys. Oceanogr.*, 45, 690–715, <https://doi.org/10.1175/JPO-D-14-0154.1>, 2015.
- Hansen, B., Húsgarð Larsen, K. M., Hátún, H., and Østerhus, S.: A stable Faroe Bank Channel overflow 1995–2015, *Ocean Sci.*, 12, 1205–1220, <https://doi.org/10.5194/os-12-1205-2016>, 2016.
- Hecht, M. W. and Smith, R. D.: Towards a Physical Understanding of the North Atlantic: A Review of Model Studies in an Eddying Regime, *American Geophysical Union (AGU), Ocean Modeling in an Eddying Regime*, 177, 213–239, <https://doi.org/10.1029/177GM15>, 2008.
- Holliday, N. P., Bacon, S., Allen, J., and McDonagh, E. L.: Circulation and Transport in the Western Boundary Currents at Cape Farewell, Greenland, *J. Phys. Oceanogr.*, 39, 1854–1870, <https://doi.org/10.1175/2009JPO4160.1>, 2009.
- Hughes, C. W.: A theoretical reason to expect inviscid western boundary currents in realistic oceans, *Ocean Model.*, 2, 73–83, [https://doi.org/10.1016/S1463-5003\(00\)00011-1](https://doi.org/10.1016/S1463-5003(00)00011-1), 2000.
- Hughes, C. W. and De Cuevas, B. A.: Why Western Boundary Currents in Realistic Oceans are Inviscid: A Link between Form Stress and Bottom Pressure Torques, *J. Phys. Oceanogr.*, 31, 2871–2885, [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(2001\)031<2871:WWBCIR>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(2001)031<2871:WWBCIR>2.0.CO;2), 2001.
- Jackson, L., Hughes, C. W., and Williams, R. G.: Topographic Control of Basin and Channel Flows: The Role of Bottom Pressure Torques and Friction, *J. Phys. Oceanogr.*, 36, 1786–1805, <https://doi.org/10.1175/JPO2936.1>, 2006.
- Kanzow, T. and Zenk, W.: Structure and transport of the Iceland Scotland Overflow plume along the Reykjanes Ridge in the Iceland Basin, *Deep-Sea Res. Pt. I*, 86, 82–93, <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2013.11.003>, 2014.
- Käse, R. H., Biastoch, A., and Stammer, D. B.: On the mid-depth circulation in the Labrador and Irminger Seas, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 3433–3436, <https://doi.org/10.1029/2001GL013192>, 2001.
- Laurindo, L. C., Mariano, A. J., and Lumpkin, R.: An improved near-surface velocity climatology for the global ocean from drifter observations, *Deep-Sea Res. Pt. I*, 124, 73–92, <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2017.04.009>, 2017.
- Lavender, K. L., Davis, R. E., and Owens, W. B.: Mid-depth recirculation observed in the interior Labrador and Irminger seas by direct velocity measurements, *Nature*, 407, 66–69, <https://doi.org/10.1038/35024048>, 2000.
- Lavender, K. L., Brechner Owens, W., and Davis, R. E.: The mid-depth circulation of the subpolar North Atlantic Ocean as measured by subsurface floats, *Deep-Sea Res. Pt. I*, 52, 767–785, <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2004.12.007>, 2005.
- Lazier, J. R.: Observations in the Northwest Corner of the North Atlantic Current, *J. Phys. Oceanogr.*, 24, 1449–1463, [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1994\)024<1449:OITNCO>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1994)024<1449:OITNCO>2.0.CO;2), 1994.
- Lebedev, K. V., Yoshinari, H., Maximenko, N. A., and Hacker, P. W.: YoMaHa'07: Velocity data assessed from trajectories of Argo floats at parking level and at the sea surface, Technical report, IPRC Tech. Note 4 (2), 16 pp., <https://doi.org/10.13140/RG.2.2.12820.71041>, 2007.
- Le Bras, I. A.-A., Sonnewald, M., and Toole, J. M.: A barotropic vorticity budget for the subtropical North Atlantic based on observations, *J. Phys. Oceanogr.*, 49, 2781–2797, <https://doi.org/10.1175/JPO-D-19-0111.1>, 2019.
- Le Corre, M., Gula, J., Smilenova, A., and Houpert, L.: On the dynamics of a deep quasi-permanent anticyclonic eddy in the Rockall Trough, p. 12, *Association Française de Mécanique*, Brest, France, 2019.
- Lemarié, F., Kurian, J., Shchepetkin, A. F., Jeroen Molemaker, M., Colas, F., and McWilliams, J. C.: Are there inescapable issues prohibiting the use of terrain-following coordinates in climate models?, *Ocean Model.*, 42, 57–79, <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2011.11.007>, 2012.
- Lorenz, E. N.: Available Potential Energy and the Maintenance of the General Circulation, *Tellus*, 7, 157–167, <https://doi.org/10.1111/j.2153-3490.1955.tb01148.x>, 1955.
- Luyten, J., Stommel, H., and Wunsch, C.: A Diagnostic Study of the Northern Atlantic Subpolar Gyre, *J. Phys. Oceanogr.*, 15, 1344–1348, [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1985\)015<1344:ADSOTN>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1985)015<1344:ADSOTN>2.0.CO;2), 1985.
- Marzocchi, A.: The North Atlantic subpolar circulation in an eddy-resolving global ocean model, *J. Marine Syst.*, 142, 126–143, <https://doi.org/10.1016/j.jmarsys.2014.10.007>, 2015.
- McWilliams, J. C.: The Nature and Consequences of Oceanic Eddies, in: *Ocean Modeling in an Eddying Regime*, edited by: Hecht, M. and Hasumi, H., AGU, Washington, D.C., <https://doi.org/10.1029/177GM03>, 2008.
- Mertz, G. and Wright, D. G.: Interpretations of the JEBAR Term, *J. Phys. Oceanogr.*, 22, 301–305, [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1992\)022<0301:IOTJT>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1992)022<0301:IOTJT>2.0.CO;2), 1992.
- Munk, W. H.: On the wind-driven ocean circulation, *J. Meteorol.*, 7, 80–93, [https://doi.org/10.1175/1520-0469\(1950\)007<0080:OTWDOC>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0469(1950)007<0080:OTWDOC>2.0.CO;2), 1950.
- Ollitrault, M. and Rannou, J.-P.: ANDRO: An Argo-Based Deep Displacement Dataset, *J. Atmos. Ocean. Tech.*, 30, 759–788, <https://doi.org/10.1175/JTECH-D-12-00073.1>, 2013.
- Ollitrault, M., Rannou, P., Brion, E., Cabanes, C., Piron, A., Reverdin, G., and Kolodziejczyk, N.: ANDRO: An Argo-based deep displacement dataset, *SEANOE*, <https://doi.org/10.17882/47077>, 2019.
- Pacanowski, R. C. and Gnanadesikan, A.: Transient Response in a Z-Level Ocean Model That Resolves Topography with Partial Cells, *Mon. Weather Rev.*, 126, 3248–3270, [https://doi.org/10.1175/1520-0493\(1998\)126<3248:TRIAZL>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0493(1998)126<3248:TRIAZL>2.0.CO;2), 1998.
- Paillet, J. and Mercier, H.: An inverse model of the eastern North Atlantic general circulation and thermocline ventilation, *Deep-*

- Sea Res. Pt. I, 44, 1293–1328, [https://doi.org/10.1016/S0967-0637\(97\)00019-8](https://doi.org/10.1016/S0967-0637(97)00019-8), 1997.
- Palter, J. B., Caron, C.-A., Law, K. L., Willis, J. K., Trossman, D. S., Yashayaev, I. M., and Gilbert, D.: Variability of the directly observed, middepth subpolar North Atlantic circulation, *Geophys. Res. Lett.*, 43, 2700–2708, <https://doi.org/10.1002/2015GL067235>, 2016.
- Petit, T., Mercier, H., and Thierry, V.: First Direct Estimates of Volume and Water Mass Transports Across the Reykjanes Ridge, *J. Geophys. Res.-Oceans*, 123, 6703–6719, <https://doi.org/10.1029/2018JC013999>, 2018.
- Renault, L., Molemaker, M. J., Gula, J., Masson, S., and McWilliams, J. C.: Control and Stabilization of the Gulf Stream by Oceanic Current Interaction with the Atmosphere, *J. Phys. Oceanogr.*, 46, 3439–3453, <https://doi.org/10.1175/JPO-D-16-0115.1>, 2016.
- Reverdin, G.: North Atlantic Ocean surface currents, *J. Geophys. Res.*, 108, 3002, <https://doi.org/10.1029/2001JC001020>, 2003.
- Rosby, T. and Flagg, C. N.: Direct measurement of volume flux in the Faroe-Shetland Channel and over the Iceland-Faroe Ridge: DIRECT MEASUREMENT OF CURRENTS, *Geophys. Res. Lett.*, 39, L07602, <https://doi.org/10.1029/2012GL051269>, 2012.
- Roullet, G., Capet, X., and Maze, G.: Global interior eddy available potential energy diagnosed from Argo floats, *Geophys. Res. Lett.*, 41, 1651–1656, <https://doi.org/10.1002/2013GL059004>, 2014.
- Sandwell, D. T. and Smith, W. H. F.: Marine gravity anomaly from Geosat and ERS 1 satellite altimetry, *J. Geophys. Res.-Sol. Ea.*, 102, 10039–10054, <https://doi.org/10.1029/96JB03223>, 1997.
- Schoonover, J., Dewar, W., Wienders, N., Gula, J., McWilliams, J. C., Molemaker, M. J., Bates, S. C., Danabasoglu, G., and Yeager, S.: North Atlantic Barotropic Vorticity Balances in Numerical Models, *J. Phys. Oceanogr.*, 46, 289–303, <https://doi.org/10.1175/JPO-D-15-0133.1>, 2016.
- Shchepetkin, A. F. and McWilliams, J. C.: The regional oceanic modeling system (ROMS): a split-explicit, free-surface, topography-following-coordinate oceanic model, *Ocean Model.*, 9, 347–404, <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2004.08.002>, 2005.
- Shchepetkin, A. F. and McWilliams, J. C.: Computational Kernel Algorithms for Fine-Scale, Multiprocess, Longtime Oceanic Simulations, in: *Handbook of Numerical Analysis*, Elsevier, 14, 121–183, [https://doi.org/10.1016/S1570-8659\(08\)01202-0](https://doi.org/10.1016/S1570-8659(08)01202-0), 2009.
- Shchepetkin, A. F. and McWilliams, J. C.: Accurate Boussinesq oceanic modeling with a practical, “Stiffened” Equation of State, *Ocean Model.*, 38, 41–70, <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2011.01.010>, 2011.
- Smilenova, A., Gula, J., Le Corre, M., and Houpert, L.: On the vertical structure and generation mechanism of a deep anticyclonic vortex in the central Rockall Trough, northeast North Atlantic, *J. Geophys. Res.-Oceans*, in review, 2020.
- Sonnwald, M., Wunsch, C., and Heimbach, P.: Unsupervised Learning Reveals Geography of Global Ocean Dynamical Regions, *Earth Space Sci.*, <https://doi.org/10.1029/2018EA000519>, 2019.
- Spall, M. A. and Pickart, R. S.: Wind-Driven Recirculations and Exchange in the Labrador and Irminger Seas, *J. Phys. Oceanogr.*, 33, 1829–1845, <https://doi.org/10.1175/2384.1>, 2003.
- Spence, P., Saenko, O. A., Sijp, W., and England, M.: The Role of Bottom Pressure Torques on the Interior Pathways of North Atlantic Deep Water, *J. Phys. Oceanogr.*, 42, 110–125, <https://doi.org/10.1175/2011JPO4584.1>, 2012.
- Stommel, H.: The westward intensification of wind-driven ocean currents, *Transactions, American Geophysical Union*, 29, 202, <https://doi.org/10.1029/TR029i002p00202>, 1948.
- Thomas, M. D., De Boer, A. M., Johnson, H. L., and Stevens, D. P.: Spatial and Temporal Scales of Sverdrup Balance, *J. Phys. Oceanogr.*, 44, 2644–2660, <https://doi.org/10.1175/JPO-D-13-0192.1>, 2014.
- Treguer, A. M., Theetten, S., Chassignet, E. P., Penduff, T., Smith, R., Talley, L., Beismann, J. O., and Böning, C.: The North Atlantic Subpolar Gyre in Four High-Resolution Models, *J. Phys. Oceanogr.*, 35, 757–774, <https://doi.org/10.1175/JPO2720.1>, 2005.
- Umlauf, L. and Burchard, H.: A generic length-scale equation for geophysical turbulence models, *J. Marine Res.*, 61, 235–265, <https://doi.org/10.1357/002224003322005087>, 2003.
- Van Aken, H. M.: Mean currents and current variability in the iceland basin, *Netherlands J. Sea Res.*, 33, 135–145, [https://doi.org/10.1016/0077-7579\(95\)90001-2](https://doi.org/10.1016/0077-7579(95)90001-2), 1995.
- Wang, Y., Claus, M., Greatbatch, R. J., and Sheng, J.: Decomposition of the Mean Barotropic Transport in a High-Resolution Model of the North Atlantic Ocean, *Geophys. Res. Lett.*, 44, 11537–11546, <https://doi.org/10.1002/2017GL074825>, 2017.
- Wunsch, C.: Is the North Atlantic in Sverdrup Balance?, *J. Phys. Oceanogr.*, 15, 1876–1880, [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1985\)015<1876:ITNAIS>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1985)015<1876:ITNAIS>2.0.CO;2), 1985.
- Yeager, S.: Topographic Coupling of the Atlantic Overturning and Gyre Circulations, *J. Phys. Oceanogr.*, 45, 1258–1284, <https://doi.org/10.1175/JPO-D-14-0100.1>, 2015.
- Zhao, J., Bower, A., Yang, J., Lin, X., and Penny Holliday, N.: Meridional heat transport variability induced by mesoscale processes in the subpolar North Atlantic, *Nat. Commun.*, 9, 1124, <https://doi.org/10.1038/s41467-018-03134-x>, 2018.

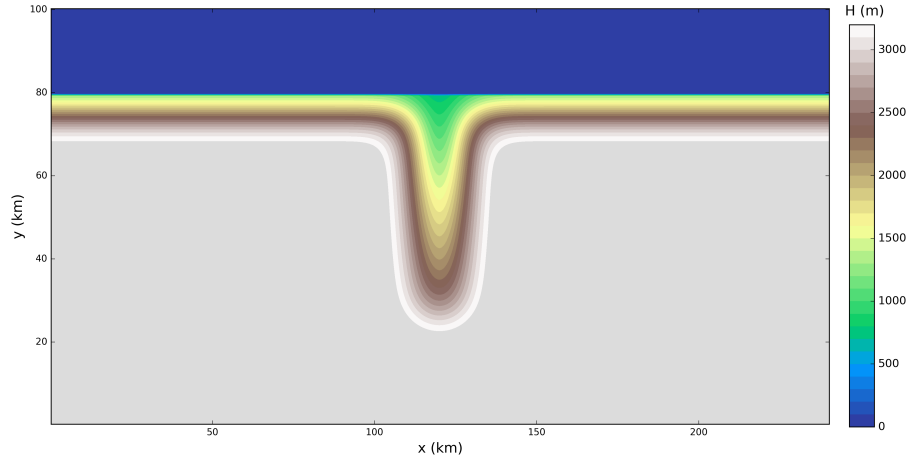


FIGURE 3.1 – Topographie de l'expérience ride idéalisée

3.2 Circulation autour d'une Ride

La dynamique autour d'une ride est particulière. En effet lorsque l'on intègre l'équation de vorticité barotrope sur l'ensemble de la zone, il y a une compensation entre les flancs de la ride donnant l'impression que le courant suit une pente dans le sens zonal sans déviation. Pourtant lorsque l'on sépare la ride en deux parties (est et ouest), on remarque un équilibre entre la vorticité planétaire et le couple de pression de fond, ce qui correspond à l'équilibre classique pour les courants de bord ouest (Schoonover et al., 2016). Dans cette intégration le terme non linéaire peut également devenir important dans chacune des zones, comme dans le cas de la ride de Reykjanes, et impacter ainsi la dynamique locale autour de la ride. Il est donc raisonnable de s'interroger sur l'impact de ces non linéarités sur la dynamique autour d'une ride.

Le terme non linéaire présent dans l'équation de vorticité barotrope est relié à la partie advective de l'équation des vitesses. Ainsi, ce terme permet de quantifier en partie les effets liés à l'inertie du courant. Nous allons donc étudier l'impact de cette inertie dans un cadre idéalisé autour d'une ride. Pour ce faire nous utilisons le modèle ROMS présenté auparavant dans une configuration idéalisée. Cette approche permet d'étendre la vision d'un écoulement à deux couches comme dans Wirth and Flór (2018). Nous utilisons un domaine rectangulaire de dimensions $L_x = 240$ km et $L_y = 100$ km. La résolution horizontale est de 2 km avec 100 niveaux σ sur la verticale (ce qui donne une résolution minimale de 58 mètres). la forme de la topographie est donnée sur la figure 3.1. Dans cette simulation on suppose la salinité constante ainsi qu'un très faible gradient vertical de température, ce qui permet de négliger les effets de la stratification. Le cas de référence est choisi avec un courant zonal de -1 m.s^{-1} (RR1). Nous comparons cette configuration avec un cas où l'intensité du courant est similaire mais sans la partie advective de l'équation des vitesse (RRNL). Nous réalisons une troisième expérience avec une intensité de courant plus importante à -2 m.s^{-1} (RR2).

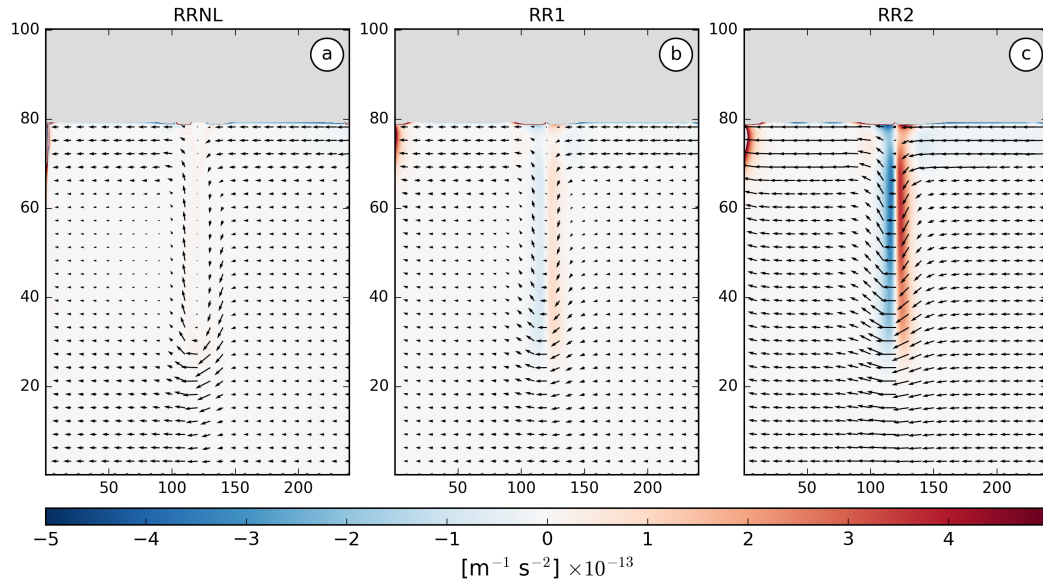


FIGURE 3.2 – Représentation de $\bar{u} \cdot \vec{\nabla} \frac{f}{H}$ (couleur) et de l'écoulement barotrope autour de la ride (vecteur) dans (a) RRNL, (b) RR1 et (c) RR2.

La théorie nous assure quand dans le cas d'un fluide non visqueux et sans effets frictionnels en présence de topographie, la circulation doit suivre les contours géostrophiques donnés par f/H où f est le paramètre de Coriolis et H la topographie. Le vent, la stratification (par l'intermédiaire de JEBAR), les frottements ou l'inertie peuvent permettre à la circulation de traverser ces lignes de f/H . Ici, seulement les deux derniers peuvent influencer cette déviation puisque aucun vent n'est imposé en surface et du fait d'une faible stratification, les effets liés à JEBAR sont négligeables.

Il est possible de représenter la capacité du fluide à traverser les iso- f/H en calculant le produit scalaire entre la vitesse barotrope et le gradient de f/H : $\bar{u} \cdot \vec{\nabla} \frac{f}{H}$. Dans RRNL (figure 3.2 (a)) en l'absence de termes d'inertie, la seule possibilité du fluide de quitter les iso- f/H est par l'effet du frottement au fond. Or dans ce cas, l'amplitude du produit scalaire est très faible. Ce qui indique que la déviation des iso- f/H l'est également. De plus l'amplitude des vecteurs vitesses au sommet de la ride est nulle, indiquant qu'il y a très peu de transport au dessus de la ride.

Lorsque les termes d'advection sont pris en compte (RR1 et RR2 – figure 3.2 (a) et (b)), l'amplitude du produit scalaire devient plus importante au voisinage de la ride, indiquant une déviation des iso- f/H plus forte. Cette déviation est d'autant plus importante que la vitesse du courant augmente. On peut également voir des vitesses plus élevées au sommet de la ride lorsque l'inertie est prise en compte et que l'on augmente l'intensité du courant. Un changement de dynamique est visible autour de la ride lorsque l'on change l'intensité du courant. Mais quel élément est responsable de ce changement de dynamique autour de la topographie ? Pour répondre à cette question, on intègre les termes de l'équation de vorticité barotrope de part et d'autre de la ride.

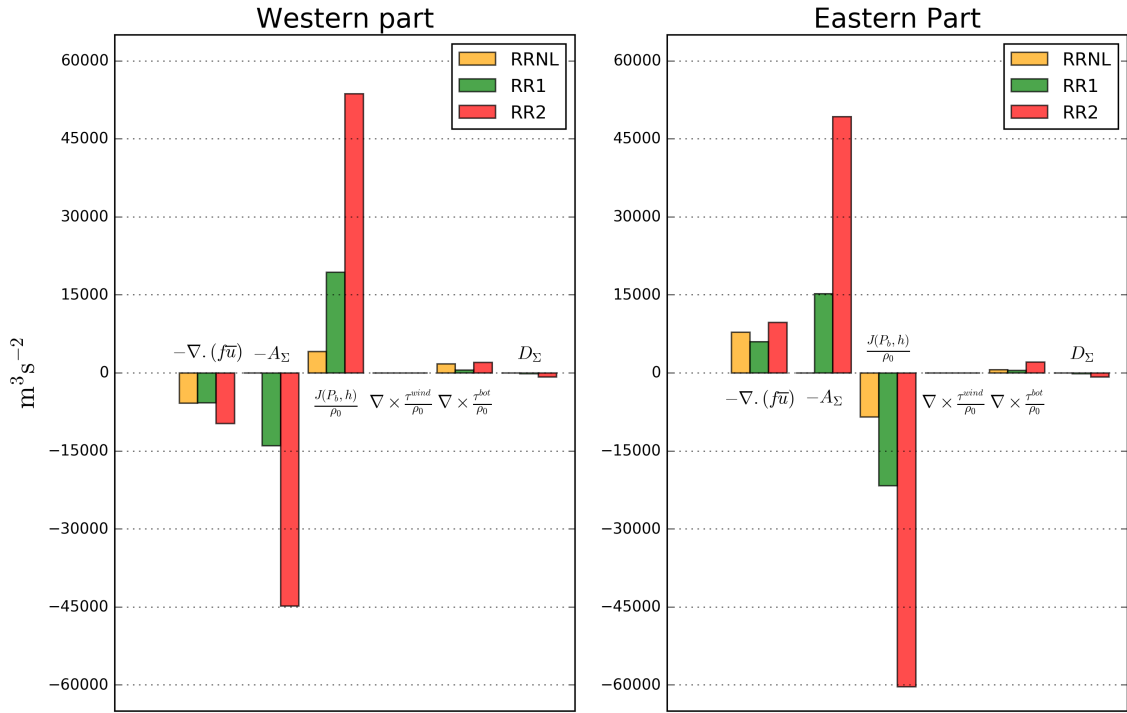


FIGURE 3.3 – Termes de l'équation de vorticité barotrope sur les bords ouest (droite) et est (gauche) des les cas RRNL (orange), RR1 (vert) et RR2 (rouge)

Dans le cas RRNL on a montré que le courant suivait fortement les iso- f/H . Dans la figure 3.3 on retrouve l'équilibre caractéristique d'un tel écoulement avec une compensation entre le BPT et la vorticité planétaire. La petite déviation des contours de f/H est liée au faible signal du frottement au fond. Si l'on prend le cas RR1, où les termes d'advection sont inclus, on remarque que le terme non linéaire devient important et dépasse en valeur absolue la vorticité planétaire. Comme le bilan total doit être nul, la compensation se fait par une augmentation de l'impact de la topographie au travers d'une amplitude plus forte du BPT. La valeur des frottements au fond ne varie que très légèrement entre RR1 et RRNL. Dans RR2, la valeur du terme non linéaire est la plus fortement impactée par le changement de vitesse. Ce qui nous montre que l'on a bien un lien entre inertie du courant et activité non linéaire. L'augmentation de l'amplitude du frottement est liée au fait que celui-ci est défini par une loi quadratique. Ainsi multiplier l'amplitude de la vitesse par deux multiplie le frottement par quatre. La vorticité planétaire est également augmentée puisque celle-ci dépend de la vitesse méridionale qui est plus importante. Par ces diagnostics on montre que l'on a bien un lien entre inertie et activité non linéaire au voisinage de la ride et qu'il y effectivement un changement de dynamique lié à cette dernière. Mais cette activité non linéaire est-elle responsable de l'augmentation du transport au dessus de la ride ?

Pour répondre à cette question, il est possible de calculer le transport associé à chacun des éléments de l'équation de vorticité barotrope. En effet la non divergence de l'écou-

lement permet d'écrire $\mathbf{U} = \mathbf{k} \times \nabla \psi$ où $\mathbf{U}$ est la vitesse barotrope et ψ la fonction de courant barotrope associée. Grâce à cette décomposition l'équation de vorticité barotrope peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \beta \partial_x \psi &= \frac{J(P_b, h)}{\rho_0} + \mathbf{k} \cdot \nabla \times \frac{\tau_{wind}}{\rho_0} - \mathbf{k} \cdot \nabla \times \frac{\tau_{bot}}{\rho_0} + D_\Sigma + A_\Sigma \\ \psi &= \frac{1}{\beta} \int_{x_e}^{x_w} \left[\frac{J(P_b, h)}{\rho_0} + \mathbf{k} \cdot \nabla \times \frac{\tau_{wind}}{\rho_0} - \mathbf{k} \cdot \nabla \times \frac{\tau_{bot}}{\rho_0} + D_\Sigma + A_\Sigma \right] dx \\ \psi &= \psi_{BPT} + \psi_{wind} + \psi_{bot} + \psi_B + \psi_A \end{aligned}$$

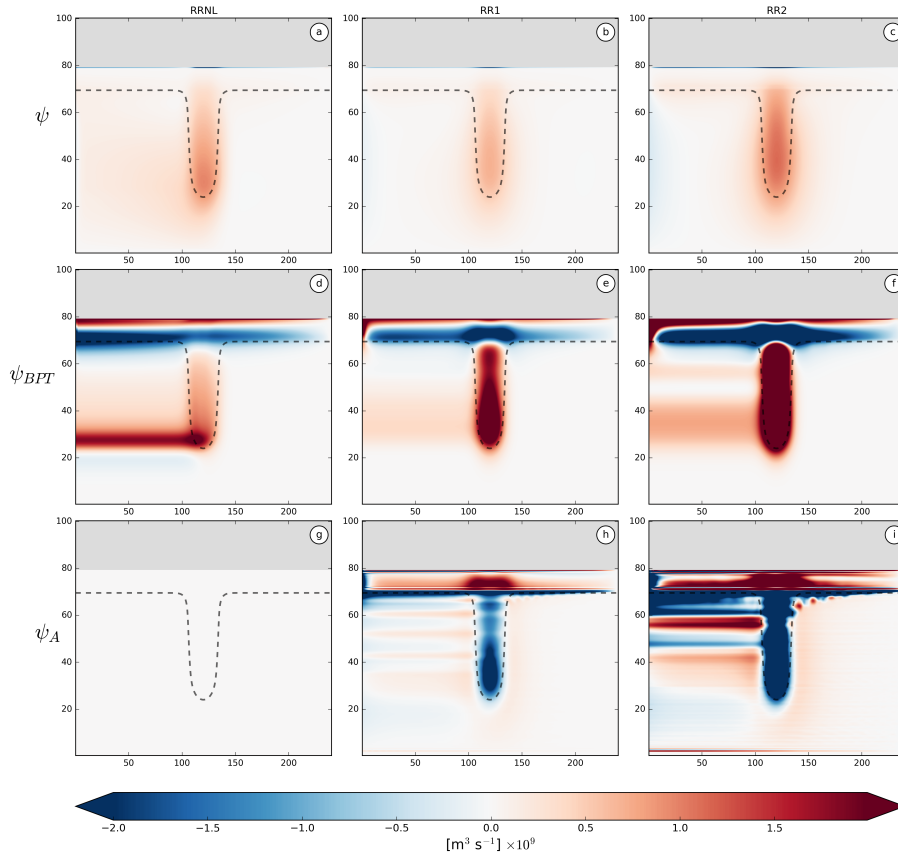


FIGURE 3.4 – (a,b,c) Transport total au dessus de la ride idéalisée ainsi que les composantes liées au (d,e,f) BPT et au (h,h,i) terme d'advection pour les simulations RRNL (première colonne), RR1 (colonne centrale) et RR2 (colonne de droite)

Dans l'étude idéalisée les transports associés à la diffusion et au vent sont nuls, celui associé au frottement au fond est très faible et c'est pour cette raison qu'il n'est pas représenté sur la figure 3.4. Dans chacun des cas la circulation autour de la ride est bien anticyclonique avec une signature positive sur la fonction courant (figure 3.4 (a,b,c)). Ce transport positif est principalement associé au BPT qui oblige le courant à suivre la topographie (figure 3.4 (d,e,f)). Dans RRNL ψ_{BPT} est très proche du transport total puisque l'effet du frottement au fond est faible. Dans les autres cas ψ_{BPT} est supérieur

au transport total mais il est équilibré par ψ_A . Le signe négatif de ce dernier (figure 3.4 (h,i)) tend à réduire la circulation cyclonique autour de la ride, ce qui signifie qu'il permet le transport au dessus de la topographie. Ceci est notamment visible en comparant les cas RRNL et RR1 où le transport total diminue par la prise en compte de l'advection. Avec l'augmentation de l'intensité du courant, le transport total est augmenté mais reste du même ordre de grandeur que dans RRNL. Les figures de transport permettent de retrouver le fait que plus le terme d'inertie est important plus le transport sur la partie nord de la ride est augmenté.

Cette étude idéalisée nous permet de conclure quant à l'importance des termes d'inertie sur le transport zonal au travers d'une ride. En l'absence de terme d'advection, le courant tend à suivre les contours de f/H et contourne ainsi la topographie. Lorsque l'on introduit ces termes, le courant a la possibilité de traverser ces lignes et de faire diminuer la circulation cyclonique autour de la ride. Cet effet est d'autant plus important que l'intensité du courant augmente et permet ainsi un passage plus au nord des masses d'eau.

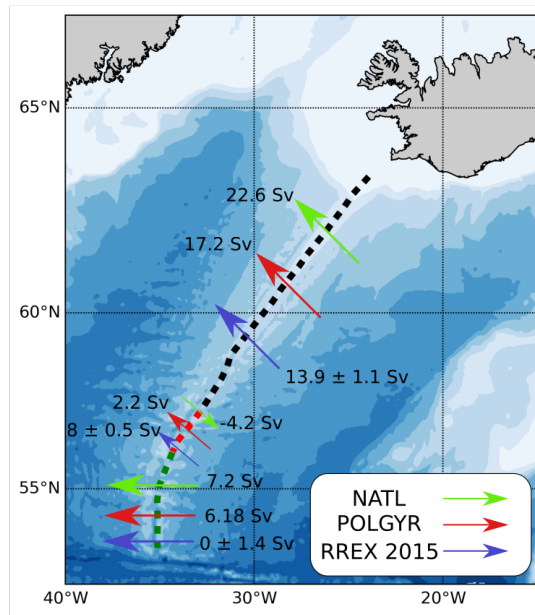


FIGURE 3.5 – Transport au dessus de la ride Reykjanes dans chacune des régions définies dans Petit et al. (2019) avec la région 1 (pointillé noir), région 2 (pointillé rouge) et région 3 (pointillé vert)

Dans nos simulations numérique de l'Atlantique nord, le transport au dessus de la ride de Reykjanes a tendance à être légèrement surestimé avec une valeur proche de 25.5 Sv dans NATL et POLGYR contre 21.9 ± 3 Sv pour les observations lors de la campagne RREX2015. Si l'on regarde plus en détail le transport au dessus de la ride dans différentes zones (comme dans Petit et al. (2018b)), on remarque que les simulations ont tendance

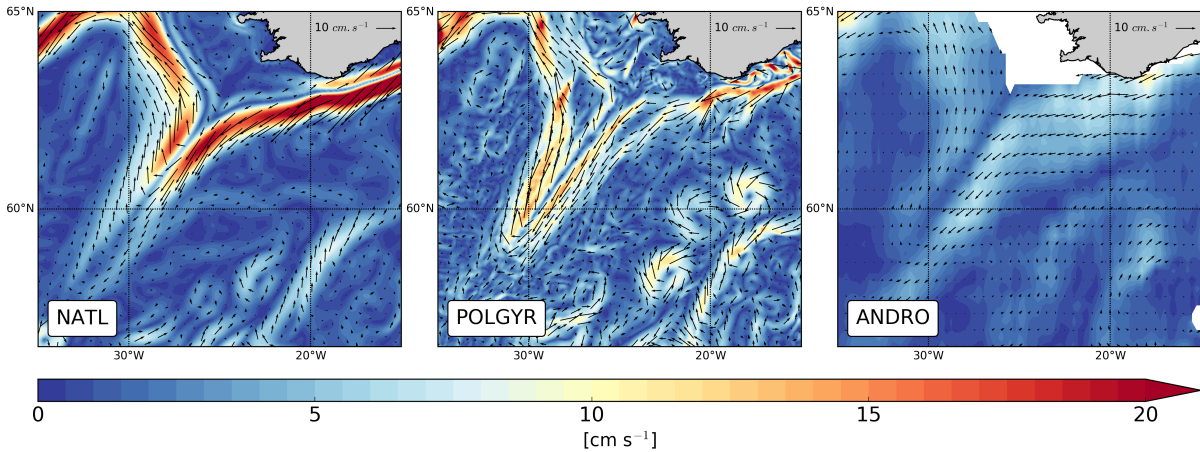


FIGURE 3.6 – Vitesse horizontale à 1000 m dans NATL, POLGYR et ANDRO

à surestimer de façon importante la quantité de masse d'eau qui passe par la partie nord (figure 3.5 pointillé noir). En effet 88 % du transport zonal total est situé dans cette région pour NATL. Cet effet semble partiellement corrigé dans POLGYR où le transport dans la partie nord diminue de 5 Sv. Les observations montrent que les eaux n'ayant pas traversé dans la région nord tendent à suivre la ride pour retraverser au niveau des zones de fracture, notamment la zone de fracture Bight ($\approx 57^\circ$ N, figure 3.5 pointillé rouge) (Petit et al., 2018a). Ainsi la réduction du transport dans la partie Nord dans POLGYR pourrait expliquer le transfert plus important dans la zone de fracture Bight.

Compte tenu de l'étude menée sur la ride idéalisée, cette différence de transport dans la partie nord pourrait être en partie expliquée si NATL montrait un courant plus intense en amont de la ride. Une coupe des vitesses à 1000 mètres (figure 3.6) nous confirme bien cette hypothèse. L'intensité maximale du courant en provenance de la pente Islandaise est supérieure à 20 cm.s^{-1} dans NATL contre 18 m.s^{-1} pour POLGYR. Ces deux valeurs sont bien supérieures à celle de la base de donnée ANDRO et pourrait ainsi expliquer pourquoi le transport est plus important dans la partie nord comparé aux observations. Il faut toutefois noter que la difficulté d'échantillonnage des courants de bord par les flotteurs pourrait sous estimer l'intensité du courant dans ANDRO.

Ce biais de vitesse trop intense sur la partie Est de la ride n'est pas spécifique à ces simulations et on le retrouve dans d'autres modèles Treguier et al. (2005). Celui-ci pourrait avoir un impact sur la structure des masses d'eau. En effet les eaux qui traversent la ride dans cette région ont tendance à être chaudes et salées, ce qui peut impliquer un transport de sel et de chaleur trop important vers le bassin d'Irminger. Une réduction de ce transport pourrait ainsi permettre aux masses d'eau de subir plus de mélange le long de la ride et ainsi réduire l'apport en sel et en chaleur vers la partie ouest du gyre. L'augmentation de résolution semble pouvoir réduire l'intensité du courant et améliorer la circulation autour de la ride. Une étude plus poussée serait nécessaire afin de définir les éléments importants dans une bonne représentation de ce courant.

DYNAMIQUE DU ROCKALL TROUGH

Cette étude a été menée en collaboration avec Angelina Smilenova, National University of Ireland, Galway (NUIG). Les résultats présentés dans cette partie sont utilisés dans l'article Smilenova et al. (2019) (Annexe A) pour justifier l'importance des interactions entre les courants et la topographie et des tourbillons dans la dynamique de cette région et sont l'ébauche d'un futur article.

Le gyre subpolaire Nord Atlantique est une région essentielle pour le bilan de chaleur et de carbone de l'océan. Les tourbillons de méso-échelle, avec un rayon entre 10 et 100 km, jouent un rôle important dans la modulation de ces flux (Zhao et al., 2018a). La répartition de l'énergie cinétique turbulente (eddy kinetic energy, EKE) calculée à partir des flotteurs Argo à une profondeur comprise entre 1000 et 1500 m révèle la présence de tourbillons de méso-échelle intenses dans les différents bassins (Fischer et al., 2018). Ces zones se manifestent en mer du Labrador, où des "Irminger Rings" sont régulièrement générés du fait d'instabilités du courant d'Irminger, mais aussi dans le bassin d'Iceland et dans le Rockall Trough (RT), où circule une branche du courant Nord Atlantique (Houpert et al., 2018).

Le RT est une zone ayant une forme de bol d'une profondeur maximale de 2 900 m, située entre le plateau continental à l'ouest de l'Irlande et le Rockall plateau (Fig. 4.1). Cet élément topographique s'étend de Porcupine Bank au sud jusqu'à Anthon Dohrn Seamount au Nord. Ce chenal est une zone de rencontre entre, en surface, des eaux chaudes et salées venant du sud et allant vers les mers nordiques, et en profondeur des eaux plus froides du nord ayant traversé par le chenal Faroe-Shetland et la ride Wyville-Thompson.

La littérature la plus ancienne sur l'activité de méso-échelle dans cette zone remonte à Ellett et al. (1983) qui avait mis en évidence la présence d'un tourbillon cyclonique à environ 59° N. Un peu plus tard, (Ellett et al., 1986) proposent, grâce à une analyse d'une série de données, un schéma de circulation de surface où l'on voit apparaître une signature anti-cyclonique dans l'intérieur du RT. L'utilisation de bouées dérivantes dans le RT par Booth (1988) a montré une forte activité méso-échelle fortement liée à la topographie. Cette étude a également permis de définir deux types de tourbillons, l'un au voisinage de Porcupine Bank au sud et l'autre plus au nord autour de Anton Dohrn Seamount. L'auteur suggère que la formation de ces tourbillons peuvent avoir un impact sur la circulation plus grande échelle dans cette zone. Des observations par altimétrie (Heywood et al., 1994; White and Heywood, 1995; Volkov, 2005) sont venues compléter ces observations

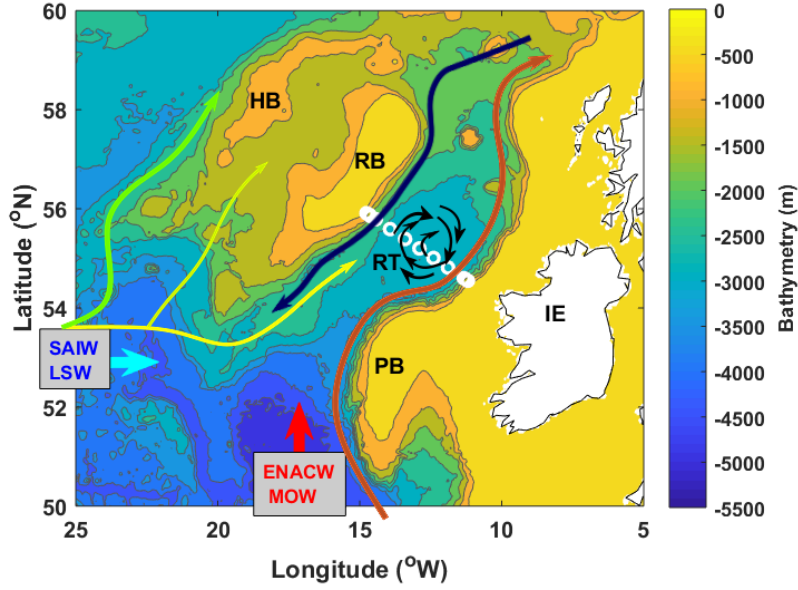


FIGURE 4.1 – Bathymétrie du Rockall Trough (RT) avec des contours tous les 500-m. Les chemins des courants sont représentés par des flèches de couleurs. Les flèches vertes et jaunes montrent les trajectoires des branches du Courant Nord Atlantique. Les eaux intermédiaires sub-arctique (SAIW) et de la Mer du Labrador (LSW) entrent le RT de l’ouest, tandis que les eaux de l’est du bassin Nord Atlantique (ENACW) et de la Mer Méditerranée (MOW) s’écoulent dans le chenal par le sud. Les flèches oranges et bleues représentent respectivement les courants de pente (SC) et les eaux en provenance de la ride de Wyville-Thomson (WTOW). Les flèches noires tournant dans le sens des aiguilles d’une montre localisent la signature de surface de l’anticyclone du RT. Les chemins des courants sont dérivés de Holliday et al. (2015). Cette figure est extraite de Smilenova et al. (2019).

et ont montré un signal important d’EKE localisé dans le RT, confirmant ainsi la forte activité méso-échelle de cette région ainsi que la présence d’une structure intense en son centre (12° 0, 55° N). Plus récemment Xu et al. (2015) a confirmé la présence d’un anticyclone de surface semi-permanent à partir d’altimétrie et a attribué sa formation à la déstabilisation d’une des branches du Courant Nord Atlantique s’écoulant dans la dépression topographique. L’analyse de flotteurs Argo (profondeur entre 1000 et 1500 m) dans cette zone a permis de mettre en avant un fort signal d’EKE associé à une circulation anticyclonique en profondeur dans le RT (Fischer et al., 2018). Ce signal indique que ce tourbillon n’est pas seulement une structure intensifiée en surface mais possède également une forte extension verticale. Ceci est également confirmé par Smilenova et al. (2019) par l’analyse de données CTD de campagnes réalisées par le Marine Institute, Ireland en Janvier et Février entre 2006 et 2013. Cette étude met en avant le caractère profond de ce tourbillon avec un maximum de vitesse localisé à 500 m de profondeur et s’étendant jusqu’à 2000 m. Cet anticyclone semble nourri par la fusion de plus petits tourbillons riches en eaux chaude et salée originaire de la Mer Méditerranée.

Les modèles numériques avec des résolutions de l'ordre de $1/12^\circ$ ne semblent pas capable de reproduire cet anticyclone (Treguier et al., 2005). Ainsi nous émettons l'hypothèse que les échelles inférieures au rayon de déformation de Rossby local ($R_d \approx 10 - 20$ km) sont importantes pour la formation et la dynamique de l'anticyclone du RT. Ce qui justifie le besoin pour un modèle résolvant ces échelles dans cette région.

4.1 Représentation de la méso-échelle

Dans cette étude nous utilisons la même configuration que dans la partie précédente. L'unique différence est la durée de l'étude. Précédemment nous avons étudié la période 1999-2008, ici nous simulons la période 2009-2011. Ces années ont été choisies afin de pouvoir comparer nos résultats avec ceux des mouillages de l'année 2011 qui couvrent toute la largeur du RT (Smilenova et al., 2019). Afin de limiter la dérive des masses d'eau la période de spin-up est réduite à 1 an. Les résultats présentés portent sur l'année 2011.

Comment nous l'avons vu précédemment le changement de résolution permet d'augmenter l'activité méso-échelle de nos simulations dans les différents bassins. Cet effet est également visible dans le RT où il y a de forte différence d'EKE en surface entre les simulations à 6 et 2 km (Fig. 4.2 (a,c)). A basse résolution, la valeur maximale d'EKE au centre du chenal est de $200 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$, ce qui est légèrement inférieur à ce qui est obtenu par les bouées de la NOAA ($\approx 350 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$, Fig. 4.2 (e)). Cependant, dans cette même simulation on retrouve des signatures d'EKE sur la partie ouest de Porcupine Bank qui est une région de formation de tourbillons (Ullgren and White, 2012). A plus haute résolution on voit apparaître un signal d'EKE plus important au centre du RT avec une valeur maximale proche de $500 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ et les amplitudes au sud sont diminuées et plus proches des observations.

En observant les écoulements de surface on distingue la présence d'une signature anticyclonique dans chacun des cas. A basse résolution, le fait que cette signature ne soit pas associée à un fort signal d'EKE en surface semble indiquer que l'on a une recirculation permanente et non intermittente. Les signatures que l'on peut voir à 12° O , 55° N dans les observations et à 2 km de résolution sont représentatives d'un tourbillon anticyclonique. Le fait que l'on ait un signal plus marqué dans le modèle signifie que l'on a une structure trop intense. Cette différence peut également s'expliquer par le lissage utilisé pour représenter les données sur une grille au quart de degré. De manière plus générale la circulation de surface dans le RT est mieux représentée qu'à plus basse résolution avec une meilleure représentation de la réflexion du courant en 16° O , 54° N ainsi qu'une forme correcte du courant dans la partie sud de la zone (entre 54 et 56° N).

Comme montré par Smilenova et al. (2019), l'anticyclone présent dans le RT possède une forte extension verticale qui se retrouve dans le signal EAPE en profondeur (Fig. 4.2 (b,d,f)). Cette signature de l'activité méso-échelle n'est que très peu visible dans notre

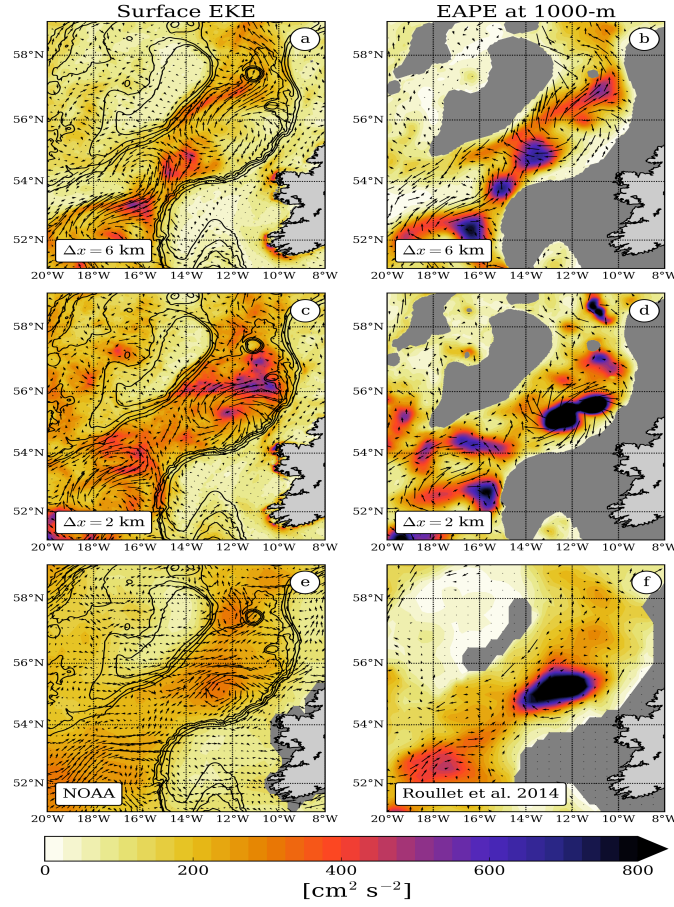


FIGURE 4.2 – Représentation de l’énergie cinétique turbulente de surface (gauche) et de l’énergie potentielle disponible turbulente (droite) pour les simulation à $\Delta x = 6$ (a,b) et 2 km (c,d). Ces résultats sont comparés aux résultats obtenu à partir de bouées dérivantes de la NOAA (e, Laurindo et al. (2017)) et des flotteurs argo en profondeur (f, Roulet et al. (2014))

simulation à 6 km. Un résultat similaire se retrouve dans la simulation réalisée dans la même gamme de résolution ainsi qu’avec le même modèle dans Vic et al. (2018). Notre simulation à plus haute résolution semble représenter fidèlement la signature de l’anticyclone avec une position et une amplitude similaires aux observations (Roulet et al., 2014). Sur la partie dynamique on retrouve les mêmes signaux que pour la surface. Le seul point noir que l’on peut observer dans la simulation à 2 km est l’intensité trop importante du tourbillon comparée aux observations. Cette zone étant correctement échantillonné par les flotteurs Argo, cela peut sous entendre une faiblesse du modèle à représenter les phénomènes de dissipation de cette structure.

Puisque la variabilité de l’anticyclone ainsi que ses signatures sur un plan 2D sont correctement représentées dans notre simulation à 2-km, nous pouvons utiliser le modèle pour décrire la structure verticale dans son intégralité. Pour cela nous réalisons une section de vitesse à l’intérieur de la structure. La position de cette section est repérée par la ligne noire dans la Figure 4.3 (a) et correspond à la section présentée dans Smilenova et al.

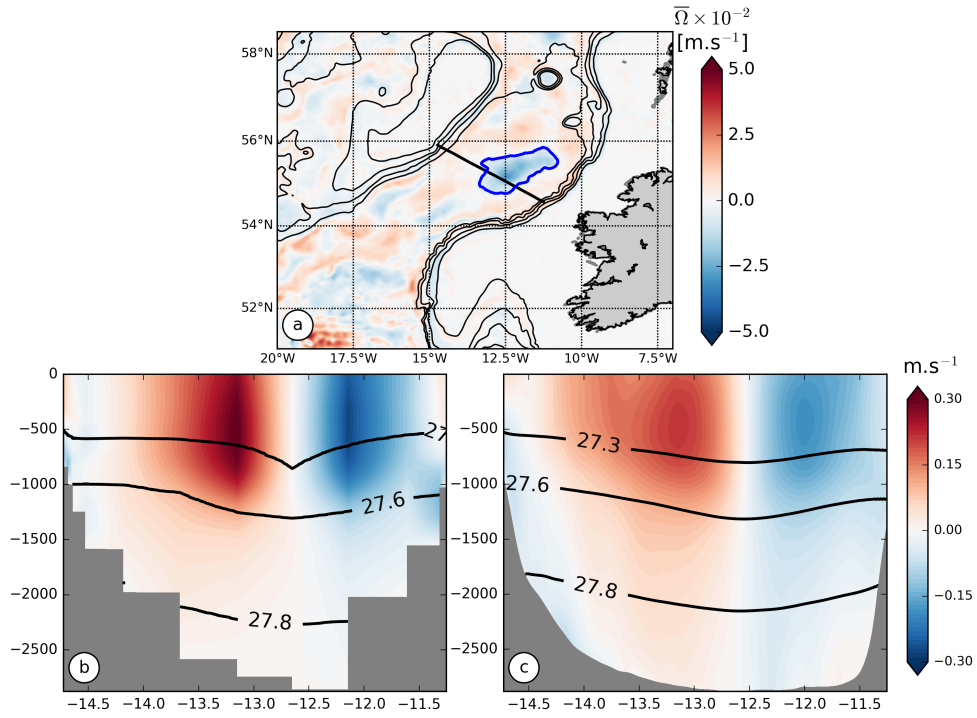


FIGURE 4.3 – (a) Vorticité barotrope moyenne de la simulation à $\Delta x = 2 \text{ km}$ sur l’année 2011. La ligne noire représente la section où les mesures in-situ ont été réalisées en Janvier-Février 2011 (b) et leur équivalent dans notre simulation (c). Le contour fermé bleu représente un contour de vorticité barotrope égal à -0.005 m.s^{-1} sur lequel l’équation de vorticité barotrope a été intégrée

(2019) et réalisée en Janvier 2011 (Fig. 4.3 (b)). La vitesse obtenue par observation est dérivée à partir de la température et de la salinité en supposant un équilibre géostrophique. Pour ce calcul la vitesse est supposée nulle à un niveau de référence qui est choisi comme étant, pour chaque paire de CTD, le point de pression maximum de la CTD la moins profonde. Cette vitesse est comparée à la vitesse géostrophique calculée à partir du modèle (Fig. 4.3 (c)) où nous avons choisi un niveau de référence à la surface avec une vitesse calculée à partir du gradient de surface libre. Les deux sections révèlent des structures verticales très proches avec des maxima de vitesses localisés à 500 m de profondeur. De même, la stratification de la simulation est proche des observations avec des pentes et des profondeurs d’isopycnés similaires.

En comparant notre simulation à 2 km avec des observations nous pouvons conclure qu’elle représente de façon satisfaisante la circulation et la variabilité de l’anticyclone du RT. Ainsi il nous semble juste de dire que l’on peut étudier de façon plus poussée la dynamique de cet anticyclone grâce à notre simulation. Dans la suite de cette étude nous nous limitons à notre simulation à 2 km puisque celle à 6 km est plus éloigné des observations.

4.2 Dynamique de l'anticyclone du Rockall Trough

Dans cette section nous étudions la dynamique de l'anticyclone présent dans le Rockall Trough en utilisant l'équation de vorticité barotrope présentée dans le chapitre 3. L'utilisation de cette technique nous semble justifiée puisque le tourbillon possède une forte composante barotrope comme on peut le voir dans la Fig. 4.3. Cette équation va nous permettre de déterminer les composantes majeures qui nourrissent ce tourbillon en vorticité négative (puisque c'est un anticyclone). L'équation de vorticité barotrope s'écrit sous la forme :

$$\underbrace{\frac{\partial \Omega}{\partial t}}_{rate} = - \underbrace{\nabla \cdot (f\bar{u})}_{planet. vort. adv.} + \underbrace{\frac{J(P_b, h)}{\rho_0}}_{bot. pres. torque} + \underbrace{k \cdot \nabla \times \frac{\tau_{wind}}{\rho_0}}_{wind curl} - \underbrace{k \cdot \nabla \times \frac{\tau_{bot}}{\rho_0}}_{bot. drag curl} + \underbrace{D_\Sigma}_{horiz. diffusion} + \underbrace{A_\Sigma}_{NL advection}$$

La zone d'intégration pour ces termes est choisie comme étant un contour fermé de vorticité barotrope et est représentée par le contour bleu de la Fig. 4.3. Par construction la valeur de vorticité planétaire $\nabla \cdot (f\bar{u})$ est nulle. La principale source de vorticité barotrope négative est le terme non linéaire A_Σ (Fig. 4.4). Celui ci est compensé par le BPT et le frottement au fond. L'apport de vorticité positive par le BPT s'explique par la forme de la topographie. Le signe positif pour les frottements est dû au fait que l'on a un tourbillon anticyclonique qui est en contact avec le fond, ainsi les frottements vont s'opposer au mouvement et générer de la vorticité positive. Du fait de la faible aire couverte par le tourbillon, la contribution du vent est faible, ce qui signifie que la contrainte du vent n'impacte que très peu la dynamique du tourbillon.

Le fait que le terme d'advection non linéaire soit l'élément majeur de la dynamique du tourbillon est un résultat surprenant. Si l'on reprend l'exemple de l'écoulement autour d'un élément topographique, c'est la forme de cette dernière qui va favoriser une circulation plutôt qu'une autre (cyclonique ou anticyclonique). Au niveau du bilan de vorticité, cela s'exprime par un BPT du signe de la circulation (positif pour cyclonique et inversement) qui est compensé principalement par des termes non linéaires (et éventuellement des frottements). Ici on a le cas inverse où les termes non linéaires sont la source principale de vorticité négative qui est équilibrée par le BPT. Cela signifie que cette source principale de vorticité n'est pas locale mais vient d'un élément extérieur à l'anticyclone. On peut faire le parallèle avec le résultat concernant le gyre subpolaire où la dynamique est forcée par les termes non linéaires qui ne sont pas des effets locaux mais proviennent de la génération de vorticité le long des pentes et du Courant Nord Atlantique. Il reste à savoir si ces effets sont dû à un écoulement moyen ou à des effets turbulents.

Pour cela on utilise la décomposition du terme non linéaire proposée dans le chapitre 3. En intégrant cette décomposition sur la même région que précédemment on remarque que la source majeure de vorticité négative est dominée par des effets turbulents et baroclines

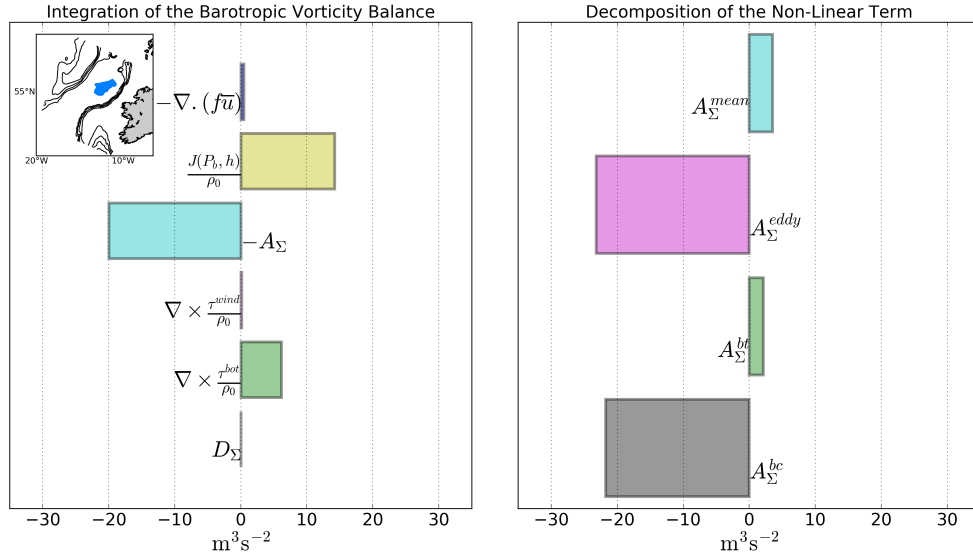


FIGURE 4.4 – Intégration des différents termes de l’équation de vorticité barotrope sur le contour fermé présenté en Fig. 4.3 (a) (gauche) et décomposition du terme non linéaire sur cette zone (droite).

(Fig. 4.4). Les contributions moyennes et barotropes de l’écoulement ne contribuent pas à l’apport de vorticité négative pour l’anticyclone. La décomposition en partie moyenne et turbulente a été réalisée sur un an, ainsi la partie turbulente contient de nombreux phénomènes tels que de plus petits tourbillons ou encore la convection hivernale. Pour voir si l’un de ces deux phénomènes domine par rapport à un autre nous avons réalisé ce même bilan sur différentes saisons (non montré). On retrouve que même en été, lorsque l’on n’a pas de convection, les termes non linéaires sont la source principale de vorticité négative. Ceci s’ajoutant à la présence d’une forte baroclinicité (signifiant qu’il n’y a pas de signature sur toute la colonne d’eau), nous fait penser que l’anticyclone est nourri en vorticité négative par de plus petits anticyclones ayant une structure très localisée sur la verticale. Ce propos est illustré par un exemple de la fusion de l’anticyclone du RT avec des vortex de plus petite taille (Fig. 4.5). Des instantanés de vorticité relative normalisée par la fréquence de Coriolis à 1000 m montrent la formation d’un filament de vorticité négative le long de Porcupine bank. Ce filament se sépare de la topographie, s’enroule et forme un tourbillon anticyclonique qui est attiré par l’anticyclone du RT. A son voisinage le tourbillon de petite échelle est étiré autour de l’anticyclone jusqu’à leur fusion totale.

Nous allons donc nous intéresser à une des sources de cette vorticité négative en recherchant où ces plus petites structures peuvent être générées dans le voisinage du tourbillon et si elles ont des chances de l’atteindre pour fusionner avec lui. Ici nous n’excluons pas le fait que la convection, qui peut atteindre 700 m dans cette région d’après les données ISAS, puisse avoir un impact sur la dynamique de l’anticyclone, nous limitons seulement notre étude à un des deux phénomènes. Le cas similaire d’un anticyclone qui est nourri en vorticité par de plus petites structures ainsi que par des phénomènes de convection est

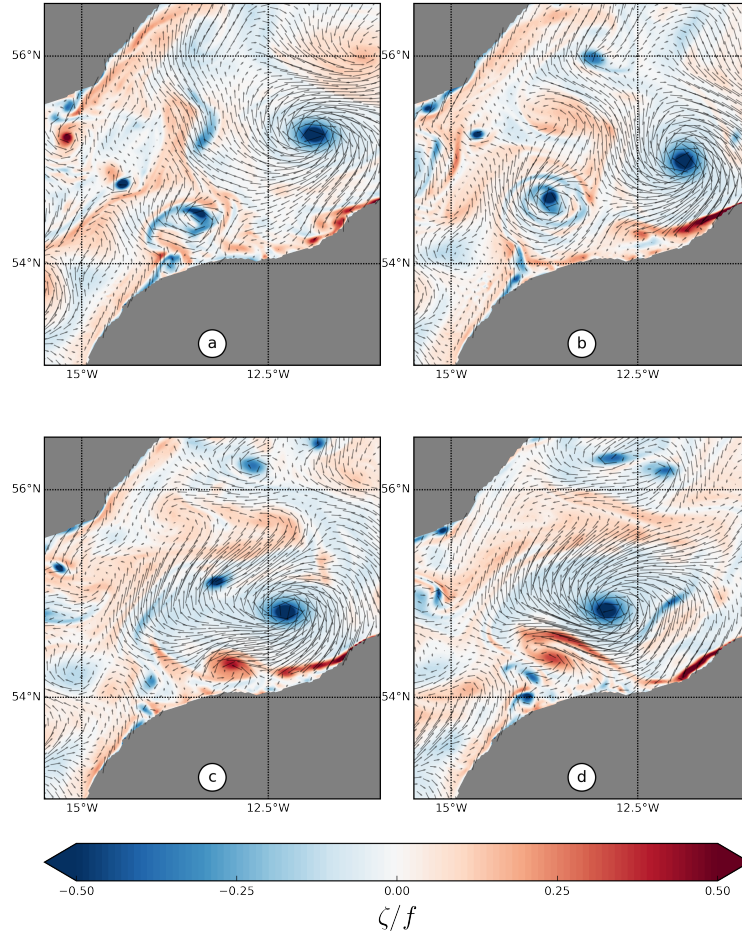


FIGURE 4.5 – Succession d’aperçu de ζ/f à 1000-m de profondeur montrant la formation de tourbillon de plus petite échelle le long de Porcupine Bank et fusion avec l’anticyclone du RT. Les images sont espacées de 6 jours et suivent l’ordre de numérotation.

présent dans le bassin du Lofoten plus au nord (Ivanov and Korablev, 1995; Köhl, 2007; Volkov et al., 2015; Bosse et al., 2019).

4.3 Génération de tourbillons de plus petite échelle

4.3.1 Zone de génération

Dans cette partie nous nous intéressons à la formation de ces tourbillons de plus petite échelle. Pour illustrer la présence de ces tourbillons de petite échelle à proximité de l’anticyclone du RT, une section regroupant ces différentes structures est présenté en Fig. 4.6. Nous pouvons ainsi voir sur une coupe de vorticité relative la présence de l’anticyclone du RT proche de 55° N avec un maximum de vorticité localisé aux environs de 750 m de profondeur entre les isopycnes 27.25- 27.3 $kg.m^{-3}$. Entre 53.5° N et 55° N, trois anticyclones, de vorticité relative normalisé par f $\frac{\zeta}{f} < -0.6$, sont visibles entre les isopycnes 27.3-27.7 $kg.m^{-3}$. La génération de tourbillons à cette profondeur est majoritairement le

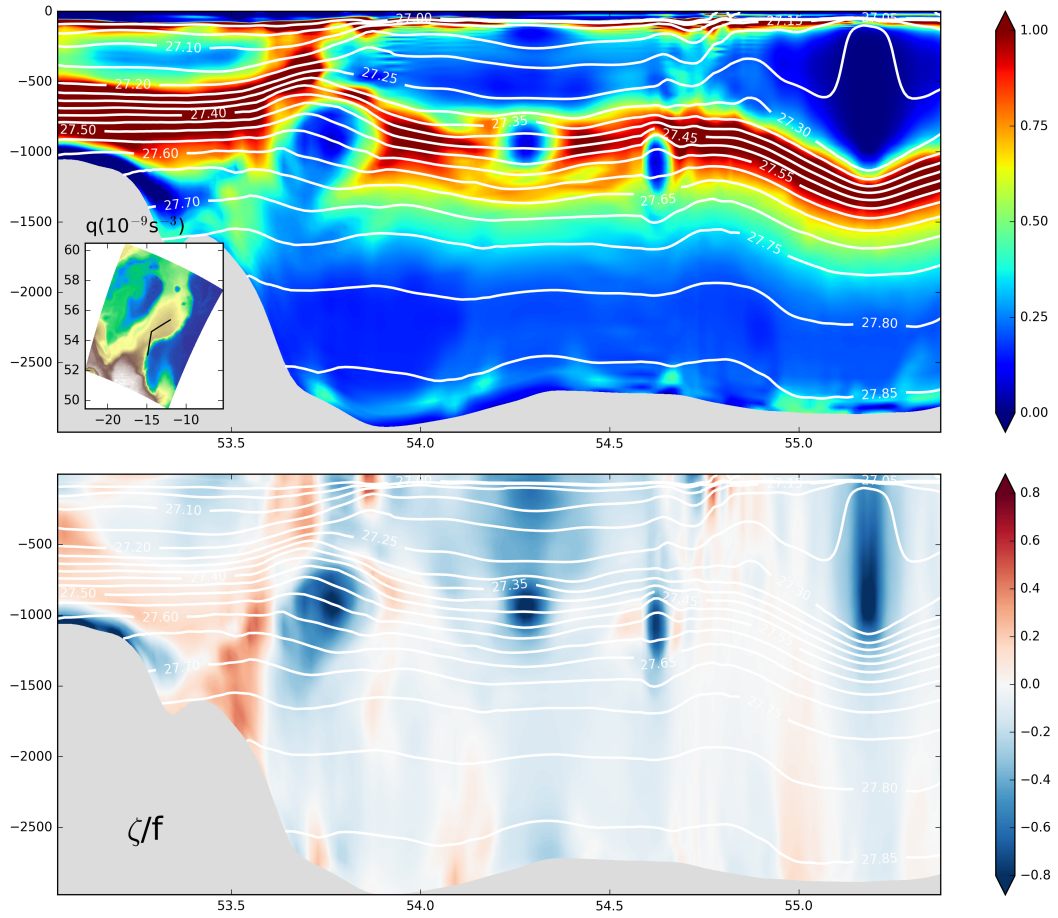


FIGURE 4.6 – Section de vorticité potentielle (q , haut) et de vorticité relative normalisé par f (ζ/f , bas) dans le RT. L’anticyclone est visible au nord de 55° N avec un noyau à 700-m de profondeur avec un minimum de vorticité potentielle et de vorticité relative. Plusieurs forme d’anticyclone de petites échelles sont visibles à 53.75° , 54.25° , 54.65° N.

résultat d’interactions entre un courant de bord et la topographie. Les coeurs de ces tourbillons sont situés vers 800 m, ce qui est plus profond que la profondeur maximale de la convection hivernale dans cette région (en dehors de l’anticyclone on a une couche de mélange d’environ 500 m), ce qui exclu leur formation par ce processus.

Dans cette région le courant moyen circule de manière cyclonique autour du RT, ce qui signifie avec la topographie la moins profonde sur sa droite. Les effets de friction au fond vont ainsi provoquer la génération de vorticité relative et de vorticité potentielle (potential vorticity, PV) négative dans la couche limite de fond. Quand cette couche limite se décroche de la pente, cela peut mener à une instabilité centrifuge et la formation de tourbillons cohérents (D’Asaro, 1988).

La PV est définie comme $q = \omega_a \cdot \nabla b$, avec $\omega_a = f\mathbf{z} + \nabla \times \mathbf{u}$ la vorticité absolue et la flottabilité $b = -g\frac{\sigma}{\rho_0}$ où σ est la densité potentielle référencée à la surface, ρ_0 la densité moyenne de référence et g l’accélération de gravité. Comme on l’a dit précédemment un courant avec la topographie sur sa droite va générer de la vorticité négative, ainsi les zones avec une variation de PV importante vont être susceptibles d’être à l’origine de la

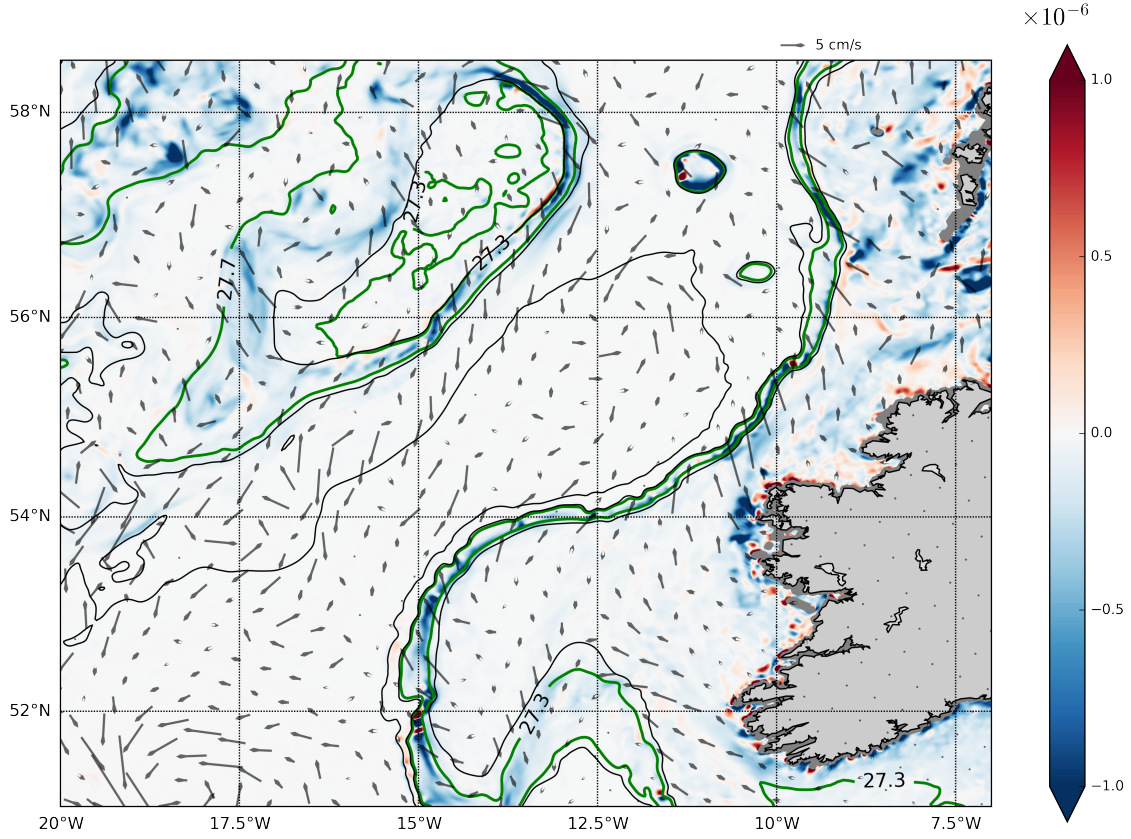


FIGURE 4.7 – Flux de vorticité potentielle moyen au fond. Les contours verts correspondent à l'intersection des isopycnes 27.3, 27.7 $kg.m^{-3}$ avec la topographie

formation de tourbillons. Pour trouver ces zones de variation de PV on utilise l'équation de flux de PV (Gula et al., 2019) :

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\underbrace{q\mathbf{u}}_{J_A} - \underbrace{\omega_a \frac{Db}{Dt}}_{J_D} + \underbrace{\nabla b \times \mathbf{F}}_{J_F} \right] = 0$$

où $\mathbf{F}$ correspond aux forces non conservatives par unité de masse. Chacun des termes représente respectivement l'advection de PV, le flux diabatique et le flux frictionnel. Quand on intègre entre deux isopycnes qui intersectent la topographie mais qui ne remontent pas à la surface (intervalle que l'on nomme I) l'équation précédente peut être réduite à :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_I q dV = \int_I \underbrace{J_b}_{-(J_D + J_F)} dV$$

,

Ce qui signifie que la source principale de PV le long d'une pente est déterminée par le flux frictionnel et diabatique. Ainsi le calcul du J_b nous indique quels sont les lieux où l'on peut avoir la formation répétée de tourbillons.

Le flux de PV est négatif sur l'ensemble du RT (Fig. 4.7), ce qui est en accord avec le

fait que le courant moyen circule cycloniquement autour du RT. Des valeurs importantes de flux de PV apparaissent le long de Porcupine bank et du Rockall Plateau. Les signaux les plus forts sont situés, en moyenne, entre les isopycnes 27.3 et 27.7 $kg.m^{-3}$. Le flux de PV est dominé par les effets frictionnels, les effets diabatiques ont tendance à générer de la vorticité positive (non montré).

Comme la PV est conservée entre deux isopycnes, un tourbillon généré dans cette gamme de densité restera dans celle-ci et se déplacera dans le bassin en suivant les isopycnes dans le bassin. En observant une coupe de PV (Fig. 4.6) on voit que les tourbillons dont nous avons parlé précédemment se trouvent dans la gamme de densité 27.3 and 27.6 $kg.m^{-3}$. Cela signifie qu'ils ont effectivement été générés proche de la topographie et qu'ils vont rester entre ces deux isopycnes. Ainsi en arrivant au voisinage de l'anticyclone du RT, les tourbillons de plus petite échelle vont plonger et fusionner avec celui-ci   la base de son noyau.

4.3.2  tude lagrangienne

Nous avons identifié différentes zones où la vorticité négative est générée dans le RT. Pour déterminer si les tourbillons formés le long de la pente peuvent atteindre l'anticyclone au centre du RT nous utilisons une approche lagrangienne.

Nous relâchons des particules au dernier pas de temps au centre de l'anticyclone puis nous les advectons à rebours pour identifier leur provenance. Nous divisons le vortex en trois gammes de densité : légère (plus légère que 27.3 $kg.m^{-3}$), intermédiaire (entre 27.3 and 27.7 $kg.m^{-3}$) et lourde (supérieur à 27.7 $kg.m^{-3}$). Nous traçons la fonction de densité de probabilité 2-D pour les particules dans chacune des couches. La densité de probabilité est binnée sur une grille de résolution $1/5^\circ$ et correspond, pour chaque bin, à la probabilité qu'une particule soit passée dans ce bin au moins une fois pendant toute la durée de la simulation (van Sebille et al., 2018).

Puisque les particules partent du centre du RT la probabilité dans cette zone est proche de 100 %, la colorbar choisie est ainsi saturée pour pouvoir distinguer les zones avec des densités de probabilité plus faibles. Les masses d'eau légère et intermédiaire semblent principalement venir du courant s'écoulant vers le nord le long de Porcupine Bank (Fig. 4.8 (a,b)) qui correspond à une zone où l'on a de forts gradients négatifs de PV. Pour chacune des couches on a une seconde branche qui vient directement du sud-ouest mais cette dernière est particulièrement visible pour les eaux lourdes (Fig. 4.8 (c), $\sigma > 27.7 kg.m^{-3}$). Peu de particules en provenance du nord ont atteint l'anticyclone, celles qui y arrivent le font dans la gamme d'eau intermédiaire (Fig. 4.8 (b), $23.6 < \sigma < 27.7 kg.m^{-3}$). Ceci nous permet de déterminer l'origine des masses d'eau nourrissant le noyau de l'anticyclone en PV. Puisque la PV est conservée entre deux surfaces isopycnales, et que les variations ne peuvent avoir lieu que par interaction avec le fond (ou la surface),

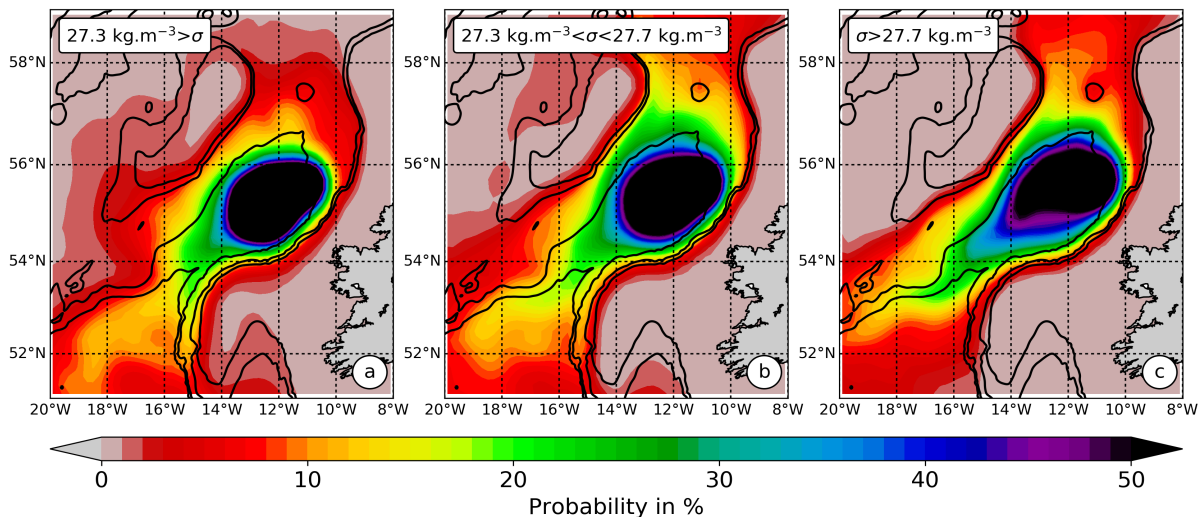


FIGURE 4.8 – Probabilité qu’une particule occupe un bin en particulier au moins une fois au cours de la simulation dans chacune des couches du RT.

l’observation du changement de PV en lagrangien nous donne une information sur la provenance des tourbillons. Ainsi la Fig. 4.9 représente la variation de PV moyenne dans chacun des bins traversé par les particules. Les signaux les plus important sont visibles au niveau de Porcupine Bank (PB) en 53°N, 13° W et le long de la côte Irlandaise (IS) en 55°N, 10° W.

Les particules étant passées par IS (Fig. 4.10 (a)) ont une densité de probabilité très forte à l’intérieur du RT signifiant qu’elles ont effectué de nombreuses recirculations à l’intérieur du chenal. Cette PDF s’étire vers le nord et possède des ressemblances avec celle présentée en Fig. 4.8. En comparaison, la PDF des particules étant passées par PB (Fig. 4.10 (b)) est très faible dans le nord. Cela signifie que les particules en provenance du nord du RT et qui ont atteint l’anticyclone ont de fortes chances de passer par l’IS. Le signal au sud-ouest du RT dans la Fig. 4.8 se compare bien à celui des particules étant passées par PB. Malgré cela, un faible signal au sud RT apparaît pour les particules étant passées par l’IS. Ainsi une majorité des masses d’eau atteignant l’anticyclone en provenance du sud ont de forte chance de passer par PB, celles qui ne le font pas recirculent dans le RT et passent par la côte irlandaise.

4.3.3 Formation des tourbillons

On a vu que l’on a deux zones de génération de tourbillons qui peuvent nourrir l’anticyclone de RT en vorticité négative. Ici nous allons nous intéresser à la formation de tourbillons dans la zone de Porcupine Bank.

Smilenova et al. (2019) a identifié deux zones préférentielles de décrochement de tourbillons anticycloniques le long de Porcupine Bank (A : 15° O, 52° N / B : 14.5° O, 53.5° N, Fig. 4.11). La formation des tourbillons en B semble liée à l’interaction de la branche

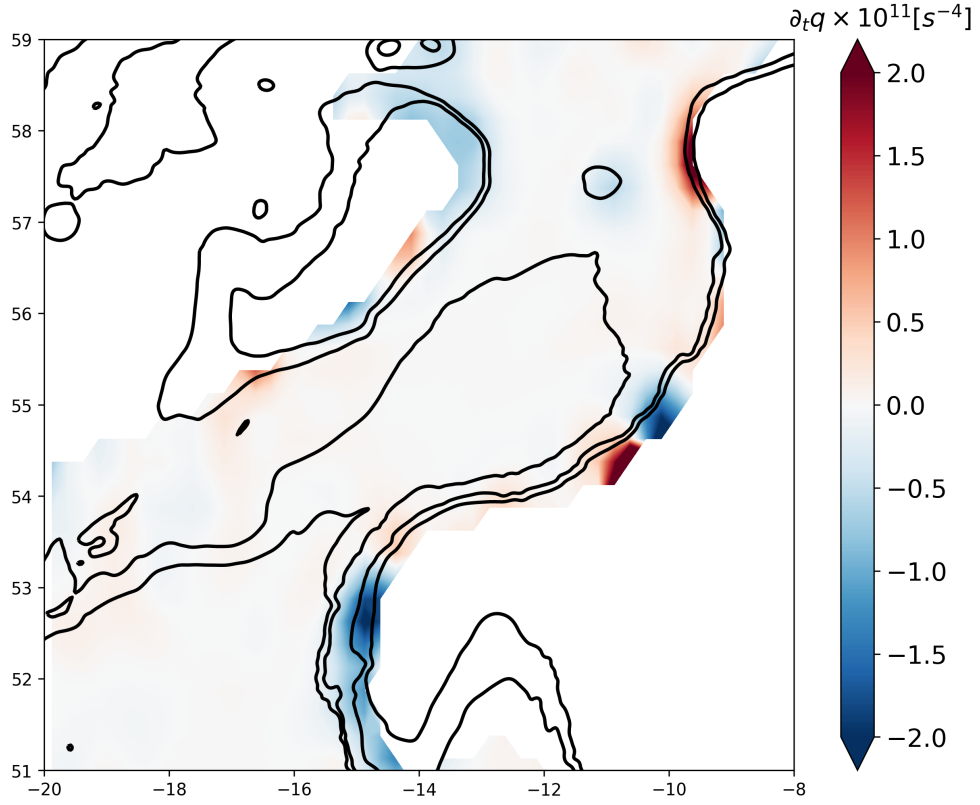


FIGURE 4.9 – Variation temporelle de vorticité potentielle de chaque particules binnée sur une grille au $1/5^\circ$

du NAC, venant de l'est, avec la topographie avec fort signaux de vorticité négative dans lorsque le courant se sépare de la topographie (Fig. 4.11). Le rapport entre la vorticité relative et la vorticité planétaire peut devenir important le long de la pente de Porcupine Bank avec des valeurs $\frac{\zeta}{f} < -1$.

De plus, comme nous l'avons vu précédemment, cette région montre une forte variation de PV par l'effet de la topographie. De très faibles valeurs de PV peuvent être observées lors de la formation de tourbillons de méso-échelle le long de la pente (Fig. 4.12). Sur des sections verticales d'un filament de faible PV on voit les différentes étapes de la formation d'un tourbillon avec : la formation de PV très faible le long de la pente, puis une intensification du signal de fond qui finit par se séparer de la topographie jusqu'à former un tourbillon de méso-échelle cohérent. On peut remarquer que ce signal de faible PV est compris entre les isopycnes 27.3 et 27.7 kg.m^{-3} comme nous l'avons vu dans la partie précédente.

La présence de PV négative le long de la pente est une condition suffisante pour le développement d'une instabilité. L'association de ce critère d'instabilité avec le fait que l'on ait $\frac{\zeta}{f} < -1$ signifie l'occurrence d'une instabilité centrifuge dans cette zone. On peut caractériser cette instabilité en réalisant une étude énergétique montrant les flux d'énergie entre les différents "réservoirs" d'énergie (Lorenz, 1955). Cette étude est possible

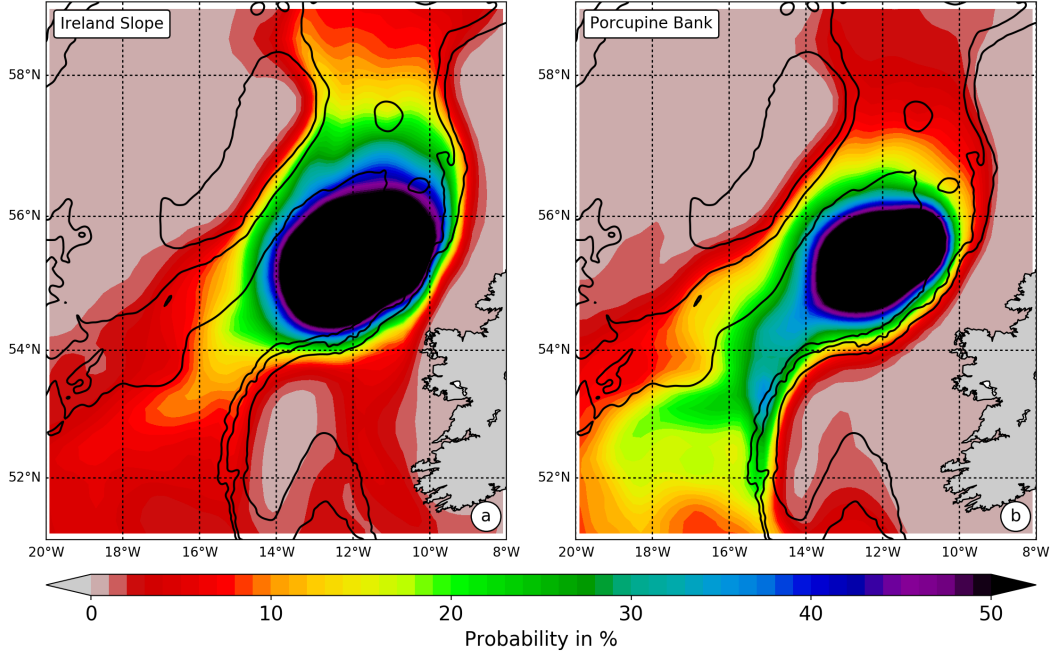


FIGURE 4.10 – Densité de probabilité pour chacune des particules étant passée au moins une fois par la pente Irlandaise (a) ou Porcupine Bank (b)

à condition de décomposer les variables comme $u = \langle u \rangle + u'$ où $\langle u \rangle$ représente la partie moyenne de u et u' la déviation à cette moyenne. Cette formulation nous permet d'écrire le flux d'énergie cinétique turbulente :

$$\underbrace{\frac{\partial(\frac{1}{2}(\langle u'^2 \rangle + \langle v'^2 \rangle))}{\partial t}}_{rate} = - \underbrace{\frac{\partial(\frac{1}{2}\langle u_j \rangle \langle u_i'^2 \rangle + \frac{1}{2}\langle u_j' u_i'^2 \rangle + \frac{1}{\rho_0} \langle u_j' \mathcal{P}' \rangle)}{\partial x_j}}_{advection} - \underbrace{\langle u_j' u_i' \rangle \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_j}}_{K_m K_e} + \underbrace{\langle w' b' \rangle}_{P_e K_e} + \underbrace{\langle \mathcal{V}_i' u_i' \rangle}_{vert. mixing} + \underbrace{\langle \mathcal{D}_i' u_i' \rangle}_{horiz. diffusion}$$

où $K_m K_e$ représente la contribution du cisaillement du courant moyen sur l'horizontal (HRS) et la verticale (VRS) dans la conversion de l'énergie cinétique moyenne en énergie cinétique turbulente et $P_e K_e$ le transfert d'énergie turbulente dû au déplacement vertical des isopycnes. En cas d'instabilité, ces deux termes permettent de déterminer si elle est barotrope (dominance $K_m K_e$), barocline (dominance $K_e P_e$) ou un mélange des deux.

La détermination de chacun de ces termes se fait en choisissant une fenêtre temporelle bien précise. En effet, la position de génération de ces tourbillons variant au cours du temps une moyenne sur une trop longue période lisserait le signal de transfert d'énergie. Ainsi nous sélectionnons uniquement une fenêtre temporelle sur laquelle nous savons que l'on a génération de tourbillons le long de PB. Cette période correspond à un état du courant similaire à celui que l'on peut voir en Fig. 4.11 (a) mais les résultats restent similaire pour le cas Fig. 4.11 (b).

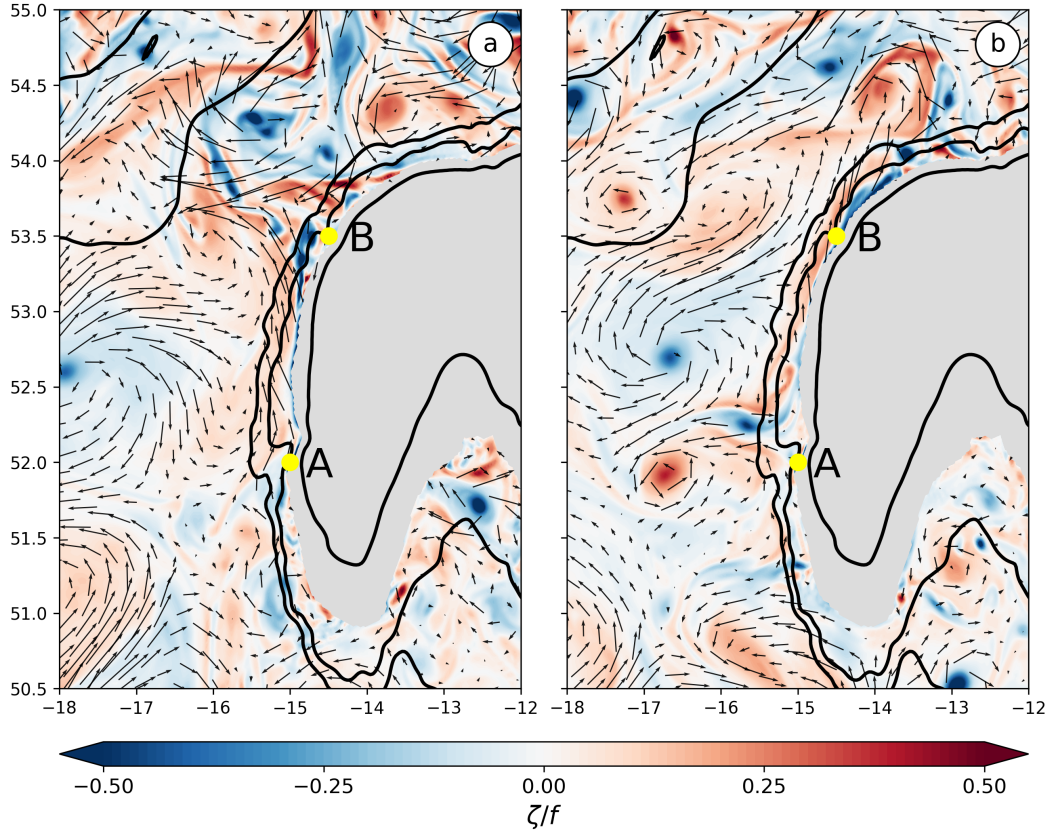


FIGURE 4.11 – ζ/f à 800-m de profondeur à deux instants de la simulation. On observe deux positions du Courant Nord Atlantique rentrant en contact au sud (gauche) et nord (droite) de Porcupine Bank. Dans chacun des cas, des tourbillons avec de faible valeur de vorticité relative sont émis de la pente. La topographie est représentée en noir par les isobathes 500-, 1000- et 1500-m.

Les termes de conversion d'énergie sont intégrés sur la colonne d'eau dans la zone où l'on a formation de tourbillons, c'est à dire entre 400 et 1500 m. Le trajet que réalise le courant est représenté par la fonction de courant barotrope -3 Sv (Fig. 4.13 ligne verte). On peut distinguer deux régions au nord et au sud de 52.5° N (ligne orange sur Fig. 4.13) le long de PB et qui définissent deux régimes particuliers. Dans la partie sud on a un signal négatif de HRS et de $P_e K_e$ correspondant à un transfert d'énergie vers l'écoulement moyen tandis que dans la partie nord un signal positif de HRS domine, ce qui suggère une instabilité barotrope. Les termes HRS et VRS ont la même structure spatiale indiquant qu'ils contribuent de manière conjointe au transfert d'énergie mais le second est un ordre de grandeur inférieur en amplitude.

L'évolution des termes $K_m K_e$ et $P_e K_e$ le long du trajet est présentée en Fig. 4.14 avec en parallèle la profondeur sous le courant et l'énergie cinétique turbulente. Cette vision nous montre que la conversion de l'énergie turbulente vers l'écoulement moyen est importante lorsque la topographie s'aplanie à 52.5° N. Une partie de l'énergie est convertie en énergie potentielle turbulente dans la même région. Le terme $K_m K_e$ représente correcte-

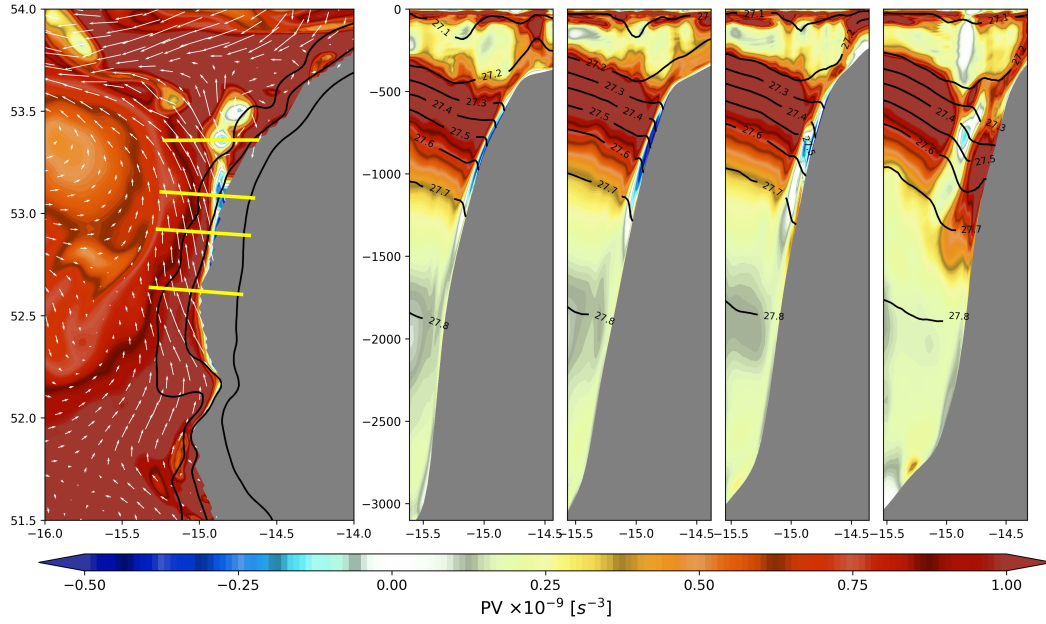


FIGURE 4.12 – Instantané de PV au même pas de temps que présenté en Fig. 4.11 à 800-m de profondeur (gauche) où la topographie est représentée par les contours noirs aux isobathes 500-, 1000-, 1500-m. Les segments jaunes correspondent à la position des sections verticales de PV (droite) dans l'ordre sud-nord. Les lignes noires sur les sections verticales représentent la densité potentielle

ment la variation de l'énergie cinétique turbulente au premier ordre avec une diminution de cette dernière lorsque $K_m K_e < 0$ au sud de $52.5^\circ N$ (ligne verticale noire) puis une augmentation au nord de cette séparation. Le changement de signe de $K_m K_e$ a lieu lorsque la topographie commence à s'approfondir. Le long de la trajectoire la valeur du terme $P_e K_e$ varie en accord avec la topographie. Au nord de $52.5^\circ N$, on a une succession de petites élévations sur la trajectoire du courant et cela se traduit par une diminution de $P_e K_e$ en amont de ces bosses et une diminution en aval. Ce qui pointe vers une stabilisation topographique. Le transfert vers l'énergie potentielle en aval de ces bosses n'est pas suffisant pour contrebalancer le terme $K_m K_e$. Ce qui explique pourquoi l'énergie cinétique continue à croître le long de la trajectoire. Le terme de conversion barocline $P_e K_e$ devient positif au nord de $53.25^\circ N$, là où la profondeur dépasse 2000-m et où le courant perd contact avec la topographie ce qui rend le courant instable par des effets baroclines.

4.4 Conclusion

La dynamique d'un tourbillon anticyclonique, profond, quasi permanent et non stationnaire dans le Rockall Trough a été étudiée dans deux simulations emboîtées avec des résolutions croissantes ($\Delta x \approx 6$ à 2 km) en utilisant le modèle CROCO.

La source principale de vorticité négative pour cet anticyclone est liée à des flux que l'on estime d us à la fusion avec des tourbillons anticycloniques de plus petite échelle entre 500

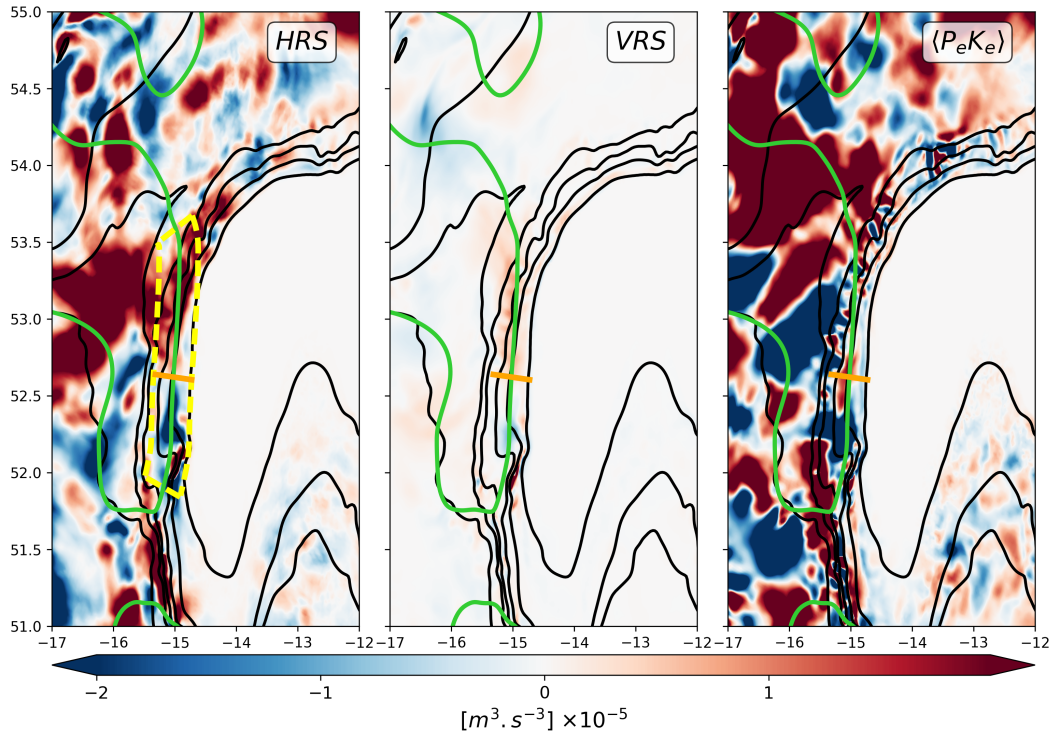


FIGURE 4.13 – Termes de conversion d’énergie cinétique turbulente à partir du courant moyen (HRS (a) , VRS (b)) et de l’activité isopycnale ($P_e K_e$) (c)) intégrés entre 400- et 1500-m autour de Porcupine Bank. La fonction de courant barotrope -3 Sv qui montre le trajet du courant moyen est représentée en vert. Les isobathes 500-, 1000-, 1500-, 2500-, 3000-, 3500-m sont montrées en noir

et 1000-m de profondeur. Cette apport de vorticité négative est contrebalancé par des effets topographiques liés au couple de la pression de fond (BPT) et les frottements de fond qui agissent comme des puits de vorticité anticyclonique (en générant de la vorticité positive). L’amplification de l’anticyclone du RT implique une barotropisation de la structure, qui mène à une intensification des courants de fond. Ces courants sont responsables de la signature positive des frottements et du BPT qui contrent l’intensification du vortex.

Une analyse combinant les flux de vorticité potentielle et une approche Lagrangienne nous a permis de localiser les zones principale de formation de ces tourbillons le long de Porcupine Bank et le long de la pente Irlandaise. Ces tourbillons sont majoritairement générés entre les isopycnes 27.3 et 27.7 $kg.m^{-3}$ et atteignent l’anticyclone sous son coeur. Les tourbillons se formant sur la partie nord de Porcupine Bank sont générés par l’interaction d’une branche du Courant Nord Atlantique avec la pente dans cette zone. L’instabilité centrifuge se formant le long de la pente est principalement nourrie en énergie par le cisaillement horizontal du courant moyen qui interagit avec le fond. Afin de stabiliser l’écoulement lors d’irrégularités de la topographie, de l’énergie est stockée sous forme potentielle et est réutilisée plus tard lorsque le courant se détache du fond.

Cette étude se limite à l’une des sources de vorticité négative pour l’anticyclone du

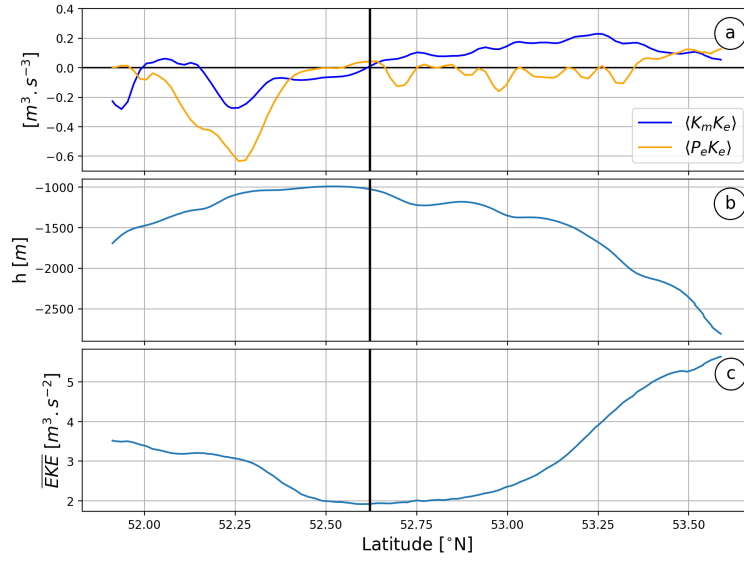


FIGURE 4.14 – Évolution des flux $K_m K_e$ et $P_e K_e$ intégrés entre 400- et 1500-m (a) ainsi que la profondeur (b) et l'énergie cinétique turbulente moyenne (c) le long de la trajectoire du courant. Les différents termes sont représentés sur le rectangle jaune présenté dans l'image (a) et ont été moyennés dans la direction transversale au courant dans la limite de ce rectangle.

RT. D'autres phénomènes comme la convection pourraient également nourrir cette structure en vorticité négative. Une étude se focalisant sur ce processus nous donnerait plus d'information sur l'interaction de la structure avec son milieu. En effet, le noyau de l'anticyclone correspond à un minimum de vorticité potentielle en sub-surface ce qui l'isole de son environnement. La convection hivernale, atteignant une profondeur proche de celle du noyau, permet de réduire la vorticité potentielle au voisinage de ce dernier (par diminution du gradient de flottabilité) et favorise les échanges entre la structure et les eaux environnantes. L'anticyclone se trouvant dans une zone clé où les eaux en provenance du sud interagissent avec les eaux des mers nordiques, cette étude permettrait également de comprendre quel est son impact sur le mélange des masses d'eau dans cette région.

CONCLUSION ET PERSPECTIVES

Cette thèse traite de la dynamique horizontale du gyre subpolaire Nord Atlantique dans un modèle à haute résolution. La circulation horizontale du gyre est le produit d'une superposition d'une circulation de surface issue du Courant Nord Atlantique et d'une circulation de profondeur alimentée par des eaux denses issues des mers Nordiques. Ces deux branches s'écoulent cycloniquement autour du gyre et donne au courant une composante barotrope importante le long des courants de bord. Cette composante barotrope implique une forte interaction entre la topographie et l'écoulement et suggère un fort impact de cette première sur la circulation. En plus de la topographie, l'activité (sous) méso-échelle ($O < 15$ -km) joue un rôle important sur la circulation du gyre mais une majeure partie des modèles numériques ne possède pas la résolution nécessaire pour représenter ces échelles.

C'est dans le but de comprendre l'importance de la fine échelle et de la topographie dans la dynamique du gyre subpolaire que nous avons développé une simulation à haute résolution. Cette simulation utilise une technique d'emboîtement permit par le modèle CROCO et repose sur la mise en place d'une simulation "parent" à basse résolution afin de forcer une grille "enfant" qui possède une résolution spatiale plus importante. Cette technique nous a permis de créer deux simulations à ≈ 6 -km (NATL) et ≈ 2 -km (POLGYR) de résolution sur respectivement l'ensemble de l'Atlantique Nord et le gyre subpolaire. En plus de pouvoir atteindre une résolution spatiale élevée dans la région, la particularité du modèle ROMS vient de sa capacité à représenter la topographie par l'utilisation de coordonnées suivant cette dernière. La forte résolution spatiale associée à cette spécificité nous permet atteindre une résolution verticale de l'ordre de 25-m le long des pentes et ainsi de commencer à résoudre de manière plus précise l'interaction courant-topographie.

Dans une première partie (Chapitre 2) nous avons effectué des tests de sensibilité sur notre simulation à basse résolution afin de construire une base solide pour notre simulation à plus haute résolution (POLGYR). Nous avons d'abord comparé l'option de mélange vertical par défaut pour les traceurs et la quantité de mouvement par défaut (KPP, Large et al. (1994)) avec une paramétrisation $k-\epsilon$ (GLS, Umlauf and Burchard (2003)). Cette comparaison avait pour but d'évaluer la capacité de chacune des paramétrisations à représenter le mélange vertical notamment dans les zones de convection profonde comme en mer du Labrador. Bien que les résultats ne montrent que peu de différence entre ces deux paramétrisations en ce qui concerne la profondeur de couche de mélange, le schéma GLS produit plus de dissipation dans les zones de convection ce qui limite l'apparition de

bruit numérique sur différents champs (tel que la vitesse verticale) et nous oriente dans le choix d'une fermeture en $k-\epsilon$ pour la suite. Notre modèle ne prenant pas en compte les run-off autour du Groenland, ni la glace de mer, nous avons fait le choix d'ajouter un rappel en salinité en surface. Ce choix a pour effet de diminuer la salinisation des couches de surface, présent dans de nombreux modèles numériques, et de conserver une stratification qui permet de réduire la profondeur excessive de la convection en mer du Labrador. Malgré cela la profondeur de couche de mélange est surestimée dans notre simulation ce qui est probablement dû au manque de restratification des eaux en profondeur lié à la faible représentation de l'activité méso-échelle.

L'augmentation de la résolution entraîne des améliorations notables dans le gyre sub-polaire. La salinisation en profondeur des eaux dans la mer du Labrador et du bassin d'Irminger est diminuée et est associée à une propagation moindre d'une anomalie de sel dans le courant de bord. Nous montrons également la réduction de la couche de mélange hivernale sur l'ensemble du gyre mais plus particulièrement en mer du Labrador. Nous attribuons cette diminution de l'épaisseur de couche de mélange à l'augmentation de la restratification en profondeur des masses d'eau grâce à l'activité méso-échelle dans la région. Nous montrons que l'activité tourbillonnaire en surface comme en profondeur est améliorée dans POLGYR et se compare favorablement aux données de drifter et de flotteurs. Notre modèle représente des phénomènes inexistant dans les modèles à basse résolution avec l'apparition de signaux turbulents sur le flanc est de la ride de Reykjanes ou dans le "Rockall Trough", qui peuvent induire un changement local de dynamique.

La circulation moyenne horizontale de POLGYR correspond bien aux observations et nous l'avons utilisé pour déterminer les composantes principales de la dynamique du gyre subpolaire. Cette étude nous a amené à diviser le gyre en deux parties, l'une étant le gyre principal et englobant les bassins d'Islande, d'Irminger et la mer du Labrador et représentant le chemin privilégié par les eaux du Courant Nord Atlantique (chapitre 2), l'autre étant le "Rockall Trough" dans la partie est du bassin au large des côtes Irlandaises (chapitre 3). Ces études de dynamique reposent en partie sur l'utilisation et l'interprétation de l'équation de vorticité barotrope qui permet d'identifier les différents puits et sources participant à la circulation.

L'étude du gyre principal met en avant l'importance de la topographie par l'action du couple de pression de fond qui agit comme une source majeure de vorticité cyclonique. Contrairement au cas du gyre subtropical où l'intensification du bord ouest est lié à la variation du paramètre de Coriolis avec la latitude, les courants de bord du gyre subtropical sont intensifiés par un effet β -topographique lié à l'étirement de la colonne d'eau ("bottom vortex stretching"). Ce phénomène se retrouve bien dans une revisite du problème de Stommel présentée en Annexe B, où sans variation du paramètre de Coriolis on a une disparition presque totale du Gulf Stream (Annexe B, Fig 3) tandis que le courant Est de Groenland et le Courant du Labrador maintiennent leur intensité. Notre étude

souligne l'importance de prendre en compte les effets agéostrophiques dans le calcul du couple de pression de fond.

Cette analyse fait également ressortir l'importance des effets non-linéaires dans la dynamique intérieure du gyre. Ces non linéarités sont majoritairement issues des courants de bord est qui transmettent par l'activité tourbillonnaire de la vorticité à l'intérieur du gyre. L'intérieur du gyre que nous avons défini couvre le Coin Nord Ouest qui est principalement dominé par une activité non-linéaire moyenne comme montré auparavant par Wang et al. (2017). Il est important de noter qu'à plus basse résolution le transfert de vorticité par l'activité turbulente à l'intérieur du gyre n'est pas présent, ce qui montre l'apport de la haute résolution sur la dynamique de la région. L'omniprésence de ce terme non linéaire à l'intérieur du gyre montre également la non validité de l'équilibre de Sverdrup (équilibre vent- effet β) ou même d'un Sverdrup topographique (équilibre entre vent- couple pression de fond). La représentation des courants de fond issus des passages entre Greenland et les Shetland est une faiblesse de notre modèle. La quantité d'eau passant par ces détroits est plus faible que dans la réalité. Cela implique une sous estimation du transport d'eaux denses qui peut aussi impacter l'interaction courant-topographie. Nous pensons tout de même que nos résultats sont robustes, en effet une augmentation du courant de fond renforcerait le contrôle de la topographie sur l'écoulement par l'augmentation du couple de pression de fond impactant la dynamique le long des pentes. Mais la dynamique interne du gyre ne serait que peu impactée par cette différence du fait de la dominance de l'activité non linéaire turbulente dans celui-ci.

La mise en place d'une simulation idéalisée nous a permis de définir l'impact que les effets non linéaires peuvent avoir sur une dynamique d'une ride. Nous montrons notamment que la prise en compte des termes d'inertie permet au courant de croiser les lignes de f/h et ce croisement est d'autant plus important que l'inertie est forte. On retrouve ce phénomène dans nos simulations réalistes autour de la ride de Reykjanes qui est un élément topographique majeur du gyre subpolaire en contraignant l'écoulement des eaux du bassin d'Islande au bassin d'Irminger (Petit et al., 2018b, 2019). Sur le flanc est de la ridge, les modèles numériques basse résolution ont tendance à surestimer la vitesse du courant ce qui a pour conséquence l'augmentation du transport sur la partie Nord de la ride. Ce biais étant atténué avec la résolution, l'inertie du courant diminue et le transport mesuré se rapproche des observations.

Dans la partie est du gyre, dans le "Rockall Trough", un anticyclone profond, permanent et non stationnaire a été identifié par altimétrie, mesure CTD et modélisation à haute résolution (Annexe A, Smilenova et al. (2019)). Nous avons montré en utilisant le modèle que la source principale de vorticité pour l'anticyclone est un phénomène de cascade inverse lié à la fusion avec des tourbillons de plus petite échelle émis lors du passage d'une branche du Courant Nord Atlantique le long de la pente de "Porcupine Bank". Le courant de pente génère par frottement avec la pente un fort gradient de vorticité potentielle. Des

filaments de vorticité négative sont formés et se détachent de la pente tout en étant soumis à une instabilité de cisaillement qui les fait évoluer en tourbillons de (sous) méso-échelle cohérents. Ensuite, ces anticyclones sont advectés vers le tourbillon de plus grande échelle avant de fusionner avec lui et de lui fournir de la vorticité. Cet apport de vorticité est équilibré par le couple de pression de fond et les frottements au fond qui agissent comme des puits de vorticité. L'intensification de l'anticyclone implique une barotropisation de la structure qui se traduit par une intensification des courants de fond. Ceci amplifie le frottement sur le fond et le gradient de pression positif qui s'opposent à l'intensification du vortex.

Les simulations numériques ne sont pas parfaites et nous aimerions dans un premier temps émettre un avis sur les améliorations à prodiguer à ces configurations afin de les rendre plus réalistes. Les modèles en coordonnées- σ ont pour force principale de pouvoir représenter l'interaction courant-topographie en resserrant les niveaux verticaux proche du fond. Mais l'utilisation de ces coordonnées nécessite un lissage de la topographie qui induit une difficulté à représenter les seuils tel que le détroit du Danemark ou le "Faroe Bank Channel". Afin de modéliser au mieux l'écoulement au travers de ces passages, nous suggérons à de futurs utilisateurs utilisant des coordonnées- σ de porter leur attention sur le rayon de lissage utilisé à basse résolution ce qui permettra d'améliorer grandement la représentation des courants de fond.

Malgré l'augmentation de la résolution, certains biais persistent comme la dérive en sel dans le gyre. Cette dérive est associée à des processus advectif dans la partie est du bassin (Treguier et al., 2005; Rattan et al., 2010). Nous avons vu qu'une résolution plus importante permettait d'avoir un transport plus réaliste au dessus de la ride Reykjanes. Il serait intéressant d'évaluer à quel point ce changement de dynamique peut impacter les propriétés des masses d'eau en aval de la ride et expliquer une partie de la dérive en salinité dans les courants de bord autour du Groenland. La prise en compte de la glace de mer et des runoff permettrait également d'améliorer la représentation des propriétés des masses d'eau en rajoutant un flux d'eau douce autour du Groenland et le long du courant du Labrador.

Par sa manière de représenter la topographie et sa résolution spatiale, ce type de modèle pourrait permettre d'étudier les échanges côtes-large notamment sur la partie ouest du Groenland. Dans cette zone, la fonte des glaciers amène de l'eau fraîche dans le courant côtier qui s'écoule autour de la mer du Labrador. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3 ce courant possède une dynamique différente de l'intérieur du gyre et il n'y a que peu d'interaction entre ceux deux structures. Pourtant la méso-échelle pourrait permettre une interaction entre ces deux domaines et amener de l'eau froide et peu salée à l'intérieur du gyre et contribuer ainsi à la restratification après les phénomènes de convection.

Cette thèse met en évidence l'importance des fines échelles et des interactions courant-topographie dans la dynamique du gyre subpolaire et montre l'apport que peut avoir

la modélisation numérique à haute résolution sur notre compréhension de cette région. Comme nous l'avons vu dans le cas du "Rockall Trough", les simulations, comme celles présentées dans ce manuscrit, représentent un appui solide pour interpréter les observations. Des études sont en cours sur le mélange autour de la ride de Reykjanes. La réalisation de zooms supplémentaires et la prise en compte de la marée permettrait ainsi de compléter ces analyses en déterminant l'impact du mélange liée au déferlement d'ondes interne sur la transformation des masses d'eau autour de la ride.

A PERSISTENT DEEP ANTICYCLONIC VORTEX IN THE ROCKALL TROUGH SUSTAINED BY ANTICYCLONIC VORTICES SHED FROM THE SLOPE CURRENT

Cet article est le fruit de la collaboration avec Angelina Smilenova est aborde l'étude de l'anticyclone présent dans le "Rockall Trough" du point de vue des observations et est actuellement en révision dans "Journal of Geophysical Research : Oceans"

A persistent deep anticyclonic vortex in the Rockall Trough sustained by anticyclonic vortices shed from the slope current

Angelina Smilenova^{1,2}, Jonathan Gula³, Mathieu Le Corre³, Loïc Houpert⁴

¹ Earth and Ocean Sciences, School of Natural Sciences, National University of Ireland, Galway (NUIG), University Road, Galway, Ireland, H91 TK33

² Oceanographic Services, Ocean Sciences and Information Services (OSIS), Rinvile, Co. Galway, Marine Institute, Ireland, H91 R673

³ Univ. Brest, CNRS, IRD, Ifremer, Laboratoire d'Océanographie Physique et Spatiale (LOPS), IUEM, Brest, France

⁴ National Oceanography Centre (NOC), European Way, Southampton, England, UK, SO14 3ZH

Angelina Smilenova ORCID ID: 0000-0001-614-6686

Jonathan Gula ORCID ID: 0000-0002-0876-9557

Loïc Houpert ORCID ID: 0000-0001-8750-5631

Corresponding author: smilenova.angelina@gmail.com

Key points

- A persistent, non-stationary, deep anticyclonic vortex is identified in the central Rockall Trough using in-situ, satellite and model data
- The anticyclone has a velocity maximum around 500 m and reaches down to 2000 m depth, its core is made of warm and salty Mediterranean Overflow Water
- The anticyclone is sustained by the merging of Mediterranean Overflow Water-rich vortices shed from the slope current flowing poleward along the eastern Rockall Trough

Abstract

This study brings new insights on a persistent, non-stationary, deep anticyclonic vortex in the Rockall Trough, northeast North Atlantic, using high-resolution ship-board wintertime Conductivity-Temperature-Depth, altimetry and mesoscale-resolving model output data. Long-term altimetry data reveal the presence of a persistent anticyclone centred at approximately 55°N, 12°W, with a radius of 40 km. Using ship-board surveys in 2007 and 2011, we describe the anticyclone's vertical structure for the first time and find that the anticyclone core is made of warm and salty Mediterranean Overflow Water. The anticyclone has a velocity maximum around 500 m and reaches down to 2000 m depth. A mesoscale-resolving realistic simulation, which produces a Rockall Trough anticyclone with the same characteristics, is used to analyse its generating mechanism. It indicates that the anticyclone is locally formed and sustained by submesoscale anticyclonic vortices shed from the slope current flowing poleward along the eastern Rockall Trough slope. Intense negative vorticity filaments are formed along the Rockall Trough south-eastern slope, subsequently detaching from the slope, encapsulating Mediterranean Overflow Water as they become unstable and grow into anticyclonic vortices. These Mediterranean Overflow Water-rich vortices are advected into the trough, consequently merging with the Rockall Trough anticyclone and sustaining it. We hint on the importance of the Rockall Trough anticyclone on intermediate water masses distributions and modifications in the study region, as well as the anticyclone's impact on heat and salt budgets locally, and potentially, further afield across the subpolar northeast North Atlantic.

Plain language summary

The Rockall Trough, an elongated, deep channel in the northeast North Atlantic, is one of the main pathways of warm Atlantic Water to the Nordic Seas. Decades of hydrological surveys in the northern section of the trough indicate that this inflow of warm Atlantic Water can be highly variable, particularly due to mesoscale eddy variability. However, the processes involved in generating and maintaining this variability are unknown. Here we show that a deep, persistent, warm-core mesoscale anticyclonic eddy is present in the central Rockall Trough and hypothesise that locally generated submesoscale eddies are sustaining it. By chance, the anticyclone was captured/sampled during annual (now ceased) wintertime surveys in 2007 and 2011. We describe the anticyclone's vertical structure for the first time. We find that the anticyclone core is made of warm and salty Mediterranean Overflow Water. Using very-high resolution model, we show that the Rockall Trough anticyclone is fed by smaller eddies, encapsulating the Mediterranean Overflow Water found in the core, as they shed from the slope current along the Porcupine Bank. Our results, similarly to results from studies conducted in other regions of the world (e.g. the Lofoten Basin), indicate that the merging of submesoscale eddies can sustain a mesoscale anticyclonic eddy. We showcase the potential impact of the anticyclone on the regional, and more distant, high-latitude, heat and salt distributions/budgets. We anticipate this study to be a starting point for more sophisticated modelling analysis in order to better understand the processes involved in the anticyclone's dynamics. We expect our findings to be of interest to biogeochemical and marine ecology communities at large, as both the regional (sub)mesoscale and Rockall Trough

anticyclone activity would influence nutrients and plankton distributions, fishes and their spawning habitats, ultimately, marine ecosystems functioning.

1. Introduction

The global ocean is populated by eddies with radii at the mesoscale [Chelton *et al.*, 2007] and the submesoscale [McWilliams, 1985]. Mesoscale eddies are usually defined by a radius larger or equal to the first Rossby deformation radius, which has an inverse relationship with latitude and varies between 40 km at mid-latitudes to about 10 km at 60°N [Chelton *et al.*, 1988]. (Sub)mesoscale eddies are three dimensional oceanic structures, which can be found at various depths within the water column [e.g., Ebbesmeyer *et al.*, 1986; Bosse *et al.*, 2016]. They are a common phenomenon in the deep parts of the ocean [Petersen *et al.*, 2013], their role in deep and intermediate water masses dynamics becoming prominent [Bosse *et al.*, 2016]. Depending on the depth of their intensification, they can be categorised as surface-intensified or subsurface-intensified [Assassi *et al.*, 2016], and based on their rotation, categorised as cyclonic (counter-clockwise spin) or anticyclonic (clockwise spin). Vortices generating mechanisms range from large-scale currents instabilities to small-scale turbulence or deep convection events [e.g. Carton, 2001, McWilliams, 1985]. The eddy dynamics is profoundly nonlinear and drives energy fluxes between scales. Eddies can extract or provide momentum and energy to the large scale mean currents, thus modifying the overall large-scale ocean circulation [e.g., Lozier, 1997; Morrow and Birol, 2004; Le Corre *et al.*, 2019a].

The importance of mesoscale eddies on the large-scale circulation, [e.g., Chelton *et al.*, 2007; Zhao *et al.*, 2018a, 2018b], as well as their significant role in the formation and redistribution of large-scale oceanic waters thermohaline properties and tracers [e.g., Treguier *et al.*, 2012; Bashmachnikov *et al.*, 2018; Testor *et al.*, 2018, Frenger *et al.*, 2018] is well established. Chelton *et al.* [2007] estimate eddies' contribution to the world's ocean circulation variability to be in the order of 50%. The impact of eddies on intermediate and deep water masses pathways has been found to be important in both zonal and meridional circulation patterns [Demirov and Pinardi, 2007]. Zhao *et al.* [2018a] and Houpert *et al.* [2018] studies in the subpolar northeast North Atlantic (NA) present evidence that presence or absence of eddies significantly impacts meridional component of velocities and consequently the total poleward heat transport variability on sub-seasonal to inter-annual timescales. Water masses trapped within eddies' cores can retain their thermohaline properties while being transported unobtrusively away from their place of origin [e.g., Flierl, 1981; Zhang *et al.*, 2014]. Investigations of vortices, propagating or topographically trapped, are thus of importance, as they form a fundamental part of the large-scale and regional circulation regimes and consequent heat, salt, nutrients transports and budgets studies. In this study, we investigate a subsurface anticyclone in the Rockall Trough (RT) and showcase that locally generated (sub)mesoscale eddies hold the potential to impact the large-scale dynamics of the northeast NA.

The presence of relatively pronounced mesoscale eddy activity in the subpolar northeast NA, particularly the RT region, has been brought to attention by earlier satellite-based studies [e.g., Heywood *et al.*, 1994; White and Heywood, 1995; Volkov, 2005]. The RT basin (Fig. 1), part of the Irish and British continental margins, is a long bathymetric depression, elongating in a

northeast direction from the Porcupine Abyssal Plain in the south to the Anton Dohrn seamount in the north, diverting into a southwest direction (Supplementary Fig. 1). The basin consists of numerous deep sub-basins, segregated by basement ridges [Naylor *et al.*, 1999], shaping a complex regional bottom topography (Supplementary Fig. 1). The complexity of the region's mesoscale field is further impacted by currents and hydrography settings. The strong mesoscale activity, as evident by satellite studies [e.g., Heywood *et al.*, 1994; White and Heywood, 1995; Volkov, 2005] is thought to be influenced by northward flowing (sub)branches of the North Atlantic Current (NAC) [Xu *et al.*, 2015]. Additional impact on the region's mesoscale field and oceanographic settings is posed by the presence, strength and seasonality of the poleward flowing, topography steered, deep core continental slope current [Marsh *et al.*, 2017; Graham *et al.*, 2018]. Furthermore, the RT southern entrance is in close proximity to the NA subtropical and subpolar gyres boundaries, making the region a key area of interplay between water masses of both subtropical (Eastern North Atlantic Central Water (ENACW), Mediterranean Overflow Water (MOW)) and subpolar (Sub-Arctic Intermediate Water (SAIW), Labrador Sea Water (LSW)) origins.

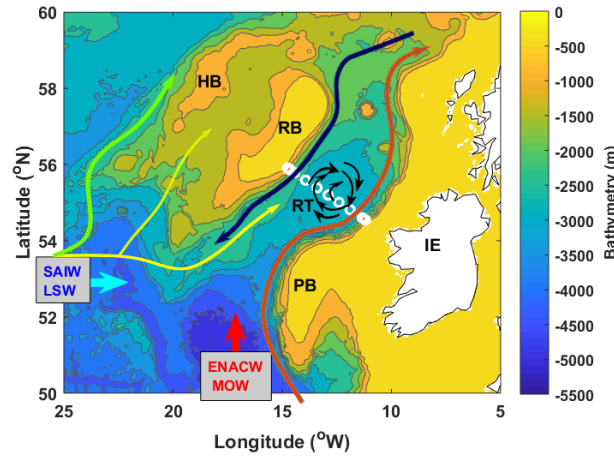


Fig. 1 Study area bathymetry map (500 m level step) with survey transect line stations (white circles) shown. Subarctic Intermediate Water (SAIW) and Labrador Sea Water (LSW) subpolar waters enter the Rockall Trough (RT) from the west, whereas East North Atlantic Water (ENACW) and Mediterranean Overflow Water (MOW) subtropical waters flow into the channel from the south. Currents pathways in the area are represented by coloured arrows, where yellow to green pathways show pathways of North Atlantic current (NAC) sub-branches. Orange and dark blue arrows represent the slope current (SC) and Wyville-Thomson Overflow Water (WTOW) pathways, respectively. The black curved arrows, turning clockwise, locate the surface expression of the central RT at depth. Currents pathways after Holliday *et al.* [2015], surface imprint of the deep central RT anticyclone annotated after tentative schematics in Ellett *et al.* [1986]. Bathymetry data courtesy of USA National Geophysical Data Centre (NGDC), freely obtainable at: <http://www.ngdc.noaa.gov/mgg/global/relief/ETOPO2/ETOPO2v2-2006/ETOPO2v2g/>.

The regional topographic and hydrographic settings are thus preconditioning the manifestation of the high eddy kinetic energy (EKE), in the order of $100 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$, detected in the RT [Heywood *et al.*, 1994]. Similar magnitudes of EKE are observed in the trough's southern and northern sections, with a yearly mean EKE over $65 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ in the southern trough [Ullgren and White, 2012] and a mean EKE of $66 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-2}$ in the northern RT [Sherwin *et al.*, 2015].

Evidence for the RT mesoscale field is also found in observation-based studies, dating back to the 1980s. *Ellett et al.* [1983] identified a cyclonic eddy, located at approximately 59°N, with a diameter of 100 km, internal velocities reaching 0.10 m s^{-1} , extending down to 1000 m depth [Sherwin *et al.*, 2015]. *Booth* [1988] identified a large anticyclone within the 54 °N, 15 °W area, with a radius of approximately 60 km and velocity with an upper limits of 0.80 m s^{-1} , and two additional anticyclones with orbital velocity of up to 0.35 m s^{-1} . *Booth* [1988] attributed their generation to instabilities of the slope current in the vicinity of the trough's south-eastern banks and seamounts thereby. It has been suggested that anticyclones, found within the larger southern RT approach, could have been decaying meddies, shed from the northward propagating, MOW-rich slope current [Shoosmith *et al.*, 2005].

At depth, the intense mesoscale activity in the RT is captured by Eady Available Potential Energy (EAPE) estimates. The EAPE measures the energy stored in vertical isopycnal displacements [Lorenz, 1995; Rouillet *et al.*, 2014] and is a good proxy of the interior mesoscale variability. A deep subsurface maximum of EAPE of approximately $0.1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$ is visible at 1000 m depth in the central RT from the Argo based atlas of Rouillet *et al.* [2014], their Fig. 2d. The same hotspot of EAPE is more clearly visible in Vic *et al.* [2018], their Fig. 2b, using an updated version of the database of Rouillet *et al.* [2014]. Interestingly this EAPE maximum is not reproduced by their numerical model (which uses a $\text{dx} = 6 \text{ km}$ resolution). Another recent study by Fischer *et al.* [2018], utilising Argo data to derive the mean circulation and EKE distribution at the LSW level, between 1000 and 1500 m depth, also provides support for an intense deep mesoscale activity in the RT (their Fig. 3b).

The focus of the present study is on a quasi-permanent, intermediate water depth anticyclone in the Rockall Trough (RT anticyclone thereafter), its vertical structure, and generation mechanism. The deep anticyclone in question is centred, on average, at 55.1 °N, 12.6 °W, *i.e.*, the central RT.

Within the central RT, an intensified anticyclone is noted in a tentative schematic of the upper layer circulation in the Rockall Channel in *Ellett et al.* [1986] (Fig. 4 in their study). *Ellett et al.* [1986] based the presence of this anticyclonic motion in the central part of the trough on observational studies by Tulloch and Tait [1959] and Hill [1971]. Combining previous findings and evidences from geostrophic sections and long-term current meter data, *Ellett et al.* [1986] deduced the mean upper current flow on the western (eastern) side of the central part of the trough to be northerly (southerly). Additionally, *Ellett et al.* [1986] based their annotation of the elongated anticyclonic loop in the central RT on a near-surface circulation study by Booth and Meldrum [1987], using the trajectories of drifting drogues confined in the upper 166 m. Almost four decades after the schematics of the surface anticyclonic circulation in the central RT, presented by *Ellett et al.* [1986], Xu *et al.* [2015] confirmed the presence of a surface anticyclone centred at 55 °N, 12 °W from altimetry data. Xu *et al.* [2015] identified the anticyclone as a semi-permanent feature in the central trough and attributed the generation of the altimetry-defined anticyclone to instabilities of one of the four NAC (sub)branches flowing into the trough (Fig. 5 in their study). The presence of the anticyclone at 55 °N, 12 °W, central RT, at depth, has been noted, but not investigated, in an earlier regional north-eastern NA modelling-based study by New *et al.* [2001], where the authors exploit three models to explore the origin and pathways of saline inflow through the RT

and into the Nordic Seas. As noted earlier, a mean anticyclonic circulation between 1000 and 1500 m depth is also visible at the same location in the Argo based climatology of *Fischer et al.* [2018].

Our inspection of annual ship-board in-situ Conductivity-Temperature-Depth (CTD) data, collected over the 2006-2013 wintertime period along a 54 °N-56 °N transect line (Fig. 1) within the southern RT, revealed the presence of an intermediate water depth vortex, positioned at $\approx 55.1^\circ\text{N}$, 12.6°W in January 2007 and January 2011. The deep anticyclone is also evident in the January 2012 temperature and salinity anomalies vertical distributions (Supplementary Fig. 2), however only partially, as the 2012 survey did not achieve full transect sampling. The collocation of the intermediate water depth anticyclonic vortices detected in the transect ship-board data and the semi-permanent surface anticyclone described in *Xu et al.* [2015] satellite-based study prompted curiosity for investigations as to whether the surface anticyclone is a manifestation of the intermediate water depth anticyclone.

The paper is organized as follows: The observational data, model setup, and methods are presented in section 2. In section 3, we use the 2007 and 2011 eddy opportunistic ship-board in-situ CTD data to describe the vertical structure of the subsurface-intensified anticyclone and confirm its relation with the surface anticyclone observed using satellite altimetry data. In section 4, we discuss the impact of the anticyclone for water masses modifications. In section 5, we use a high-resolution numerical model to investigate the origin of the anticyclone. Discussion and conclusions are presented in section 6.

2. Datasets and methods

2.1 Observational data

2.1.1 Ship-board data

In-situ CTD data used herein have been collected during multidisciplinary surveys, undertaken by Marine Institute, Ireland. Surveys were conducted in January-February between 2006 and 2013 along a transect line spanning approximately 54 °N-56 °N (Fig. 1). Individual survey periods are as follows: 2006 (26 January to 2 February), 2007 (24 January to 2 February), 2008 (no survey), 2009 (5 February to 15 February), 2010 (5 February to 17 February), 2011 (3 January to 12 January), 2012 (3 January to 12 January, partial transect survey) and 2013 (5 January to 20 January, partial transect survey). Data were acquired using a Sea-Bird 9/11 plus Conductivity-Temperature-Depth (CTD) probe, with sampling rate of 24 Hertz, temperature and conductivity accuracies of $\pm 0.001^\circ\text{C}$ and $\pm 0.0003 \text{ S m}^{-1}$, respectively. Independent temperature and salinity calibrations have been performed on discrete water samples using Sea-Bird SBE-35 digital thermometer and a Guildline Portasal salinometer (Model 8410A) respectively [*McGrath et al.*, 2012]. Preliminary processing has been performed with Seabird SBE data processing software. Prior to analysis, all downcast data have been averaged to 1 metre bins, compiled into a three dimensional data array format: pressure/depth, station (latitude/longitude), and time (year), *i.e.*, [min:max pressure] x [number of stations] x [number of years]. Following *Marnela et al.* [2016], downcast data were further processed as follows, a linear interpolation at 1 m interval was performed to eliminate gaps in the vertical, upper cast missing values were extrapolated to the surface using uppermost cast observation as a constant value; no instabilities were removed or smoothed. We used the ship-

board in-situ data to characterize the anticyclone vertical structure and for validation of the model output data used in our investigations.

2.1.2 Satellite altimetry

The delayed mode sea surface height (SSH) and absolute dynamic topography (ADT) data are produced by SSALTO/DUACS (Data Unification and Altimeter Combination System), processed and distributed by the Copernicus Marine and Environment Monitoring Service (CMEMS) (formerly by AVISO+ (Archiving, Validation and Interpretation of Satellite Oceanographic)). ADT data coinciding with the ship survey period were used for surface eddy detection and tracking. This task was undertaken for inspecting the model performance in the region of interest. ADT maps, opposed to sea level anomaly (SLA), were further utilised for the application of a simple eddy detection algorithm. Similarly to *Halo et al.* [2014a, 2014b] and *Laxenaire et al.* [2018], we chose to use ADT maps, rather than SLA maps, as objectively mapped ADT is representative of the sum of SLA and mean dynamic topography maps, both referenced to over 20 year time period in the Ssalto/Duacs 2014 dynamic topography product [Pujol et al., 2015, Laxenaire et al., 2018]. SSH and ADT data are freely obtainable from <http://www.marine.copernicuis.eu>.

2.2 Model output data

To overcome the spatial and temporal paucity of ship-board in-situ data in the region, and to establish the generation mechanism at play, we employ the Regional Oceanic Modeling System (ROMS) [Shchepetkin and McWilliams, 2005] in its Coastal and Regional Ocean Community (CROCO) variation [Debreu et al., 2012]. It is built and suitable for both basin-scale (O (10 km)) and nearshore (O (10 m)) processes modelling [Penven et al., 2006; Marchesiello et al., 2015]. It is a free-surface, terrain-following coordinate model, which solves the hydrostatic primitive equations for the velocity, potential temperature, and salinity with a seawater equation of state [Shchepetkin and McWilliams, 2005].

2.2.1 Model set-up

A one way nesting approach is used, where two successive horizontal parent and child grids are defined, with respective resolutions of $\Delta x \approx 6$ km and $\Delta x \approx 2$ km. All domain bathymetry is derived from SRTM30 Plus (http://topex.ucsd.edu/WWW_https/srtm30_plus.html) based on Sandwell and Smith [1997] 1-minute resolution dataset, and incorporating higher resolution where available. A Gaussian smoothing kernel, four times the topographic grid spacing, is used to avoid aliasing and achieve topographic smoothness at the grid scale. To avoid possible artefact pressure gradient errors in shallow regions with steep topography, local bottom topography smoothing is applied where steepness of topography exceeds a factor $r = 0.2$. Simple Ocean Data Assimilation (SODA) climatological state (Carton and Giese, [2008]) on 1st of January 1999 is used to initialise the largest domain. The spin-up period is 2 years, using monthly averaged lateral SODA boundary conditions dataset. Daily ERA-INTERIM fields provide the surface forcing for the parent grid, 12 hrs ERA-INTERIM fields are used for the child grid. The parent grid has 1152 x 1059 points with 6-7 km resolution, as in Renault et al. [2016]. This domain is subjected to a 3-year spin-up, then daily fields are extracted during 8 years to create boundary conditions for the nest. The nested grid

has 2000 x 1600 points, with a 2 km horizontal resolution. This grid resolves mesoscale eddies in all of the area and allows for the larger submesoscale eddies in some parts of the area. The Atlantic and subpolar gyre nests have 50 and 80 vertical levels respectively. Vertical levels at the surface and the bottom are stretched in order to provide a good representation of the top surface layer and flow-bottom topography interactions. Transition depth between z levels and sigma levels is 300 m. Vertical mixing of momentum and tracers is parameterized with a k - ϵ model (GLS, *Umlauf and Burchard*, [2003]). Bottom friction effect is parameterized through logarithmic law of wall with roughness length of 0.01 m.

2.2.2 Model validations

Evaluation of the model-derived oceanic surface fields was performed by visual inspections and comparisons of daily satellite-derived SSH and ADT products with model-derived SSH outputs for the 2001-2009 time period. Validations of model-derived interior fields were based on in-situ-derived temperature and salinity anomalies variations in the vertical, as well as geostrophic velocity field, during January, 2007. Comparisons of mean velocity and EKE at the surface and at 1000 m are presented in *Le Corre et al.* [2019a] and comparisons of eddy available potential energy (EAPE) at 1000 m and a qualitative comparison of vertical sections of velocity and stratification are presented in *Le Corre et al.* [2019b].

2.3 Methods

2.3.1 Subsurface anticyclone identification in in-situ data

Subsurface-intensified anticyclones imprint the hydrographic field by isopycnal displacements, with doming of upper isopycnals and downward curving of lower layers isopycnals [*McWilliams*, 1985; *Assasi et al.*, 2016; *Barceló-Llull et al.*, 2017]. Subsurface anticyclones are further characterised by low potential vorticity (PV) with respect to their ambient surroundings. Low PV is a primary factor for the sustainment of the vortices' coherence and longevity [*McWilliams*, 1985; *D'Asaro*, 1988; *Molemaker et al.*, 2015, *Gula et al.*, 2019]. Thus, subsurface (sub)mesoscale anticyclones can be identified in hydrographic data by looking for anticyclonic-rotating subsurface features, occurring within displaced isopycnals, exhibiting high salinity, high temperature and low PV anomalies. We make use of the anomalies in order to define, with proximity, the anticyclone's core region. The position of an anticyclonic vortex centre is taken to be where the most extreme negative PV anomaly is observed [*Morel and McWilliams*, 1997]. By visually inspecting absolute salinity (AS), conservative temperature (CT), potential density, and PV anomalies, we pinpoint and define the core's centre to be where the highest or lowest values of all properties anomalies overlap. The anticyclone's radius is then defined as the distance from the allocated core's centre to the point where salinity and temperature anomalies drop to 0.025 (g kg^{-1}), 0.25 ($^{\circ}\text{C}$) respectively, and density and PV anomalies climb up to 0.025 (kg m^{-3}) and down to -0.2×10^{-10} ($\text{m}^{-1} \text{s}^{-1}$) respective values. The polarity and vorticity amplitude of the eddy are characterized using geostrophic velocity CTD-derived estimations (Fig. 4c, d). Property anomalies of AS (g kg^{-1}), CT ($^{\circ}\text{C}$), potential density (σ_{θ}) (kg m^{-3}) and PV ($\text{m}^{-1} \text{s}^{-1}$), were calculated relative to respective data points mean values for the overall period of ship-board data availability (2006-2013). Potential density (σ_{θ}) (kg m^{-3}) was calculated referenced to a pressure of 0 dbar. PV anomalies calculations

were based on the stretching term of Ertel PV (Q), calculations' methodology outlined in Section 2.3.3.

2.3.2 Vortices detection algorithm and surface imprint of the deep anticyclone

To represent the overall eddy field and to identify the anticyclone during the study period in the ADT altimetry maps, we combined the Okubo-Weiss (OW) parameter (after *Okubo* [1970] and *Weiss* [1991]) in conjunction with the relative vorticity (ζ) sign. The OW parameter is widely used as an eddy detection method and is applicable to defining vortices in both model output and altimetry data sets [e.g., *Isern-Fontanet et al.*, 2006; *Chelton et al.*, 2011; *Gula et al.*, 2016a]. The OW parameter is taken as a quantification of strain versus vorticity and equal to $s_n^2 + s_s^2 - \zeta^2$, where s_n is the normal strain component, s_s the shear strain component and ζ the relative vorticity of the two-dimensional field (u, v the zonal and meridional components), with $s_n = \partial u / \partial x - \partial v / \partial y$, $s_s = \partial v / \partial x + \partial u / \partial y$ and $\zeta = \partial v / \partial x - \partial u / \partial y$ [*Isern-Fontanet et al.*, 2006; *Petersen et al.*, 2013; *Gula et al.*, 2016; *Vortmeyer-Kley et al.*, 2016]. Within eddy cores, vorticity manifests itself as a local maxima, thus outweighing the strain component, underlining eddy cores by characteristic negative OW parameter [*Vortmeyer-Kley et al.*, 2016]. Usually, a vortex is defined as a region where the OW values are smaller than a threshold value, taken to be $-0.2 \cdot \sigma(\text{OW})$, $\sigma(\text{OW})$ being the OW spatial standard deviation [*Isern-Fontanet et al.*, 2006; *Chang and Oey*, 2014]. However, as OW parameter values vary substantially between different oceanic regions, eddy identification is very sensitive to the chosen threshold value [*Petersen et al.*, 2013]. Furthermore, *Chelton et al.* [2007] and *Souza et al.* [2011] note that smaller threshold/cut-off values would result in large number of eddies detected in regions with small ADT variance, whereas eddies detected in regions with high ADT variance would be reduced. We performed tests with various threshold values for $\sigma(\text{OW})$. As a single cut-off value was not found suitable for outlining smaller and larger amplitude vortices simultaneously, we followed *Halo et al.* [2014a; 2014b] and imposed $\text{OW} < 0$ criterion, thus allowing to define vortices of various sizes. No specific ADT threshold value was applied for determining eddies boundaries, as we aimed to capture not only circular, but also multipoles/elongated ADT closed loops, in order to visualise possible splitting or merger events. The OW algorithm used herein thus aids with the detection of both large-scale and small-scale surface-intensified anticyclonic vortices, generated along the Porcupine Bank slope between 51°N and 54°N.

To corroborate the anticyclone's imprint on the surface and to quantify its effect on satellite-based surface elevation, we applied *Bashmachnikov and Carton* [2012] approach and formula for detection of meddy's imprint on the sea surface. *Bashmachnikov and Carton* [2012] formula, representing the effect of a meddy at depth on the sea surface elevation (SSE), is as follows, $\text{SSE} = (f^2 \times R^2 \times \Delta H) / (4 \times g \times H)$, f , Coriolis parameter (s^{-1}), R , meddy radius (m), ΔH , isopycnal displacement (m), H , depth of meddy (m).

2.3.3 Ertel potential vorticity and geostrophic velocity from hydrographic data

To calculate Ertel PV from observations, we follow *Zhao et al.* [2018b] approach. When neglecting vertical velocity, the standard Ertel PV becomes:

$$Ertel\ PV = \left[\frac{(f+\zeta)N^2}{g} + \frac{1}{\rho_0} \times \left(\frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial \rho_\theta}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial \rho_\theta}{\partial y} \right) \right] \quad \text{Equation (1)}$$

Assuming dominant northward/southward currents and predominant zonal density gradient along the transect line: 1) the relative vorticity, ζ can be approximated by $\partial v / \partial x$; 2) $\partial u / \partial z \times \partial \rho_\theta / \partial y \ll \partial v / \partial z \times \partial \rho_\theta / \partial x$. Thus, Ertel PV can be expressed as:

$$Ertel\ PV = \left[\frac{(f+\partial v / \partial x)N^2}{g} + \frac{1}{\rho_0} \times \left(\frac{\partial v}{\partial z} \frac{\partial \rho_\theta}{\partial x} \right) \right] \quad \text{Equation (2)}$$

The first term in the equation represents the stretching vorticity, the last term denotes the horizontal vorticity component and buoyancy gradient product, and as shown in *Zhao et al.* [2018b], the stretching PV term is the dominant term, approximated by fN^2/g . This simplified stretching PV term will be used to characterize PV anomalies. Terms in Equation (2) are as follows: Brunt-Väisälä buoyancy frequency squared, N^2 (s^{-2}), Coriolis parameter, f (s^{-1}), dependent on latitude, and gravity acceleration, g ($m\ s^{-2}$). N^2 was calculated as: $N^2 = [-(g/\rho) \times (\partial \rho / \partial z)]$, with ρ the potential density (σ_θ) ($kg\ m^{-3}$) with reference pressure of 0 dbar. To suppress and filter out small scales and high-frequency motions, such as internal waves, a running mean with a window of 50 dbar was applied following *de Jong et al.* [2012].

Following *Marnela et al.* [2016], geostrophic velocities (GV) ($m\ s^{-1}$) between stations pairs are calculated from the CTD dynamic height data. The derived velocity profiles are calculated relative to a constant value/plane, where velocity is taken to be zero, and considered to be a level of no motion (LNM). The LNM can be defined as the bottom topography boundary, the deepest common level between stations or boundary planes between water masses, or could be determined from ADCP data. Water masses boundaries in the region are not uniformly distributed in the vertical, along the transect, and ADCP data are not available for the period of interest. *Fomin* [1964] notes that between adjacent stations there may be several layers with constant relative pressure differences, and also, there could be no layer with constant pressure difference. Thus, LNM here was taken to be the deepest common pressure between two consecutive stations. Where stations have not been sampled in a given year, consecutive CTD casts were used for calculations. LNM in this study was thus defined to be the maximum pressure point of the shallower CTD cast/station in any given pair of casts/stations. Without knowledge of the velocity at LNM, this method only provides the geostrophic velocity relative to the LNM (Equation 3). In this work, we use the relative GV from CTD data to provide an in situ estimation of the rotational direction of the anticyclonic vortex in complement of altimetry-based estimates.

$$V_g \times 2 \times \Omega \times \sin(\varphi) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x}, \quad \text{Equation (3)}$$

where V_g is the geostrophic velocity ($m\ s^{-1}$), Ω , φ , and ρ as previously defined.

3. Rockall Trough anticyclone structure from ship-board in-situ and model data

3.1 Signature from ship-board in-situ data

The ship-board CTD measurements collected within the southern section RT over the 2006-2013 wintertime periods (see transect in Fig. 1) show two occurrences of intermediate water depth

vortices positioned at $\approx 55.1^\circ\text{N}$, 12.6°W in January 2007 and January 2011 (note no survey in 2008 and partial surveys in 2012 and 2013). Anomalies of AS (g kg^{-1}), CT ($^\circ\text{C}$), potential density (σ_θ) (kg m^{-3}) and PV ($\text{m}^{-1} \text{s}^{-1}$) (Fig. 2) are computed relative to respective property mean values for each profile/each depth for the period of the overall ship-board data availability (2006-2013).

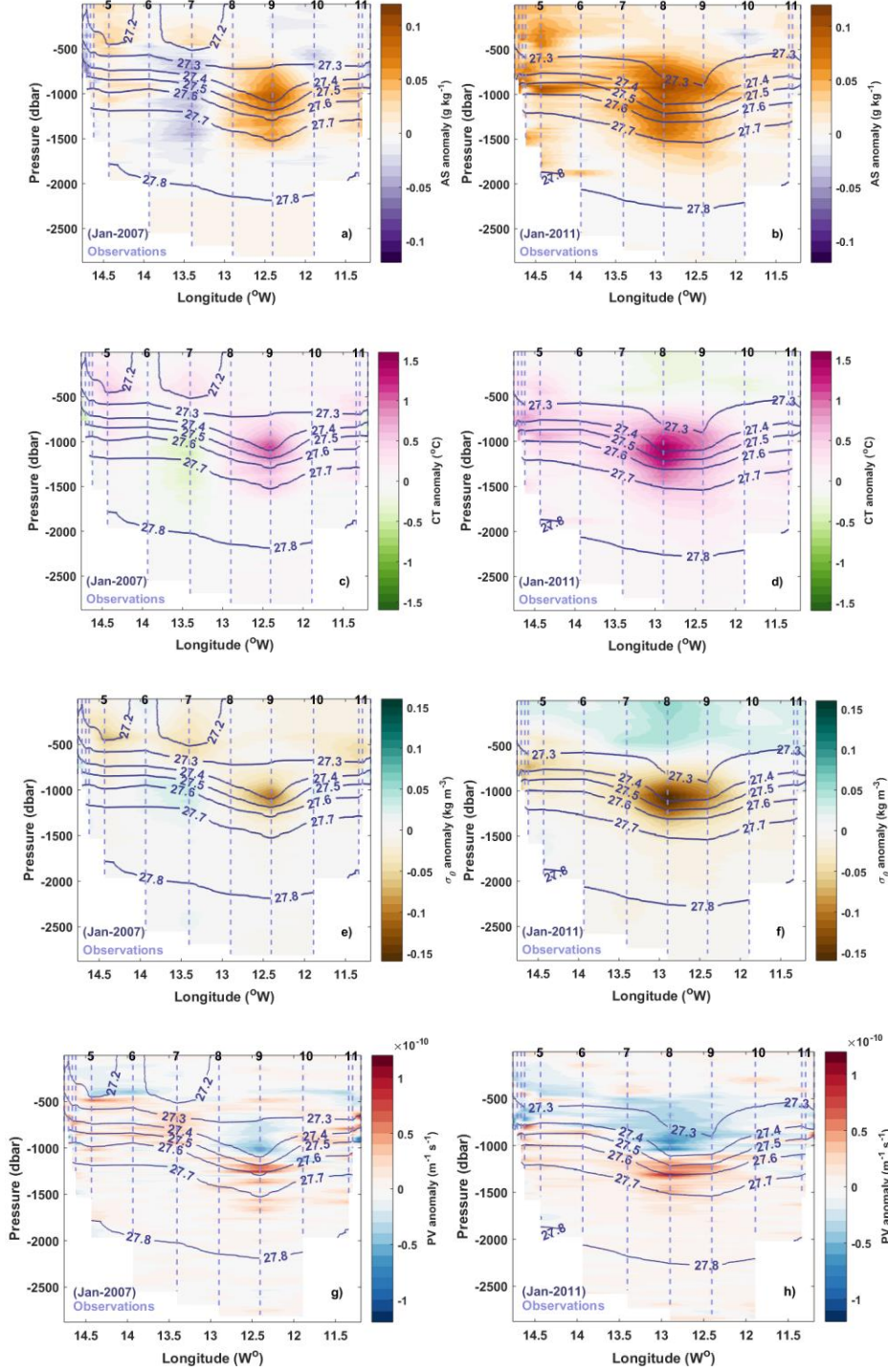


Fig. 2 Longitude-pressure in-situ-derived property anomalies of absolute salinity (AS) (g kg^{-1}) in a) January 2007 and b) January 2011, conservative temperature CT ($^{\circ}\text{C}$) in c) January 2007 and d) January 2011, potential density (σ_{θ}) (kg m^{-3}) in e) January 2007 and f) January 2011, stretching (fN^2/g) potential vorticity (PV) ($\text{m}^{-1} \text{s}^{-1}$) in g) January 2007 and h) January 2011. Light grey dashed lines in all plots are representative of stations locations, *i.e.*, vertical profiles, with deep stations numbered on top of all panels. Dark grey lines show potential density, referenced to 0 dbar.

The anticyclone has a radius of 39.5 km and reaches down to 1550 m in both years, as shown by the vertical profiles of AS, CT, potential density, stretching PV anomalies (Fig. 2) and geostrophic velocity (GV) (Fig. 3c, d). The RT subsurface anticyclonic vortex region is defined as per criteria outlined in Section 2.3.1. In both years, the vortex core stretches over about 925 m in the vertical, within depth ranges of 600-1550 m and 650-1550 m in 2007 and 2011, respectively. The upper and lower depth boundaries of the anticyclone's core region are subjectively approximated to the respective depths at which the first instance of doming and the last instance of downward curving of isopycnals are observed. In both 2007 and 2011 observations, the vortex core is centred within the 27.3 kg m^{-3} and 27.6 kg m^{-3} isopycnals. The GV associated with the anticyclone extends from the surface to 1550 m depth and reaches a maximum of 0.3 m s^{-1} around 500 m depth (Fig. 3c, d). In both years, a negative stretching PV anomaly is visible in the anticyclone's core, accompanied by high stretching PV anomalies, between 0.7×10^{-10} and $1.1 \times 10^{-10} (\text{m}^{-1} \text{s}^{-1})$, located just below the core (Fig. 2g, h). Mean AS, CT and PV anomalies in 2007 and 2011 along the vortex core, as well as highest AS, CT and PV anomalies found within the anticyclone's core are presented in Table 1.

Property anomaly	2007		2011	
	Overall anticyclone's anomaly	Anomaly within core centre	Overall anticyclone's anomaly	Anomaly within core centre
Absolute salinity (AS) [g kg^{-1}]	0.06 (± 0.01)	0.10 g kg^{-1} (1058 m)	0.07 (± 0.01)	0.10 g kg^{-1} (907 m)
Conservative temperature (CT) [$^{\circ}\text{C}$]	0.62 (± 0.28)	1.15°C [1067 m]	0.83 [± 0.26]	1.21°C (1058 m)
Potential density (σ_{θ}) [kg m^{-3}]	-0.04 (± 0.03)	-0.11 (1091 m)	-0.08 (± 0.05)	-0.16 (1093 m)
Potential Vorticity (PV) [$\text{m}^{-1} \text{s}^{-1}$]	-2.85×10^{-12} ($\pm 3.46 \times 10^{-11}$)	-6.30×10^{-11} (1010 m)	-3.15×10^{-12} ($\pm 3.62 \times 10^{-11}$)	-5.33×10^{-11} (1033 m)

Table 1 In-situ derived anomalies of absolute salinity (AS), conservative temperature (CT) and potential vorticity (PV) values in January 2007 and January 2011, ± 1 standard deviations values enclosed in brackets. Presented are also maximum positive AS, CT and negative stretching (fN^2/g) PV values, found within the anticyclone's core regions, embedded within the 600-1550 m and 650-1550 m depth ranges in 2007 and 2011 respectively

AS and CT anomalies at the observed averaged $1013 \pm 58 \text{ m}$ depth fall within deep core MOW depth range, thus giving observational evidence that the core waters of the vortex originate from the northward flowing, MOW-rich slope current. Our results are supported by findings in Le Corre

et al. (2019b) modelling study, who used backward Lagrangian particle tracking to identify the origin of the water masses in the RT anticyclone. *Le Corre et al.* [2019b] showed that a majority of the RT anticyclone particles were originating from the current flowing northward along the Porcupine Bank, with densities lighter than 27.6 kg m^{-3} .

The anticyclone is well captured by the Ertel PV distributions in both January 2007 and January 2011, more evidently so in January 2007 (Fig. 3a, b). Ertel PV values are close to zero in the core's upper region (Fig. 3a, b). In both January 2007 and January 2011, there is a consistent, seemingly uninterrupted band of positive Ertel PV confined within the $27.4\text{-}27.6 \text{ kg m}^{-3}$ isopycnal levels, regionally corresponding to the MOW density range.

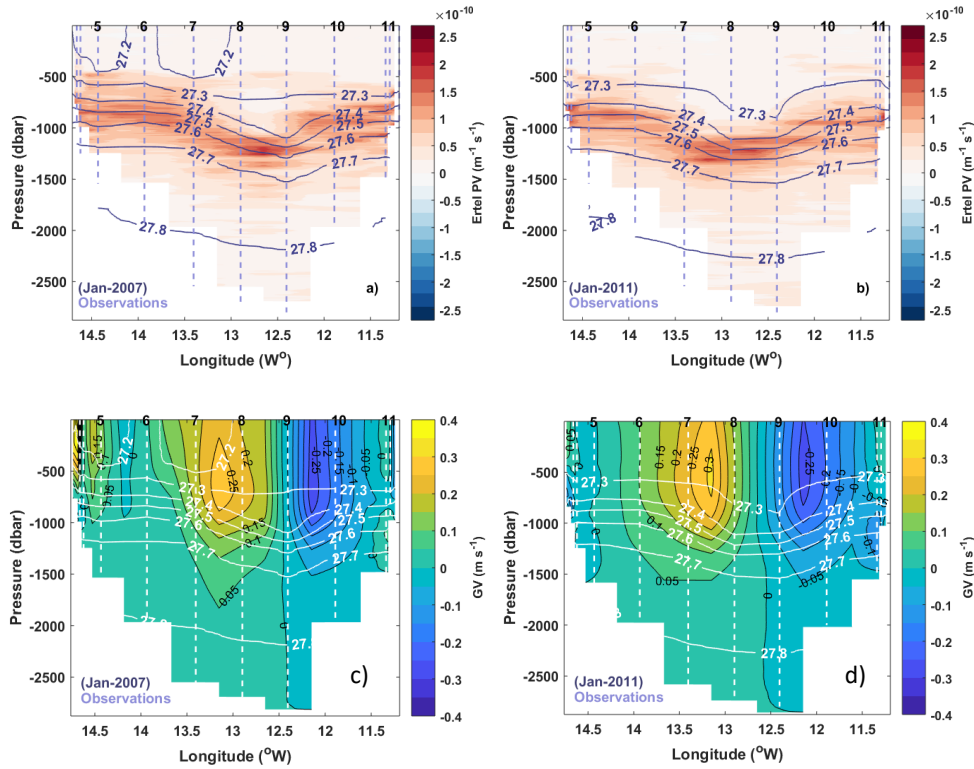


Fig.3. Ertel potential vorticity (PV) ($\text{m}^{-1} \text{s}^{-1}$) in a) January 2007 and b) January 2011 and in-situ-derived geostrophic velocities (GV) (m s^{-1}) in c) January 2007 and d) January 2011. Light grey/white dashed lines represent stations locations, *i.e.*, vertical profiles, with deep stations numbered on top of panels. Solid dark grey/white lines depict isopycnals of potential density (kg m^{-3}), referenced to 0 dbar.

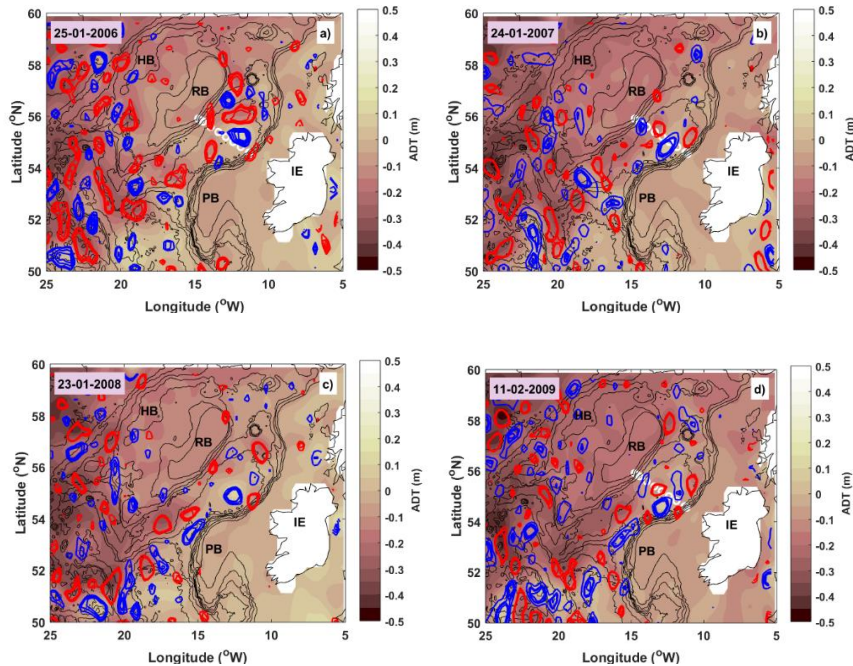
This band of positive Ertel PV is representative of the permanent pycnocline, stretching between $\sim 800 \text{ m}$ down to $\sim 1000 \text{ m}$, with a very pronounced deepening down to $\sim 1200 \text{ m}$, resulting from the presence of the RT vortex core. The slanting of the isopycnals is typical of anticyclones, due to the intensified anticyclonic rotation at depth, as evident from the across-transect GV snapshots (Fig. 3c, d). The GV fields, along with the anomalies distributions (Fig. 2), show that the anticyclone's core is horizontally amplified in January 2011. This could be a reflection of a preceding merging event. The pycnocline depth, as deduced from the Ertel PV, corresponds well with findings from *Feucher et al.* [2016] Argo-based pycnocline study, who estimate pycnocline

depth in the RT to be ranging between ~800 m and ~1000 m depth (Fig. 7a in their study). The permanent pycnocline is where the local maximum stratification will be found by association, *i.e.*, the interface between the MOW and LSW water masses. MOW water mass within the trough is found ‘sandwiched’ between SAIW and LSW water masses. We thus anticipate this 3 layer set-up of cold and fresh waters (SAIW), over warm and salty waters (MOW), over colder and fresher waters (LSW) to contribute to the dynamics of the RT anticyclone, and the RT anticyclone to be active in the water masses modifications.

3.3 Surface imprint of the Rockall Trough anticyclone

The weekly composite ADT maps (Fig. 4), overlapping with surveys during the 2006-2013 wintertime period, encapsulate the mesoscale field within the overall study region. The surface signature of an anticyclonic vortex is visible in all weekly ADT composites in the RT (Fig. 4). The RT anticyclone is identified as the largest anticyclonic (blue coloured) vortex in the central RT, its position coinciding with the lowest negative OW parameter estimates for each corresponding ADT composite periods, with lowest OW value of $-2.37 \times 10^{-8} \text{ s}^{-2}$ in February, 2010. The RT anticyclone does not maintain a stationary position, its location shifting between approximately 54-54.5 °N to 56 °N, and 11.8 °W to 13.5 °W longitude, *i.e.*, within 1°-1.5 ° latitude/longitude of its preferential location at 55 °N, 12 °W.

The surface signature of the anticyclone is located on the transect line in years 2007, 2011, and 2012. But it is positioned either northeast or southwest of the transect line for the other years, thus explaining the absence of the vortex signatures in the corresponding transects. The colocation of the anticyclone’s surface imprint with the anticyclonic vortex core at depth in years 2007, 2011, and 2012, confirms the deep nature of the observed central RT anticyclone.



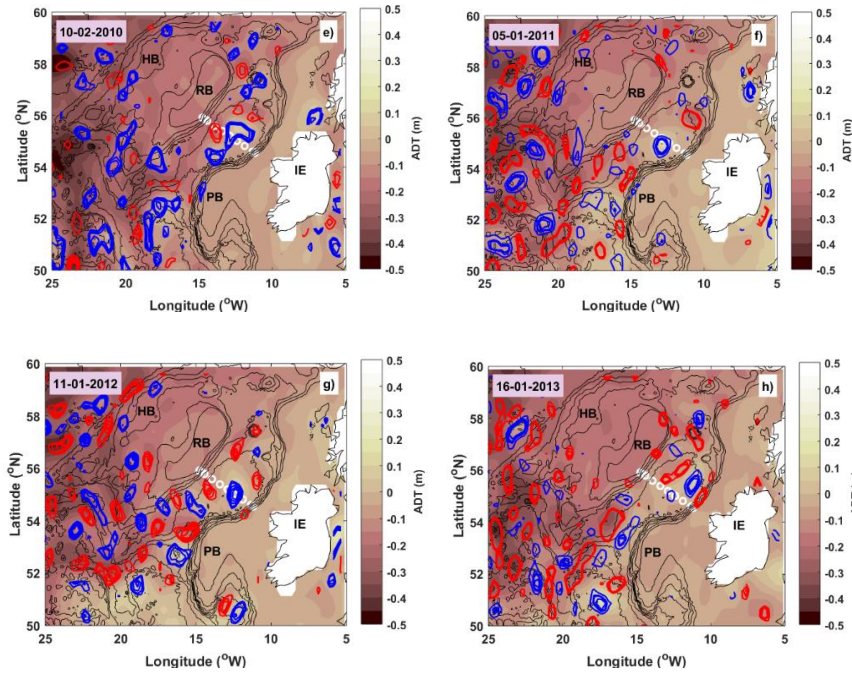


Fig. 4 Weekly absolute dynamic topography (ADT (m)) composite maps with cyclonic (red) and anticyclonic (blue) vortices overlaid. Contours of cyclonic and anticyclonic vortices vary within 0.1 to $1.6 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ and -1.6 to $-0.1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ positive and negative ranges of relative vorticity, $\zeta = \partial v / \partial x - \partial u / \partial y$, with all vortices satisfying the condition Okubo-Weiss (OW) parameter < 0 . Dates in each weekly ADT composites (a-h) represent start of week, coinciding with the 2006-2013 wintertime ship-board survey period. Black lines show bathymetry (500 m level step), white circles denoting survey transect line stations (note no survey in 2008 winter months); HB – Hatton Bank, RB – Rockall Bank, PB – Porcupine Bank, IE – Ireland. Bathymetry data source as in Fig. 1.

The RT anticyclone's influence on the surface elevation is examined with the application of *Bashmachnikov and Carton* [2015] formula produced for the estimation of meddy's imprint on the sea surface elevation (Section 2.3.2). The application of the formula for the RT anticyclone yields an approximate surface elevation of 0.26 m , due to the presence of the anticyclone at depth. This is in good agreement with the ADT-derived surface elevations values of approximately 0.25 m in both January 2007 and January 2011, as evident in the ADT composites (Fig. 2b, f). The calculated surface elevation estimate of 0.26 m is based on aggregate January 2007 and January 2011 values, where $f = 1.19 \times 10^{-4} \text{ (s}^{-1}\text{)}$, RT anticyclone radius = 39 km , $\Delta H = 500 \text{ m}$, $g = 9.81 \text{ m s}^{-2}$, and $H = 1063 \text{ m}$. The RT anticyclone radius, ΔH and H approximated values are based on ship-board in-situ data. The anticyclone's radius, as well as the anticyclone's signature in the vertical, notably property anomalies, are as defined in Section 2.3.1.

3.4 The RT anticyclone in the model

The model simulation captures well the presence of the RT anticyclone and its non-stationary nature, as depicted in the weekly composite ADT maps (Fig. 4). In the model, the RT anticyclone is at times centred approximately between 54.5°N - 55.5°N and 12°W - 13°W latitude and

longitude bands. The vortex exhibits relatively high negative ζ/f values, reaching down to -0.3 and beyond (Supplementary animation).

The model also represents well the regional thermohaline properties and the vertical structure of the RT anticyclone. Examples of model-derived wintertime AS and CT anomalies distributions in the vertical are presented for January 2007 (Fig. 5a, b), showing a comparable mesoscale configuration, where model and observations locate the RT anticyclone with great proximity. In the model, the January 2007 AS anomaly (Fig. 5a) is larger than the in-situ-derived AS anomaly (Fig. 3a), with a positive difference of approximately 0.03 g kg^{-1} within the anticyclone's core. The model output data captures well the overall January 2007 CT anomaly field (Fig. 5b), comparative to observation-based CT anomaly (Fig. 3c), particularly within the anticyclone's core region, with core CT anomalies of approximately 1.15°C in both data sets. The potential density field, notably intermediate and deep water column depths, as depicted by isopycnals, is also well represented in the model output data (Fig. 5a, b, c), comparative to observation-based potential density derivations for January 2007 (Fig. 3a, c).

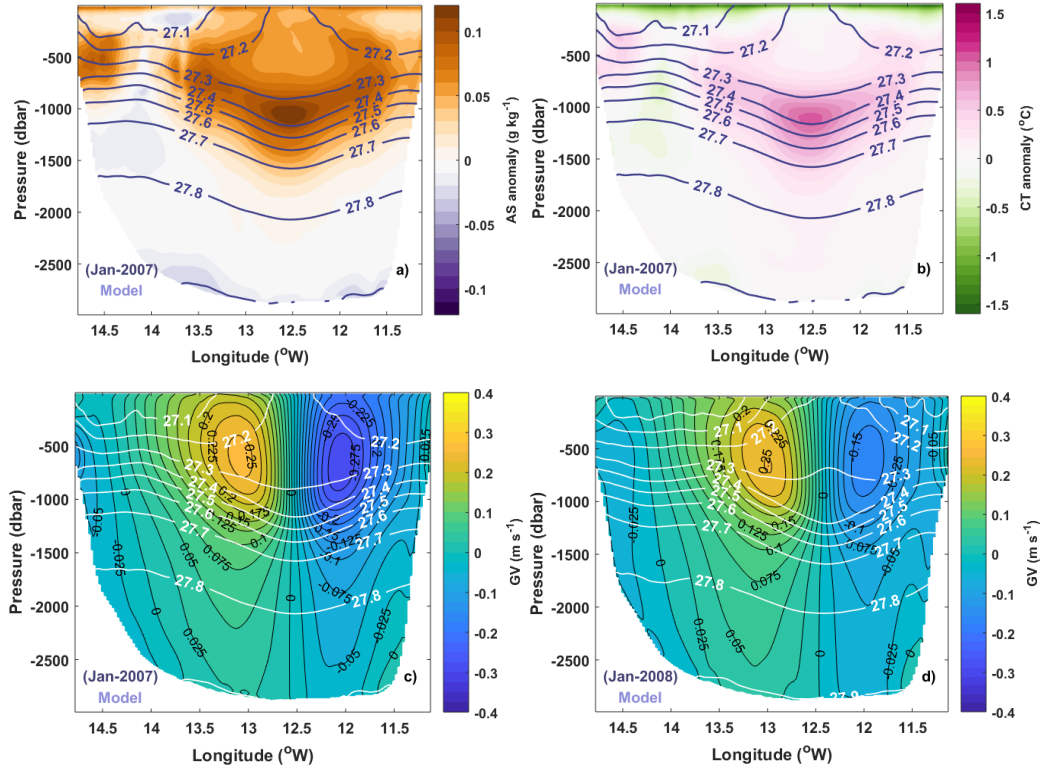


Fig. 5 Longitude-pressure model-derived anomalies of a) absolute salinity (AS) (g kg^{-1}), b) conservative temperature (CT) ($^\circ\text{C}$), c) January, 2007 and d) January, 2008 geostrophic velocities, depicted by solid black contour lines. Solid dark/white grey lines in all plots show the potential density, referenced to 0 dbar.

The regional geostrophic velocity (GV) field is also well reproduced by the model. Examples of model-derived GV, along the survey transect line, are presented in Fig. 5c, d. The RT anticyclone is captured very well in both January, 2007 and January, 2008 GV fields. Model-derived GV in both January 2007, and 2008 reach a maximum of 0.225 m s^{-1} around, and below 500 m depth.

This is slightly lower than the CTD-derived maximum GV of 0.3 m s^{-1} for January 2011 (Fig. 3c, d). As in the CTD-derived GV, the extension of the RT anticyclone from intermediate depth up to the surface and down to 1550 m, and below, is clearly represented. The anticyclone core seems to be well established and stable in January, 2008, as depicted by the upward and downward tilting of the 27.3 and 27.4 kg m^{-3} isopycnals respectively (Fig. 5d). The strength of the anticyclone in January, 2008 is further supported by the January, 2008 weekly ADT composite (Fig. 4c), where the surface imprint of the RT anticyclone is clearly evident. Overall, the model gives sufficiently realistic replicates of the anticyclone and ambient surroundings.

4. Available heat and salt content anomalies

Subsurface vortices can transport water masses with anomalous properties over long distances, thus cumulatively, they have the potential to affect large-scale transports of heat, salt and other tracers [Gula *et al.*, 2019]. Stirring and filamentation at the periphery of coherent eddies are suggested to drive meridional eddy transports [Abernathey and Haller, 2018], thus vortices could alter ambient waters as they translate across various oceanic regions and basins. To highlight the potential impact of the RT anticyclone on the regional and larger scale northeast NA heat and salt regimes, as well as their potential capacity to contribute to water masses modifications regionally and further afield, we compute available heat and salt content anomalies.

Derivations of available heat and salt anomalies, AHA (J m^{-1}) and ASA (kg m^{-1}) respectively, are based on the method applied by Chaigneau *et al.* [2011], where AHA and ASA estimations are calculated in relation to eddies in the eastern Pacific. Following and adapting the methodology of Chaigneau *et al.* [2011], AHA and ASA per meter in the vertical can be obtained by solving the following equations:

$$\text{AHA} = \int \rho C_p \text{CTa} dA \quad \text{Equation (4)}$$

and

$$\text{ASA} = 0.001 \int \rho \text{ASa} dA \quad \text{Equation (5)}$$

In both equations, ρ is the density (kg m^{-3}), dA the area of the eddy (m^2) assumed to be delimited by a circle, and C_p the specific heat capacity ($\approx 4000 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$). CTa in equation (4) stands for conservative temperature anomaly, ASa in equation (4) stands for absolute salinity anomaly. The factor 0.001 in equation (5) represents the conversion of salinity to salinity fraction (kg of salt per kg of seawater) [Chaigneau *et al.*, 2011]. AHA and ASA calculations were performed over the entire water column, *i.e.*, assuming hypothetical eddy stretching from the surface to the bottom. This assumption will help with the deduction of the anticyclone's nature, whether a) the eddy is a result of an upper ocean current instability, *i.e.*, NAC eddy or b) the anticyclone is a deep vortex with waters originating from elsewhere. If the waters within the anticyclone are originating from upper ocean water masses, *i.e.* upper ocean current(s), AHA and ASA in the upper (0-500 m) water column are expected to be high. AHA and ASA (Fig. 6) show clear intermediate water column positive anomalies, confined within the defined anticyclone depth ranges (600-1550 m in 2007 and 650-1550 m in 2011) with peaks between 990-1100 m depth. This adds evidence that the deep embedded AHA and ASA have developed due to trapping of MOW during eddy generation. The

calculated AHA and ASA for January 2006, February 2009, and February 2010, when the anticyclone is not falling along the survey transect line, all yield negative anomalies within the designated anticyclone's depth range. AHA and ASA for January 2013 show small positive contributions from about 500 m down to 1000 m. AHA and ASA for January 2012 are close to calculated AHA and ASA anomalies for January 2007 and January 2011. Mean AHA and ASA values, calculated along central vortex axis, and maximum core values for 2007 and 2011 are summarised in Table 2. As the 2012 survey did not cover the full transect line, AHA and ASA for January 2012 are not included here.

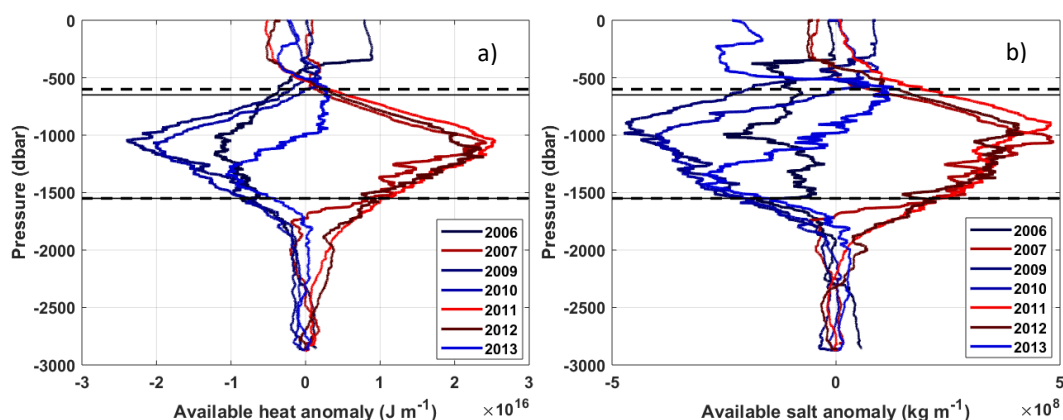


Fig. 6 a) Available heat anomaly (AHA) (J m^{-1}) and (b) available salt anomaly (ASA) (kg m^{-1}) with respect to depth over anticyclone defined circle area A ($A = \pi r^2$, r , eddy radius). Thick dashed black lines in both figures denote the anticyclone's core top boundary (600m in 2007 and 650 in 2011), whereas thick black lines representative of the anticyclone's core bottom boundary (1550 m in both 2007 and 2011).

Anomaly	2007		2011	
	Overall anticyclone's anomaly	Anomaly within the core centre	Overall anticyclone's anomaly	Anomaly within the core centre
AHA ($\text{J m}^{-1} (\times 10^{16})$)	1.31 (± 0.60)	2.43 (1067 m)	1.74 (± 0.54)	2.55 (1058 m)
ASA ($\text{kg m}^{-1} (\times 10^8)$)	3.06 (± 0.93)	4.87 (1058 m)	3.49 (± 0.61)	4.81 (907 m)

Table 2 In-situ derived available heat and salt anomalies (AHA, ASA) values in January 2007 and January 2011, ± 1 standard deviations values enclosed in brackets; presented are also maximum AHA and ASA values, found within anticyclone's core regions, embedded within the 600-1550 m and 650-1550 m depth ranges in 2007 and 2011 respectively

5. Rockall Trough anticyclone origin

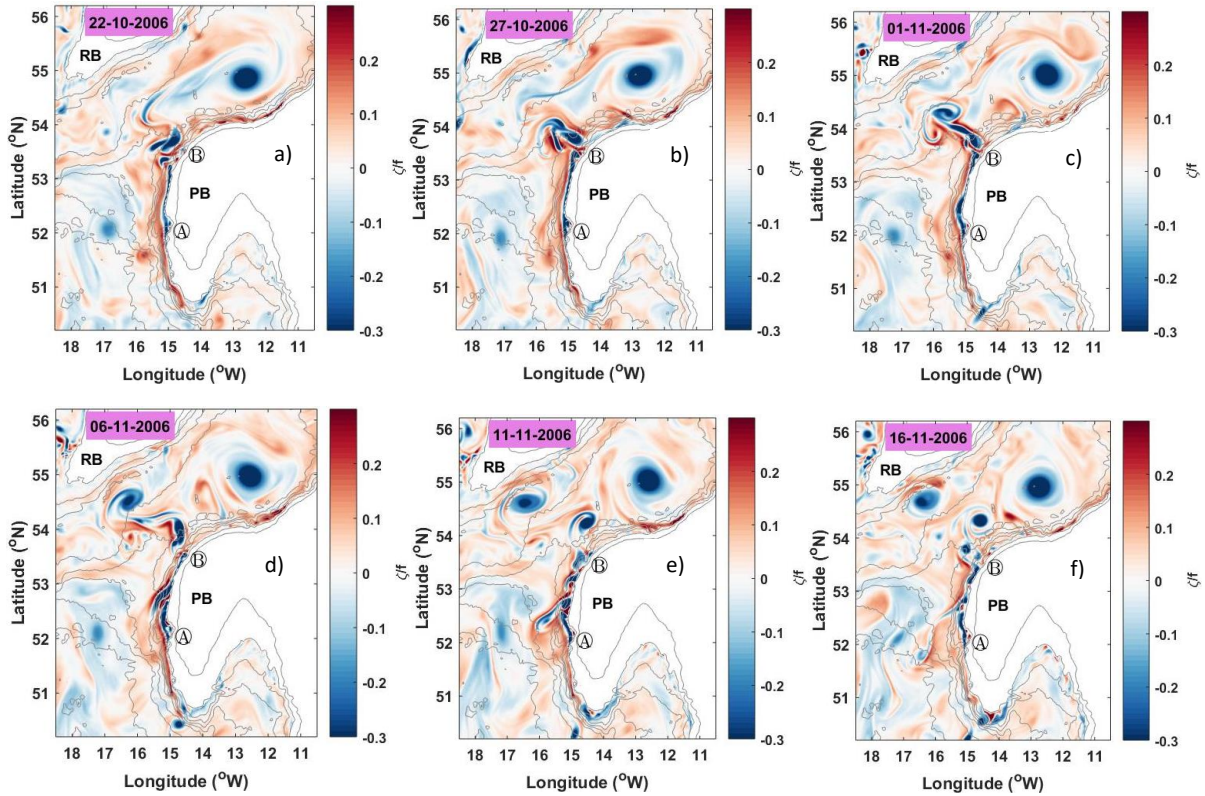
The RT anticyclone appears to be sustained primarily by the merging of smaller scale anticyclones generated along the Porcupine Bank slopes. In all weekly ADT composites (Fig. 4), coherent vortices of both signs, *i.e.*, cyclonic (red) and anticyclonic (blue), are evident along the Porcupine Bank slopes, from 50°N to 55°N . The Porcupine Bank slope is a region of concentrated vorticity, most notably in January 2007 (Fig. 5b), February 2009 (Fig. 5d), January 2011 (Fig. 5f), January

2012 (Fig. 5g) and January 2013 (Fig. 5h). February 2010 (Fig. 5e) presents an interesting set up, where a merging event appears to be taking place, as a medium-sized anticyclonic vortex pinches off the northern tip of the Porcupine Bank, near 54.5 °N 14.5°W, to join the RT anticyclone, positioned north of 55 °N, centred at 55.5 °N, 13.5°W.

To investigate small-scale vortices dynamics at depth and their possible interactions with the RT anticyclone, and to pinpoint regions of vorticity generation, *i.e.*, west or east RT slopes, we use spatial distribution of relative vorticity, ζ , normalised by the Coriolis parameter ζ/f at 1000 m depth (ζ/f_{1000}) (Fig. 7). The example ζ/f_{1000} snapshots (Fig. 7) clearly depict the generation of both cyclones and anticyclones along the Porcupine convoluted slopes, as well as the advection of smaller scale anticyclones into the interior and their consequent merging with the RT anticyclone. The presented ζ/f_{1000} (Fig. 7) are with a 5 days temporal resolution, starting on 22nd of October, 2006 and finishing on 16th of December, 2006, 38 days prior to the January, 2007 survey. The ζ/f_{1000} sequence is typical of the evolution of the RT anticyclone over the simulated period, not restricted to winter months only (Supplementary Fig. 3). A narrow negative ζ/f stream is seen developing regularly within the 51 °N-54 °N latitude band (Fig. 7). As the vorticity filament separates from the topography, following the curvature of the Porcupine Bank slope's bathymetry, smaller mesoscale or submesoscale anticyclones pinch off (Fig. 7). We observe two primary/preferential spots, where the vorticity filament separation occurs, near 52 °N (location A in Fig. 7), where a sharp break in the shelf edge, possibly an escarpment, is observed, and near 53.5 °N (location B in Fig. 7), where the shelf edge and Porcupine Ridge turns eastward. The observed vorticity filament separation is similar to fine-scale ζ/f fragments detachment from bottom topography boundary, described by *Molemaker et al.* [2015] in relation to the generation of Cuddies along the Californian slopes. Once detached from the boundary, these fine-scale ζ/f fragments begin to move chaotically by mutual advection, promoting merging during close encounters, ultimately leading to both horizontal and vertical growth size, resulting in the generation of a mesoscale size vortex [*Molemaker et al.*, 2015]. Closer inspection of the ζ/f_{1000} snapshots (Fig. 7) depicts a similar scenario for the RT anticyclonic vortex generation mechanism. Most of the formed small-scale vortices are advected in the RT interior, in time to merge with the RT anticyclone (Fig. 7). These smaller scale vortices may provide a significant source of vorticity for the RT anticyclone. As evident from Fig. 7, some of the smaller mesoscale/submesoscale anticyclones, generated along the Porcupine Bank slope, can also propagate westward, around the Rockall and Hatton banks and into the eastern subpolar NA.

Based on the observed vorticity generation and ζ/f_{1000} fragments separation along the Porcupine Bank slopes, we put forward the complex topography-slope current interactions as the main factor for the consequent vorticity generation, and bottom boundary layer separation, resulting in the formation of coherent (sub)mesoscale cyclonic/anticyclonic vortices [*D'Asaro*, 1988; *Molemaker et al.* 2015; *Gula et al.*, 2015]. The importance of frictional effects for the generation of vorticity along the Porcupine Bank slopes is shown in *Le Corre et al.* [2019b] through an analysis of the PV fluxes at the bottom. The strongest PV input is found between the 27.3 and 27.6 kg m⁻³ isopycnals, which correspond to the density range of the RT anticyclone's core.

The process of merging of the anticyclones generated along the Porcupine Bank slope with the RT anticyclone is clearly captured in the ζ/f_{1000} snapshots (Fig. 7). The vortices merging process of two vortices with the same sign is described by *Ciani et al.* [2016] in their modelling study. Upon contact, the vortices start to exchange fluid masses, collapse towards each other, and ultimately form a single coherent structure. *Ciani et al.* [2016] focussed on merging events of subsurface horizontally and vertically shielded Meddy-like anticyclonic vortices with radii of ≈ 30 km. They deduced that the merging of Meddy-like vortices was to occur at a critical distance, $D(m) = 2.5R$, with R the vortex radius. At the critical distance, the two vortices are torn apart by the strong shear generated by the cores, the cores collapse at the centre, thus triggering the merging process to form one central core. Here, we check if *Ciani et al.* [2016] proposed critical distance for merging of meddy-like vortices is applicable to the case of the RT anticyclone merging with smaller scale vortices, generated along the Porcupine Bank. For this, we look at the ζ/f_{1000} snapshots on 1st of December, 2006 (Fig 7i). A small-scale anticyclonic vortex, positioned $\sim 54.5^\circ\text{N}$, 15°W (Fig. 7d), clearly formed from filament separation at primary location B (Fig. 7a, b, c, d, e, f), begins to deform as it moves north-eastward and gets in close proximity with the RT anticyclone (Fig. 7 g, h, i). The distance between the two vortices is about 76 km, and thus already smaller than the critical merging distance proposed by *Ciani et al.* [2016] $D(m) = 2.5R = 100$ km.



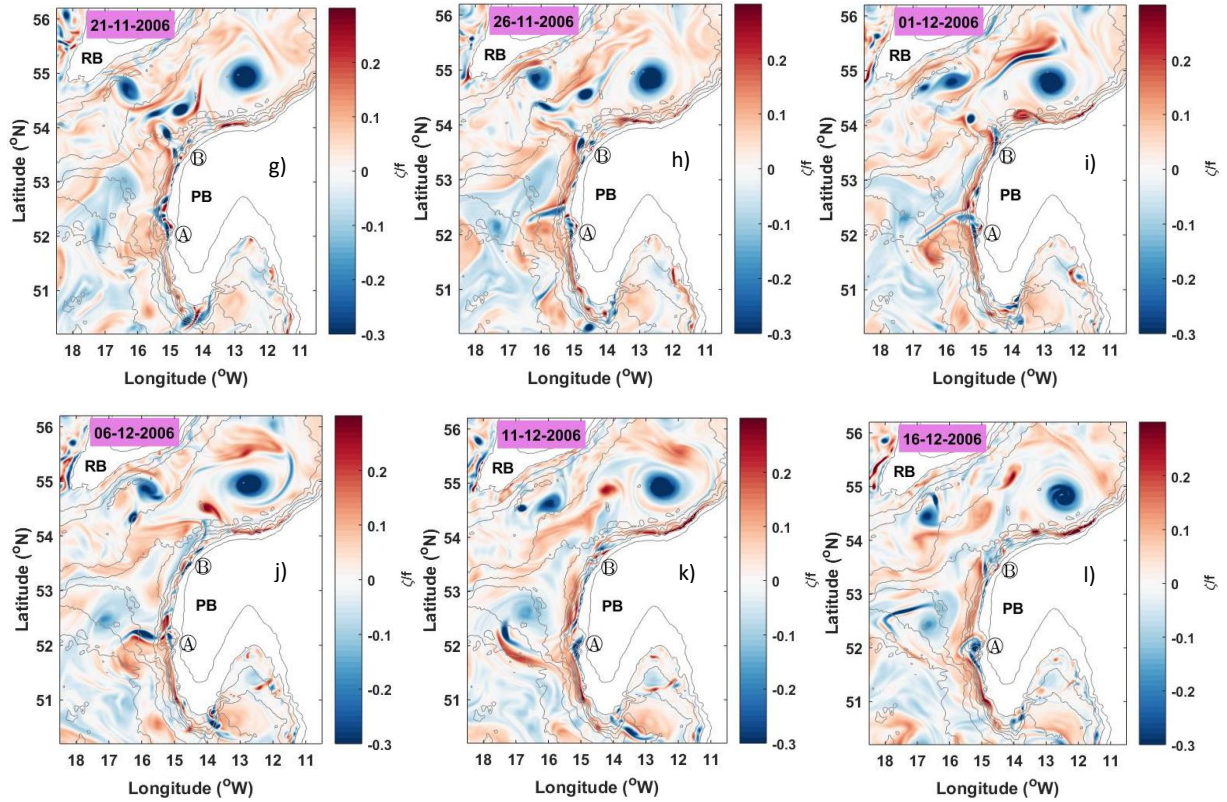


Fig. 7 Model-derived snapshots sequence of normalized with respect to f relative vorticity, ζ/f , at 1000 m depth for selected October 2006 - December 2006 dates, with a 5-day time-step, starting on 22nd of October, 2006, finishing on 16th of December, 2006, with a) 22nd of Oct, b) 27th of Oct, c) 1st of Nov, d) 6th of Nov, e) 11th of Nov, f) 16th of Nov, g) 21st of Nov, h) 26th of Nov, i) 1st of Dec, j) 6th of Dec, k) 11th of Dec, l) 16th of Dec. Light grey lines show bathymetry (500 m level step). Vorticity filament separation, near 52 °N and near 53.5 °N, and generation of small-scale vortices along the Porcupine Bank slope is evident. The newly formed vortices travel further into the trough, feeding the Rockall Trough anticyclone. Some of the small, newly generated vortices exhibit westward propagation, some reaching the western slopes of the Rockall Bank, and some making their way into the marginal subpolar northeast NA. Circled black A and B letters denoting candidate ‘prime spots’ for negative potential vorticity filaments separation due to bottom topography - slope current. Additional letter annotations of bathymetry terrain: HB – Hatton Bank, RB – Rockall Bank, PB – Porcupine Bank, IE – Ireland. Bathymetry data source as in Fig. 1. Range of ζ/f restricted between -0.3 and 0.3 to help visualising vorticity generation and filament separation along the Porcupine slope.

The merging continues as the elongated small-scale vortex wraps around the RT anticyclone (Fig. 7j, k, l).

Merging of two small-scale vortices, located between 54 °N and 55 °N, along ~16 °W (Fig 7g, h, i, j, k, l) generated from filament separation at primary location B (Fig. 7a, b, c, d, e, f) is also evident. Once merged, the newly formed medium-sized vortex could move north-eastward into the trough, to merge with the RT anticyclone, or move westward around the Rockall Bank slopes, to enter the neighbouring northeast subpolar waters. The distance between the medium-sized vortex and the RT anticyclone is close to the critical merging distance ($D = 2.5R = 100$ km), but

the vortices are not isolated and the surrounding mesoscale activity can prevent the merging from happening.

6. Discussion and conclusion

The vertical structure and formation mechanism of a subsurface anticyclonic vortex in the central RT have been investigated using ship-board, satellite and model output data. Satellite and model output data confirm the surface signature of the RT anticyclone within 54.5°N-55.5°N, 12°-13° W latitude and longitude respective bands, as similarly noted by *Xu et al.* [2015]. The ship-board in-situ and vertical model output data show that the RT anticyclone is a deep, intermediate water depth vortex, its core delimited by the 27.3-27.7 kg m⁻³ isopycnals, stretching within the 600/650-1550 m depth range in the vertical, with a radius of about 39.50 km. In-situ-derived AS, CT and PV anomalies depict the RT anticyclone's inner core to be located at approximately 1013 m (± 58 m) depth, encompassed within the 27.4-27.6 kg m⁻³ MOW density ranges.

The RT anticyclone is sustained primarily by the merging of smaller scale anticyclones generated due to instabilities of the slope current flowing poleward along the eastern RT slope. It does not seem to be the result of a NAC sub-branch instability, as originally inferred by *Xu et al.* [2015].

Numerous small-scale transient vortices are generated along the convoluted Porcupine Bank. They pinch off at two seemingly prime locations, A and B (Fig. 7, Fig. 8), as flow transitions between the zonal and meridional slopes of the bank. Some of these small-scale vortices merge with the established central RT vortex. Vortex merger gives rise to larger structures, and it has been shown to explain the inverse energy cascade [*Ciani et al.*, 2016]. Thus, the merging of small-scale vortices with the RT vortex contributes to its size growth, further to its stability growth, consequently defining the preferential vortex persistency within the vicinity of region approximately centred at 55 °N, 12 °W, which corresponds to the maximum depth of the central RT. A barotropic vorticity budget presented in *Le Corre et al.* [2019b, Fig. 3] confirms that baroclinic eddy fluxes are the main source of vorticity for the RT anticyclone, and that interactions with topography, through bottom pressure torque and drag, are the main sink of vorticity. An in-depth modelling analysis of the anticyclone's dynamics is being undertaken, to strengthen *Le Corre et al.* [2019b] results and better quantify the mechanisms involved in the RT anticyclone dynamics.

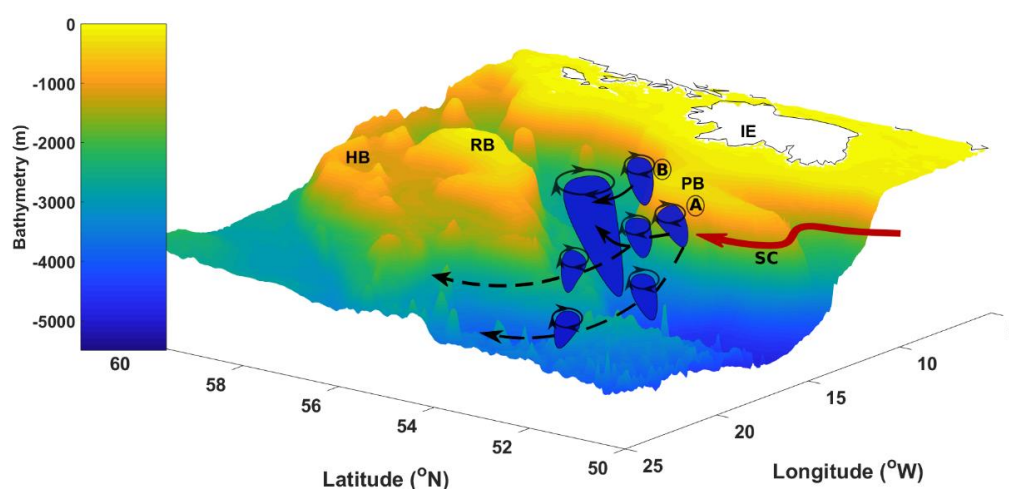


Fig. 8 Model-derived schematic representation of the bottom topography - slope current interactions in the southern Rockall Trough, where circled A and B denote candidate ‘prime spots’ for flow separation due to bottom topography - slope current induced baroclinic/barotropic instabilities. Generated small-scale vortices along the east banks of the trough propagate both north-eastward into the trough, thus feeding and sustaining the Rockall Trough anticyclone, and westward into the subpolar northeast NA. Letter annotations in figure as follows: PB - Porcupine Bank, HB - Hatton Bank, RB - Rockall Bank, SC - Slope current, IE - Ireland; bathymetry data source as in Fig. 1.

The RT anticyclone shares a lot of characteristics with the Lofoten anticyclone. As the Lofoten anticyclone, it is not rigidly attached to a bottom topography feature, which is often the case for quasi-permanent mesoscale vortices in the open ocean [Bashmachnikov *et al.*, 2018]. But the variant bottom topography aspect within the vicinity of 55 °N, 12 °W (Supplementary Fig. 1b) creates a funnel-like effect, prompting the coalescence of smaller scale vortices and further introducing a topographically-induced anchoring of RT anticyclone, once established.

The RT anticyclone is not always centred at 55 °N, 12 °W. The non-stationary nature of the anticyclone could be explained by the presence of cyclones in the interior, which could temporarily alter and deflect the anticyclone’s path and/or location. Similar situation, in relation to the non-stationary nature of the Lofoten vortex is noted in Raj *et al.* [2015].

The generation and sustainment of the RT anticyclone due to production of anticyclones along the steep, convoluted Porcupine Bank slope is another characteristic shared with the Lofoten vortex. The Lofoten vortex is generated and sustained by anticyclonic eddies shed from the Norwegian Atlantic slope current as it flows along the steep continental slopes off the Lofoten Islands [Köhl, 2007; Rossby *et al.*, 2009; Volkov *et al.*, 2015; Bosse *et al.*, 2019].

The number of vortices shed from topography-slope current interactions would likely be dependent on the strength of the slope current, as stronger currents will be more unstable and will thus shed more vortices [Köhl, 2007]. Using altimetry and buoy data sets, Xu *et al.* [2015] showed that the slope current is highly seasonal, with maximum poleward (northward) anomaly of $\approx 5 \text{ cm s}^{-1}$ along the Irish continental slope occurring in the month of January. It is thus possible that more vortices are generated along the Porcupine Bank in the winter months. The slope current would be further influenced by the large-scale NA dynamics, where the Atlantic meridional circulation would impose an effect on the NA basin density gradients; an enhanced AMOC would lead to stronger meridional density gradients, thus re-strengthening the slope current [Marsh *et al.*, 2017]. As the deep RT anticyclone interacts with neighbouring vortices, it is proposed that it will imprint on the ADT field in the trough, imposing ADT alterations, as the vortex dynamics undergo changes, similarly to the Lofoten vortex impacting the ADT variability in the Lofoten basin [Köhl, 2007; Raj *et al.*, 2016].

The RT anticyclone is present throughout the whole 2001-2009 simulation time period, with weak seasonal variations in its characteristics. Thus, the wintertime air-sea heat fluxes, which usually prompt convection chimneys generation and consequent downward water mass movement [Send and Marshall, 1995], are not put forward as the primary generation mechanism for the RT anticyclone. However, convection events intensify mixed layer depths, and the deeper the mixed layer depth, the more potential energy is released by slumping of the isopycnals, yielding more

energetic submesoscale flows [Callies *et al.*, 2015]. It is thus likely that deep convection event(s) can affect the upper stratification/restratification and strength of the RT anticyclone, as observed in the case of the Lofoten vortex [Bashmachnikov *et al.*, 2018; Bosse *et al.*, 2019]. The effect of convection will be quantified in a following detailed dynamical analysis of the RT anticyclone using the model outputs.

The ship-board in-situ-derived high AS, CT, potential density, PV, AHA and ASA anomalies, provide more evidences that the subsurface, deep RT anticyclone is regionally generated and that the topography-slope current interactions play an important role. In particular, waters forming the core of the RT anticyclone include a large fraction of MOW, which originate primarily from the northward flowing, MOW-rich slope current. This link is supported by the Lagrangian tracking of water masses in Le Corre *et al.* [2019b].

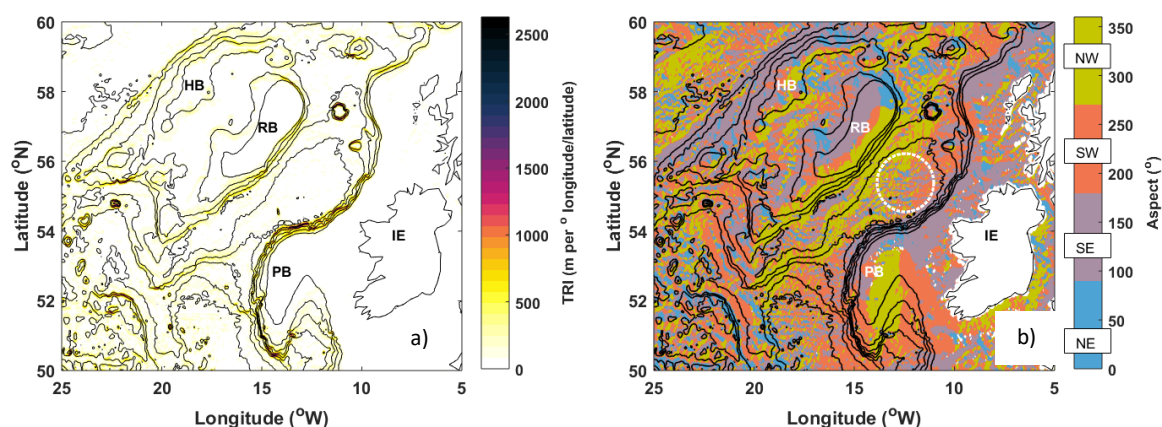
The relatively high AHA and ASA estimations also highlight the importance of this newly described deep vortex and its generation mechanism in relation to heat and salt regional and large-scale budgets. Current studies by Holliday *et al.* [2018] and Lozier *et al.* [2019] bring evidence that most of the overturning in the subpolar NA may be happening east of Greenland, thus putting the spotlight on the north-eastern subpolar NA and the region's role in the north Atlantic Meridional Overturning Circulation (AMOC). Modelling-based results, presented in Rahmstorf [1998], highlight the noticeable effect of MOW spreading on the NA circulation and climate, leading to a warming of the northern NA by a few tens of a degree (0.1° to 0.3°C), and North Atlantic Deep Water outflow enhancement by 1-2 Sv ($1\text{ Sv} = 1 \times 10^6\text{ m}^3\text{ s}^{-1}$), *i.e.*, the deep AMOC component. Our CROCO-based deductions on vortices generation along the south-eastern RT slope and their propagation north-eastward into the trough, or westward into the wider subpolar NA, could be direct/indirect heat and salt injections into the Iceland and Irminger basins, and Nordic Seas, inflicting warming up and salinification of upper regional waters from below via mixing. Such upper waters alterations due to mixing from below is demonstrated in an Argo-based global mode waters study by Feucher *et al.* [2019]. This in turn brings into attention the role of the continental slope current and associated mesoscale activity in the vicinity of the southern and central RT, and ultimately, reinforcing the MOW role in the NA large-scale circulation. Regionally, the RT anticyclone may have significant implications for water masses modifications. The MOW water mass within the trough is found between SAIW and LSW water masses. The sequence of layering of SAIW, cold and fresh water, over MOW, warm and salty water, over LSW, cold and fresh water will give rise to diffusive processes, resulting in alterations of water masses densities, and ultimately, water masses modifications. Exploring the impact of the RT anticyclone on water masses modifications in the region is a next step in our upcoming analyses.

Given the outlined merging process, the RT anticyclone could be viewed as a heat reservoir in the trough and a prime spot for intermediate water masses modifications. The trough is one of the gateways of warm, salty subtropical origin water masses into the Nordic Seas and further into the Arctic. The impact of the RT anticyclone could thus pose a significant role not only in regional and large-scale physical settings, but also in its deep chemical and biological marine environments.

Acknowledgements:

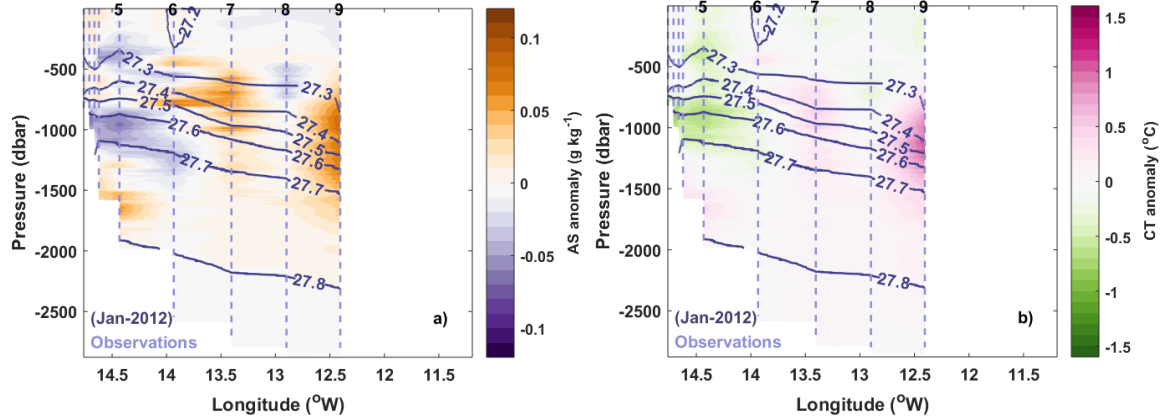
We wish to thank the captains, technicians, crew members and scientific personnel on board the RV Celtic Explorer for acquiring the 2006-2013 wintertime CTD transect data, part of which used here. A. S. PhD studies are supported by MI, Ireland Cullen Fellowship (grant-aid agreement No. CF/14/05), funded under the Marine Research Programme, 2014-2020, by the Irish Government. A. S. kindly acknowledges the Thomas Crawford Hayes Trust research award from the School of Earth and Ocean Sciences, NUIG, Ireland, towards investigations presented here, as part of her PhD studies. J. G. and M. L.C. gratefully acknowledge support from Région Bretagne, from the French National Agency for Research (ANR) through the project ISblue "Interdisciplinary graduate school for the blue planet" (ANR-17-EURE-0015) and the project Deeper (ANR-19-CE01-0002-01), and from LEFE/IMAGO through the project AO2017-994457-RADII. Simulations were performed using HPC resources from GENCI-TGCC (grant 2019-A0050107638) and from DATARMOR of "Pôle de Calcul Intensif pour la Mer" at Ifremer Brest France. L. H. is supported by the UK-OSNAP NERC Large grant (NE/K010875/1). CTD data used in this study are curated by MI, Ireland and made available upon request at <https://www.marine.ie/Home/marine-institute-request-digital-data>. The gridded altimeter products were produced by SSALTO/DUACS and distributed by the Copernicus Marine Environment Monitoring Service (CMEMS). Bathymetry data courtesy of USA National Geophysical Data Centre (NGDC). Altimetry and bathymetry data sources are provided within text. We thank the scientific teams at CMEMC and NGDC for making their data products available. Model outputs are available upon request.

Supplementary material

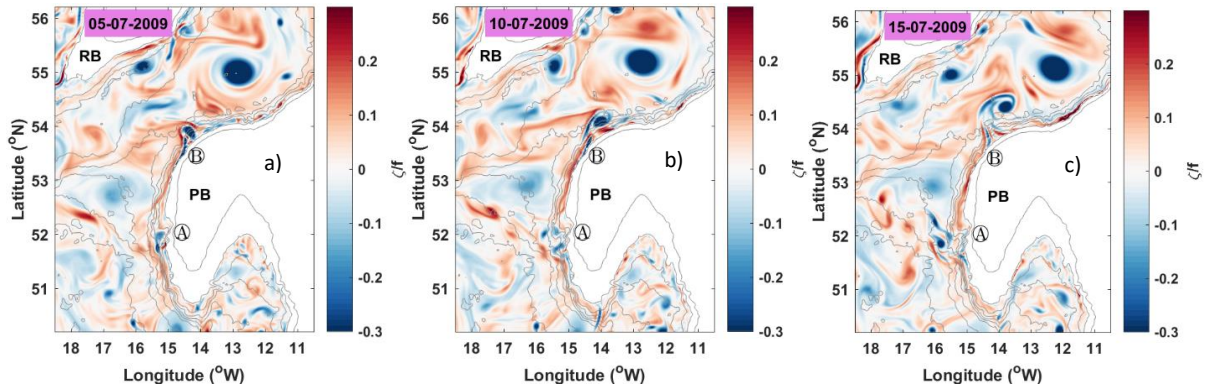


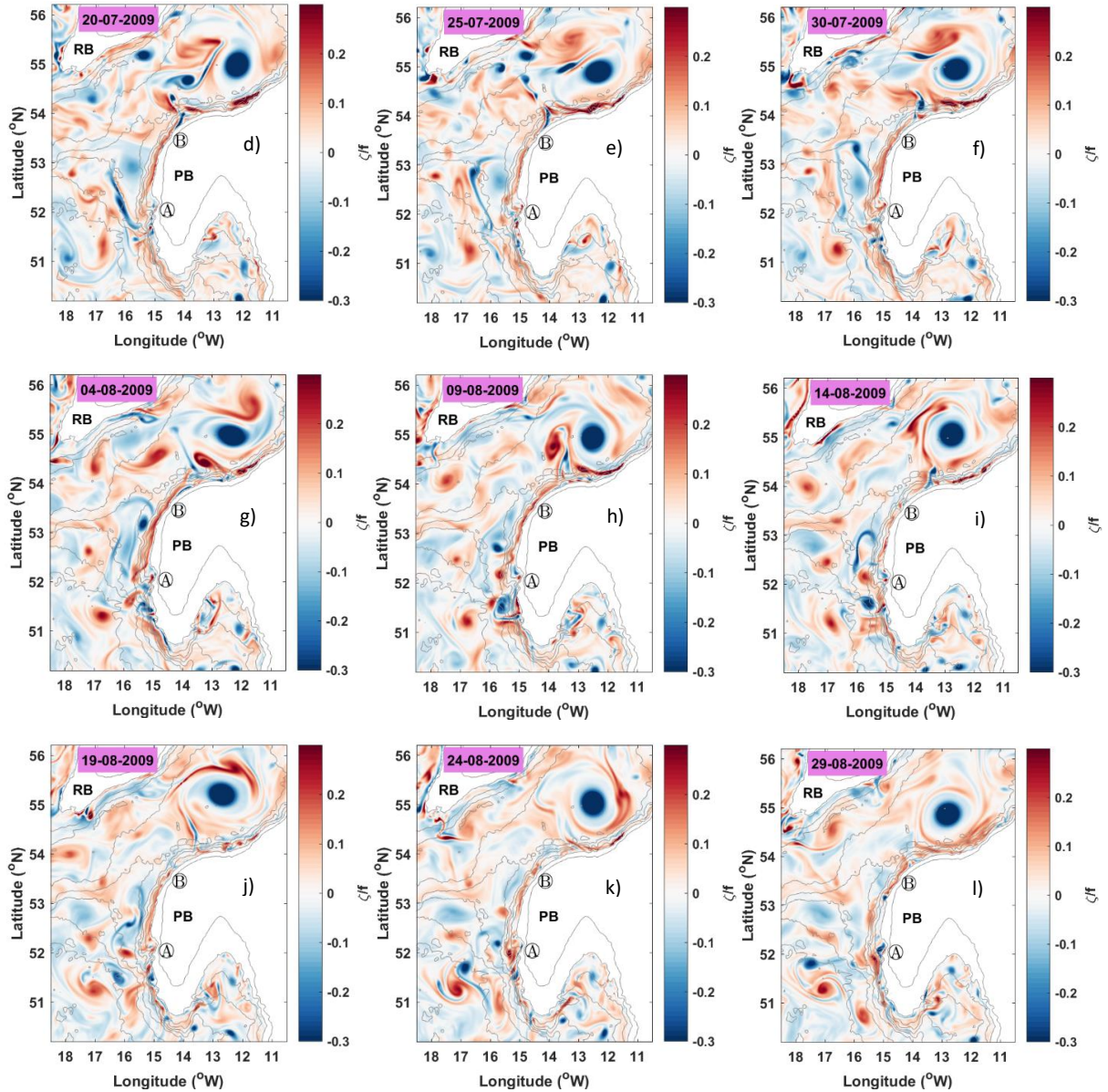
***Supplementary Fig. 1** Complexity of regional bottom topography, as captured by the terrain ruggedness index (TRI), i.e. gradient change (m per ° longitude/latitude), shown in the left panel and aspect (°) of bottom topography, right panel. White circle in the right panel outlines preferred Rockall Trough (RT) anticyclone's location, centered at 55 °N, 12 °W. In both panels, black lines are isolines with 500 m level step; HB – Hatton Bank, RB – Rockall Bank, PB – Porcupine Bank, IE – Ireland.

*Calculations of results, presented in Supplementary Fig. 2: Gradient and aspect were calculated using the build-in Matlab function ‘gradientm’. Then, terrain ruggedness index (TRI) was calculated, following Riley et al. (1999), where $TRI = \sqrt{(\partial z/\partial x)^2 + (\partial z/\partial y)^2}$, $\partial z/\partial y$ change of gradient in the east direction, $\partial z/\partial x$ change of gradient in the north direction.



Supplementary Fig. 2 In-situ derived absolute salinity (AS) g kg) and conservative temperature (CT) anomalies (C), left and right panels respectively, in January 2012. In both panels dark grey lines representative of isopycnals, computed using potential density (σ_θ) (kg m^{-3}), referenced to 0 dbar, with numbers along isopycnals representing the isopycnal values. Light grey dashed lines representative of deep stations locations, i.e., vertical profiles, with stations numbers displayed on top of the panels. Property anomalies calculated relative to respective data points mean values for the overall period of ship-board data availability (2006-2013).





Supplementary Fig. 3 Model-derived snapshots sequence of normalized with respect to f relative vorticity, ζ/f , at 1000 m depth for selected July 2009 – August 2009 dates, with a 5-day time-step, starting on 5th of July, 2009, finishing on 29th of August, 2009, with a) 5th of Jul, b) 10th of Jul, c) 15th of Jul, d) 20th of Jul, e) 25th of Jul, f) 30th of Jul, g) 4th of Aug, h) 9th of Aug, i) 14th of Aug, j) 19th of Aug, k) 24th of Aug, l) 29th of Aug. Light grey lines show bathymetry (500 m level step). Vorticity filament separation, near 52 $^{\circ}$ N and near 53.5 $^{\circ}$ N, and generation of small-scale vortices along the Porcupine Bank slope is evident. The newly formed vortices travel further into the trough, feeding the Rockall Trough anticyclone. Some of the small, newly generated vortices exhibit westward propagation, some reaching the western slopes of the Rockall Bank, and some making their way into the marginal subpolar northeast NA. Circled black A and B letters denoting denote candidate 'prime spots' for negative potential vorticity filaments separation due to bottom topography - slope current. Additional letter annotations of bathymetry terrain: HB – Hatton Bank, RB –

Rockall Bank, PB – Porcupine Bank, IE – Ireland. Bathymetry data obtained freely: USA National Geophysical Data Centre (NGDC), <http://www.ngdc.noaa.gov/mgg/global/relief/ETOPO2/ETOPO2v2-2006/ETOPO2v2g/>. Range of ζ/f restricted between -0.3 and 0.3 to help visualising vorticity generation and filament separation along the Porcupine slope.

References:

- Abernathy, R., Haller, G., 2018. Transport by Lagrangian Vortices in the Eastern Pacific. *Journal of Physical Oceanography* 48, 667–685. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-17-0102.1>
- Assassi, C., Morel, Y., Vandermeersch, F., Chaigneau, A., Pegliasco, C., Morrow, R., Colas, F., Fleury, S., Carton, X., Klein, P., Cambra, R., 2016. An Index to Distinguish Surface- and Subsurface-Intensified Vortices from Surface Observations. *Journal of Physical Oceanography* 46, 2529–2552. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-15-0122.1>
- Barceló-Llull, B., Sangrà, P., Pallàs-Sanz, E., Barton, E.D., Estrada-Allis, S.N., Martínez-Marrero, A., Aguiar-González, B., Grisolia, D., Gordo, C., Rodríguez-Santana, Á., Marrero-Díaz, Á., Arístegui, J., 2017. Anatomy of a subtropical intrathermocline eddy. *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers* 124, 126–139. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2017.03.012>
- Bashmachnikov, I., Carton, X., 2012. Surface signature of Mediterranean water eddies in the Northeastern Atlantic: effect of the upper ocean stratification. *Ocean Science* 8, 931–943. <https://doi.org/10.5194/os-8-931-2012>
- Bashmachnikov, I.L., Sokolovskiy, M.A., Belonenko, T.V., Volkov, D.L., Isachsen, P.E., Carton, X., 2017. On the vertical structure and stability of the Lofoten vortex in the Norwegian Sea. *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers* 128, 1–27. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2017.08.001>
- Booth D. A., Meldrum D. T., 1987. Drifting buoys in the north-east Atlantic, *J. Cons. Int. Exp/or. Mer*, 43, 261–267
- Booth, D.A., 1988. Eddies in the Rockall Trough. *Oceanol. Acta*, 11, 3, 213–219
- Bosse, A., Testor, P., Houpert, L., Damien, P., Prieur, L., Hayes, D., Taillandier, V., Durrieu de Madron, X., d’Ortenzio, F., Coppola, L., Karstensen, J., Mortier, L., 2016. Scales and dynamics of Submesoscale Coherent Vortices formed by deep convection in the northwestern Mediterranean Sea: Vortices in the NW Mediterranean Sea. *J. Geophys. Res. Oceans* 121, 7716–7742. <https://doi.org/10.1002/2016JC012144>
- Bosse, A., Fer, I., Lilly, J.M., Søliland, H., 2019. Dynamical controls on the longevity of a non-linear vortex: The case of the Lofoten Basin Eddy. *Sci Rep* 9, 13448. <https://doi.org/10.1038/s41598-019-49599-8>
- Callies, J., Ferrari, R., Klymak, J.M., Gula, J., 2015. Seasonality in submesoscale turbulence. *Nature Communications*, 6, 6862. <https://doi.org/10.1038/ncomms7862>

- 866 Carton, X. Hydrodynamical Modeling of Oceanic Vortices. *Surveys in Geophysics* (2001) 22:
867 179. <https://doi.org/10.1023/A:1013779219578>
- 868 Carton, J.A., Giese, B.S., 2008. A Reanalysis of Ocean Climate Using Simple Ocean Data
869 Assimilation (SODA). *Mon. Wea. Rev.* 136, 2999–3017.
870 <https://doi.org/10.1175/2007MWR1978.1>
- 871 Chaigneau, A., Le Texier, M., Eldin, G., Grados, C., Pizarro, O., 2011. Vertical structure of
872 mesoscale eddies in the eastern South Pacific Ocean: A composite analysis from altimetry and
873 Argo profiling floats. *Journal of Geophysical Research* 116.
874 <https://doi.org/10.1029/2011JC007134>
- 875 Chang, Y.-L., Oey, L.-Y., 2014. Analysis of STCC eddies using the Okubo–Weiss parameter on
876 model and satellite data. *Ocean Dynamics* 64, 259–271. [https://doi.org/10.1007/s10236-013-0680-](https://doi.org/10.1007/s10236-013-0680-7)
877 [7](https://doi.org/10.1007/s10236-013-0680-7)
- 878 Chelton, D.B., Deszoeke, R.A., Schlax, M.G., Naggar, K.E., Siwertz, N., 1998. Geographical
879 Variability of the First Baroclinic Rossby Radius of Deformation. *Journal of physical*
880 *oceanography* 28, 433–459
- 881 Chelton, D.B., Schlax, M.G., Samelson, R.M., de Szoeki, R.A., 2007. Global observations of large
882 oceanic eddies. *Geophysical Research Letters* 34. <https://doi.org/10.1029/2007GL030812>
- 883 Chelton, D.B., Schlax, M.G., Samelson, R.M., 2011. Global observations of nonlinear mesoscale
884 eddies. *Progress in Oceanography* 91, 167–216. <https://doi.org/10.1016/j.pocean.2011.01.002>
- 885 Ciani, D., Carton, X., Verron, J., 2016. On the merger of subsurface isolated vortices. *Geophysical*
886 *& Astrophysical Fluid Dynamics* 110, 23–49. <https://doi.org/10.1080/03091929.2015.1135430>
- 887 D’Asaro, E.A., 1988. Generation of submesoscale vortices: A new mechanism. *Journal of*
888 *Geophysical Research* 93, 6685. <https://doi.org/10.1029/JC093iC06p06685>
- 889 Debreu, L., Marchesiello, P., Penven, P., Cambon, G., 2012. Two-way nesting in split-explicit
890 ocean models: Algorithms, implementation and validation. *Ocean Modelling* 49–50, 1–21.
891 <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2012.03.003>
- 892 Demirov, E.K., Pinardi, N., 2007. On the relationship between the water mass pathways and eddy
893 variability in the Western Mediterranean Sea. *Journal of Geophysical Research* 112.
894 <https://doi.org/10.1029/2005JC003174>
- 895 de Jong, M.F., van Aken, H.M., Våge, K., Pickart, R.S., 2012. Convective mixing in the central
896 Irminger Sea: 2002–2010. *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers* 63, 36–51.
897 <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2012.01.003>
- 898 Ebbesmeyer, C.C., Taft, B.A., McWilliams, J.C., Shen, C.Y., Riser, S.C., Rossby, H.T., Biscaye,
899 P.E., Östlund, H.G., 1986. Detection, Structure, and Origin of Extreme Anomalies in a Western
900 Atlantic Oceanographic Section. *Journal of Physical Oceanography* 16, 591–612.
901 [https://doi.org/10.1175/1520-0485\(1986\)016<0591:DSAOOE>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1986)016<0591:DSAOOE>2.0.CO;2)

- 902 Ellett, D.J., Kruseman, P., Prangsma, G.J., Pollard, R.T., Aken, H.M.V., Edwards, A., Dooley,
903 H.D., Gould, W.J., Businger, J.A., Harvey, J.G., 1983. Water Masses and Mesoscale Circulation
904 of North Rockall Trough Waters during JASIN 1978 [and Discussion]. *Philosophical Transactions*
905 *of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 308, 231–252.
906 <https://doi.org/10.1098/rsta.1983.0002>
- 907 Ellett, D. J., Edwards, A., Bowers, R., 1986, The hydrography of the Rockall Channel – an
908 overview, *Proceedings of the Royal Society of Edinburgh*, 88B, 61-81
- 909 Feucher, C., Maze, G., Mercier, H., 2016. Mean Structure of the North Atlantic Subtropical
910 Permanent Pycnocline from In Situ Observations. *J. Atmos. Oceanic Technol.* 33, 1285–1308.
911 <https://doi.org/10.1175/JTECH-D-15-0192.1>
- 912 Feucher, C., Maze, G., Mercier, H., 2019. Subtropical Mode Water and Permanent Pycnocline
913 Properties in the World Ocean. *Journal of Geophysical Research: Oceans*.
914 <https://doi.org/10.1029/2018JC014526>
- 915 Fischer, J., Karstensen, J., Oltmanns, M., Schmidtke, S., 2018. Mean circulation and EKE
916 distribution in the Labrador Sea Water level of the subpolar North Atlantic. *Ocean Science*
917 *Discussions* 1–27. <https://doi.org/10.5194/os-2018-56>
- 918 Flierl, G.R., 1981. Particle motions in large-amplitude wave fields. *Geophysical & Astrophysical*
919 *Fluid Dynamics* 18, 39–74. <https://doi.org/10.1080/03091928108208773>
- 920 Fomin, L.M., 1964. *The Dynamic Method in Oceanography*. Elsevier, Burlington, ISBN
921 9780444402400
- 922 Frenger, I., Bianchi, D., Stührenberg, C., Oschlies, A., Dunne, J., Deutsch, C., et al. (2018).
923 Biogeochemical role of subsurface coherent eddies in the ocean: Tracer cannonballs, hypoxic
924 storms, and microbial stewpots? *Global Biogeochemical Cycles*, 32(2), 226–249.
925 <https://doi.org/10.1002/2017GB005743>
- 926 Gula, J., Molemaker, M.J., McWilliams, J.C., 2015. Topographic vorticity generation,
927 submesoscale instability and vortex street formation in the Gulf Stream. *Geophysical Research*
928 *Letters* 42, 4054–4062. <https://doi.org/10.1002/2015GL063731>
- 929 Gula, J., Molemaker, M.J., McWilliams, J.C., 2016. Submesoscale Dynamics of a Gulf Stream
930 Frontal Eddy in the South Atlantic Bight. *Journal of Physical Oceanography* 46, 305–325.
931 <https://doi.org/10.1175/JPO-D-14-0258.1>
- 932 Gula, J., Molemaker, M.J., McWilliams, J.C., 2016. Topographic generation of submesoscale
933 centrifugal instability and energy dissipation. *Nature Communications* 7.
934 <https://doi.org/10.1038/ncomms12811>
- 935 Gula, J., Blacic, T. M., & Todd, R. E., 2019. Submesoscale coherent vortices in the Gulf
936 Stream. *Geophysical Research Letters*, 46, 2704– 2714. <https://doi.org/10.1029/2019GL081919>

- 937 Graham, J.A., Rosser, J.P., O'Dea, E., Hewitt, H.T., 2018. Resolving Shelf Break Exchange
938 Around the European Northwest Shelf. *Geophysical Research Letters* 45, 12,386-12,395.
939 <https://doi.org/10.1029/2018GL079399>
- 940 Halo, I., Backeberg, B., Penven, P., Ansorge, I., Reason, C., Ullgren, J.E., 2014a. Eddy properties
941 in the Mozambique Channel: A comparison between observations and two numerical ocean
942 circulation models. *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography* 100, 38–53.
943 <https://doi.org/10.1016/j.dsr2.2013.10.015>
- 944 Halo, I., Penven, P., Backeberg, B., Ansorge, I., Shillington, F., Roman, R., 2014b. Mesoscale
945 eddy variability in the southern extension of the East Madagascar Current: Seasonal cycle, energy
946 conversion terms, and eddy mean properties. *Journal of Geophysical Research: Oceans* 119, 7324–
947 7356. <https://doi.org/10.1002/2014JC009820>
- 948 Heywood, K.J., McDonagh, E.L., White, M.A., 1994. Eddy kinetic energy of the North Atlantic
949 subpolar gyre from satellite altimetry. *Journal of Geophysical Research* 99, 22525.
950 <https://doi.org/10.1029/94JC01740>
- 951 Hill, H. W., 1971, Hydrographic observations at Rockall during April/May 1969. CM/C:6.
- 952 Holliday, N.P., Cunningham, S.A., Johnson, C., Gary, S.F., Griffiths, C., Read, J.F., Sherwin, T.,
953 2015. Multidecadal variability of potential temperature, salinity, and transport in the eastern
954 subpolar North Atlantic: VARIABILITY IN SUBPOLAR N. ATLANTIC. *Journal of Geophysical*
955 *Research: Oceans* 120, 5945–5967. <https://doi.org/10.1002/2015JC010762>
- 956 Holliday, N.P., Bacon, S., Cunningham, S.A., Gary, S.F., Karstensen, J., King, B.A., Li, F.,
957 McDonagh, E.L., 2018. Subpolar North Atlantic Overturning and Gyre-Scale Circulation in the
958 Summers of 2014 and 2016. *Journal of Geophysical Research: Oceans* 123, 4538–4559.
959 <https://doi.org/10.1029/2018JC013841>
- 960 Houpert, L., Inall, M.E., Dumont, E., Gary, S., Johnson, C., Porter, M., Johns, W.E., Cunningham,
961 S.A., 2018. Structure and Transport of the North Atlantic Current in the Eastern Subpolar Gyre
962 From Sustained Glider Observations: OBS. TRANSPORT NAC. *Journal of Geophysical*
963 *Research: Oceans* 123, 6019–6038. <https://doi.org/10.1029/2018JC014162>
- 964 Isern-Fontanet, J., García-Ladona, E., Font, J., 2006. Vortices of the Mediterranean Sea: An
965 Altimetric Perspective. *Journal of Physical Oceanography* 36, 87–103.
966 <https://doi.org/10.1175/JPO2826.1>
- 967 Köhl, A., 2007. Generation and Stability of a Quasi-Permanent Vortex in the Lofoten Basin.
968 *Journal of Physical Oceanography* 37, 2637–2651. <https://doi.org/10.1175/2007JPO3694.1>
- 969 Laxenaire, R., Speich, S., Blanke, B., Chaigneau, A., Pegliasco, C., Stegner, A., 2018.
970 Anticyclonic Eddies Connecting the Western Boundaries of Indian and Atlantic Oceans. *Journal*
971 *of Geophysical Research: Oceans* 123, 7651–7677. <https://doi.org/10.1029/2018JC014270>

- 972 Le Corre, M., Gula, J., Treguier, A.-M., 2019a. Barotropic vorticity balance of the North Atlantic
973 subpolar gyre in an eddy-resolving model. *Ocean Science Discussions*. [https://doi.org/10.5194/os-](https://doi.org/10.5194/os-2019-114)
974 2019-114
- 975 Le Corre, M., Gula, J., Smilenova, A., Houpert, L., 2019b. On the dynamics of a deep quasi-
976 permanent anticyclonic eddy in the Rockall Trough, 24ème Congrès Français de Mécanique, Brest,
977 France
- 978 Lozier, M.S., 1997. Evidence for Large-Scale Eddy-Driven Gyres in the North Atlantic. *Science*
979 277, 361–364. <https://doi.org/10.1126/science.277.5324.361>
- 980 Lozier, M.S., Li, F., Bacon, S., Bahr, F., Bower, A.S., Cunningham, S.A., de Jong, M.F., de Steur,
981 L., deYoung, B., Fischer, J., Gary, S.F., Greenan, B.J.W., Holliday, N.P., Houk, A., Houpert, L.,
982 Inall, M.E., Johns, W.E., Johnson, H.L., Johnson, C., Karstensen, J., Koman, G., Le Bras, I.A.,
983 Lin, X., Mackay, N., Marshall, D.P., Mercier, H., Olthmanns, M., Pickart, R.S., Ramsey, A.L.,
984 Rayner, D., Straneo, F., Thierry, V., Torres, D.J., Williams, R.G., Wilson, C., Yang, J., Yashayaev,
985 I., Zhao, J., 2019. A sea change in our view of overturning in the subpolar North Atlantic. *Science*
986 363, 516–521. <https://doi.org/10.1126/science.aau6592>
- 987 Marchesiello, P., Benshila, R., Almar, R., Uchiyama, Y., McWilliams, J.C., Shchepetkin, A., 2015.
988 On tridimensional rip current modeling. *Ocean Modelling* 96, 36–48.
989 <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2015.07.003>
- 990 Marnela, M., Rudels, B., Goszczko, I., Beszczynska-Möller, A., Schauer, U., 2016. Fram Strait
991 and Greenland Sea transports, water masses, and water mass transformations 1999-2010 (and
992 beyond): FRAM STRAIT AND GREENLAND SEA TRANSPORTS. *Journal of Geophysical*
993 *Research: Oceans* 121, 2314–2346. <https://doi.org/10.1002/2015JC011312>
- 994 Marsh, R., Haigh, I.D., Cunningham, S.A., Inall, M.E., Porter, M., Moat, B.I., 2017. Large-scale
995 forcing of the European Slope Current and associated inflows to the North Sea. *Ocean Science* 13,
996 315–335. <https://doi.org/10.5194/os-13-315-2017>
- 997 McGrath, T., Nolan, G., McGovern, E., 2012. Chemical characteristics of water masses in the
998 Rockall Trough. *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers* 61, 57–73.
999 <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2011.11.007>
- 1000 McWilliams, J.C., 1985. Submesoscale, coherent vortices in the ocean. *Reviews of Geophysics*
1001 23, 165. <https://doi.org/10.1029/RG023i002p00165>
- 1002 Molemaker, M.J., McWilliams, J.C., Dewar, W.K., 2015. Submesoscale Instability and
1003 Generation of Mesoscale Anticyclones near a Separation of the California Undercurrent. *Journal*
1004 *of Physical Oceanography* 45, 613–629. <https://doi.org/10.1175/JPO-D-13-0225.1>
- 1005 Morel, Y., McWilliams, J., 1997. Evolution of Isolated Interior Vortices in the Ocean. *Journal of*
1006 *Physical Oceanography* 27, 727–748.
1007 [https://doi.org/10.1175/15200485\(1997\)027<0727:EOIIVI>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/15200485(1997)027<0727:EOIIVI>2.0.CO;2)

- 1008 Morrow, R., Birol, F., 2004. Divergent pathways of cyclonic and anti-cyclonic ocean eddies.
1009 Geophysical Research Letters 31. <https://doi.org/10.1029/2004GL020974>
- 1010 Naylor, D., Shannon, P., Murphy, N., 1999. Irish Rockall Basin region: a standard structural
1011 nomenclature system. Petroleum Affairs Div., Dept. of the Marine and Natural Resources, Dublin,
1012 ISBN 0-7076-6289-3
- 1013 New, A.L., Barnard, S., Herrmann, P., Molines, J.-M., 2001. On the origin and pathway of the
1014 saline inflow to the Nordic Seas: insights from models. Progress in Oceanography 48, 255–287.
1015 [https://doi.org/10.1016/S0079-6611\(01\)00007-6](https://doi.org/10.1016/S0079-6611(01)00007-6)
- 1016 Okubo, A., 1970. Horizontal dispersion of floatable particles in the vicinity of velocity singularities
1017 such as convergences. Deep Sea Research and Oceanographic Abstracts 17, 445–454.
1018 [https://doi.org/10.1016/0011-7471\(70\)90059-8](https://doi.org/10.1016/0011-7471(70)90059-8)
- 1019 Penven, P., Debreu, L., Marchesiello, P., McWilliams, J.C., 2006. Evaluation and application of
1020 the ROMS 1-way embedding procedure to the central California upwelling system. Ocean
1021 Modelling 12, 157–187. <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2005.05.002>
- 1022 Petersen, M.R., Williams, S.J., Maltrud, M.E., Hecht, M.W., Hamann, B., 2013. A three-
1023 dimensional eddy census of a high-resolution global ocean simulation: 3-D GLOBAL EDDY
1024 CENSUS. Journal of Geophysical Research: Oceans 118, 1759–1774.
1025 <https://doi.org/10.1002/jgrc.20155>
- 1026 Pujol, M.-I., Faugère, Y., Taburet, G., Dupuy, S., Pelloquin, C., Ablain, M., Picot, N., 2016.
1027 DUACS DT2014: the new multi-mission altimeter data set reprocessed over 20 years. Ocean
1028 Science 12, 1067–1090. <https://doi.org/10.5194/os-12-1067-2016>
- 1029 Raj, R.P., Chafik, L., Nilsen, J.E.Ø., Eldevik, T., Halo, I., 2015. The Lofoten Vortex of the Nordic
1030 Seas. Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers 96, 1–14.
1031 <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2014.10.011>
- 1032 Raj, R.P., Johannessen, J.A., Eldevik, T., Nilsen, J.E.Ø., Halo, I., 2016. Quantifying mesoscale
1033 eddies in the Lofoten Basin: Mesoscale eddies in the Lofoten Basin. J. Geophys. Res. Oceans 121,
1034 4503–4521. <https://doi.org/10.1002/2016JC011637>
- 1035 Rahmstorf, S., 1998. Influence of mediterranean outflow on climate. Eos, Transactions American
1036 Geophysical Union 79, 281–281. <https://doi.org/10.1029/98EO00208>
- 1037 Riley, S., De Gloria, S., Elliot, S., 1999. A terrain ruggedness index that quantifies topographic
1038 heterogeneity, International Journal of Science, Vo.5, No. 1 – 4, pp. 23 – 27
- 1039 Rossby, T., Ozhigin, V., Ivshin, V., Bacon, S., 2009. An isopycnal view of the Nordic Seas
1040 hydrography with focus on properties of the Lofoten Basin. Deep Sea Research Part I:
1041 Oceanographic Research Papers 56, 1955–1971. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2009.07.005>
- 1042 Roulet, G., Capet, X., Maze, G., 2014. Global interior eddy available potential energy diagnosed
1043 from Argo floats. Geophysical Research Letters 41, 1651–1656.
1044 <https://doi.org/10.1002/2013GL059004>

- 1045 Send, U., Marshall, J., 1995. Integral Effects of Deep Convection. *Journal of Physical*
1046 *Oceanography* 25, 855–872. [https://doi.org/10.1175/1520-](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1995)025<0855:IEODC>2.0.CO;2)
1047 [0485\(1995\)025<0855:IEODC>2.0.CO;2](https://doi.org/10.1175/1520-0485(1995)025<0855:IEODC>2.0.CO;2)
- 1048 Shchepetkin, A.F., McWilliams, J.C., 2005. The regional oceanic modeling system (ROMS): a
1049 split-explicit, free-surface, topography-following-coordinate oceanic model. *Ocean Modelling* 9,
1050 347–404. <https://doi.org/10.1016/j.ocemod.2004.08.002>
- 1051 Sherwin, T.J., Aleynik, D., Dumont, E., Inall, M.E., 2015. Deep drivers of mesoscale circulation
1052 in the central Rockall Trough. *Ocean Science* 11, 343–359. [https://doi.org/10.5194/os-11-343-](https://doi.org/10.5194/os-11-343-2015)
1053 [2015](https://doi.org/10.5194/os-11-343-2015)
- 1054 Shoosmith, D.R., Richardson, P.L., Bower, A.S., Rossby, H.T., 2005. Discrete eddies in the
1055 northern North Atlantic as observed by looping RAFOS floats. *Deep Sea Research Part II: Topical*
1056 *Studies in Oceanography* 52, 627–650. <https://doi.org/10.1016/j.dsr2.2004.12.011>
- 1057 Souza, J.M.A.C., de Boyer Montégut, C., Le Traon, P.Y., 2011. Comparison between three
1058 implementations of automatic identification algorithms for the quantification and characterization
1059 of mesoscale eddies in the South Atlantic Ocean. *Ocean Science* 7, 317–334.
1060 <https://doi.org/10.5194/os-7-317-2011>
- 1061 Testor, P., Bosse, A., Houpert, L., Margirier, F., Mortier, L., Legoff, H., Dausse, D., Labaste, M.,
1062 Karstensen, J., Hayes, D., Olita, A., Ribotti, A., Schroeder, K., Chiggiato, J., Onken, R., Heslop,
1063 E., Mourre, B., D’ortenzio, F., Mayot, N., Lavigne, H., de Fommervault, O., Coppola, L., Prieur,
1064 L., Taillandier, V., Durrieu de Madron, X., Bourrin, F., Many, G., Damien, P., Estournel, C.,
1065 Marsaleix, P., Taupier-Letage, I., Raimbault, P., Waldman, R., Bouin, M.-N., Giordani, H.,
1066 Caniaux, G., Somot, S., Ducrocq, V., Conan, P., 2018. Multiscale Observations of Deep
1067 Convection in the Northwestern Mediterranean Sea During Winter 2012-2013 Using Multiple
1068 Platforms: MULTISCALE DEEP CONVECTION OBSERVATIONS. *Journal of Geophysical*
1069 *Research: Oceans* 123, 1745–1776. <https://doi.org/10.1002/2016JC012671>
- 1070 Treguier, A. M., Deshayes, J., Lique, C., Dussin, R., and Molines, J. M. (2012), Eddy contributions
1071 to the meridional transport of salt in the North Atlantic, *J. Geophys. Res.*, 117, C05010,
1072 <https://doi.org/10.1029/2012JC007927>
- 1073 Tulloch, D. S., Tait, J. B. 1959. Hydrography of the north-western approaches to the British Isles,
1074 *Marine Research*, 1
- 1075 Ullgren, J.E., White, M., 2012. Observations of mesoscale variability in the Rockall Trough. *Deep*
1076 *Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers* 64, 1–8.
1077 <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2012.01.015>
- 1078 Vic, C., Gula, J., Roulet, G., Pradillon, F., 2018. Dispersion of deep-sea hydrothermal vent
1079 effluents and larvae by submesoscale and tidal currents. *Deep Sea Research Part I: Oceanographic*
1080 *Research Papers* 133, 1–18. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2018.01.001>

- 1081 Volkov, D.L., 2005. Interannual Variability of the Altimetry-Derived Eddy Field and Surface
1082 Circulation in the Extratropical North Atlantic Ocean in 1993–2001. *Journal of Physical*
1083 *Oceanography* 35, 405–426. <https://doi.org/10.1175/JPO2683.1>
- 1084 Volkov, D.L., Kubryakov, A.A., Lumpkin, R., 2015. Formation and variability of the Lofoten
1085 basin vortex in a high-resolution ocean model. *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research*
1086 *Papers* 105, 142–157. <https://doi.org/10.1016/j.dsr.2015.09.001>
- 1087 Vortmeyer-Kley, R., Gräwe, U., Feudel, U., 2016. Detecting and tracking eddies in oceanic flow
1088 fields: a Lagrangian descriptor based on the modulus of vorticity. *Nonlinear Processes in*
1089 *Geophysics* 23, 159–173. <https://doi.org/10.5194/npg-23-159-2016>
- 1090 Weiss, J., 1991. The dynamics of enstrophy transfer in two-dimensional hydrodynamics. *Physica*
1091 *D: Nonlinear Phenomena* 48, 273–294. [https://doi.org/10.1016/0167-2789\(91\)90088-Q](https://doi.org/10.1016/0167-2789(91)90088-Q)
- 1092 White, M.A., Heywood, K.J., 1995. Seasonal and interannual changes in the North Atlantic
1093 subpolar gyre from Geosat and TOPEX/POSEIDON altimetry. *Journal of Geophysical Research*
1094 100, 24931. <https://doi.org/10.1029/95JC02123>
- 1095 Xu, W., Miller, P.I., Quartly, G.D., Pingree, R.D., 2015. Seasonality and interannual variability of
1096 the European Slope Current from 20years of altimeter data compared with in situ measurements.
1097 *Remote Sensing of Environment* 162, 196–207. <https://doi.org/10.1016/j.rse.2015.02.008>
- 1098 Zhang, Z., Wang, W., Qiu, B., 2014. Oceanic mass transport by mesoscale eddies. *Science* 345,
1099 322–324. <https://doi.org/10.1126/science.1252418>
- 1100 Zhao, J., Bower, A., Yang, J., & Lin, X., 2018a. Meridional heat transport variability induced by
1101 mesoscale processes in the subpolar North Atlantic. *Nature Communications*, 9(1), 1–9.
1102 <https://doi.org/10.1038/s41467-018-03134-x>
- 1103 Zhao, J., Bower, A., Yang, J., Lin, X., Zhou, C., 2018b. Structure and Formation of Anticyclonic
1104 Eddies in the Iceland Basin. *Journal of Geophysical Research: Oceans* 123, 5341–5359.
1105 <https://doi.org/10.1029/2018JC013886>
- 1106

CAN THE EARTH BE FLAT ? A PHYSICAL OCEANOGRAPHERS'S PERSPECTIVE

CAN THE EARTH BE FLAT ? A PHYSICAL OCEANOGRAPHER'S PERSPECTIVE

Charly de Marez

Université de Bretagne Occidentale
Laboratoire d'Océanographie Physique et Spatiale
IUEM
Rue Dumont D'Urville
charly.demarez@univ-brest.fr

Mathieu Le Corre

Université de Bretagne Occidentale
Laboratoire d'Océanographie Physique et Spatiale
IUEM
Rue Dumont D'Urville
mathieu.lecorre@univ-brest.fr

January 7, 2020

ABSTRACT

According to a recent survey, 2% of the U.S. population is convinced that the earth is flat. This idea is heralded by members of the Flat Earth Society, and promulgated through Internet forums and other public media channels. Children and young students are easy targets. As a science teacher confronted by these ideas, it can be a challenge to firmly confront their fundamentally flawed foundation while still remaining compassionate towards those who espouse such beliefs. While we do not purport to have the answer for such difficult situations, as two scientists studying ocean physics, we attempt to lend a helping hand to the interested instructor. Here, we use the most advanced computational tools of the physical oceanography community to show that the properties of the ocean that we observe from ships, satellites, and autonomous observing platforms should not exist if the earth were flat. In particular, using *the first* realistic simulation of the ocean on a flat Earth, we show that the North Atlantic gyre, appears entirely different on a flat Earth. For members of the physical oceanography community, the results presented here are obvious; however, for the Flat Earth Society community, it may present an intellectual challenge.

1 Introduction

For the past 10 years, the idea that the earth may be flat has experienced a revival. While concrete numbers are arduous to find, rough estimates suggest that only 84% of the U.S. population agreed with "I have always believed the world is round" (<https://bit.ly/2wePEmI>). Moreover, according to this survey, 2% of the pool was deeply convinced that the earth is flat. Even if one have to be cautious with these unpublished results, it is not rare to find —if we know where to seek— people confident about the fact that the earth is flat, even if their scientific expertise is low. Supporters of the flat Earth theory are convinced that the governments and the scientific community is lying to the public by spreading false data and information. This idea is heralded by members of the Flat Earth Society (FES). Children and young students are easy targets. As a teacher, it is difficult to be confronted to these ideas because they may be supported by students' close family, friends, or favorite artists. Following the call of the American Association of Physics Teacher [1], it is timely to give scientific proofs, "in a calm and respectful way, to show that someone other than the science deniers" are listening to the questions of doubting people.

If the earth were flat, the dynamics of the ocean would be deeply different. Indeed, the large-scale circulation relies on physical mechanisms which are directly related to the sphericity of the earth. In this study, we propose to use state-of-the-art computational tools to compare the ocean dynamics on (1) the spherical Earth and (2) the flat Earth. This allows a proof, *by contradiction*, that the actual properties of the ocean should not exist if the earth were flat. We conduct this study by using some of the most advanced tools used by the physical oceanography community today: high resolution ($\Delta x \sim 6$ km) basin-scale realistic simulations, as well as satellite and large *in situ* observation databases. To our knowledge, no one has tried to model the flat Earth. We thus present the first (and hopefully the last) realistic simulation of the ocean on a flat Earth. For most of the members of our Earth and planetary sciences

community, the results presented here are obvious. Despite this, we estimate that this may have a pedagogic purpose, since we illustrate textbook-concepts phenomena in a realistic context. Also, our approach may provide high school and university-level science teachers with critical tools to confront and compassionately question FES views in the classroom. Coincidentally, our presentation may help students to understand that a flat Earth is not compatible with what is actually occurring in the oceans. To tackle this enormous task, we have tried to conduct our study in a way that it follows as much as possible the beliefs and data espoused by the FES.

Model the flat Earth

Understanding how the global ocean circulation might appear on a flat Earth is conceptually challenging, and we thus limit our study to the North Atlantic. Indeed, as presented by the FES on their website: "The Flat Earth is laid out like a North-Azimuthal projection. The North Pole is at the center while Antarctica is at the rim. The continents are spread out around the North Pole." The comparison between the oceanic currents on a flat Earth or a spherical one is made difficult because they have different horizontal extensions. Also, as the primary source of energy of the ocean is the atmosphere (through solar radiations and winds), one needs to consider atmospheric data to impulse energy at the surface of our simulated oceans. Looking at flat Earth official maps, one observes that the North Atlantic closely resemble the maps of the spherical Earth that others utilize (see for instance <https://bit.ly/2m4XuJN>). This would not be the case if one have examined for instance the North Pacific, or any basin in the southern hemisphere. This allows us, without loss of belief, to consider the North Atlantic as our study domain for both cases (spherical and flat Earth scenarios), utilizing atmospheric forcing and geography frequently encountered in this region.

We now discuss the circulation in the North Atlantic as might be found on a spherical or flat Earth. Here, we focus on the shape and intensity of the Gulf Stream, which is a strong boundary current found on the eastern coast of the United States. This latter current system is intense, flowing northward along the U.S. continental shelf from the Strait of Florida to Cape Hatteras near 40°N, where it leaves the coast (see *e.g* [2], [3], and references therein). Studying the occurrence of this current is convenient because (1) its signature can clearly be seen at the surface of the ocean, (2) it is present throughout the whole year with little variations, and (3) its presence is accepted by the FES, such that its use is permitted within our arguments.

Our discussion is organized as follows. In section 2, we present a set of equations that allows us to describe the ocean in a dynamical manner; in these equations, we approximate the earth as spherical and flat Earth, depending on the particular case examined. In section 3, we present our method, which includes a description of the numerical simulations and datasets used. In section 4, we compare the outputs of the two simulations with observations, and particularly the location and intensity of the Gulf Stream in order to help answer the question, "Is the earth flat?". In section 5, we discuss the simulation outputs, highlighting the physical mechanisms that modify the position and intensity of the Gulf Stream. Finally, we conclude in section 6.

2 Governing equations for the ocean dynamics

The dynamics of a fluid in an inertial frame of reference is described by the Navier-Stokes equations [4]:

$$\rho \frac{d\mathbf{u}_i}{dt} = -\nabla P + \mu \Delta \mathbf{u}_i + \mathbf{F}_{ext}, \quad (1)$$

where ρ is the density of the fluid (determined by an equation of state), P its pressure, μ its viscosity, $\mathbf{F}_{ext}$ any external forces applied to the fluid, and $\frac{d\mathbf{u}_i}{dt}$ the acceleration of the fluid in the inertial frame. The earth can be considered as an inertial frame of reference. Indeed, its rotation around the sun is slow (in comparison to the time scale of the fluid movements we consider, typically greater than one week), as is the rotation of the sun within the galaxy. In the flat Earth model, the earth is the center of the universe, and gravity does not exist. However, the earth is moving upward with a constant acceleration called "Universal Acceleration". By construction, this model reproduces an earth in an inertial frame of reference, with a constant force acting on all objects moving at its surface, as the gravity does.

The acceleration of a rotating fluid can be expressed in the inertial frame of reference such as:

$$\frac{d\mathbf{u}_i}{dt} = \frac{d\mathbf{u}}{dt} + \underbrace{2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}}_{\text{Coriolis force}} + \overbrace{\boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}_i)}^{\text{Centrifugal force}}. \quad (2)$$

$\mathbf{u} = (u, v, w)$ is the velocity of the fluid in the rotating frame of reference, $\boldsymbol{\Omega}$ is the rotation vector expressed in the inertial frame, and $\mathbf{x}_i$ is the position of the fluid in the inertial frame. The centrifugal force is small, and can be

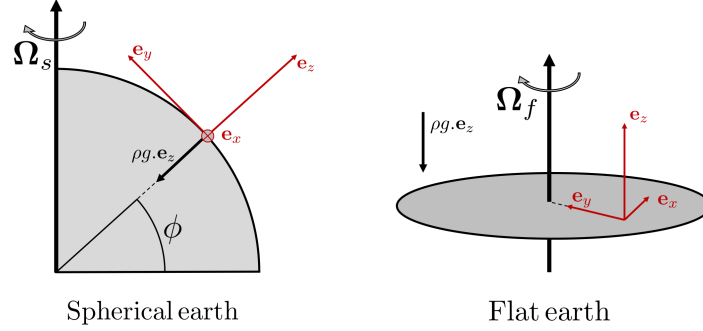


Figure 1: Frame of reference for the spherical Earth (left) and the flat Earth (right). In each panel, $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z)$ are the axis of the rotating frame of reference, in which the rotation vectors are projected.

considered as a small deviation of the gravity (or equivalent) force. It is of $O(1)\%$ compared to $g = 9.81 \text{ m s}^{-2}$. The Coriolis force is a fictitious force that comes from the change of coordinates and cannot be neglected. Thus, the study of a fluid at the surface of a rotating body is done by using the Navier-Stokes equation in a rotating frame of reference,

$$\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\nabla P + \mu \Delta \mathbf{u} + \mathbf{F}_{ext} - 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}. \quad (3)$$

At this point it is worth mentioning two points. (1) In many flat Earth models, the earth is not rotating. The Coriolis force thus does not act on planetary fluids. (2) The FES questions the existence of the Coriolis force (at a fundamental level), by stating that this is an "effect" which has never been observed experimentally (see https://wiki.tfes.org/Coriolis_Effect). If we consider this two points as the truth, all Newtonian mechanics and Geophysical Fluid Dynamics collapse. Here, we thus assume that Earth is rotating and that the Coriolis force does exist.

To derive equation (3), there is no need to assume any position for the rotating frame of reference. It can thus be placed on either a sphere or a disk. The only difference between the two cases is the projection of $\boldsymbol{\Omega}$ in the rotating frame. Considering the 2 frames of reference $(\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z)$ shown in Fig. 1, we obtain $\boldsymbol{\Omega}_s = (0, \Omega_e \cos \phi, \Omega_e \sin \phi)$ for a spherical Earth, and $\boldsymbol{\Omega}_f = (0, 0, \Omega_{fe})$ for a flat Earth. Ω_e is the rotation rate of the spherical Earth, ϕ the latitude on the spherical Earth, and Ω_{fe} the rotation rate of the flat Earth. Applying the cross product to compute the form of the Coriolis force leads to a set of equations for the two cases. To keep equations simple, we discard viscosity and external forcings in equations. Also, the gravity (or equivalent) force is defined such as $\mathbf{F}_{ext} = \rho g \mathbf{e}_z$. This gives

$$\begin{cases} \frac{d}{dt}u - f v + f^* w = -\frac{1}{\rho} \partial_x P \\ \frac{d}{dt}v + f u = -\frac{1}{\rho} \partial_y P \\ \frac{d}{dt}w - f^* u = -\frac{1}{\rho} \partial_z P - g \end{cases} \quad (4)$$

for a spherical Earth, with $f = 2\Omega \sin \phi$ and $f^* = 2\Omega \cos \phi$, respectively the traditional and non traditional components of the Coriolis frequency. They represent the projection of $\boldsymbol{\Omega}$ on the normal and meridional (*i.e* North-South) directions of the local plane.

For the flat Earth, equations are

$$\begin{cases} \frac{d}{dt}u - \hat{f}v = -\frac{1}{\rho}\partial_x P \\ \frac{d}{dt}v + \hat{f}u = -\frac{1}{\rho}\partial_y P \\ \frac{d}{dt}w = -\frac{1}{\rho}\partial_z P - g \end{cases} \quad (5)$$

with $\hat{f} = 2\Omega_{fe}$. Because the equations governing the acceleration of fluid parcels on a flat Earth neglect the meridional component of Coriolis —the so-called traditional approximation—, we have elected to do the same for the case of the spherical Earth ($f^* = 0$). This is also justified on account of the distance from the Equator and pronounced stratification in our domain.

Conceptually, the difference between a flat Earth and a spherical one can be summarized as follows: *on a flat Earth there is no planetary β -effect*. Performing a Taylor expansion of the Coriolis frequency around a mean latitude ϕ_0 on a sphere gives

$$f = f_0 + \beta y + O[(\phi - \phi_0)^2], \quad (6)$$

with y the meridional direction, $f_0 = 2\Omega_e \sin \phi_0$, and $\beta = 2\Omega_e \cos \phi_0 / R_e$ with R_e the radius of the spherical Earth.

On the other hand, on a flat Earth, the Coriolis frequency will not vary:

$$\hat{f} = \hat{f}_0 = \text{constant}, \quad (7)$$

with $\hat{f}_0 = 2\Omega_{fe}$. That is, the difference between the spherical and flat Earth is comprised in the existence of β .

To *turn off* the impact of Earth's spherical nature on the dynamics, one need only set the Coriolis parameter, f , to a constant value. We will consider in the following the hydrostatic primitive equations to describe the planetary fluid [5]. This is a common simplification of Navier-Stokes equations, widely used in physical oceanography, which relies on the Boussinesq and the hydrostatic assumptions. This means, respectively, that (1) density is taken constant except in the gravity term, and (2) vertical acceleration of the fluid is considered small compared to the vertical pressure gradient. This gives (again discarding viscosity and external forcing terms for simplicity)

$$\begin{cases} \frac{d}{dt}u - fv = -\frac{1}{\rho_0}\partial_x P \\ \frac{d}{dt}v + fu = -\frac{1}{\rho_0}\partial_y P \\ \partial_z P = -\rho g, \end{cases} \quad (8)$$

with

$$\begin{cases} f = 2\Omega_e \sin \phi \rightarrow \text{spherical Earth} \\ f = \hat{f}_0 \rightarrow \text{flat Earth.} \end{cases} \quad (9)$$

For slowly varying phenomena and large scale dynamics, the pressure gradients is in equilibrium with the Coriolis force term (in equation (8)), this is the so-called *geostrophic balance*. If we introduce a typical timescale and a horizontal lengthscale of fluid movements T and L , this is true for $T \gg 1$ day and $L > 100$ km. Assuming that the pressure at the surface is linked to the sea surface height (hereafter SSH in the text, and η in equations) by $\eta = \rho_s g P(z = 0)$, this reads

$$\begin{cases} -fv_s = -g\partial_x \eta \\ +fu_s = -g\partial_y \eta, \end{cases} \quad (10)$$

where the subscript A_s designates the surface value of A —*i.e.* (u_s, v_s) are the horizontal components of the surface velocity of the fluid. These (purely diagnostic) equations are useful because they allow us to describe the surface ocean dynamics simply by measuring the SSH. At large horizontal scales, this can presently be done using satellites. For example, a positive (negative) SSH anomaly corresponds to anticyclonic (cyclonic) surface currents. In the Northern hemisphere, anticyclonic currents rotate clockwise, whereas cyclonic currents rotate counter-clockwise. At lateral

scales of $O(10 - 100)$ km, these rotating currents are referred to as anticyclonic *mesoscale eddies*. We refer the reader to [6, 7] for an example of study where mesoscale eddies are described from their SSH signature. At basin scales, we refer to such rotating currents as *gyres*. In the following, we use the SSH as well as the norm of the surface velocity, $|U| = \sqrt{u_s^2 + v_s^2}$, as diagnostic quantities to describe the large scale currents.

3 Simulating and observing the ocean

We performed realistic simulations of the North Atlantic using the Coastal and Regional Ocean COMMunity model (CROCO, [8]). This model solves the hydrostatic primitive equations, *i.e* the set of equations (8), in which the surface forcing and the bottom friction is added. The density is computed using the full equation of state for seawater [9]. The horizontal advection terms for tracers and momentum are discretized with third-order upwind advection schemes (UP3), see *e.g.* [10] for a further description. This parameterization implies implicit dissipation and it damps dispersive errors. The horizontal resolution is $\Delta x \sim 6$ km such that mesoscale eddies are reasonably well resolved. Simulations have 50 vertical levels following the topography. The calculations are performed in a vertically stretched coordinate such that the resolution near the surface and bottom are higher than within the ocean interior. The bathymetry is constructed from the SRTM30 PLUS dataset [11]. The simulations are initialized, and forced at boundaries with the SODA dataset [12]. At the surface, the forcing is taken from the daily ERA-INTERIM dataset [13]. The model parameterization are the same as the one described in [14] and [15]. We also refer the reader to the latter references for a full validation of the numerical settings.

We run two simulations. In the first one, we consider the Coriolis frequency f of a spherical Earth, which varies with latitude. This simulation thus reproduces the ocean dynamics on a spherical Earth, including the β -effect. This simulation is called BETA hereafter in the text. We run a second simulation considering that the earth is flat, thus having a constant Coriolis frequency $f = \hat{f}_0$. This simulation is called FLAT hereafter in the text. The choice of $\hat{f}_0$ is tricky because it determines the mesoscale dynamics (10-100 km) through the Rossby radius of deformation [16]. Choosing a value of f_0 thus sets the eddy scale and also influences wave propagation speeds. We choose to set $\hat{f}_0 = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ since we want to study in particular the mid-latitudes dynamics.

Simulations are run from January 1, 2000 to March 3, 2008. We consider a spin-up period of 2 years to allow the large-scale circulation to be at equilibrium. In the following, the time period we consider is thus from January 1, 2002 to March 3, 2008 (~ 5 year period). Averages of SSH and $|U|$ are made over the entire simulations. Averages of sea surface temperature (SST) during the winter are made for the months of December, January, and February.

We also compute the meridional heat transport of the Gulf Stream during the winter, defined by

$$\text{heat transport} = \int_{-1000\text{m}}^0 dz \int_{80^\circ\text{W}}^{60^\circ\text{W}} dx \rho_0 c_p \langle v_s T \rangle_t, \quad (11)$$

where the integral is performed vertically and zonally (*i.e* along the East-West direction — x is the zonal coordinate), T is the temperature, $\rho_0 = 1030 \text{ kg m}^{-3}$ is the mean density, $c_p = 3850 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ is the specific heat capacity, and $\langle \cdot \rangle_t$ is a wintertime average over the whole period. It thus gives an estimation of the heat transport (in Watts) varying in latitude. We do the calculation between 30°N and 40°N . The domain considered for this calculation is shown in Fig. 4 (see black dashed rectangle).

We compare the simulation outputs with *in situ* and satellite data. Surface currents are derived from the NOAA 15 m-drogued drifters dataset. For further information on these data see [17] and [18]. Values of horizontal velocities are averaged in bins of size $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ for the period 2002-2008. The median number of (u_s, v_s) data per bin is 1250, with about 5000 data per bin in the Gulf Stream region. The mean SSH is estimated by averaging the absolute dynamic topography of the AVISO dataset supplied on a daily mercator grid for the period 2002-2008. This product was produced and distributed by the Copernicus Marine and Environment Monitoring Service (CMEMS) (<http://www.marine.copernicus.eu>).

4 Is the earth flat ?

The outputs from the BETA run shows a very good agreement with satellite data, as a clear zonal dipolar structure is seen in the SSH (Fig. 2). This reflects the signature of the anticyclonic subtropical gyre of the North Atlantic [19]. In FLAT, this circulation does not set up. Also, the near-equator circulation appears to be dominated by eddies. This is not in accordance with satellite data, and is due to the fact that f does not have the correct value in this region. Indeed, on a sphere, $f \rightarrow 0$ at the equator, the geostrophic equilibrium (10) therefore does not stand, and no coherent eddies should be seen.

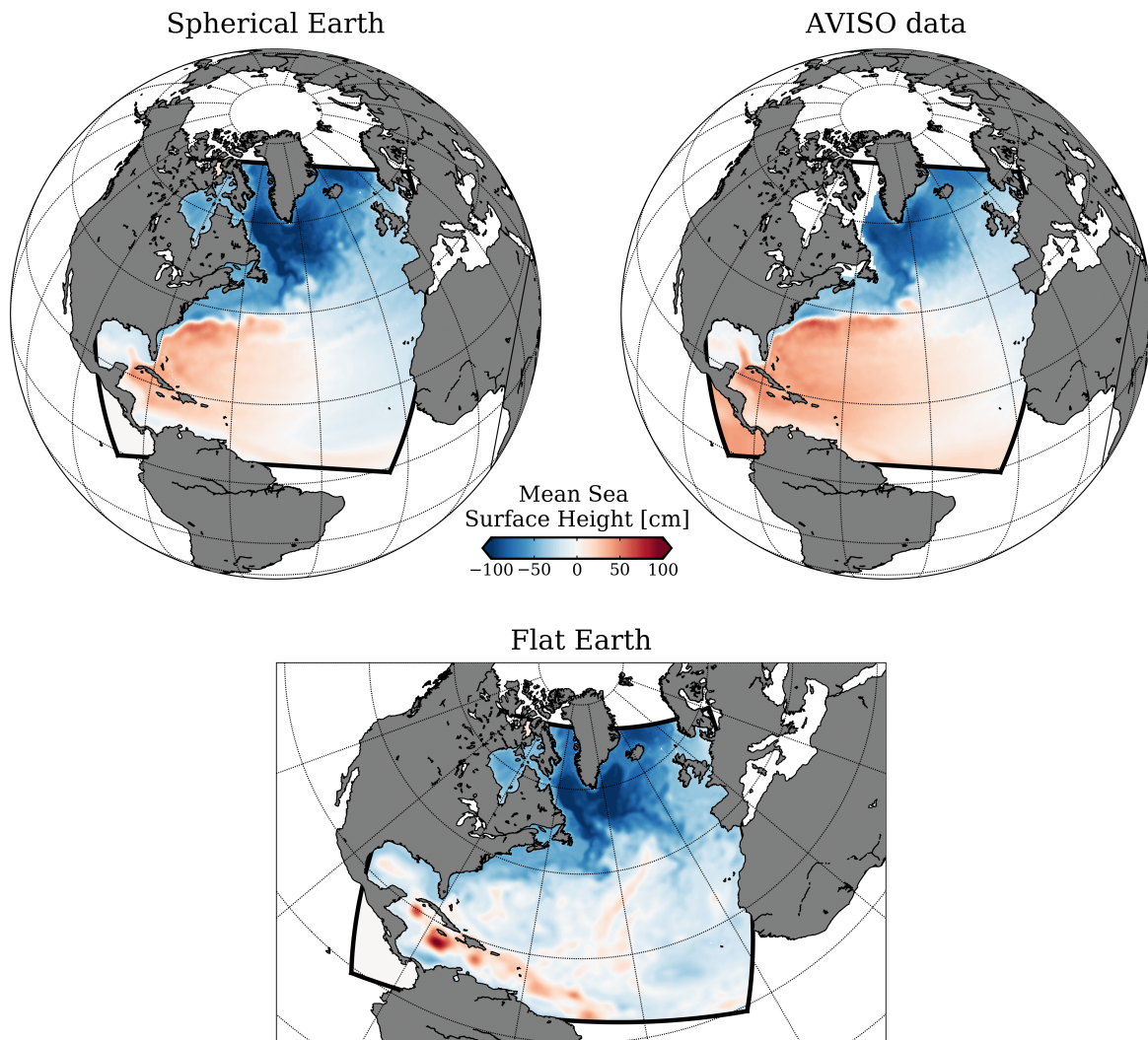


Figure 2: Mean SSH in the BETA simulation (top left), the FLAT simulation (bottom), and satellite observations (top right). Averages are done over a five year period after a 2-year spin up. The BETA simulation outputs and satellite observations are projected on a sphere, while the FLAT simulation outputs are presented on a North-Azimuthal projection (following Fat Earth Society maps).

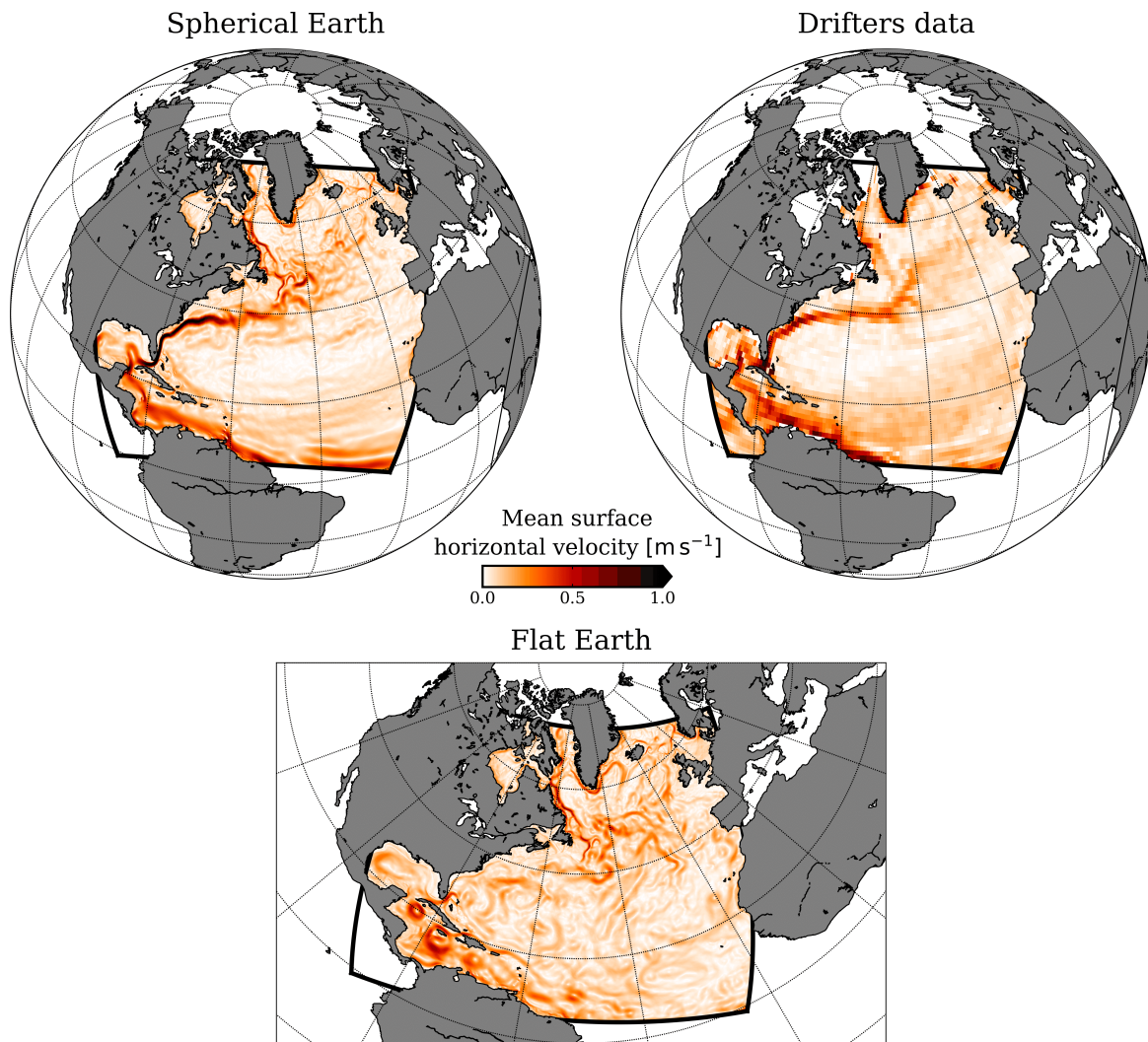


Figure 3: Mean surface horizontal velocity $|U|$ in the BETA simulation (top left), the FLAT simulation (bottom), and the drifters dataset (top right). Averages are done over a five year period after a 2-year spin up. The BETA simulation outputs and drifter measurements are projected on a sphere, while the FLAT simulation outputs are presented on a North-Azimuthal projection (following Fat Earth Society maps).

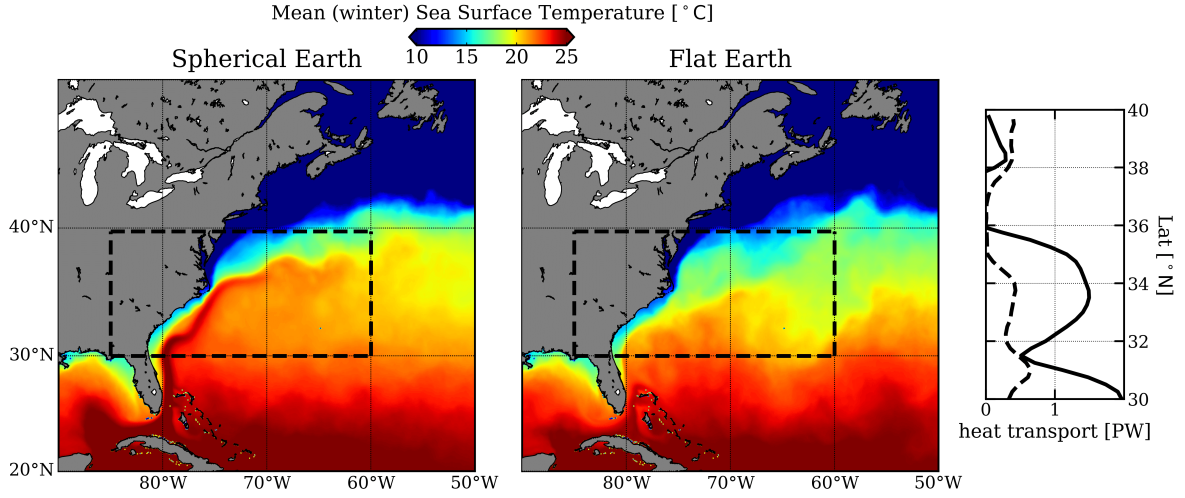


Figure 4: (left) Winter averages of the SST in the BETA and the FLAT run; black dashed area indicates the area in which the heat transport is estimated. (right) Estimation of the heat transport induced by the Gulf Stream. Black solid lines corresponds to the BETA simulation while black dashed line corresponds to the FLAT simulation. To allow a finest comparison, simulation outputs are visualized with a Mercator projection.

The western part of the subtropical gyre is the Gulf Stream. Its signature is clearly seen in both the SSH (Fig. 2) and the surface currents (Fig. 3) of the BETA simulation. This signature is in good agreement with drifter measured surface velocities. The intensity and the width of the Gulf Stream are well reproduced near 30°N, off the coasts of Florida, with surface velocities reaching 2 m s^{-1} . In the FLAT simulation, the Gulf Stream signature is not seen. Furthermore, the retroflexion of the Loop Current in the Gulf of Mexico [20], the production and the western propagation of Loop Current rings in the Gulf of Mexico [21], Meddies at the Southwest of Portugal [22], and Gulf Stream rings [23] are well reproduced in the BETA simulation but not in FLAT (not shown).

From these two simplistic comparisons, one concludes that Earth must not be flat. If it were not, the basin-scale circulation of the North Atlantic would disappear, and so would the Gulf Stream. The loss of such an intense current would have impacts clearly visible on the North Atlantic climate. Indeed, the Gulf Stream carries warm tropical water northward, particularly during winter (see Fig. 4). This creates a positive meridional heat transport [24]. This latter phenomenon is important for the whole atmosphere dynamics [25] and the European climate [26]. In the FLAT simulation, we observe that if the earth were flat, the meridional heat transport in the region of the Gulf Stream, between 30 and 36°N, would be divided by a factor of 8 (see Fig. 4, right panel). As further evidence that the Earth is not flat, one can put forth that European as well as east U.S. climate would be significantly different (and temperature most likely cooler in winter) on a flat Earth.

5 Discussion: why does the sphericity matter so much ?

We have seen in a realistic context that the sphericity of the earth is of key importance for the large scale dynamics in the ocean, and particularly for the occurrence of western boundary currents such as the Gulf Stream. Note that similar observations could be made in other basins, such as the North Pacific, where the western boundary current occurring there is the Kuroshio [27]. In this section, we use basic textbooks theories to illustrate why the sphericity of Earth matters for the basin scale dynamics.

The occurrence of the North Atlantic subtropical gyre can be explained using the *Sverdrup relation*. As previously mentioned, the ocean mostly gains energy from the wind stress. Assuming that movements are slow and with a large horizontal extent ($T \gg 1 \text{ day}$ and $L > 100 \text{ km}$), and considering a wind stress $\tau = (\tau_x, \tau_y)$, the horizontal components of equations (8) become

$$\begin{cases} -\rho_0 f v = -\partial_x P + \partial_z \tau_x \\ +\rho_0 f u = -\partial_y P + \partial_z \tau_y. \end{cases} \quad (12)$$

If we vertically integrate these equations over the whole water column (considering a flat bottom), taking the curl of the result leads to

$$\partial_x(fU) + \partial_y(fV) = \nabla \times \tau|_z, \quad (13)$$

where $\mathbf{U} = (U, V) = \int dz \rho_0 \mathbf{u}$ represents the barotropic component of the velocity (*i.e* the part of the velocity which is homogeneous throughout the whole water column). Considering the β -plane approximation (6) and the non divergence of $\mathbf{U}$ leads to the Sverdrup relation:

$$\beta V = \nabla \times \tau|_z. \quad (14)$$

Because the winds are mainly zonal, this can be simplified as

$$\beta V = -\partial_y \tau_x. \quad (15)$$

Integrating the non-divergence $\partial_x U + \partial_y V = 0$ zonally from west to east (with a reference $U = 0$ at the western part of the basin) leads to an equation on the zonal velocity:

$$\beta U = (x - L) \partial_{yy}^2 \tau_x, \quad (16)$$

with x the meridional coordinate, and L the meridional size of the basin. Notice that integrating from east to west gives a wrong result. This can be fixed by adding a bottom friction to equations (Stommel equations).

Above the North Atlantic, winds are from west to east in the northern part of the basin, and in the opposite direction near the Equator. Following equations (15) and (16) thus leads to a theoretical anticyclonic barotropic circulation at the basin-scale: the subtropical gyre. From this circulation results a positive anomaly of SSH. This is what we see for the spherical Earth simulation in Fig. 2. On a flat Earth, $\beta = 0$, and equations (15) and (16) are no longer valid. The basin scale circulation is not set up, even if the wind blows the same way. This can be seen in the FLAT simulation outputs.

In the primitive equations framework, a generalization of the Sverdrup relation (14) can be obtained by integrating equations (8) —in which we add all friction terms— and cross-differentiating the result [28]. This gives the so-called full barotropic vorticity balance equation:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} = \underbrace{-\nabla \cdot (f\mathbf{U})}_A + \underbrace{\nabla \times \tau|_z}_B + \underbrace{\frac{\mathbf{J}(P_b, h)}{\rho_0}}_C + \underbrace{\nabla \times \tau^{\text{bot}}|_z}_D + \mathcal{D}_\Sigma + \mathcal{A}_\Sigma. \quad (17)$$

The left hand side of this relation is the temporal variation of the barotropic vorticity $\Omega = \partial_x V - \partial_y U$. The terms A and B are respectively the planetary vorticity advection and the wind curl. Because we consider long time averages, $\nabla \cdot (f\mathbf{U}) \approx \beta V$, and $\frac{\partial \Omega}{\partial t} \approx 0$. The balance between these two terms is the Sverdrup relation (14). The term C is the bottom pressure torque with $\mathbf{J}$ the Jacobian operator, P_b the pressure anomaly along a contour line of fixed topography, and h the topography. This term represents the local steering of oceanic currents by topographic features. The term D is the bottom drag curl. Finally, $\mathcal{D}_\Sigma$ and $\mathcal{A}_\Sigma$ are the horizontal diffusion term (induced by the horizontal advective scheme of the numerical model), and the nonlinear advection term respectively. Details about the last term, and how each term is computed from the model outputs can be found in [28].

We horizontally integrate the time averages of the different terms of equation (17) for the BETA and the FLAT simulations (Fig. 5). The integration domain corresponds to the subtropical gyre of the North Atlantic observed in the BETA simulation (a closed contour of streamfunction). The Gulf Stream is excluded from this domain, to only consider the Sverdrup-type circulation.

In the BETA simulation, we mainly observe a balance between the wind stress and the planetary vorticity, as suggested by the Sverdrup relation. In the FLAT simulation, because of the lack of β , the wind stress has to be compensated by other terms: here by the bottom pressure torque. The small topographic features are thus key for the basin scale circulation on a flat Earth.

In summary, the sphericity of the earth allows the basin scale circulation to set up, through a balance between the wind stress and the planetary vorticity induced by the existence of β .

As seen in the calculation of equation (16), an asymmetry appears in the ocean when considering the west to east direction or the east to west one. This is due to the propagation of *Rossby waves*, which transport energy at large scales from east to west. To describe them theoretically, it is useful to simplify the primitive equations, to obtain the so-called

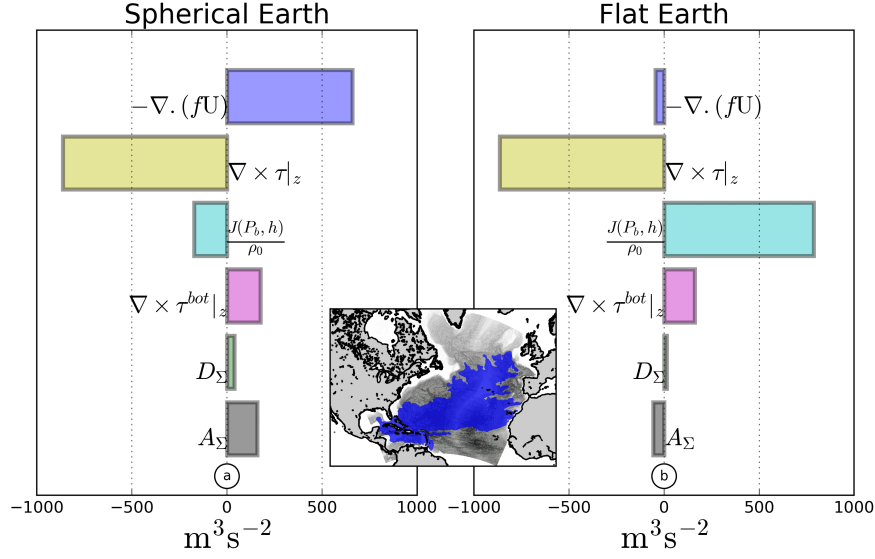


Figure 5: Horizontally integrated terms of the barotropic vorticity balance equation for (left) the BETA simulation and (right) the FLAT simulation. The domain for the integration is shown by the blue contour in the middle insert.

quasi-geostrophic model. It can be done by assuming a flow with $T \gg 1$ day, $L > 100$ km, and a small aspect ratio ($H/L \ll 1$, with H the mean depth of the ocean). The development can be found in [5]. We consider here a one-layer ocean (an ocean which is not stratified), for simplicity, with no bottom topography, and the β -plane approximation. The governing equation reads:

$$\frac{d_g}{dt} \left[\Delta \Psi - \frac{\Psi}{R^2} + \beta y \right] = 0, \quad (18)$$

where Ψ is the streamfunction (proportional to SSH, $\Psi = g\eta/f_0$), $R = \sqrt{gH/f_0^2}$ is the barotropic radius of deformation, and $\frac{d_g}{dt}$ is the material derivative considering only the geostrophic velocities. Linearizing (18) around a rest state, and introducing a perturbation of SSH as a monochromatic wave, gives the dispersion relation for Rossby waves:

$$\omega = \frac{-\beta k}{k^2 + l^2 + R^{-2}}, \quad (19)$$

with k and l the zonal and meridional wavenumbers of the wave, and ω its pulsation. For large-scale motions ($k^2 + l^2 \ll R^{-2}$), this can be simplified as

$$\omega = -\beta k R^2, \quad (20)$$

which is the dispersion relation of long Rossby waves. The most salient feature of this equation is that the group velocity and the phase velocity of the wave are equal, $c = -\beta R^2$, and strictly negative. This means that the wave as well as its energy always travel toward the west. If the earth were flat, with $\beta = 0$, Rossby waves are absent from the ocean.

In the real ocean, the water column is stratified such that the water is heavier at the bottom than at the surface. Thus, one have to take into account the vertical density variations in the expression of the dispersion relation of long Rossby waves. This can be done, in the simplest way, by replacing the barotropic radius of deformation R by the first Rossby radius of deformation $R_d = NH/f$ that takes into account the local value of stratification N , depth H , and Coriolis parameter f . We refer the reader to [16] for a full description of R_d .

Long Rossby waves propagating westward are seen in the BETA simulation. Indeed, the Hovmöller diagram (time versus space diagram) of the SSH at the latitude of the Gulf Stream (30°N), shows a streak pattern orientated westward (Fig. 6). The slope of the streaks is in good accordance with the theoretical prediction of the phase speed of long Rossby waves. The time evolution of the SSH in the BETA simulation (not shown, see animation in supplementary materials) shows a westward movement of mesoscale structures. This movement is explained by the occurrence of long Rossby waves which advect eddies toward the west. As the energy is carried toward the west by Rossby waves, physical

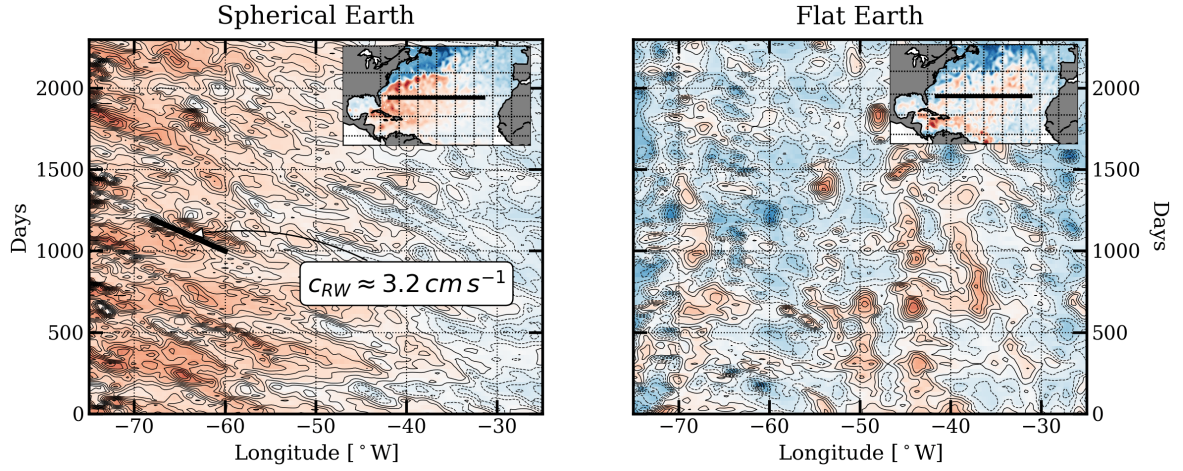


Figure 6: Hovmöller diagrams of the SSH along a line located at 30°N (see inserts), for the BETA run (left) and the FLAT run (right). The black bold line in the left panel indicates the phase line of a theoretical long Rossby Wave with a phase velocity $c_{RW} = -\beta R_d^2$; R_d is an estimation of the First Rossby Radius of deformation near 30°N from [16].

processes are intensified at the western boundary of the basin. This explains why the North Atlantic gyre is intensified at the western boundary of the basin, forming the Gulf Stream. In the FLAT simulation, no Rossby waves are seen. No Rossby wave can propagate because of the lack of β . The currents are not intensified at the western boundary, and mesoscale structures are nearly stationary.

In summary, the sphericity of the earth makes the energy travel towards the west. This explains the westward propagation of structures in the ocean as well as the western intensification of the oceanic currents.

6 Conclusion

With this study we have shown that a flat Earth cannot accurately reproduce the observed dynamics of the North Atlantic Ocean. Indeed, on a flat Earth, numerous phenomena which have been intensively studied and observed in the past 70 years are not seen. Specific examples include the North Atlantic gyre, the Gulf Stream, the formation of mesoscale eddies, and their propagation toward the west.

To be complete, it should be mentioned that the accuracy of the data and approximation of the governing equation of motions as implemented in the models may be questioned by supporters of the flat Earth. Here, we have focused on the Gulf Stream because its existence in the ocean is accepted by the Flat Earth Society. Explaining why the presence of the Gulf Stream requires the sphericity of the earth thus appeared to be a straightforward way toward the global *re-acceptation* of the sphericity of the earth.

Acknowledgments

We thank X. Carton for helpful discussions, and for his support in this unusual project. We also thank C. Buckingham for his precious comments that greatly improved the quality of the manuscript. Simulations were performed using the HPC facilities DATARMOR of “Pôle de Calcul Intensif pour la Mer” at Ifremer, Brest, France. Model outputs are available upon request, for people who are interested in using it, as well as for skeptics from all walks of life.

References

- [1] American Association of Physics Teachers. Calling all physicists. *American Journal of Physics*, 87(9):694–695, September 2019.
- [2] Henry M Stommel. *The Gulf Stream: a physical and dynamical description*. Univ of California Press, 1958.
- [3] F.C. Fuglister. Gulf stream ’60. *Progress in Oceanography*, 1:265–373, January 1963.
- [4] LD Landau and EM Lifshitz. *Fluid Mechanics*, 1987.

- [5] Geoffrey K Vallis. *Atmospheric and oceanic fluid dynamics*. Cambridge University Press, 2017.
- [6] Dudley B. Chelton, Michael G. Schlax, Roger M. Samelson, and Roland A. de Szoeke. Global observations of large oceanic eddies. *Geophysical Research Letters*, 34(15), August 2007.
- [7] Dudley B. Chelton, Michael G. Schlax, and Roger M. Samelson. Global observations of nonlinear mesoscale eddies. *Progress in Oceanography*, 91(2):167–216, October 2011.
- [8] Alexander F. Shchepetkin and James C. McWilliams. The regional oceanic modeling system (ROMS): a split-explicit, free-surface, topography-following-coordinate oceanic model. *Ocean Modelling*, 9(4):347–404, January 2005.
- [9] Alexander F. Shchepetkin and James C. McWilliams. Accurate Boussinesq oceanic modeling with a practical, “Stiffened” Equation of State. *Ocean Modelling*, 38(1-2):41–70, January 2011.
- [10] Patrice Klein, Bach Lien Hua, Guillaume Lapeyre, Xavier Capet, Sylvie Le Gentil, and Hideharu Sasaki. Upper Ocean Turbulence from High-Resolution 3D Simulations. *Journal of Physical Oceanography*, 38(8):1748–1763, August 2008.
- [11] J. J. Becker, D. T. Sandwell, W. H. F. Smith, J. Braud, B. Binder, J. Depner, D. Fabre, J. Factor, S. Ingalls, S.-H. Kim, R. Ladner, K. Marks, S. Nelson, A. Pharaoh, R. Trimmer, J. Von Rosenberg, G. Wallace, and P. Weatherall. Global Bathymetry and Elevation Data at 30 Arc Seconds Resolution: SRTM30_plus. *Marine Geodesy*, 32(4):355–371, November 2009.
- [12] James A. Carton and Benjamin S. Giese. A Reanalysis of Ocean Climate Using Simple Ocean Data Assimilation (SODA). *Monthly Weather Review*, 136(8):2999–3017, August 2008.
- [13] D. P. Dee, S. M. Uppala, A. J. Simmons, P. Berrisford, P. Poli, S. Kobayashi, U. Andrae, M. A. Balmaseda, G. Balsamo, P. Bauer, P. Bechtold, A. C. M. Beljaars, L. van de Berg, J. Bidlot, N. Bormann, C. Delsol, R. Dragani, M. Fuentes, A. J. Geer, L. Haimberger, S. B. Healy, H. Hersbach, E. V. Hólm, L. Isaksen, P. Kållberg, M. Köhler, M. Matricardi, A. P. McNally, B. M. Monge-Sanz, J.-J. Morcrette, B.-K. Park, C. Peubey, P. de Rosnay, C. Tavolato, J.-N. Thépaut, and F. Vitart. The ERA-Interim reanalysis: configuration and performance of the data assimilation system. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 137(656):553–597, April 2011.
- [14] Mathieu Le Corre, Jonathan Gula, A. Smilenova, and L. Houper. On the dynamics of a deep quasi-permanent anticyclonic eddy in the rockall trough. *French Congress of Mechanics*, 2019.
- [15] Mathieu Le Corre, Jonathan Gula, and Anne Marie Treguier. Barotropic vorticity balance of the north atlantic subpolar gyre in an eddy-resolving model. *Ocean Science*, in review, 2019.
- [16] Dudley B. Chelton, Roland A. deSzoeke, Michael G. Schlax, Karim El Naggar, and Nicolas Siwertz. Geographical Variability of the First Baroclinic Rossby Radius of Deformation. *Journal of Physical Oceanography*, 28(3):433–460, March 1998.
- [17] R. Lumpkin and M. Pazos. *Lagrangian Analysis and Prediction of Coastal and Ocean Dynamics*. pages 39–67. Cambridge University Press, 2007.
- [18] Lucas C. Laurindo, Arthur J. Mariano, and Rick Lumpkin. An improved near-surface velocity climatology for the global ocean from drifter observations. *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*, 124:73–92, June 2017.
- [19] Lynne D Talley. *Descriptive physical oceanography: an introduction*. Academic press, 2011.
- [20] H. E. Hurlburt and J. Dana Thompson. A Numerical Study of Loop Current Intrusions and Eddy Shedding. *Journal of Physical Oceanography*, 10(10):1611–1651, October 1980.
- [21] W. Sturges and R. Leben. Frequency of Ring Separations from the Loop Current in the Gulf of Mexico: A Revised Estimate. *Journal of Physical Oceanography*, 30(7):1814–1819, July 2000.
- [22] X. Carton, N. Daniault, J. Alves, L. Cherubin, and I. Ambar. Meddy dynamics and interaction with neighboring eddies southwest of Portugal: Observations and modeling. *Journal of Geophysical Research*, 115(C6), June 2010.
- [23] P. L. Richardson. Gulf Stream Rings. In Allan R. Robinson, editor, *Eddies in Marine Science*, pages 19–45. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1983.
- [24] H. L. Bryden and M. M. Hall. Heat Transport by Currents Across 25 N Latitude in the Atlantic Ocean. *Science*, 207(4433):884–886, February 1980.
- [25] Shoshiro Minobe, Akira Kuwano-Yoshida, Nobumasa Komori, Shang-Ping Xie, and Richard Justin Small. Influence of the Gulf Stream on the troposphere. *Nature*, 452(7184):206–209, March 2008.
- [26] Jaime B. Palter. The Role of the Gulf Stream in European Climate. *Annual Review of Marine Science*, 7(1):113–137, January 2015.

- [27] Keisuke Mizuno and Warren B. White. Annual and Interannual Variability in the Kuroshio Current System. *Journal of Physical Oceanography*, 13(10):1847–1867, October 1983.
- [28] Jonathan Gula, M. Jeroen Molemaker, and James C. McWilliams. Gulf Stream Dynamics along the Southeastern U.S. Seaboard. *Journal of Physical Oceanography*, 45(3):690–715, March 2015.

BIBLIOGRAPHIE

- Barnier, B., and Coauthors, 2006 : Impact of partial steps and momentum advection schemes in a global ocean circulation model at eddy-permitting resolution. *Ocean Dynamics*, **56** (5-6), 543–567, doi :10.1007/s10236-006-0082-1.
- Beaird, N. L., P. B. Rhines, and C. C. Eriksen, 2013 : Overflow Waters at the Iceland–Faroe Ridge Observed in Multiyear Seaglider Surveys. *Journal of Physical Oceanography*, **43** (11), 2334–2351, doi :10.1175/JPO-D-13-029.1, URL <http://journals.ametsoc.org/doi/10.1175/JPO-D-13-029.1>.
- Beckmann, A., and D. Haidvogel, 1993 : Numerical Simulation of Flow around a Tall Isolated Seamount. Part I : Problem Formulation and Model Accuracy. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, **23**, 1736–1753, doi :10.1175/1520-0485(1993)023<1736: NSOFAA>2.0.CO;2.
- Blanton, J., L. Atkinson, L. Pietrafesa, and T. Lee, 1981 : The intrusion of Gulf Stream water across the continental shelf due to topographically-induced upwelling. *Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers*, **28** (4), 393–405, doi : 10.1016/0198-0149(81)90006-6.
- Booth, D., 1988 : Eddies in the Rockall Trough. *OCEANOLOGICA ACTA*, **11** (3), 213–219.
- Bosse, A., I. Fer, J. M. Lilly, and H. Sjøiland, 2019 : Dynamical controls on the longevity of a non-linear vortex : The case of the Lofoten Basin Eddy. *Scientific Reports*, **9** (1), 13 448, doi :10.1038/s41598-019-49599-8.
- Bower, A. S., and Coauthors, 2002 : Directly measured mid-depth circulation in the northeastern North Atlantic Ocean. *Nature*, **419** (6907), 603–607, doi :10.1038/nature01078.
- Bryan, F. O., M. W. Hecht, and R. D. Smith, 2007 : Resolution convergence and sensitivity studies with North Atlantic circulation models. Part I : The western boundary current system. *Ocean Modelling*, **16** (3-4), 141–159, doi :10.1016/j.ocemod.2006.08.005.
- Böning, C., F. Bryan, W. Holland, and R. Döscher, 1995 : Deep-Water Formation and Meridional Overturning in a high-Resolution Model of the North-Atlantic. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, **26**, 1142–1164, doi :10.1175/1520-0485(1996)026<1142:DWFAMO>2.0.CO;2.

- Böning, C. W., M. Scheinert, J. Dengg, A. Biastoch, and A. Funk, 2006 : Decadal variability of subpolar gyre transport and its reverberation in the North Atlantic overturning. *Geophysical Research Letters*, **33** (21), L21S01, doi :10.1029/2006GL026906.
- Chelton, D. B., R. A. Deszoeke, M. G. Schlax, K. E. Naggar, and N. Siwertz, 1998 : Geographical Variability of the First Baroclinic Rossby Radius of Deformation. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, **28**, 28.
- Chelton, D. B., M. G. Schlax, and R. M. Samelson, 2011 : Global observations of nonlinear mesoscale eddies. *Progress in Oceanography*, **91** (2), 167–216, doi :10.1016/j.pocean.2011.01.002.
- Chelton, D. B., M. G. Schlax, R. M. Samelson, and R. A. de Szoeki, 2007 : Global observations of large oceanic eddies : GLOBAL OBSERVATIONS OF OCEANIC EDDIES. *Geophysical Research Letters*, **34** (15), doi :10.1029/2007GL030812.
- Colin de Verdière, A., T. Meunier, and M. Ollitrault, 2019 : Meridional Overturning and Heat Transport From Argo Floats Displacements and the Planetary Geostrophic Method (PGM) : Application to the subpolar North Atlantic. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **124** (8), 6270–6285, doi :10.1029/2018JC014565.
- Couvelard, X., F. Dumas, V. Garnier, A. Ponte, C. Talandier, and A. Treguier, 2015 : Mixed layer formation and restratification in presence of mesoscale and submesoscale turbulence. *Ocean Modelling*, **96**, 243–253, doi :10.1016/j.ocemod.2015.10.004.
- Cuny, J., P. B. Rhines, P. P. Niiler, and S. Bacon, 2002 : Labrador Sea Boundary Currents and the Fate of the Irminger Sea Water. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, **32**, 21.
- Cuny, J., P. B. Rhines, F. Schott, and J. Lazier, 2005 : Convection above the Labrador Continental Slope. *Journal of Physical Oceanography*, **35** (4), 489–511, doi :10.1175/JPO2700.1.
- Daniault, N., P. Lherminier, and H. Mercier, 2011 : Circulation and Transport at the Southeast Tip of Greenland. *Journal of Physical Oceanography*, **41** (3), 437–457, doi : 10.1175/2010JPO4428.1.
- Daniault, N., and Coauthors, 2016 : The northern North Atlantic Ocean mean circulation in the early 21st century. *Progress in Oceanography*, **146**, 142–158, doi : 10.1016/j.pocean.2016.06.007.
- D’Asaro, E. A., 1988 : Generation of submesoscale vortices : A new mechanism. *Journal of Geophysical Research*, **93** (C6), 6685, doi :10.1029/JC093iC06p06685.

- de Jong, M. F., A. S. Bower, and H. H. Furey, 2014 : Two Years of Observations of Warm-Core Anticyclones in the Labrador Sea and Their Seasonal Cycle in Heat and Salt Stratification. *Journal of Physical Oceanography*, **44** (2), 427–444, doi :10.1175/JPO-D-13-070.1.
- Debreu, L., P. Marchesiello, P. Penven, and G. Cambon, 2012 : Two-way nesting in split-explicit ocean models : Algorithms, implementation and validation. *Ocean Modelling*, **49–50**, 1–21, doi :10.1016/j.ocemod.2012.03.003.
- Deshayes, J., C. Frankignoul, and H. Drange, 2007 : Formation and export of deep water in the Labrador and Irminger Seas in a GCM. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, **54** (4), 510–532, doi :10.1016/j.dsr.2006.12.014.
- Dewar, W. K., J. C. McWilliams, and M. J. Molemaker, 2015 : Centrifugal Instability and Mixing in the California Undercurrent. *Journal of Physical Oceanography*, **45** (5), 1224–1241, doi :10.1175/JPO-D-13-0269.1.
- Dussin, R., J.-M. Molines, and B. Barnier, 2012 : Definition of the interannual experiment ORCA025.L75-GRD100, 1958-2010. 38.
- Eden, C., and J. Willebrand, 2001 : Mechanism of Interannual to Decadal Variability of the North Atlantic Circulation. *JOURNAL OF CLIMATE*, **14**, 15.
- Ellett, D. J., A. Edwards, and R. Bowers, 1986 : The hydrography of the Rockall Channel—an overview. *Proceedings of the Royal Society of Edinburgh. Section B. Biological Sciences*, **88**, 61–81, doi :10.1017/S0269727000004474.
- Ellett, D. J., P. Kruseman, G. Prangma, R. Pollard, H. Van Aken, A. Edwards, H. Dooley, and W. Gould, 1983 : Water masses and mesoscale circulation of North Rockall Trough waters during JASIN 1978. *Philosophical Transactions of The Royal Society B Biological Sciences*, **308**, 231–252, doi :10.1098/rsta.1983.0002.
- Ezer, T., 2016 : Can the Gulf Stream induce coherent short-term fluctuations in sea level along the US East Coast ? A modeling study. *Ocean Dynamics*, **66** (2), 207–220, doi :10.1007/s10236-016-0928-0.
- Fairall, C. W., E. F. Bradley, J. E. Hare, A. A. Grachev, and J. B. Edson, 2003 : Bulk Parameterization of Air–Sea Fluxes : Updates and Verification for the COARE Algorithm. *JOURNAL OF CLIMATE*, **16**, 21.
- Fan, X., U. Send, P. Testor, J. Karstensen, and P. Lherminier, 2013 : Observations of Irminger Sea Anticyclonic Eddies. *Journal of Physical Oceanography*, **43** (4), 805–823, doi :10.1175/JPO-D-11-0155.1.

- Fischer, J., J. Karstensen, M. Oltmanns, and S. Schmidtke, 2018 : Mean circulation and EKE distribution in the Labrador Sea Water level of the subpolar North Atlantic. *Ocean Science*, **14** (5), 1167–1183, doi :10.5194/os-14-1167-2018.
- Fischer, J. R., F. A. Schott, and M. Dengler, 2004 : Boundary Circulation at the Exit of the Labrador Sea. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, **34**, 23.
- Gaillard, F., T. Reynaud, V. Thierry, N. Kolodziejczyk, and K. von Schuckmann, 2016 : In Situ–Based Reanalysis of the Global Ocean Temperature and Salinity with ISAS : Variability of the Heat Content and Steric Height. *Journal of Climate*, **29** (4), 1305–1323, doi :10.1175/JCLI-D-15-0028.1.
- Gerdes, R., and C. Köberle, 1995 : On the influence of DSOW in a Numerical Model of the North Atlantic General Circulation. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, **25**, 2624–2642, doi :10.1175/1520-0485(1995)025<2624:OTIODI>2.0.CO;2.
- Gnanadesikan, A., S. M. Griffies, and B. L. Samuels, 2007 : Effects in a climate model of slope tapering in neutral physics schemes. *Ocean Modelling*, **16** (1-2), 1–16, doi : 10.1016/j.ocemod.2006.06.004.
- Greatbatch, R. J., A. F. Fanning, A. D. Goulding, and S. Levitus, 1991 : A diagnosis of interpentadal circulation changes in the North Atlantic. *Journal of Geophysical Research*, **96** (C12), 22 009, doi :10.1029/91JC02423.
- Griffies, S. M., and Coauthors, 2009 : Coordinated Ocean-ice Reference Experiments (COREs). *Ocean Modelling*, **26** (1-2), 1–46, doi :10.1016/j.ocemod.2008.08.007.
- Gula, J., T. M. Blacic, and R. E. Todd, 2019 : Submesoscale Coherent Vortices in the Gulf Stream. *Geophysical Research Letters*, **46** (5), 2704–2714, doi :10.1029/2019GL081919.
- Gula, J., M. J. Molemaker, and J. C. McWilliams, 2015 : Gulf Stream Dynamics along the Southeastern U.S. Seaboard. *Journal of Physical Oceanography*, **45** (3), 690–715, doi :10.1175/JPO-D-14-0154.1.
- Gula, J., M. J. Molemaker, and J. C. McWilliams, 2016 : Topographic generation of submesoscale centrifugal instability and energy dissipation. *Nature Communications*, **7** (1), 12 811, doi :10.1038/ncomms12811.
- Haines, K., V. N. Stepanov, M. Valdivieso, and H. Zuo, 2013 : Atlantic meridional heat transports in two ocean reanalyses evaluated against the RAPID array : ATLANTIC MERIDIONAL HEAT TRANSPORTS. *Geophysical Research Letters*, **40** (2), 343–348, doi :10.1029/2012GL054581.
- Hakkinen, S., 2004 : Decline of Subpolar North Atlantic Circulation During the 1990s. *Science*, **304** (5670), 555–559, doi :10.1126/science.1094917.

- Hall, M. M., D. J. Torres, and I. Yashayaev, 2013 : Absolute velocity along the AR7W section in the Labrador Sea. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, **72**, 72–87, doi :10.1016/j.dsr.2012.11.005.
- Haney, R., 1991 : On the Pressure Gradient Force over Steep Topography in Sigma Coordinate Ocean Models. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, **21**, 610–619, doi :10.1175/1520-0485(1991)021<0610:OTPGFO>2.0.CO;2.
- Hansen, B., K. M. Húsgarð Larsen, H. Hátún, and S. Østerhus, 2016 : A stable Faroe Bank Channel overflow 1995–2015. *Ocean Science*, **12 (6)**, 1205–1220, doi :10.5194/os-12-1205-2016.
- Hecht, M. W., M. R. Petersen, B. A. Wingate, E. Hunke, and M. Maltrud, 2008 : Lateral mixing in the eddying regime and a new broad-ranging formulation. *Geophysical Monograph Series*, M. W. Hecht, and H. Hasumi, Eds., Vol. 177, American Geophysical Union, Washington, D. C., 339–352, doi :10.1029/177GM20.
- Hecht, M. W., and R. D. Smith, 2008 : Towards a Physical Understanding of the North Atlantic : A Review of Model Studies in an Eddying Regime. 17.
- Heywood, K. J., E. L. McDonagh, and M. A. White, 1994 : Eddy kinetic energy of the North Atlantic subpolar gyre from satellite altimetry. *Journal of Geophysical Research*, **99 (C11)**, 22 525, doi :10.1029/94JC01740.
- Holland, W. R., 1972 : Baroclinic and topographic influences on the transport in western boundary currents. *Geophysical Fluid Dynamics*, **4 (1)**, 187–210, doi :10.1080/03091927208236095.
- Holliday, N. P., S. A. Cunningham, C. Johnson, S. F. Gary, C. Griffiths, J. F. Read, and T. Sherwin, 2015 : Multidecadal variability of potential temperature, salinity, and transport in the eastern subpolar north atlantic. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **120 (9)**, 5945–5967, doi :10.1002/2015JC010762.
- Houpert, L., M. E. Inall, E. Dumont, S. Gary, C. Johnson, M. Porter, W. E. Johns, and S. A. Cunningham, 2018 : Structure and Transport of the North Atlantic Current in the Eastern Subpolar Gyre From Sustained Glider Observations. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **123 (8)**, 6019–6038, doi :10.1029/2018JC014162.
- Hughes, C. W., 2000 : A theoretical reason to expect inviscid western boundary currents in realistic oceans. *Ocean Modelling*, **2 (1-2)**, 73–83, doi :10.1016/S1463-5003(00)00011-1.
- Hughes, C. W., and B. A. De Cuevas, 2001 : Why Western Boundary Currents in Realistic Oceans are Inviscid : A Link between Form Stress and Bottom Pressure Torques. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, **31**, 15.

- (IPSL), I. P.-S. L., 2019 : NEMO ocean engine. *Scientific Notes of Climate Modelling Center*, **27**, doi :10.5281/zenodo.1464816.
- Ivanov, V., and A. Korablev, 1995 : Formation and regeneration of the pycnocline lens in the Norwegian Sea. *Russian meteorology and hydrology*, **9**, 62–69.
- Jackson, L., C. W. Hughes, and R. G. Williams, 2006 : Topographic Control of Basin and Channel Flows : The Role of Bottom Pressure Torques and Friction. *Journal of Physical Oceanography*, **36** (9), 1786–1805, doi :10.1175/JPO2936.1.
- Jochumsen, K., D. Quadfasel, H. Valdimarsson, and S. Jónsson, 2012 : Variability of the Denmark Strait overflow : Moored time series from 1996-2011 : DENMARK STRAIT OVERFLOW. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **117** (C12), n/a–n/a, doi : 10.1029/2012JC008244, URL <http://doi.wiley.com/10.1029/2012JC008244>.
- Kanzow, T., and W. Zenk, 2014 : Structure and transport of the Iceland Scotland Overflow plume along the Reykjanes Ridge in the Iceland Basin. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, **86**, 82–93, doi :10.1016/j.dsr.2013.11.003.
- Käse, R. H., A. Biastoch, and D. B. Stammer, 2001 : On the mid-depth circulation in the Labrador and Irminger Seas. *Geophysical Research Letters*, **28** (18), 3433–3436, doi :10.1029/2001GL013192.
- Köhl, A., 2007 : Generation and Stability of a Quasi-Permanent Vortex in the Lofoten Basin. *Journal of Physical Oceanography*, **37** (11), 2637–2651, doi :10.1175/2007JPO3694.1.
- Large, W. G., J. C. McWilliams, and S. C. Doney, 1994 : Oceanic vertical mixing : A review and a model with a nonlocal boundary layer parameterization. *Reviews of Geophysics*, **32** (4), 363, doi :10.1029/94RG01872.
- Laurindo, L. C., A. J. Mariano, and R. Lumpkin, 2017 : An improved near-surface velocity climatology for the global ocean from drifter observations. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, **124**, 73–92, doi :10.1016/j.dsr.2017.04.009.
- Lavender, K. L., R. E. Davis, and W. B. Owens, 2000 : Mid-depth recirculation observed in the interior Labrador and Irminger seas by direct velocity measurements. *Nature*, **407** (6800), 66–69, doi :10.1038/35024048.
- Lecointre, A., J.-M. Molines, and B. Barnier, 2011 : Definition of the interannual experiment ORCA12.L46-MAL95, 1989-2007. 25.
- Lee, T. N., L. P. Atkinson, and R. Legeckis, 1981 : Observations of a Gulf Stream frontal eddy on the Georgia continental shelf, April 1977. *Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers*, **28** (4), 347–378, doi :10.1016/0198-0149(81)90004-2.

- Lilly, J. M., and P. B. Rhines, 2002 : Coherent Eddies in the Labrador Sea Observed from a Mooring. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, **32**, 14.
- Lorenz, E. N., 1955 : Available Potential Energy and the Maintenance of the General Circulation. *Tellus*, **7 (2)**, 157–167, doi :10.1111/j.2153-3490.1955.tb01148.x.
- Lumpkin, R., and G. C. Johnson, 2013 : Global ocean surface velocities from drifters : Mean, variance, El Niño-Southern Oscillation response, and seasonal cycle : Global Ocean Surface Velocities. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **118 (6)**, 2992–3006, doi :10.1002/jgrc.20210.
- Lumpkin, R., K. G. Speer, and K. P. Koltermann, 2008 : Transport across 48°N in the Atlantic Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, **38 (4)**, 733–752, doi : 10.1175/2007JPO3636.1.
- Marchesiello, P., L. Debreu, and X. Couvelard, 2009 : Spurious diapycnal mixing in terrain-following coordinate models : The problem and a solution. *Ocean Modelling*, **26 (3-4)**, 156–169, doi :10.1016/j.ocemod.2008.09.004.
- Marshall, J., and K. Speer, 2012 : Closure of the meridional overturning circulation through Southern Ocean upwelling. *Nature Geoscience*, **5 (3)**, 171–180, doi : 10.1038/ngeo1391.
- Marzocchi, A., J. J.-M. Hirschi, N. P. Holliday, S. A. Cunningham, A. T. Blaker, and A. C. Coward, 2015 : The North Atlantic subpolar circulation in an eddy-resolving global ocean model. *Journal of Marine Systems*, **142**, 126–143, doi :10.1016/j.jmarsys.2014.10.007.
- McCarthy, G., and Coauthors, 2012 : Observed interannual variability of the Atlantic meridional overturning circulation at 26.5°N : INTERANNUAL VARIABILITY OF THE MOC. *Geophysical Research Letters*, **39 (19)**, doi :10.1029/2012GL052933.
- McWilliams, J. C., 1985 : Submesoscale, coherent vortices in the ocean. *Reviews of Geophysics*, **23 (2)**, 165, doi :10.1029/RG023i002p00165.
- McWilliams, J. C., 2016 : Submesoscale currents in the ocean. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **472 (2189)**, 20160117, doi :10.1098/rspa.2016.0117.
- Mertz, G., and D. G. Wright, 1992 : Interpretations of the JEBAR Term. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, **22**, 301–305, doi :10.1175/1520-0485(1992)022<0301:IOTJT>2.0.CO;2.

- Molemaker, M. J., J. C. McWilliams, and W. K. Dewar, 2015 : Submesoscale Instability and Generation of Mesoscale Anticyclones near a Separation of the California Undercurrent. *Journal of Physical Oceanography*, **45** (3), 613–629, doi :10.1175/JPO-D-13-0225.1.
- Munk, W. H., 1950 : On the wind-driven ocean circulation. *Journal of Meteorology*, **7** (2), 80–93, doi :10.1175/1520-0469(1950)007<0080:OTWDOC>2.0.CO;2.
- Myers, P. G., 2002 : SPOM : A regional model of the sub-polar north Atlantic. *Atmosphere-Ocean*, **40** (4), 445–463, doi :10.3137/ao.400405.
- Pacanowski, R. C., and A. Gnanadesikan, 1998 : Transient Response in a Z-Level Ocean Model That Resolves Topography with Partial Cells. *MONTHLY WEATHER REVIEW*, **126**, 23.
- Pedlosky, J., 1979 : *Geophysical fluid dynamics*. Springer Verlag, New York.
- Penduff, T., J. L. Sommer, and B. Barnier, 2007 : Influence of numerical schemes on current-topography interactions in 1/4° global ocean simulations. *Ocean Sci.*, 16.
- Petit, T., H. Mercier, and V. Thierry, 2018a : Circulation in the vicinity of the Reykjanes Ridge in June-July 2015. other, *Oceanography*. doi :10.1002/essoar.bd6e09fdd768bce7.96cead8e5fcc4412.1.
- Petit, T., H. Mercier, and V. Thierry, 2018b : First Direct Estimates of Volume and Water Mass Transports Across the Reykjanes Ridge. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **123** (9), 6703–6719, doi :10.1029/2018JC013999.
- Petit, T., H. Mercier, and V. Thierry, 2019 : New Insight Into the Formation and Evolution of the East Reykjanes Ridge Current and Irminger Current. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, 2019JC015546, doi :10.1029/2019JC015546.
- Pickart, R. S., and M. A. Spall, 2007 : Impact of Labrador Sea Convection on the North Atlantic Meridional Overturning Circulation. *Journal of Physical Oceanography*, **37** (9), 2207–2227, doi :10.1175/JPO3178.1.
- Pickart, R. S., M. A. Spall, and J. R. Lazier, 1997 : Mid-depth ventilation in the western boundary current system of the sub-polar gyre. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, **44** (6), 1025–1054, doi :10.1016/S0967-0637(96)00122-7.
- Pickart, R. S., F. Straneo, and G. Moore, 2003 : Is Labrador Sea Water formed in the Irminger basin ? *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, **50** (1), 23–52, doi :10.1016/S0967-0637(02)00134-6.

- Rattan, S., P. G. Myers, A.-M. Treguier, S. Theetten, A. Biastoch, and C. Böning, 2010 : Towards an understanding of Labrador Sea salinity drift in eddy-permitting simulations. *Ocean Modelling*, **35** (1-2), 77–88, doi :10.1016/j.ocemod.2010.06.007.
- Read, J. F., and R. T. Pollard, 2001 : A long-lived eddy in the Iceland Basin 1998. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **106** (C6), 11 411–11 421, doi :10.1029/2000JC000492.
- Redler, R., and C. W. Böning, 1997 : Effect of the overflows on the circulation in the subpolar North Atlantic : A regional model study. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **102** (C8), 18 529–18 552, doi :10.1029/97JC00021, URL <http://doi.wiley.com/10.1029/97JC00021>.
- Renault, L., M. J. Molemaker, J. Gula, S. Masson, and J. C. McWilliams, 2016 : Control and Stabilization of the Gulf Stream by Oceanic Current Interaction with the Atmosphere. *Journal of Physical Oceanography*, **46** (11), 3439–3453, doi :10.1175/JPO-D-16-01115.1.
- Rhein, M., J. Fischer, W. M. Smethie, D. Smythe-Wright, R. F. Weiss, and C. Mertens, 2002 : Labrador Sea Water : Pathways, CFC Inventory, and Formation Rates. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, **32**, 18.
- Rosby, T., and C. N. Flagg, 2012 : Direct measurement of volume flux in the Faroe-Shetland Channel and over the Iceland-Faroe Ridge : DIRECT MEASUREMENT OF CURRENTS. *Geophysical Research Letters*, **39** (7), doi :10.1029/2012GL051269.
- Roulet, G., X. Capet, and G. Maze, 2014 : Global interior eddy available potential energy diagnosed from Argo floats. *Geophysical Research Letters*, **41** (5), 1651–1656, doi : 10.1002/2013GL059004.
- Rykova, T., F. Straneo, and A. S. Bower, 2015 : Seasonal and interannual variability of the West Greenland Current System in the Labrador Sea in 1993-2008. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **120** (2), 1318–1332, doi :10.1002/2014JC010386, URL <http://doi.wiley.com/10.1002/2014JC010386>.
- Sabine, C. L., 2004 : The Oceanic Sink for Anthropogenic CO₂. *Science*, **305** (5682), 367–371, doi :10.1126/science.1097403.
- Schoonover, J., and Coauthors, 2016 : North Atlantic Barotropic Vorticity Balances in Numerical Models. *Journal of Physical Oceanography*, **46** (1), 289–303, doi :10.1175/JPO-D-15-0133.1.

- Shchepetkin, A. F., 2003 : A method for computing horizontal pressure-gradient force in an oceanic model with a nonaligned vertical coordinate. *Journal of Geophysical Research*, **108** (C3), 3090, doi :10.1029/2001JC001047.
- Shchepetkin, A. F., and J. C. McWilliams, 2005 : The regional oceanic modeling system (ROMS) : a split-explicit, free-surface, topography-following-coordinate oceanic model. *Ocean Modelling*, **9** (4), 347–404, doi :10.1016/j.ocemod.2004.08.002.
- Smilenova, A., J. Gula, M. Le Corre, and L. Houpert, 2019 : A persistent deep anticyclonic vortex in the Rockall Trough sustained by anticyclonic vortices shed from the slope current. *Journal of Geophysical Research : Oceans*.
- Smith, R. D., M. E. Maltrud, F. O. Bryan, and M. W. Hecht, 2000 : Numerical Simulation of the North Atlantic Ocean at $1/10^\circ$. *JOURNAL OF PHYSICAL OCEANOGRAPHY*, **30**, 30.
- Spence, P., O. A. Saenko, W. Sijp, and M. England, 2012 : The Role of Bottom Pressure Torques on the Interior Pathways of North Atlantic Deep Water. *Journal of Physical Oceanography*, **42** (1), 110–125, doi :10.1175/2011JPO4584.1.
- Stammer, D., R. Tokmakian, A. Semtner, and C. Wunsch, 1996 : How well does a $1/4^\circ$ global circulation model simulate large-scale oceanic observations ? *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **101** (C11), 25 779–25 811, doi :10.1029/96JC01754.
- Stommel, H., 1948 : The westward intensification of wind-driven ocean currents. *Transactions, American Geophysical Union*, **29** (2), 202, doi :10.1029/TR029i002p00202.
- Stommel, H., and A. Arons, 1959 : On the abyssal circulation of the world ocean — II. An idealized model of the circulation pattern and amplitude in oceanic basins. *Deep Sea Research (1953)*, **6**, 217–233, doi :10.1016/0146-6313(59)90075-9.
- Sverdrup, H. U., 1947 : Wind-Driven Currents in a Baroclinic Ocean ; with Application to the Equatorial Currents of the Eastern Pacific. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, **33** (11), 318–326, doi :10.1073/pnas.33.11.318.
- Talandier, C., 2015 : La dynamique du courant profond de bord ouest dans l’Atlantique Nord et son influence sur la circulation méridienne moyenne. 108.
- Talandier, C., and Coauthors, 2014 : Improvements of simulated Western North Atlantic current system and impacts on the AMOC. *Ocean Modelling*, **76**, 1–19, doi :10.1016/j.ocemod.2013.12.007.

- Treguier, A. M., S. Theetten, E. P. Chassignet, T. Penduff, R. Smith, L. Talley, J. O. Beismann, and C. Böning, 2005 : The North Atlantic Subpolar Gyre in Four High-Resolution Models. *Journal of Physical Oceanography*, **35** (5), 757–774, doi :10.1175/JPO2720.1.
- 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.
- Trenberth, K. E., and J. M. Caron, 2001 : Estimates of Meridional Atmosphere and Ocean Heat Transports. *JOURNAL OF CLIMATE*, **14**, 11.
- Ullgren, J., and M. White, 2012 : Observations of mesoscale variability in the Rockall Trough. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, **64**, 1–8, doi : 10.1016/j.dsr.2012.01.015.
- Umlauf, L., and H. Burchard, 2003 : A generic length-scale equation for geophysical turbulence models. *Journal of Marine Research*, **61** (2), 235–265, doi :10.1357/002224003322005087.
- van Sebille, E., and Coauthors, 2018 : Lagrangian ocean analysis : Fundamentals and practices. *Ocean Modelling*, **121**, 49–75, doi :10.1016/j.ocemod.2017.11.008.
- Vic, C., J. Gula, G. Roulet, and F. Pradillon, 2018 : Dispersion of deep-sea hydrothermal vent effluents and larvae by submesoscale and tidal currents. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, **133**, 1–18, doi :10.1016/j.dsr.2018.01.001.
- Volkov, D. L., 2005 : Interannual Variability of the Altimetry-Derived Eddy Field and Surface Circulation in the Extratropical North Atlantic Ocean in 1993–2001. *Journal of Physical Oceanography*, **35** (4), 405–426, doi :10.1175/JPO2683.1.
- Volkov, D. L., A. A. Kubryakov, and R. Lumpkin, 2015 : Formation and variability of the Lofoten basin vortex in a high-resolution ocean model. *Deep Sea Research Part I : Oceanographic Research Papers*, **105**, 142–157, doi :10.1016/j.dsr.2015.09.001.
- Våge, K., R. S. Pickart, G. W. K. Moore, and M. H. Ribergaard, 2008 : Winter Mixed Layer Development in the Central Irminger Sea : The Effect of Strong, Intermittent Wind Events. *Journal of Physical Oceanography*, **38** (3), 541–565, doi : 10.1175/2007JPO3678.1.
- Wang, Y., M. Claus, R. J. Greatbatch, and J. Sheng, 2017 : Decomposition of the Mean Barotropic Transport in a High-Resolution Model of the North Atlantic Ocean. *Geophysical Research Letters*, **44** (22), 11,537–11,546, doi :10.1002/2017GL074825.

- White, M. A., and K. J. Heywood, 1995 : Seasonal and interannual changes in the North Atlantic subpolar gyre from Geosat and TOPEX/POSEIDON altimetry. *Journal of Geophysical Research*, **100 (C12)**, 24 931, doi :10.1029/95JC02123.
- Wirth, A., and J.-B. Flór, 2018 : Pressure drag of two-layer shallow-water flow at an inclined oceanic ridge, independent of velocity. 19.
- Xu, W., P. I. Miller, G. D. Quartly, and R. D. Pingree, 2015 : Seasonality and interannual variability of the European Slope Current from 20years of altimeter data compared with in situ measurements. *Remote Sensing of Environment*, **162**, 196–207, doi :10.1016/j.rse.2015.02.008.
- Yashayaev, I., M. Bersch, and H. M. van Aken, 2007 : Spreading of the Labrador Sea Water to the Irminger and Iceland basins. *Geophysical Research Letters*, **34 (10)**, L10 602, doi :10.1029/2006GL028999.
- Yeager, S., 2015 : Topographic Coupling of the Atlantic Overturning and Gyre Circulations. *Journal of Physical Oceanography*, **45 (5)**, 1258–1284, doi :10.1175/JPO-D-14-0100.1.
- Yeager, S., and G. Danabasoglu, 2014 : The Origins of Late-Twentieth-Century Variations in the Large-Scale North Atlantic Circulation. *Journal of Climate*, **27 (9)**, 3222–3247, doi :10.1175/JCLI-D-13-00125.1.
- Yoder, J. A., L. P. Atkinson, S. S. Bishop, J. O. Blanton, T. LEE, and L. Pietrafesa, 1985 : Phytoplankton dynamics within Gulf Stream intrusions on the southeastern United States continental shelf during summer 198. 25.
- Zhao, J., A. Bower, J. Yang, X. Lin, and N. Penny Holliday, 2018a : Meridional heat transport variability induced by mesoscale processes in the subpolar North Atlantic. *Nature Communications*, **9 (1)**, 1124, doi :10.1038/s41467-018-03134-x.
- Zhao, J., A. Bower, J. Yang, X. Lin, and C. Zhou, 2018b : Structure and Formation of Anticyclonic Eddies in the Iceland Basin. *Journal of Geophysical Research : Oceans*, **123 (8)**, 5341–5359, doi :10.1029/2018JC013886.
- Zou, S., S. Lozier, W. Zenk, A. Bower, and W. Johns, 2017 : Observed and modeled pathways of the Iceland Scotland Overflow Water in the eastern North Atlantic. *Progress in Oceanography*, **159**, 211–222, doi :10.1016/j.pocean.2017.10.003, URL <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0079661117301404>.

Titre : Impact de la topographie et de l'activité méso-échelle sur la dynamique du gyre subpolaire Nord Atlantique

Mot clés : gyre subpolaire Nord-Atlantique, dynamique, bathymétrie, méso-échelle

Résumé : Le gyre subpolaire Nord Atlantique est une région cruciale pour l'océan et le climat. La circulation dans cette région est complexe et fortement influencée par la topographie. Jusqu'à présent la dynamique a été étudiée principalement dans des modèles basses résolutions ne résolvant que peu l'activité fine échelle ainsi qu'avec une représentation grossière de la topographie. Ici nous revisitons la dynamique du gyre subpolaire Nord Atlantique dans une simulation haute résolution avec des coordonnées verticales suivant la topographie. Cela permet de représenter de manière plus réaliste l'activité méso-échelle ainsi que l'interaction entre le courant et la topographie.

Nous mettons en avant le fait que la dynamique de grande échelle à l'intérieur du gyre ne peut être décrite par l'équilibre classique de Sverdrup. La source principale de vorticité cyclonique est liée à une activité tourbillonnaire le long des courants de bord et à une activité moyenne dans le Coin Nord-Ouest.

Nous montrons également l'importance du terme non linéaire dans des dynamiques plus locale comme dans le Rockall Trough. On trouve dans cette région un anticyclone profond quasi-permanent dont la source principale de vorticité est majoritairement associée à l'advection de vorticité par des anticyclones de plus petite échelle.

Title: Impact of the topography and the mesoscale activity on the North Atlantic subpolar gyre dynamics

Keywords: North Atlantic subpolar gyre, dynamics, bathymetry, meso-scale

Abstract: The North Atlantic Subpolar gyre is important for the global ocean as a region of deep water formation. The circulation in this area is complex and strongly influenced by the topography. the gyre dynamics have been studied mostly with non-eddy-resolving models and a crude representation of the bottom topography. Here we revisit the dynamics of the North Atlantic Subpolar gyre using a new eddy-resolving simulation with topography-following vertical coordinates to better represent the mesoscale turbulence and flow-topography interactions. Our findings highlight that the large scale dynamics of the inner gyre cannot be described

by the classical Sverdrup dynamics. The main sources of cyclonic vorticity are the non linear terms due to eddies generated along eastern boundary currents and the time-mean nonlinear terms in the Northwest Corner.

We also show the importance of non linear terms on more local dynamics such as the Rockall Trough. In this area, a deep quasi-permanent anticyclonic eddy can be find. We show that the main source of anticyclonic vorticity is mostly due to the advection of vorticity by anticyclonic submesoscale coherent vortices generated by interaction of one branch of the North Atlantic Current with the eastern Rockall Trough slope.