

## 7. LA CIRCULATION THERMOHALINE

### 7.1 La circulation méridienne de retournement

La circulation thermohaline est la circulation globale de l'océan qui résulte principalement du contraste thermique et salin entre les hautes et les basses latitudes. Comme cette circulation globale est également influencée par le vent, il est de plus en plus fréquent de l'appeler circulation méridienne de retournement (meridional overturning circulation, MOC).

L'eau des couches de surface de l'océan se déplace des basses latitudes où elle est chauffée et donc légère vers les hautes latitudes où elle se refroidit et s'alourdit, en libérant dans l'atmosphère la chaleur emmagasinée. Dans l'océan Atlantique et dans l'océan austral, l'interaction avec l'atmosphère dans les hautes latitudes peut conduire à l'instabilité convective des eaux de surface et à l'apparition d'un flux de masse vers le bas (downwelling) qui forme les eaux intermédiaires et profondes de l'océan. Notons que le mélange convectif réduit l'énergie potentielle de la colonne d'eau puisqu'il abaisse son centre de gravité. Les eaux intermédiaires et profondes nouvellement formées se déplacent vers les moyennes et basses latitudes où elles remontent vers la surface, fermant ainsi la circulation dans le plan méridien. Cette remontée dans un milieu qui est stratifié de manière stable est équilibrée par un mélange à travers les isopycnes. Ce mélange augmente l'énergie potentielle de la colonne d'eau et requiert une source d'énergie mécanique. Notons cependant que les eaux profondes traversent l'équateur dans l'océan Atlantique et rejoignent l'océan austral.

La circulation méridienne de retournement explique une fraction significative du transport méridien de chaleur par l'océan vers les hautes latitudes et est d'une importance fondamentale pour le climat. Comme le contraste de température entre les eaux de surface qui vont vers le pôle et les eaux plus lourdes qui retournent vers l'équateur diminue lorsque la latitude augmente Ce transport méridien de chaleur est maximum à basse latitude (vers 20°N).

La circulation méridienne de retournement est affectée non seulement par les échanges de chaleur mais aussi par les échanges d'eau douce. L'évaporation domine la précipitation aux latitudes moyennes et subtropicales, ce qui tend à y alourdir l'eau superficielle, tandis qu'il y a excès de précipitation dans les régions polaires, ce qui tend à l'alléger. Dans l'océan Atlantique Nord, la circulation océanique entraîne vers le nord des eaux relativement salées d'origine subtropicale qui tendent à alourdir l'eau superficielle des hautes latitudes et contribuent au contraste de densité entre les régions chaudes, qui sont plus légères, et les eaux froides qui sont plus lourdes.

C'est avec l'expédition allemande Meteor (1925-27) qui avait obtenus des données de très bonne qualité et les travaux de Wüst que se développe d'abord notre connaissance de l'évolution des masses d'eau. Par l'analyse des propriétés physico-chimiques des échantillons et le calcul de la vitesse géostrophique par la méthode dynamique, Wüst (1935, 1957) mit en

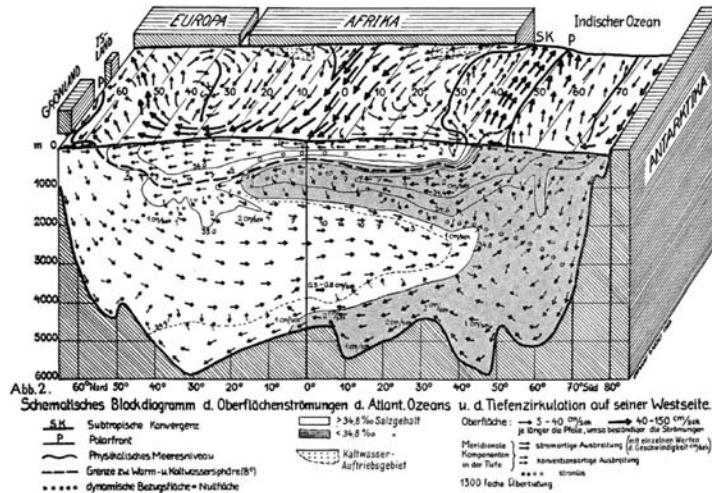


Fig. 7. Block diagram of surface currents, salinity contours and the meridional circulation along a section in the western Atlantic by Wüst (1949) based on the Meteor expedition and other hydrographic data (Wüst, 1935). Small numbers are geostrophic speeds in cm/s. Dashed line is the boundary (9°C) between warm and cold layers.

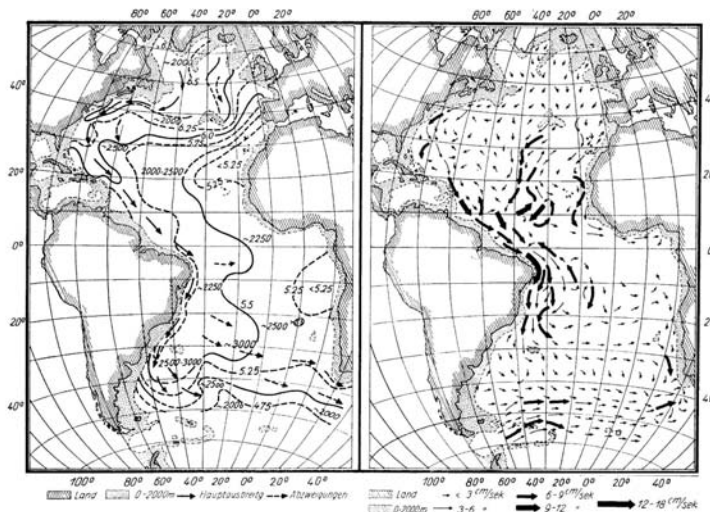
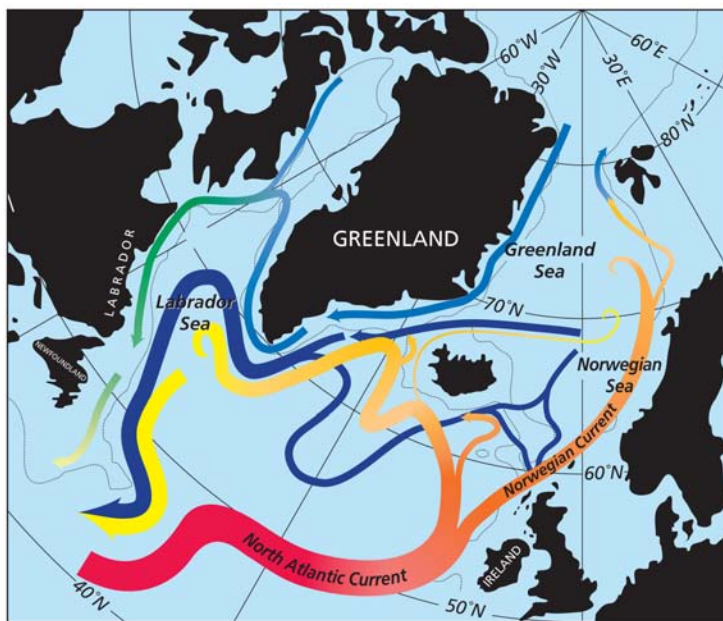


Fig. 8. Spreading of the middle NADW in the core of a maximum of oxygen content at depths of 2000-3000 m, left panel (Wüst, 1935) and geostrophic current flow at a depth of 2000 m, right panel (Defant, 1941) as shown by Wüst (1957). The main southward spreading axis lies close to the western boundary.

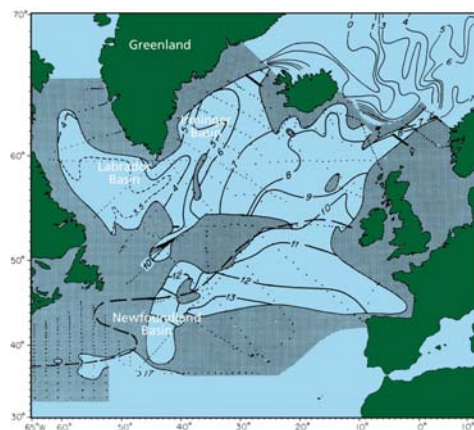
évidence l'origine et l'étalement des trois masses d'eau principales de l'Atlantique (Antarctic Intermediate Water (AIW), NADW et Antarctic Bottom Water (AABW)), montrant que leur transport a lieu principalement par les courants de bord ouest. Les données étaient limitées, mais les schémas proposés essentiellement corrects.

L'Atlantique Nord est une région où les interactions entre l'océan et l'atmosphère sont particulièrement intenses et où une partie importante des eaux intermédiaires et profondes de l'océan global est formée. L'eau chaude des couches superficielles de la gyre subtropicale pénètre dans la zone subpolaire par le courant Nord Atlantique et est fortement refroidie par

les échanges avec l'atmosphère, principalement en hiver. Comme l'indiquent les figures ci-dessous (McCartney et al. Oceanus 1996), le refroidissement s'accompagne d'un approfondissement de la couche de mélange, qui peut atteindre plus de mille mètres dans les zones de convection profonde. Celles-ci sont situées à l'intérieur des mers nordiques et des mers du Labrador et d'Irminger, ou près de leur marge continentale. C'est dans ces zones de convection profonde que l'eau profonde nord atlantique (NADW) est formée.

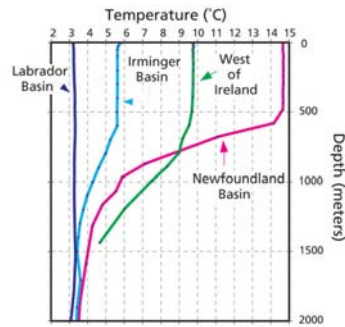


The pathways associated with the transformation of warm subtropical waters into colder subpolar and polar waters in the northern North Atlantic. Along the subpolar gyre pathway the red to yellow transition indicates the cooling to Labrador Sea Water, which flows back to the subtropical gyre in the west as an intermediate depth current (yellow). In the Norwegian and Greenland Seas the red to blue/purple transitions indicate the transformation to a variety of colder waters that spill southwards across the shallow ridge system connecting northern Europe, Iceland, Greenland, and northern North America. These overflows form up into a deep current also flowing back to the subtropics (purple), but beneath the Labrador Sea Water. The green pathway also indicates cold waters—but so influenced by continental runoff as to remain light and near the sea surface on the continental shelf.



Température en °C de la couche de mélange en fin d'hiver dans les zones où sa profondeur dépasse 200 m, basée sur des données hydrographiques obtenues entre 1957 et 1967 (McCartney et al. 1996).

Bien que la circulation thermohaline globale soit tridimensionnelle, il est commun de la décrire par la circulation méridienne moyenne de retournement, qui est obtenue en intégrant zonalement à travers un bassin (ou globalement) la circulation méridienne et verticale. Elle est généralement décrite par la fonction de courant méridienne moyenne  $\Psi$  définie par



Exemples de variation de la température avec la profondeur (McCartney et al. 1996).

$$v = -\partial_z \Psi, w = \partial_y \Psi$$

Elle montre la trajectoire en moyenne zonale des masses d'eau dans le plan méridien. Cependant, il est difficile d'estimer  $\Psi$  à partir des observations car elles sont peu nombreuses et rarement simultanées, et les données sont bruitées. Néanmoins, on peut estimer la MOC à partir de sections zonales de bonne qualité en imposant différentes contraintes (conservation de la masse et des traceurs), soit de manière traditionnelle, soit par méthode inverse, ou encore à partir de modèles océaniques dans lesquels on a assimilé les observations. En exemple, nous donnons le schéma de Talley et al. (JCLI October 2003) qui a estimé la MOC dans les différents bassins à partir de quelques sections hydrographiques zonales (Fig. 1) et une méthode d'analyse classique des courants. La MOC est estimée en fonction de la pression et de la densité potentielle (Fig. 2). Dans cette dernière représentation, une pente des lignes de  $\Psi$  constant indique un réchauffement, un refroidissement ou un mélange à travers les isopycnes puisqu'en leur absence l'écoulement se fait à densité constante. Talley a également estimé le transport méridien de chaleur à travers chaque section, transport qui est largement lié à la MOC dans l'Atlantique (Fig. 1).

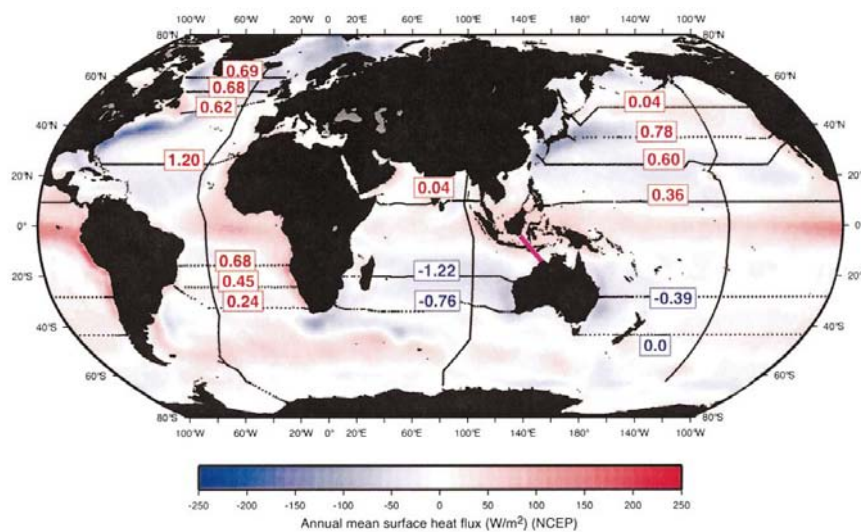


FIG. 1. Zonal hydrographic sections used for meridional overturning streamfunction, labeled with the net heat transport (PW) perpendicular to the sections, after Talley (2003), but here using NCEP winds for Ekman transports and Reid's (2003) Indian Ocean geostrophic velocities. Northward (southward) heat transports are positive (negative). Heat transports across 28°, 43°S in the Pacific and 20°, 32°S in the Indian Ocean include flux through the Indonesian archipelago, assumed to be 8 Sv at 14°C. The meridional sections in Fig. 1 are indicated.

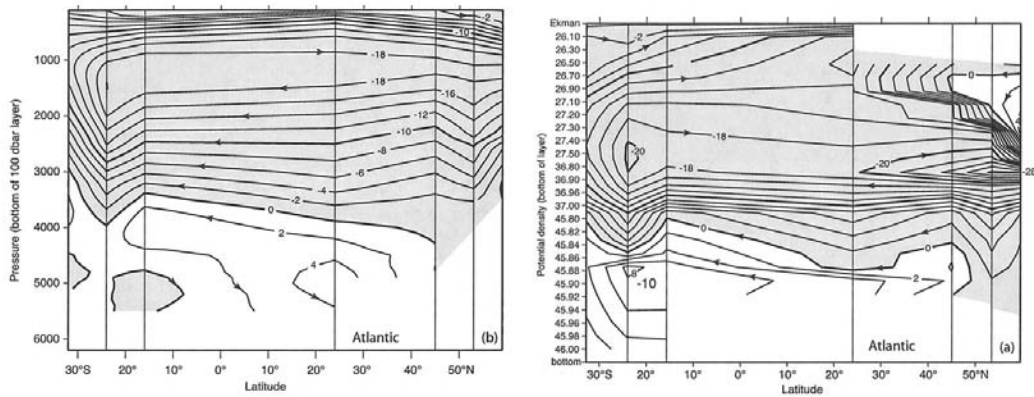
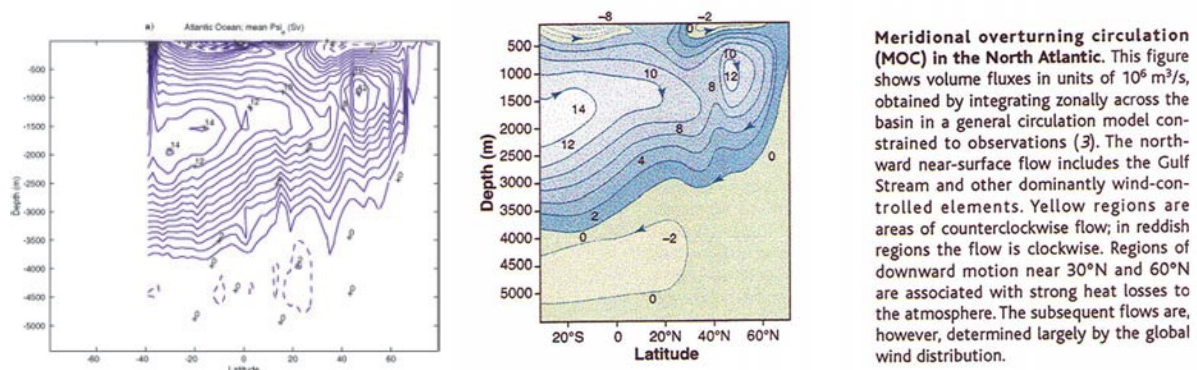


FIG. 2. Meridional overturning streamfunction ( $S_v$ ) for the (a), (b) Atlantic Ocean, based on transports perpendicular to the zonal sections shown in Fig. 1, and using the isopycnal layers of Fig. 3. The vertical axis in (a), (c), (e) is potential density, relative to 0, 2000, and 4000 db ( $\sigma_\theta$ ,  $\sigma_2$ ,  $\sigma_4$ ), respectively. Section locations are shown by vertical lines and the left and right axes. Geostrophic volume transports were computed for each isopycnal layer (a), (c), (e) or for 100 db pressure layers (b), (d), (f) with the topmost layer including both the geostrophic and Ekman transport. Transports were then integrated from the ocean bottom to the top to produce the streamfunction.

La MOC obtenue par Stammer et al. (JGR 2002) à l'aide d'un modèle de circulation générale océanique de résolution limitée ( $1^\circ \times 1^\circ$ , 23 niveaux) contraint par les observations entre 1992 et 1997 est reproduite ci-dessous pour l'océan Atlantique. La circulation globale estimée de même pour la période 1992 – 2002 par Kohl et al. (2007) est également illustrée. Notons cependant que le modèle ne résout pas les tourbillons et que son réalisme est donc limité, comme le montre l'élévation moyenne de sa surface libre (Fig. 5, top). La MOC atteint 18 Sv dans l'hémisphère nord (principalement dans l'Atlantique) et la circulation très profonde atteint 10 Sv (principalement dans les secteurs Pacifique et indien) de l'ACC.



**Meridional overturning circulation (MOC) in the North Atlantic.** This figure shows volume fluxes in units of  $10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ , obtained by integrating zonally across the basin in a general circulation model constrained to observations (3). The northward near-surface flow includes the Gulf Stream and other dominantly wind-controlled elements. Yellow regions are areas of counterclockwise flow; in reddish regions the flow is clockwise. Regions of downward motion near  $30^\circ\text{N}$  and  $60^\circ\text{N}$  are associated with strong heat losses to the atmosphere. The subsequent flows are, however, determined largely by the global wind distribution.

Les figures suivantes donnent l'estimation obtenue par Ganachaud et Wunsch (Nature 2000) à l'aide d'une méthode inverse, qui a l'avantage de fournir des barres d'erreur. Le transport horizontal de masse, l'upwelling ou le downwelling sont donnés pour trois masses d'eau : eau légère superficielle et intermédiaire, eau profonde venant de l'Atlantique Nord (NADW) et eau antarctique de fond (AABW), qui est plus lourde que la précédente. Le transport méridien net de chaleur et son incertitude sont également représentés. On notera aussi dans ces schémas l'existence de cellules de circulation proches de la surface dans les latitudes tempérées, qui sont dominées par l'effet du vent. Elles correspondent à la projection dans le plan méridien de la circulation des gyres subtropicales. Enfin, rappelons que la

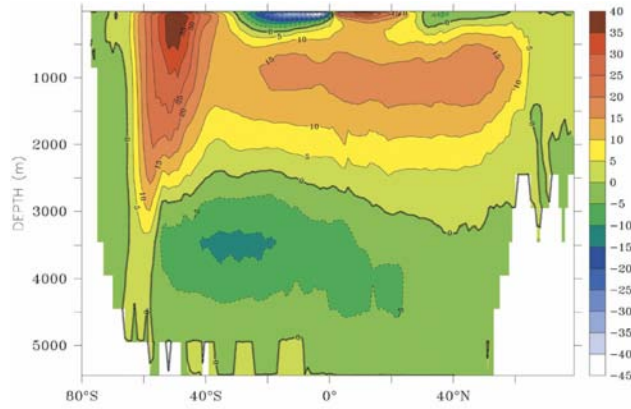


FIG. 8. Time-mean meridional overturning streamfunctions (Sv) for the global ocean

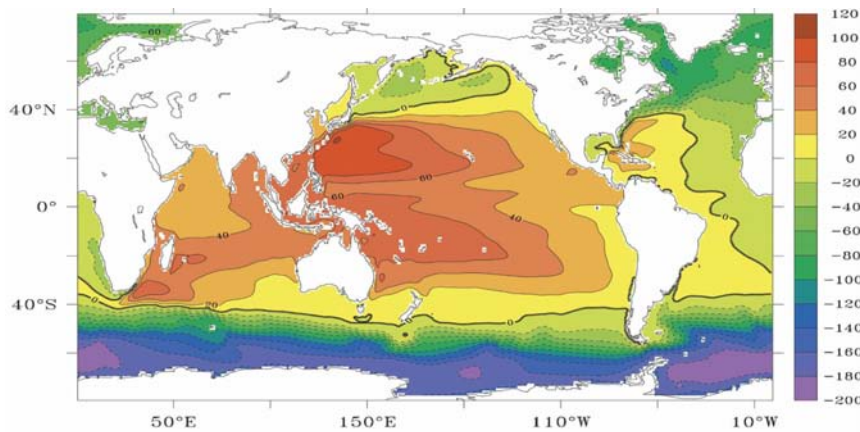
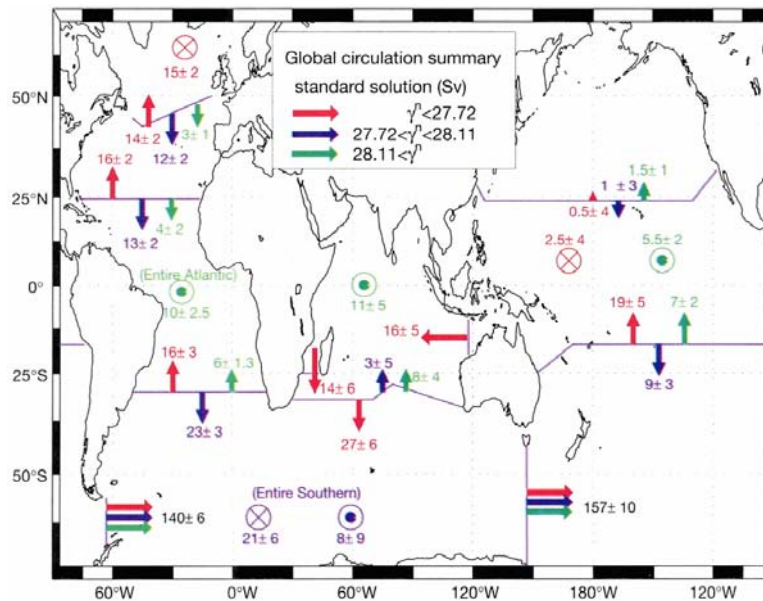
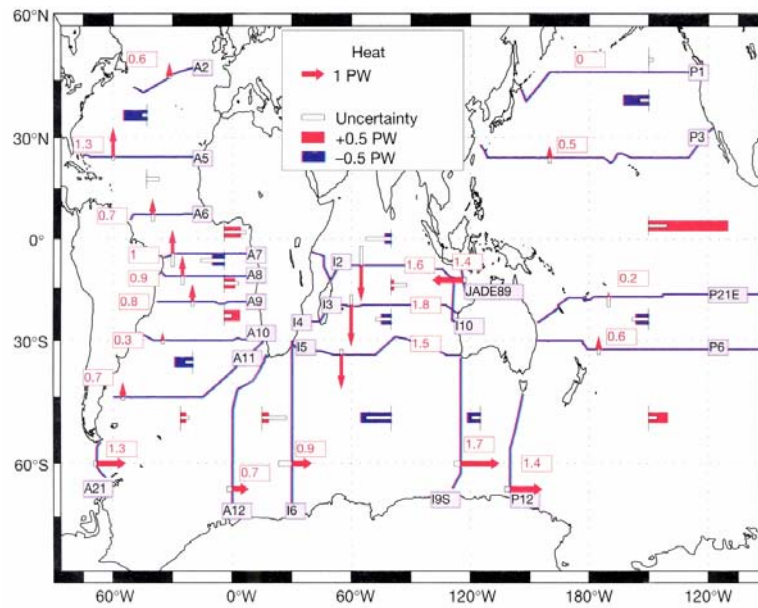


FIG. 5. (top) Time-mean SSH [contour interval (CI) = 10 cm]

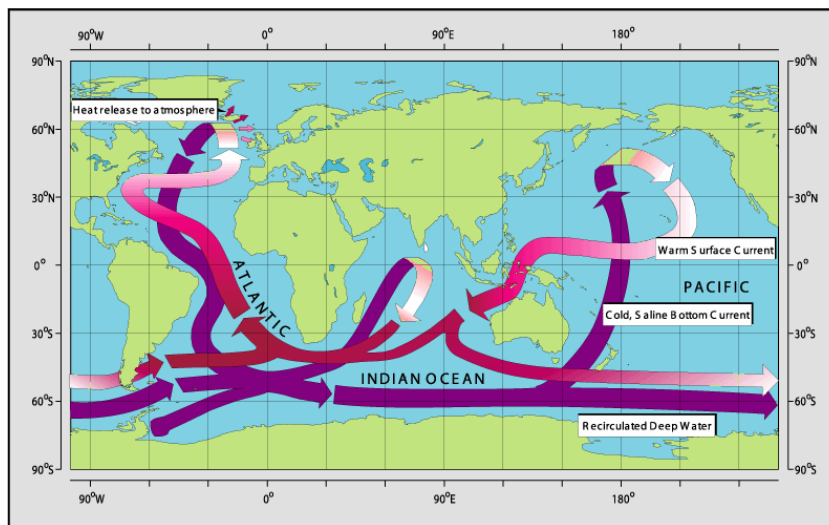
MOC est fondamentalement tridimensionnelle. Une esquisse de la circulation thermohaline globale est donnée ci-dessous (d'après Broecker et Maier-Reimer).



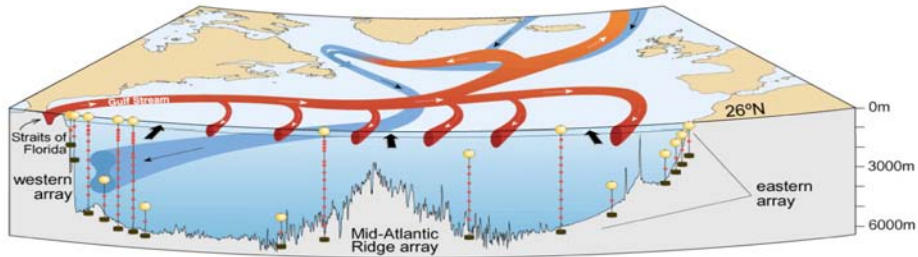
**Top :** Zonally integrated layer mass transports. The estimated transports are indicated for the different density classes bounded by neutral surfaces ( $\gamma^n$ , in  $\text{kg m}^{-3}$ ) and across selected hydrographic sections. The coloured of the upwelling or downwelling Arrow indicates the layer from which the water is coming. A flux of 0.8 Sv from the Pacific to the Atlantic Ocean through the Bering Strait was taken into account. In the Southern Ocean, the bottom water formation takes place mostly in the Weddell Sea, while the upwelling distribution is uncertain.



**Bottom** Hydrographic sections and heat fluxes. From temperature and salinity, a geostrophic velocity field is calculated and adjusted so that mass and other conservative tracers are conserved between sections. The resulting heat (or 'enthalpy', where the net mass flux is non-zero) transports are indicated by the arrows and red numbers (positive northward/eastward). The white box at the tail end of each arrow is the one-standard-deviation uncertainty. Between sections, ocean-atmosphere heat transfers are indicated by the zonal length of the coloured boxes (blue for ocean cooling; red for ocean heating), with the length of the white box inside indicating the uncertainty. *From: Ganachaud: Nature, 408, 453-457, 2000.*



Les premières observations en continu de l'AMOC ont lieu dans le cadre du programme RAPID à 26°N (<http://www.noc.soton.ac.uk/rapidmoc/>). Les premières années de mesure font apparaître une très forte variabilité saisonnière, en grande partie due au vent, et des variations interannuelles largement liées aux fluctuations de l'Oscillation Nord Atlantique. Celles-ci sont très importantes en 2010-2011, lorsque la NAO est en phase négative pendant une longue période. . RAPID a aussi permis de confirmer le lien étroit entre transfert méridien de chaleur dans l'Océan Atlantique et AMOC (Fig. 12).



**Gulf Stream, MOC, Ekman & Upper Mid-Ocean Transports (10-day & 3-month, low-pass filtered) April 2004 to Dec 22<sup>nd</sup> 2010**

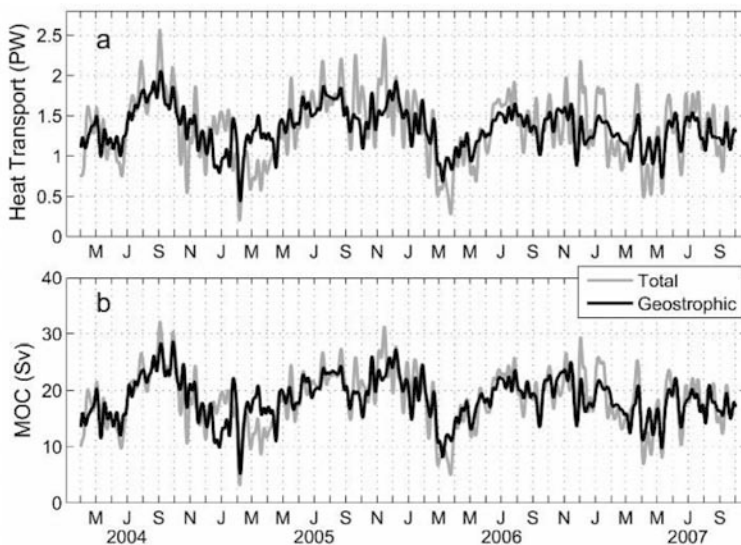
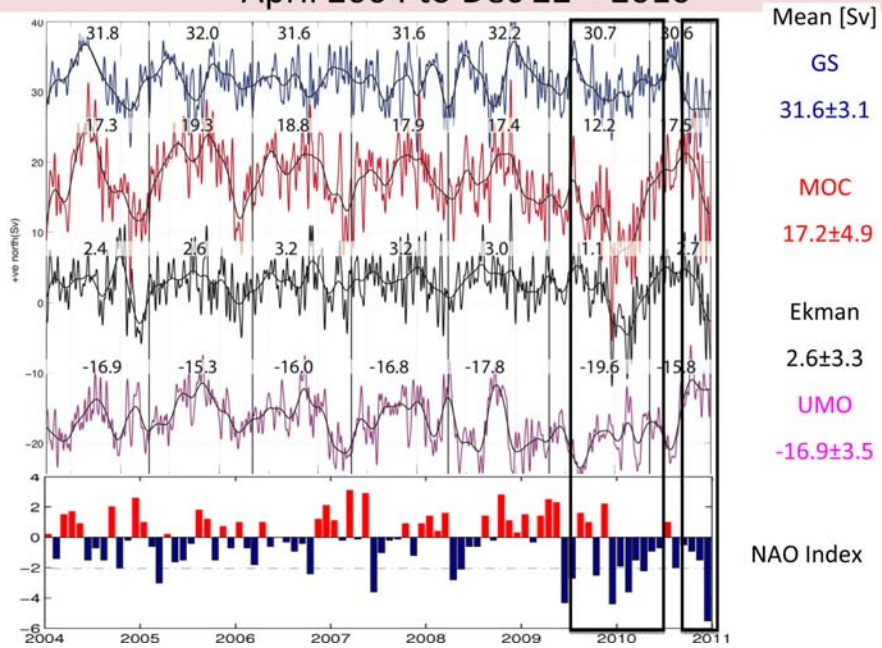


Figure 12. Time series of meridional heat transport (top) and maximum value of the meridional overturning streamfunction (bottom). Light lines show the total variability; heavy lines show the variability attributable to the geostrophic circulation, after the direct influence of Ekman transport fluctuations are removed.



## 7.2 Influence de la diffusivité verticale

La MOC est très complexe et les mécanismes qui la contrôlent dépendent de l'échelle de temps considérée. Son état « stationnaire » dépend essentiellement du forçage par le vent, du mélange vertical à l'intérieur de l'océan et des flux de poussée à l'interface air-mer, qui sont dominés par les échanges de chaleur en surface, les échanges d'eau douce jouant un moindre rôle et le flux géothermique étant faible. L'importance du mélange vertical est illustrée par le « théorème » de Sandström (1908), qui appliqua des notions thermodynamiques à l'écoulement stationnaire dans un fluide. Sandström considère une parcelle fluide circulant le long d'un contour fermé  $C$ . L'équation régissant l'énergétique de cette circulation est obtenue en calculant le taux de variation de la circulation lorsque  $C$  est un contour matériel (contour constitué des mêmes parcelles de fluide, donc se déformant avec le mouvement), ce qui donne

$$\oint \frac{du}{dt} dr + \oint \alpha dp = \oint \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} \quad (7.1)$$

où  $\mathbf{r}$  est un élément de longueur le long de  $C$ ,  $\mathbf{F}$  représente les forces de friction par unité de masse et  $\alpha = \rho^{-1}$  est le volume spécifique (la gravité n'intervient pas pour une trajectoire fermée car elle est donnée par le gradient du géopotential). En état stationnaire, on a

$$W = -\oint \alpha dp = -\oint \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} > 0 \quad (7.2)$$

où  $W$  est l'apport d'énergie ou travail nécessaire le long du contour fermé pour compenser les pertes dues à la friction. Si  $W > 0$ , les échanges thermodynamiques fournissent de l'énergie (moteur thermique), mais si  $W < 0$ , il faut fournir de l'énergie au système pour maintenir la circulation, qui en retour conduit à des transformations thermodynamiques (machine thermique). Pour simplifier, Sandström considère que la particule subit des échanges thermodynamiques avec la surface et qu'il y a 4 étapes, résumées dans le cycle de Carnot ci-dessous, où  $v$  est le volume : échauffement et expansion à pression constante près de la source chaude, transition adiabatique vers la source froide, refroidissement et contraction à pression constante près de celle-ci, et retour adiabatique vers la source chaude. Le travail dans le cycle de Carnot est donné par l'aire du cycle et il est positif si le cycle est dans le sens trigonométrique et négatif dans le sens contraire. On voit que le travail n'est positif (moteur thermique) que si la source chaude est située plus bas (à une pression plus faible) que la source froide. Le théorème fut illustré par des expériences de laboratoire qui confirmaient que, lorsque la source de chaleur est située à un niveau plus élevé que le puits de chaleur, la stratification est stable et il n'y a pas de circulation, mis à part celle, négligeable, qui est due à

la diffusion moléculaire. Par contre, lorsque la source de chaleur est située à un niveau plus bas, comme c'est le cas de l'atmosphère qui est chauffée par le bas et refroidie par le haut, la circulation est très forte. L'océan est à la fois chauffé et refroidi par le haut. Or, à cause de la dilatation thermique, l'océan est plus haut (d'environ 1 m) à basse latitude où il est chauffé qu'à haute latitude où il est refroidi. Il paraît aisé de faire pénétrer le refroidissement dans les grandes profondeurs (par convection profonde dans les hautes latitudes), mais difficile de faire pénétrer de même l'échauffement superficiel des basses latitudes, qui sont fortement stratifiées. Sandström en avait conclu que la circulation stationnaire serait très faible, sauf très près de la surface, et que l'océan profond devait être au repos.

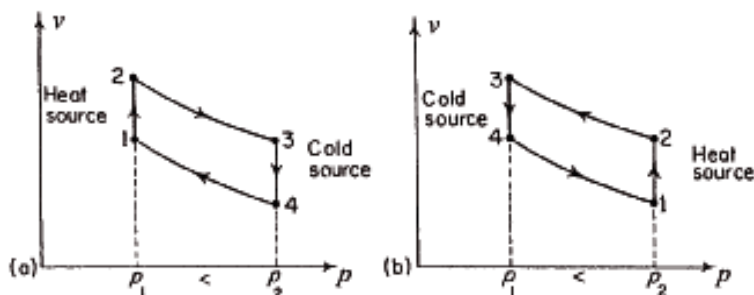
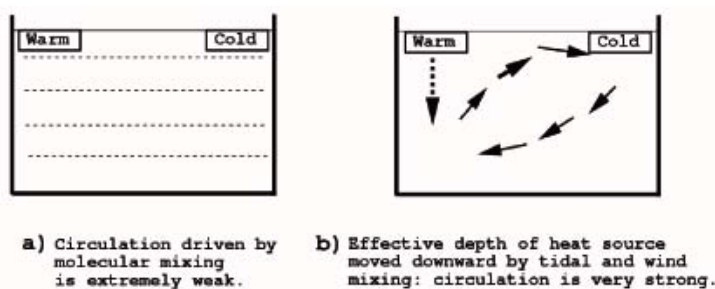


FIG. 1. An idealized Carnot cycle for the oceanic heat engine, as proposed by Sandström [adapted from Defant (1961)].



Jeffreys (1925) fit remarquer que tout gradient horizontal de densité induit une circulation et que le théorème de Sandström ne s'appliquerait pas s'il existait une diffusion turbulente suffisante pour transporter le fluide chaud à une profondeur plus grande que celle de sa distribution initiale. Il y aurait donc une circulation même si la source chaude était plus haute que la source froide. Cependant, il faut déplacer du fluide plus léger vers le bas et du fluide plus dense vers le haut, ce qui requiert une source d'énergie mécanique. Les travaux récents et les observations ont montré que la diffusion turbulente est en effet suffisamment grande pour fournir le travail nécessaire à la remontée des eaux intermédiaires et profondes. On peut montrer que la convection profonde et le gradient méridien de densité ne peuvent fournir l'énergie requise pour ce travail et qu'une source d'énergie extérieure est nécessaire (e.g. Huang, JPO 1999). Munk et Wunsch (DSR 1998) ont montré que seul le vent et les marées peuvent fournir cette énergie. Comme le montre Huang (2010), la principale source

d'énergie mécanique est le transfert d'énergie du vent aux ondes de surface (environ 60 TW dont plus de la moitié est dissipée localement dans la couche de mélange ou transmise au champ d'ondes internes qui déferlent à grande profondeur, tandis que le reste se propage et est dissipé en eau peu profonde), le travail de la tension de vent sur les courants de surface géostrophiques (1 TW) et agéostrophiques (3 TW), et la dissipation des marées (3,5 TW, dont 2,6 TW dissipé sur le fond en mer peu profonde et 0,9 TW dissipé par instabilité dans l'océan profond, en particulier suite à l'interaction des marées avec la topographie). C'est donc le vent qui fournit sous forme d'énergie mécanique l'essentiel de l'énergie nécessaire au maintien de la circulation méridienne globale. Cependant, la circulation due au vent et les flux de poussée en surface déterminent où les eaux superficielles plongent et les eaux intermédiaires et profondes se forment, contrôlant ainsi la forme de la circulation globale.

En se basant la dépendance verticale, sous la thermocline principale, de différentes variables comme la température et de la salinité, Munk (DSR 1966) a estimé que l'upwelling abyssal moyen était  $w \approx 0.710^{-7}$  m/s et la diffusivité turbulente  $\kappa \approx 10^{-4}$  m<sup>2</sup>/s (1 cm<sup>2</sup>/s). Il nota que la distribution verticale de la température et la salinité de l'océan profond (à partir de la thermocline permanente) était généralement bien représentée par une exponentielle du type

$$T, S = T_0 e^{\alpha z}, S_0 e^{\alpha z} \quad (7.3)$$

où  $\alpha$  peut être calculé à partir des observations. Comme l'équation d'état, qui a une forme compliquée, n'est pas très éloignée d'une dépendance linéaire en  $T$  et en  $S$ ,  $\rho = \bar{\rho}(1 - aT + bS)$  avec  $\bar{\rho} \approx 1029 \text{ kg/m}^3$ , la densité a également un profil exponentiel, à nouveau en assez bon accord avec les observations. Si on considère qu'en première approximation l'équilibre advectif- diffusif est dominé par la diffusion turbulente verticale, on a

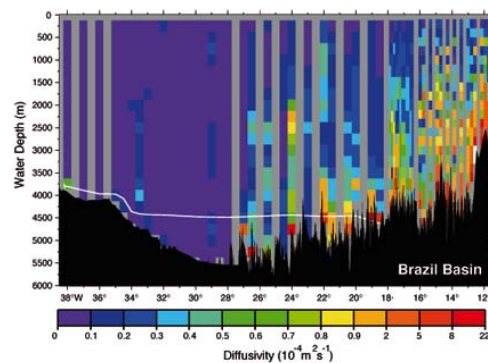
$$w \partial_z \rho = \kappa \partial_z^2 \rho \quad (7.4)$$

Si la diffusivité et l'upwelling sont constants, une solution est donnée par

$$\rho = B e^{wz/\kappa} \quad (7.5)$$

où  $\kappa/w$  a la dimension d'une longueur. En comparant à (4), on voit que  $w/\kappa = \alpha$ . En utilisant également des données de radiocarbone, Munk (1966) obtint les valeurs indiquées ci-dessus. Si on intègre  $w$  sur toute la surface des océans, on trouve que la remontée des eaux calculée de cette manière doit être équilibrée par un taux de formation global d'eau profonde de 25 Sv, proche des 30 Sv estimés à partir des observations. Munk et Wunsch (DSR 1998) estiment du reste  $\kappa$  en déduisant une vitesse verticale moyenne de ces 30 Sv et de l'équilibre de masse, arrivant à  $w \approx 10^{-7}$  m/s (la surface globale de l'océan étant d'environ  $3 \cdot 10^4$  m<sup>2</sup>), ce qui donne à nouveau une diffusion verticale moyenne de  $10^{-4}$  m<sup>2</sup>/s.

Cependant, les observations montrent que la diffusion verticale est loin d'être constante et dépend fortement de la position géographique, de la profondeur et de la topographie, l'interaction de celle-ci avec les courants de basse fréquence ou de marée favorisant la génération d'ondes internes de gravité et leur déferlement. Nous reproduisons ci-dessous une estimation  $\kappa$  obtenue durant WOCE qui montre la forte intensification du mélange au voisinage de fortes variations topographiques. On notera la grande différence entre la plaine abyssale du côté ouest, où la diffusion turbulente est très faible, et la partie est du bassin, très accidentée, où la diffusion est grande, surtout près du fond.



A composite vertical section of diapycnal diffusivity based on velocity microstructure data (averaged over 250m intervals) spanning the Brazil Basin. The section runs from Brazil (left) eastward to the mid-Atlantic Ridge. (Potvin et al., 1997)

Il n'existe pas de théorie complète qui permette d'expliquer la circulation globale de retournement ni sa dépendance vis-à-vis des échanges air-mer, du vent ou du mélange vertical. Toutefois, des arguments dimensionnels rendent assez bien compte de l'influence de différents paramètres sur la MOC simulée dans des modèles idéalisés. L'idée de base provient de la théorie de Robinson et Stommel (1959). Considérons une circulation de retournement engendrée par un gradient méridien de densité dans la couche superficielle, en l'absence de vent. La plongée des eaux a lieu près de la frontière nord et elle est alimentée par un écoulement vers le nord des eaux superficielles. En présence d'une diffusivité verticale, Robinson et Stommel ont montré qu'une thermocline se forme près de la surface. S'il y a équilibre entre l'advection horizontale et la diffusion verticale, la profondeur de la thermocline est fonction de la diffusivité verticale. Un changement de diffusivité modifie cette profondeur, mais pas la circulation horizontale qui est supposée garder une structure semblable (self-similar). Soit  $U$  l'échelle de la vitesse géostrophique horizontale dans la thermocline. Par la relation du vent thermique,  $U$  est donné par

$$U = \frac{g \Delta \rho D}{fL} \quad (7.6)$$

où  $\Delta \rho$  est la différence méridienne de densité en surface divisée par  $\rho_0$  entre l'équateur et les hautes latitudes,  $L$  l'échelle horizontale du bassin et  $D$  celle de la profondeur de la

thermocline. Notons que ceci suppose implicitement qu'il y a une relation linéaire entre vitesses zonale et méridienne, puisque l'on suppose que cette dernière dépend du gradient zonal de densité et non de son gradient méridien comme l'impose la géostrophie. Cette hypothèse n'a pas pu être justifiée de manière théorique, mais elle semble vérifiée à posteriori dans des simulations numériques en conditions idéalisées (Park et Bryan, JPO 2000). L'écoulement méridien alimente la plongée des eaux près de la frontière nord. Celle-ci doit être compensée par une remontée des eaux à l'intérieur du bassin (upwelling). L'équation de continuité donne la mesure de la vitesse verticale  $W = UD/L$ . La remontée des eaux froides à la base de la thermocline est équilibrée par la diffusion verticale (relation 4), ce qui donne une autre mesure de la vitesse verticale,  $W = \kappa/D$ . En combinant ces expressions, on trouve

$$D = \left( \frac{\kappa L^2 f}{g \Delta \rho} \right)^{1/3}$$

$$U = \left( \frac{\kappa g^2 \Delta \rho^2}{L f^2} \right)^{1/3} \quad (7.7)$$

ou, en introduisant la fonction de transport méridien  $\Psi = UDL$ ,

$$\Psi = \left( \frac{\kappa^2 L^4 g \Delta \rho}{f} \right)^{1/3} \quad (7.8)$$

Le transport méridien de chaleur est alors donné par

$$HT = \rho_0 C_p \Delta T \Psi = \rho_0 C_p \Delta T \left( \frac{\kappa^2 L^4 g \Delta \rho}{f} \right)^{1/3} \quad (7.9)$$

où  $\Delta T$  est la différence de température entre basses et hautes latitudes. Remarquons que ces lois d'échelle n'ont pu être établies rigoureusement et sont empiriques. Néanmoins, elles sont en bon accord avec les simulations numériques dans des cas idéalisés, comme le montrent les figures de Park et Bryan, JPO 2000. La Fig. 6 montre la MOC pour deux valeurs de la diffusivité verticale et dans deux configurations différentes d'un modèle hémisphérique à 20 niveaux et résolution limitée ( $2^\circ$ ). On notera que la présence de topographie près de la frontière nord altère et diminue la MOC parce qu'elle limite la profondeur de la couche de mélange près de la frontière nord, qui peut atteindre le fond en l'absence de topographie (section 7.4). La Fig. 5 montre que la dépendance théorique (8) de  $HT$  en  $\kappa$  est bien vérifiée.

Alors que la MOC est fonction de la diffusivité verticale dans le bassin, elle semble dépendre très peu de l'efficacité du mélange convectif durant la convection profonde. Ceci a été montré par les simulations de Marotzke et Scott (JPO 1999), qui ont étudié la MOC obtenue dans un modèle hémisphérique simple à basse résolution ( $4^\circ$ , 15 niveaux) en conditions idéalisées (rappel en température à la surface, pas de vent). Dans le modèle, la diffusion verticale est nulle, sauf le long des bords (pour simuler l'augmentation de  $\kappa$  près de

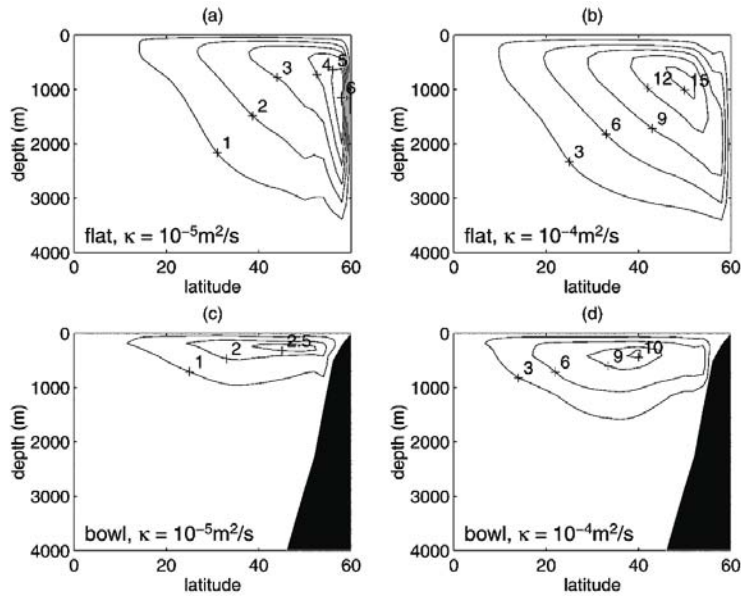


FIG. 6. Plot of  $\Psi(z)$  from the  $z$ -model experiments with the flat-bottom geometry when (a)  $\kappa = 0.1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ , (b)  $\kappa = 1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ , and with the bowl-shaped bottom geometry when (c)  $\kappa = 0.1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ , and (d)  $\kappa = 1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ .

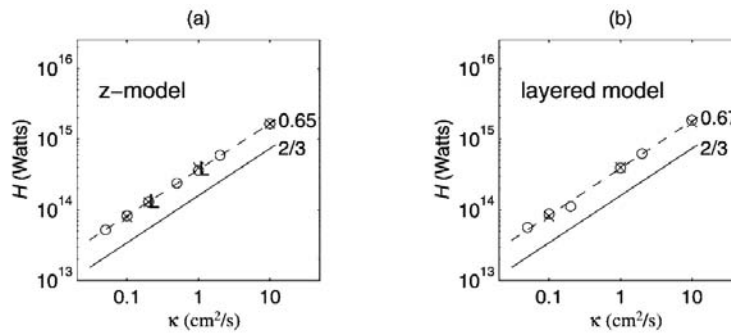
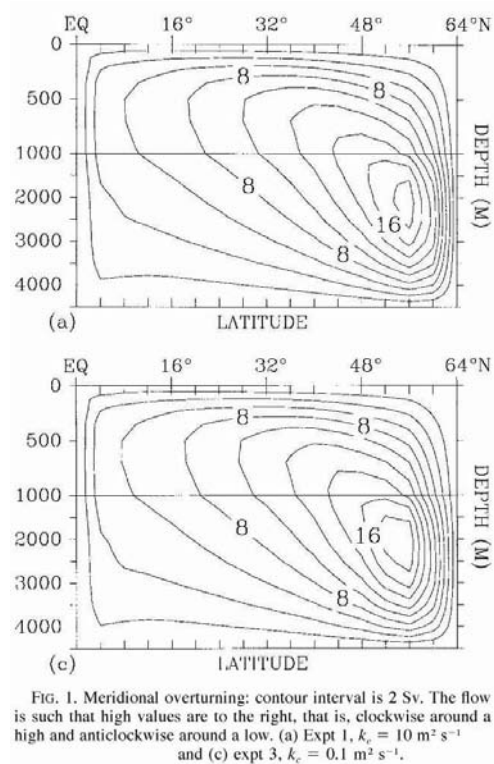


FIG. 5. Meridional heat transport at  $30^\circ\text{N}$  with SST correction vs  $\kappa$  (a) from the  $z$ -model runs and (b) from the layered-model runs. “ $\circ$ ” is for a flat bottom case (F), “ $\times$ ” is for a bowl-shaped bottom case (B), and “L” is for a case with long  $\tau_r$ . Solid lines represent the  $2/3$  scaling law. Dashed lines represent the linear least squares fit lines for the runs with the flat-bottom geometry in each case. The numbers represent the slopes of the fit lines.

ceux-ci) et lorsqu’il y a instabilité statique (eau plus lourde au-dessus d’eau plus légère), ce qui représente la convection profonde. En cas d’instabilité, la diffusivité prend une valeur allant selon les cas de  $10 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  à  $5 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ , ce qui change fortement l’efficacité du mélange convectif. Néanmoins, la MOC varie très peu et diminue même légèrement avec l’augmentation de la diffusivité verticale (Fig. 1). Ceci confirme que ce n’est pas la convection profonde qui contrôle l’intensité de la MOC, du moins en conditions stationnaires.

Le cas général de la MOC dans une géométrie réaliste est plus complexe et dépend également du vent et du contraste de densité entre les hautes latitudes de l’hémisphère nord et de l’hémisphère sud. En particulier, le vent de l’hémisphère sud a une influence significative sur la MOC. En effet, Toggweiler et Samuels (DSR 1995) ont montré dans un modèle océanique global qu’une intensification du vent zonal d’ouest au sud de  $30^\circ\text{S}$  augmentait fortement la circulation méridienne de retournement dans l’Océan Atlantique. L’idée est que le transport d’Ekman dans l’hémisphère sud, qui est dirigé vers le nord, ne peut pas être



équilibré par un courant géostrophique vers le sud dans la thermocline, comme c'est le cas des gyres classiques, vu l'absence de côtes méridiennes au niveau du passage de Drake. Le courant de retour s'effectuerait alors à grande profondeur, où la topographie permet l'existence de gradients zonaux de pression. Comme il est difficile de faire pénétrer localement le transport d'Ekman à une telle profondeur (ce qui impliquerait un fort refroidissement, alors qu'il y a réchauffement des eaux le long de leur trajectoire vers l'équateur), l'eau de surface se déplacerait en grande partie jusqu'au nord de l'Atlantique où le refroidissement est suffisant pour la faire plonger. L'intensité de cette cellule de retournement serait donnée par un équilibre dans l'océan austral entre transport d'Ekman et diffusion latérale par les tourbillons turbulents (Gnanadesikan, Science 1999). Cependant, l'influence du vent et la contribution de l'océan austral à la circulation méridienne de retournement ne sont pas encore bien comprises et font l'objet de nombreux travaux.

### 7.3 Une théorie de la circulation abyssale

L'eau profonde occupe une très grande partie de l'océan : on estime que 57% de celui-ci a une température inférieure à 2°C. Dès les années 50, on avait observé que ces eaux froides n'apparaissent en surface que dans quelques régions d'étendue très limitée. On en avait déduit qu'il s'agissait de zones où l'eau était suffisamment lourde en fin d'hiver pour

aller vers le fond, alimentant ensuite l'entière des bassins. En état d'équilibre, la plongée des eaux profondes devait être compensée par sa remontée (upwelling) qui semblait être directement associée à la diffusion verticale et paraissait répartie sur l'ensemble des bassins océaniques. L'explication de ce contraste est qu'un grand flux de chaleur vers le haut est associé à la convection profonde, car les eaux froides de surface plongent et sont immédiatement remplacées par l'eau plus chaude qui se trouvait en dessous, tandis que le flux de chaleur vers le bas associé à la diffusion turbulente en milieu stratifié est très petit et le transfert de chaleur peu efficace. Comme il doit y avoir un équilibre de chaleur global, la plongée des eaux de surface est très localisée tandis que leur remontée a lieu sur une grande étendue.

Pour comprendre comment l'océan répond à l'injection d'eau dense en profondeur, Stommel et Arons (1960) ont élaboré une première théorie de la circulation abyssale qui est d'une grande simplicité et a eu une influence considérable. Ils savaient que la formation d'eau profonde n'avait lieu que dans quelques régions bien localisées. Puisqu'elle vient d'être exposée à l'action de la surface, l'eau profonde nouvellement formée est riche en oxygène. La diffusion étant faible, l'advection est dominante et l'on peut suivre son évolution en examinant la distribution de la salinité et de l'oxygène sur des surfaces isopycnes, distribution qui permet de "tracer" leur parcours. Sur les figures ci-dessous (Stommel et Arons, DSR 1960), l'origine de l'eau profonde nord atlantique semble bien être située dans l'Atlantique nord. Cette eau se propage vers le sud, puis le long du courant antarctique circumpolaire, pénétrant ensuite dans les océans Indien et Pacifique. Les traceurs suggèrent une évolution similaire, comme l'indique la figure ci-dessous tirée de Brooker (2005).

Stommel (DSR 1958) et Stommel et Arons (DSR 1960) ont postulé que la faible diffusion verticale dans l'océan intérieur joue le rôle moteur de la circulation abyssale en engendrant un très lent upwelling d'eau froide et profonde. Cet upwelling est compensé par une plongée d'eaux dans quelques régions particulières. En effet, si pour simplifier on néglige l'advection horizontale qui devrait jouer un rôle moins important, on a en état stationnaire l'équilibre advectif – diffusif (7.4). Pour simplifier, on a supposé que la diffusion verticale turbulente (la diffusion moléculaire est beaucoup plus petite) ne varie pas avec la profondeur. Pour  $\kappa$  positif,  $w$  est positif. L'équation s'applique également à la température, impliquant qu'en état stationnaire la remontée d'eau froide est équilibrée par la diffusion vers le bas de chaleur venant d'en haut. Elle s'applique aussi à la salinité. Si l'on se place au sommet de la couche froide de l'océan, le mélange vertical diffuse assez de chaleur et de sel vers le bas pour maintenir sa densité malgré la remontée des eaux profondes. Par continuité sur



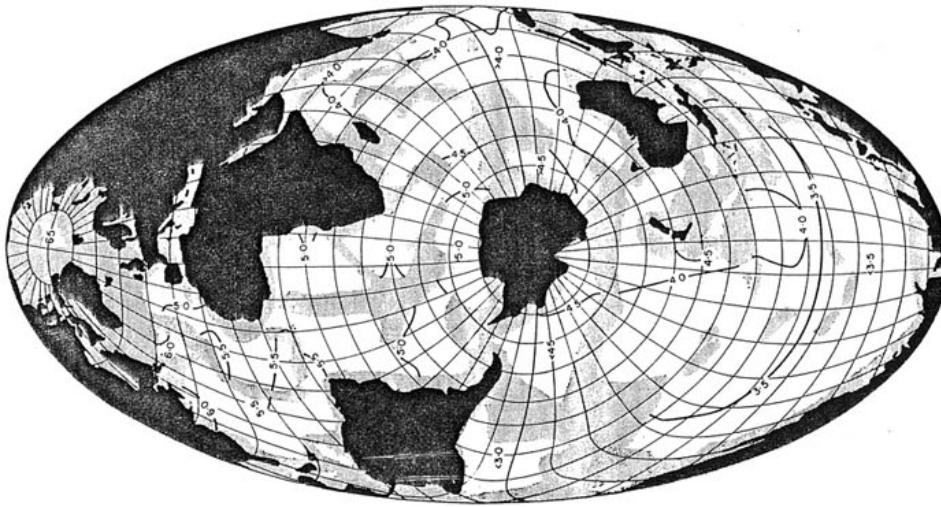


Fig. 3. Sketch of the distribution of dissolved oxygen (ml/l) in the World Ocean at a depth of 4000 m, showing elevated oxygen values in the western North Atlantic and near the Weddell Sea. The oxygen is depleted in regions far removed from these two source areas.

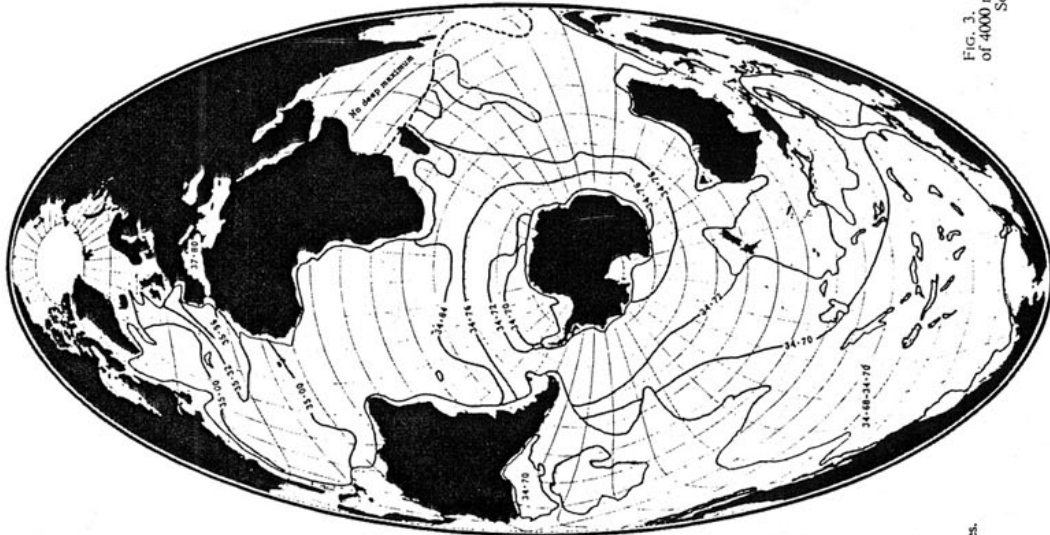


Fig. 1(b). Chart of the salinity, in parts per mille, at the depth of the deep salinity maximum of 4000 m. The isohalines are not spaced at equal intervals: high values near the Mediterranean are spaced more widely.

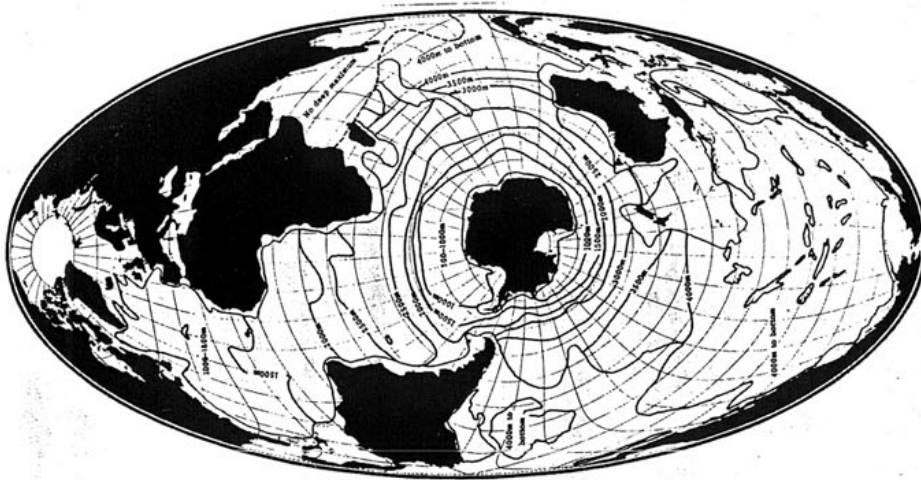
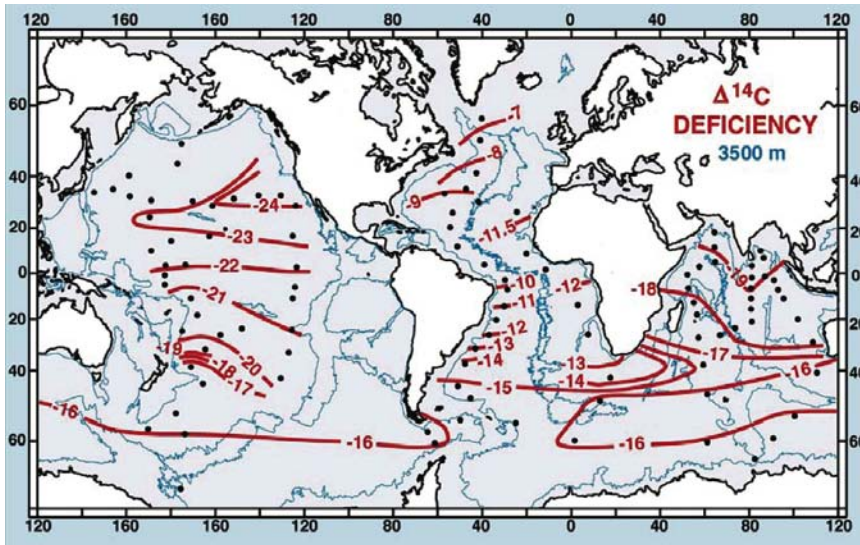


Fig. 1(a). Chart of the depth of the deep salinity maximum in the World Ocean, in metres. Aitoff equal-area projection.



The distribution of natural radiocarbon at a depth of 3500 meters in the world ocean. The blue contours represent the margins of the ocean at this depth. The red contours represent the percentage difference in  $^{14}\text{C}$  to  $\text{C}$  ratio from that in a hypothetical surface water which had achieved isotopic equilibrium with the  $\text{CO}_2$  in the pre-industrial atmosphere. The black dots show the locations of the stations occupied as part of the GEOSECS survey.

l'ensemble des océans, il doit exister, pour maintenir un état stationnaire, des sources d'eau froide qui équilibrent leur lente remontée. Stommel et Arons postulent que ces sources sont ponctuelles et localisées dans le nord de l'Atlantique nord et dans la mer de Weddell, ce qui a été ultérieurement confirmé par les observations (section 7.4).

Pour obtenir aisément un schéma qualitatif de la circulation profonde, Stommel et Arons (1960) considèrent un océan à une couche (l'océan abyssal). Pour simplifier, ils supposent que la remontée d'eau froide est uniformément distribuée à la base de la thermocline. Cela revient à y imposer une vitesse verticale  $w_{th}$  constante et à calculer la circulation profonde que cette vitesse verticale induit. L'intégration de l'équation de verticité du fond à la base de la thermocline (située en  $z_{th}$ ) donne :

$$\int_{-h}^{z_{th}} \beta v dz = f(w_{th} - w(-h)) \quad (7.10)$$

Si le fond est plat, on a  $w(-h) = 0$ . Le transport méridien est dirigé vers le pôle, puisque  $w_{th} > 0$ . A l'intérieur de l'océan, l'eau profonde se dirige donc vers le nord dans l'hémisphère nord et vers le sud dans l'hémisphère sud. Comme dans les modèles précédents, la circulation se calcule en imposant que la vitesse zonale s'annule à la côte est et en utilisant l'équation de continuité sous forme intégrée. La solution n'est pas valable à la côte ouest, où l'on doit ajouter un courant de retour faisant intervenir une dynamique plus complexe. La solution s'obtient aisément à partir de l'équilibre géostrophique, en considérant que le mouvement a lieu dans une couche profonde de densité constante dont l'épaisseur moyenne est  $H$  et la surface "libre" donnée par  $z = \eta$  (modèle barotrope). On a

$$-2\Omega \sin \theta v + \frac{g}{a \cos \theta} \partial_{\lambda} \eta = 0 \quad (7.11)$$

$$2\Omega \sin \theta u + \frac{g}{a} \partial_{\theta} \eta = 0 \quad (7.12)$$

où  $\nabla \eta = \nabla p / g \rho_0$ . L'intégration de  $-H$  à  $\eta$  de l'équation de continuité donne, en négligeant  $\eta$  devant  $H$  (linéarisation) :

$$\frac{H}{a \cos \theta} (\partial_{\lambda} u + \partial_{\theta} (v \cos \theta)) + w_{th} = 0 \quad (7.13)$$

où  $w_{th} > 0$  représente, en régime stationnaire, la remontée d'eau froide. La solution de (11), (12) et (13) est

$$\partial_{\lambda} \eta = \frac{2\Omega a^2}{gH} w_{th} \sin^2 \theta$$

$$v = \frac{a}{H} w_{th} \tan \theta \quad (7.14)$$

$$\partial_{\lambda} u = \frac{-a}{H} (\partial_{\theta} (w_{th} \sin \theta) + w_{th} \cos \theta)$$

$\eta$  et  $u$  peuvent s'obtenir par intégration en imposant  $\eta = 0$  et  $u = 0$  à la côte est. Cette solution est esquissée (Fig. 6) pour une source ponctuelle située au nord d'un bassin borné par deux méridiens en  $\lambda_1$  et  $\lambda_2$ , source qui équilibre exactement la remontée des eaux froides dans la partie de l'océan située au nord de l'équateur. On peut calculer la source d'eau froide  $S_0$  nécessaire pour équilibrer la remontée uniforme de l'eau profonde. En intégrant, on trouve

$$S_0 = - \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda \int_0^{\pi/2} w_{th} a^2 \cos \theta d\theta = w_{th} a^2 (\lambda_2 - \lambda_1) \quad (7.15)$$

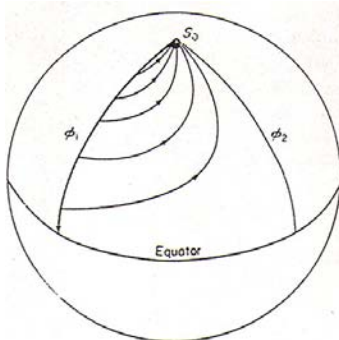


Fig. 6. Circulation pattern in meridionally bounded ocean with concentrated source  $S_0$  at North Pole and a uniformly distributed sink  $Q_0$ , such that  $S_0 = Q_0 a^2 (\phi_2 - \phi_1)$ .

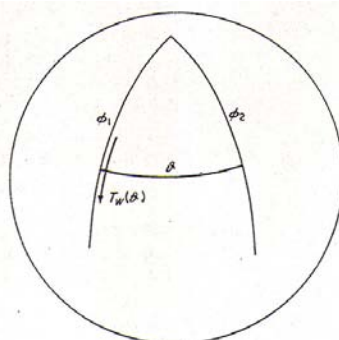


Fig. 7. Notation for evaluating strength of western boundary current  $T_w(\theta)$  by consideration of continuity of mass flow in a sector.

Dans le cas général, on peut calculer le transport  $T_i$  du courant de retour de bord ouest (positif vers le nord) par un bilan de masse au nord de la latitude  $\theta$ . Le transport vers le nord  $T_i$  est donné par

$$T_i = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda \int_{-h}^{\eta} a \cos\theta v d\lambda = w_{th} a^2 \sin\theta (\lambda_1 - \lambda_2)$$

Le remontée d'eau au nord de  $\theta$  vaut

$$T_{th} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} d\lambda \int_{\theta}^{\pi/2} w_{th} a^2 \cos\theta d\theta = w_{th} a^2 (\lambda_1 - \lambda_2) (1 - \sin\theta)$$

Par conséquent, comme  $T_i + T_w + S_0 = T_{th}$ , on trouve

$$T_w = w_{th} a^2 (\lambda_1 - \lambda_2) (1 - 2\sin\theta) - S_0 \quad (7.16)$$

S'il y a équilibre de masse dans l'hémisphère nord, (9) est applicable et on trouve

$$T_w = -2w_{th} a^2 (\lambda_1 - \lambda_2) \sin\theta = -2T_i \quad (7.17)$$

Le courant de retour est bien vers le sud et il s'annule à l'équateur. Près du pôle, il vaut  $T \approx 2S_0$ ; le transport dans le courant de couche limite est donc le double de celui qui serait créé par la source  $S_0$ . C'est tout simplement parce qu'à ce dernier se superpose le courant de retour de la circulation engendrée par la remontée uniforme des eaux froides, qui lui est égal dans le cas particulier considéré.

Si, ce qui est le cas de l'Atlantique nord, la source d'eau froide est plus grande que la remontée d'eau au nord de l'équateur, on a  $S_0 > w_{th} a^2 (\lambda_1 - \lambda_2)$  et une partie du courant de retour traverse l'équateur le long du bord ouest. Ce courant joue le rôle de "source ponctuelle" pour l'hémisphère sud. En ajoutant une source d'eau profonde dans la mer de Weddell, on obtient le schéma de Stommel (1958). Les travaux de Kawasé (1987) montrent, par une étude de la mise en mouvement de cette circulation, que la dissipation de quantité de mouvement (négligée ci-dessus) peut entraîner l'apparition d'un courant profond le long de l'équateur, lorsque le courant de bord ouest atteint ce dernier. Des données de traceur suggèrent que c'est le cas dans l'océan Atlantique.

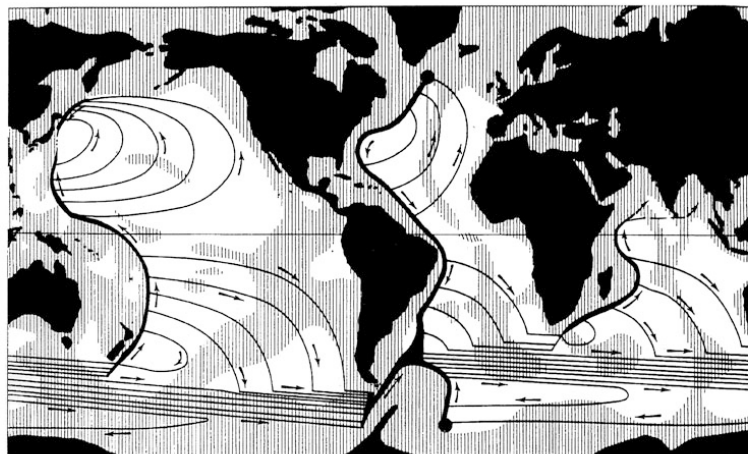


Fig. 12. Schematic of deep circulation of the world ocean according to Stommel (1958a). The circulation consists of poleward flows in the ocean interior and narrow swift western boundary currents connecting source regions in the North Atlantic and Antarctic to the interior flows.

L'apport principal de la théorie de Stommel et Arons est de prévoir l'existence de courants profonds de bord ouest qui se dirigent parfois dans le sens opposé aux courants de surface, comme dans l'Atlantique nord où le courant profond va vers le sud et le Gulf Stream vers le nord. L'existence de ces courants profonds de bord ouest fut rapidement confirmée par des campagnes en mer dans l'Atlantique Nord, en déployant des flotteurs de Swallow, qui étaient nouveaux à l'époque. Les courants de bord ouest prévus ont été aussi trouvés dans les autres océans (Ocean Circulation and Climate, chapitre 4.5, 2001). Par contre, l'écoulement profond à l'intérieur des bassins ne ressemble pas aux prévisions du modèle, d'une part à cause de la forte influence de la topographie, et d'autre part parce que la diffusivité verticale est loin d'être constante, comme on l'a vu plus haut. On notera que l'hypothèse d'une remontée (ou d'une diffusivité) constante n'est pas indispensable dans la théorie de Stommel et Arons. La diffusivité n'intervient pas explicitement dans le modèle et l'on pourrait directement déterminer le « forçage » moyen  $w_{th}$  par un équilibre avec la quantité totale d'eau profonde qui est produite dans les régions de formation. Par contre, la distribution géographique de la diffusion turbulente est nécessaire pour déterminer celle de  $w_{th}$  et le détail de la circulation profonde. Stommel et Arons (1960) n'ont considéré que le trajet des eaux profondes et non celui des couches supérieures. Cependant, Stommel (1957) avait esquissé la circulation des couches supérieures, qui contient aussi la circulation due au vent (Fig. 11).

476

P.L. Richardson / Progress in Oceanography 76 (2008) 466–486

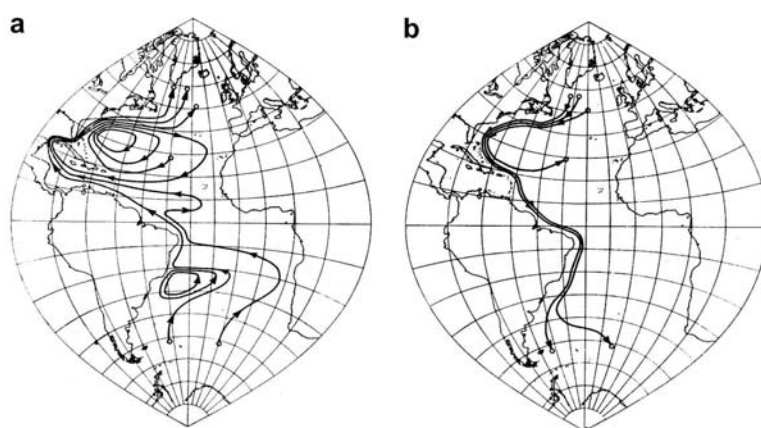


Fig. 11. Schematic upper layer (a) and deep layer (b) circulation in the Atlantic including a superposition of the internal mode and wind-driven components as shown by Stommel (1957). Small circles indicate general regions of vertical motion connecting surface and deep layers.

L'escalier roulant (conveyor belt) de Gordon (1985) est un schéma de la circulation associée à la NADW qui a été établi par une analyse des observations (Fig. 2a). Une esquisse de la

circulation thermohaline dans l'Atlantique est donnée ci-dessous (Srokosz, BAMS 2012). Cependant, les observations récentes suggèrent que la trajectoire des masses d'eau profonde est plus complexe que le suggèrent ces différents schémas. En effet, Bower et al. (Nature 2009) ont montré que seulement 8% de 76 flotteurs RAFOS largués dans le DWBC vers 50°N à 700 ou 1500 m entre 2003 et 2006 suivent le DWBC le long de la côte américaine. Les trajectoires font apparaître une grande dispersion et 75% des flotteurs quittent le DWBC avant d'atteindre le sud des Grand Banks (Fig. 1). Une partie de ceux-ci (23%) se dirigent vers la gyre subtropicale entre 40 et 60°W, suggérant que c'est la route préférentielle pour la propagation vers le sud de l'eau du Labrador (LSW) aux profondeurs intermédiaires. Ces observations sont en accord avec la dispersion de traceurs dans un modèle qui résout les tourbillons, mais ne représentent pas nécessairement la circulation eulérienne moyenne. En effet, les mesures répétées le long de la ligne W (Fig. 1, Toole et al., DSR II 2011) montrent bien l'existence d'un courant profond de bord ouest, plus oxygéné. Ce courant contient deux branches : la branche supérieure qui correspond à l'eau profonde du Labrador et la branche la plus profonde qui vient des mers nordiques via les « overflows ».



**FIG. 1.** A simplified schematic of the AMOC showing both the overturning and gyre recirculation components. Warm water flows north in the upper ocean (red), gives up heat to the atmosphere (atmospheric flow gaining heat represented by the changing color of broad arrows), sinks, and returns as a deep cold flow (blue). Latitude of the 26.5°N AMOC observations is indicated. Note that the actual flow is more complex. For example, see Bower et al. (2009, their Fig. 1) for the intermediate depth circulation in the vicinity of the Grand Banks and Biastoch et al. (2008, their Fig. 2) for the middepth circulation around South Africa, showing the importance of eddies in transferring heat and salt from the Indian Ocean to the Atlantic Ocean.

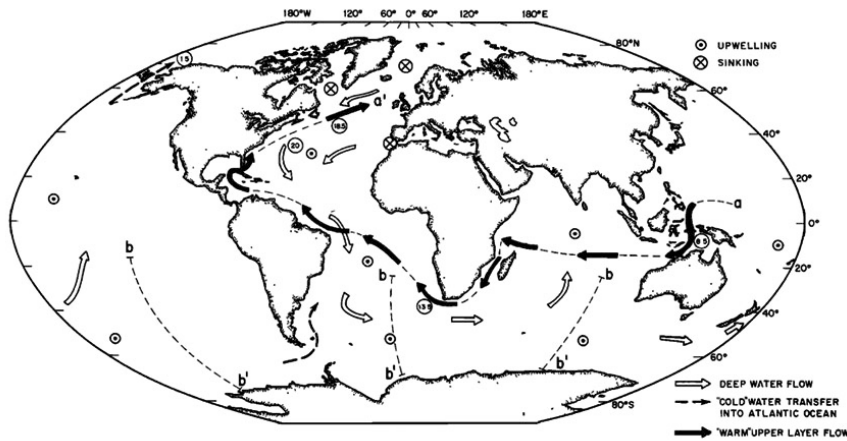
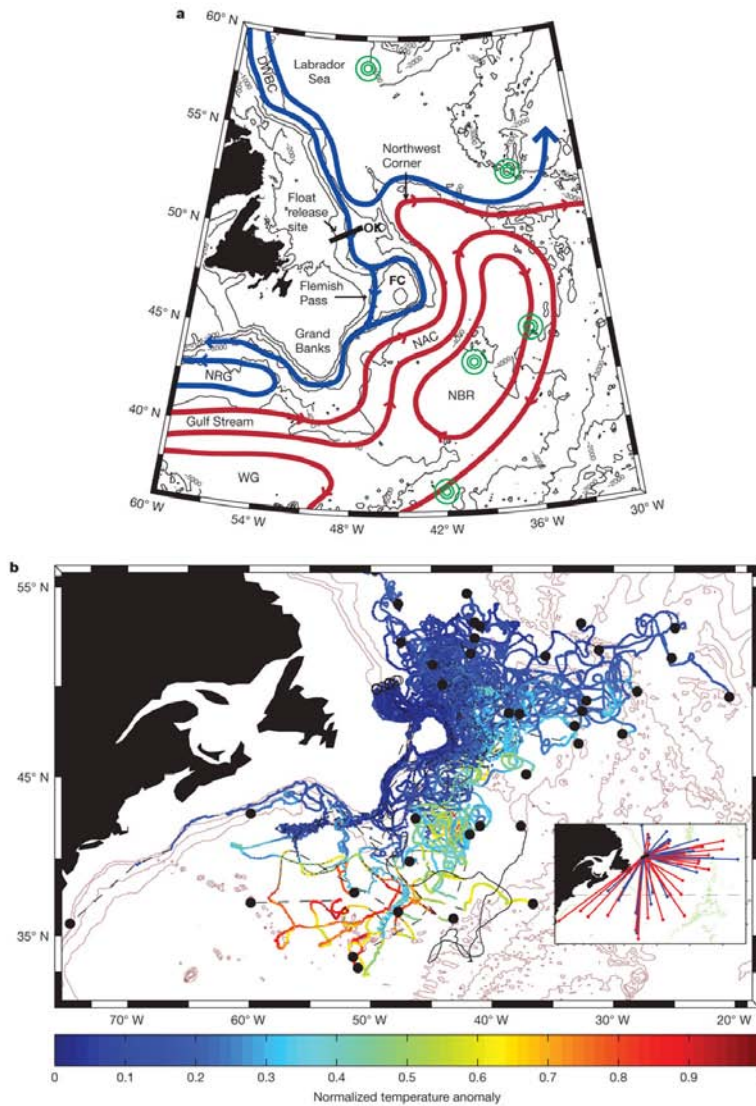


Fig. 2a. Global structure of the thermohaline circulation cell associated with NADW production. The warm water route, shown by the solid arrows, marks the proposed path for return of upper layer water to the northern North Atlantic as is required to maintain continuity with the formation and export of NADW. The circled values are volume flux in  $10^6 \text{ m}^3/\text{s}$  which are expected for uniform upwelling of NADW with a production rate of  $20 \times 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ . These values assume that the return within the cold water route, via the Drake Passage, is of minor significance.



**Figure 1 | Study area and RAFOS float trajectories at the LSW level in the western North Atlantic.** a, Schematic diagram of the intermediate-depth circulation in the northwestern North Atlantic, with blue and red lines indicating cold and warm water pathways, respectively. Green concentric circles show locations of sound sources used to track floats. FC, Flemish Cap; NAC, North Atlantic Current; NBR, Newfoundland Basin Recirculation Gyre; NRG, Northern Recirculation Gyre; OK, Orphan Knoll; WG, Worthington Gyre. b, Two-year trajectories of 40 acoustically tracked

RAFOS floats released at 700 and 1,500 m in the DWBC near 50° N. Positions are indicated daily with colour-coded dots, where the colour indicates the normalized temperature anomaly, defined as  $(T - T_i) / \delta T_{max}$ .  $T_i$  is each float's initial temperature, and  $\delta T_{max}$  is the maximum temperature range observed by the floats as a group, 6.4 °C at 700 dbar and 1.8 °C at 1,500 dbar. Dashed lines indicate missing track. The inset shows the two-year displacement vectors for the same floats plus ten more that have yet to be processed, colour-coded by depth (red for 700 m and blue for 1,500 m).

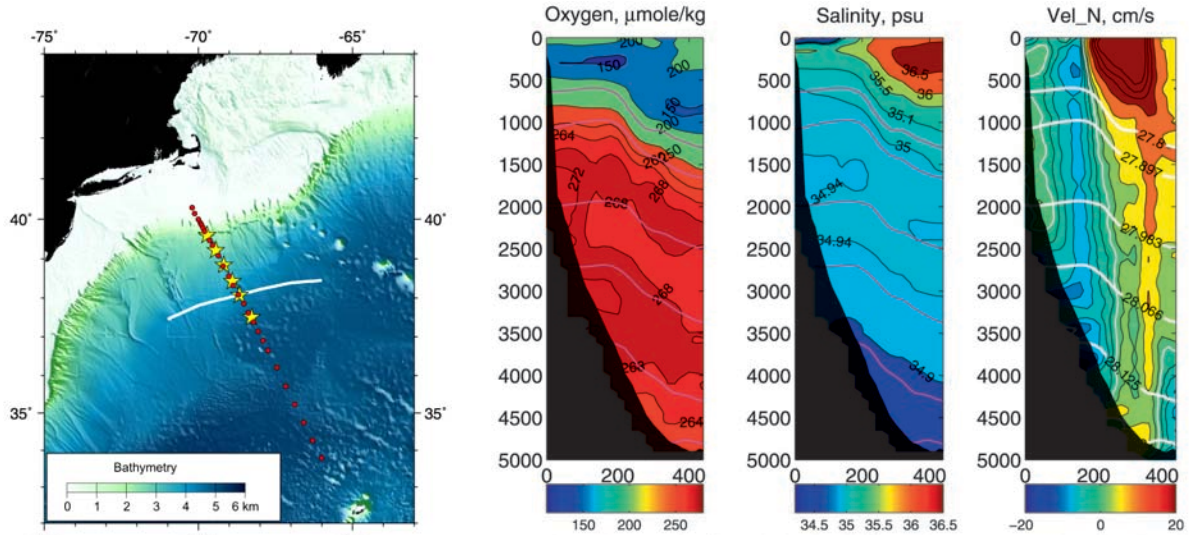


Fig. 1. Location of the Line W moorings (stars) and regularly sampled ship stations (dots) superimposed on the regional bathymetry. The color scale ranges from white (less than 200 m water depth) to dark blue (more than 5000 m depth). The white line segment marks the mean position of the Gulf Stream North Wall based on US Navy frontal analysis data.

FIG. 1. Composite mean section [distance (km) vs depth (m)] across the Line W array starting at 40°N, 70°W and extending along an altimeter ground track across the bathymetry. Neutral density surfaces (thick, solid lines) are labeled in the third panel. High oxygen and low salinity “cores” demarcate Labrador Sea Water and GIN Sea Overflow Water (no salinity extremum), which make up the North Atlantic Deep Water (NADW), which is found inshore and under the GS on the section. The zero normal velocity contour (white) appears on the right panel. [Adapted from Joyce et al. (2005).]

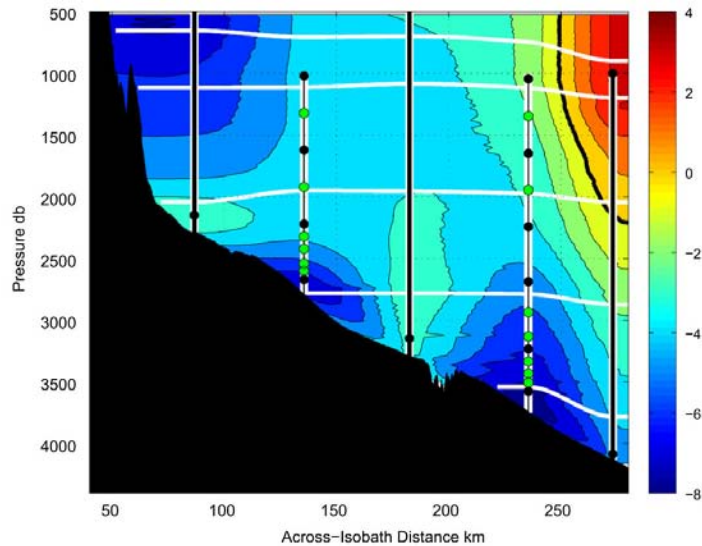


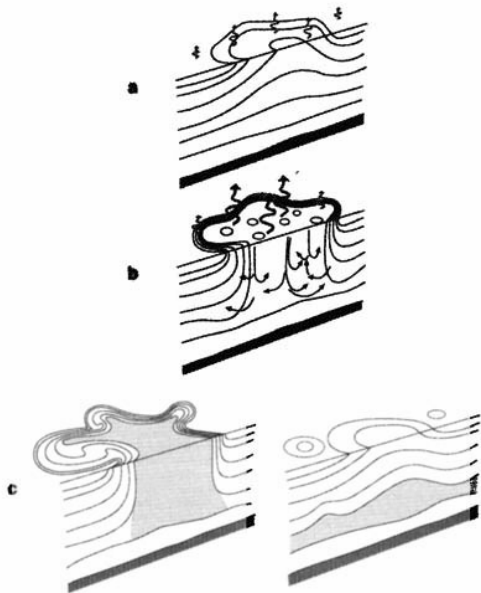
Fig. 3. Eulerian-mean across-line velocity distribution based on the 2004–2008 Line W moored array data. The contour interval is  $1 \text{ cm s}^{-1}$ ; the thick black contour marks the 0 isotach. Also shown are the position of the 5 primary moorings with sensor depths indicated, and mean locations of the 5 neutral density surfaces used to partition the DWBC waters. Negative velocities correspond to southwestward flow normal to the array. Current meters are marked with black dots while T/C recorders are indicated with green dots. The thick black lines mark the depth intervals sampled by MMPs.

## 7.4 La convection profonde et la plongée des eaux

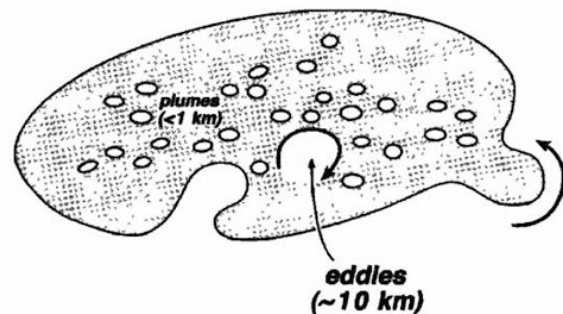
L'eau profonde est formée dans quelques régions de l'océan où les conditions océaniques et atmosphériques se combinent pour refroidir suffisamment la couche superficielle de l'océan pour qu'elle s'approfondisse fortement en fin d'hiver. Cette formation est souvent intermittente et dépend de l'intensité du forçage atmosphérique. Elle peut avoir lieu en haute mer, le long du bord ou encore au-dessus de plateau continental. La convection profonde en haute mer a lieu dans des gyres cycloniques où les isopycnes profondes sont



proches de la surface (Chapitre 4). Elle est favorisée par le pré conditionnement en début d'hiver, lorsque l'augmentation du rotationnel de vent intensifie la circulation océanique cyclonique et rapproche d'avantage les isopycnes de la surface. Il doit aussi y avoir un refroidissement par les flux de surface turbulents qui alourdit l'eau de surface. L'alourdissement peut être favorisé dans les hautes latitudes par la formation de glace de mer qui augmente la salinité de la couche de mélange (rejet de saumure) car sa salinité est 7 fois inférieure à celle de l'eau de mer. Lorsque les conditions deviennent extrêmes, il y a instabilité convective dans la couche de mélange et l'eau de surface se mélange avec l'eau plus chaude qui se trouvait en dessous (Fig. 3 de Marshall and Schott 1999). La convection profonde se fait dans un ensemble de « plumes » d'une largeur de l'ordre du km où l'écoulement est vers le bas et atteint typiquement 0,1 m/s, plumes qui sont entourés par des tourbillons turbulents provenant d'une instabilité barocline autour de la zone de convection.



**Figure 3.** Schematic diagram of the three phases of open-ocean deep convection: (a) preconditioning, (b) deep convection, and (c) lateral exchange and spreading. Buoyancy flux through the sea surface is represented by curly arrows, and the underlying stratification/outcrops is shown by continuous lines. The volume of fluid mixed by convection is shaded.



**Figure 4.** Lateral scales of the key phenomena in the water mass transformation process: the mixed patch on the preconditioned scale created by plumes together with eddies that orchestrate the exchange of fluid and properties between the mixed patch and the stratified fluid of the periphery. The fluid being mixed is shaded; the stratified fluid is unshaded.

Plumes et tourbillons forment une cheminée d'échelle  $\sim 100$  km (Fig. 4 de Marshall and Schott 1999). Après quelques jours d'intense convection, les tourbillons contribuent fortement au mélange horizontal de l'eau nouvellement formée. Lors du réchauffement au printemps, une thermocline saisonnière se forme près de la surface et isole la couche d'eau profonde, tandis que les tourbillons turbulents continuent à diffuser sa chaleur (Fig. 3). La simulation numérique de Jones and Marshall (JPO 1997) montre comment l'instabilité barocline et les tourbillons turbulents qui en résultent stratifient à nouveau une colonne d'eau après convection profonde (Fig. 3).

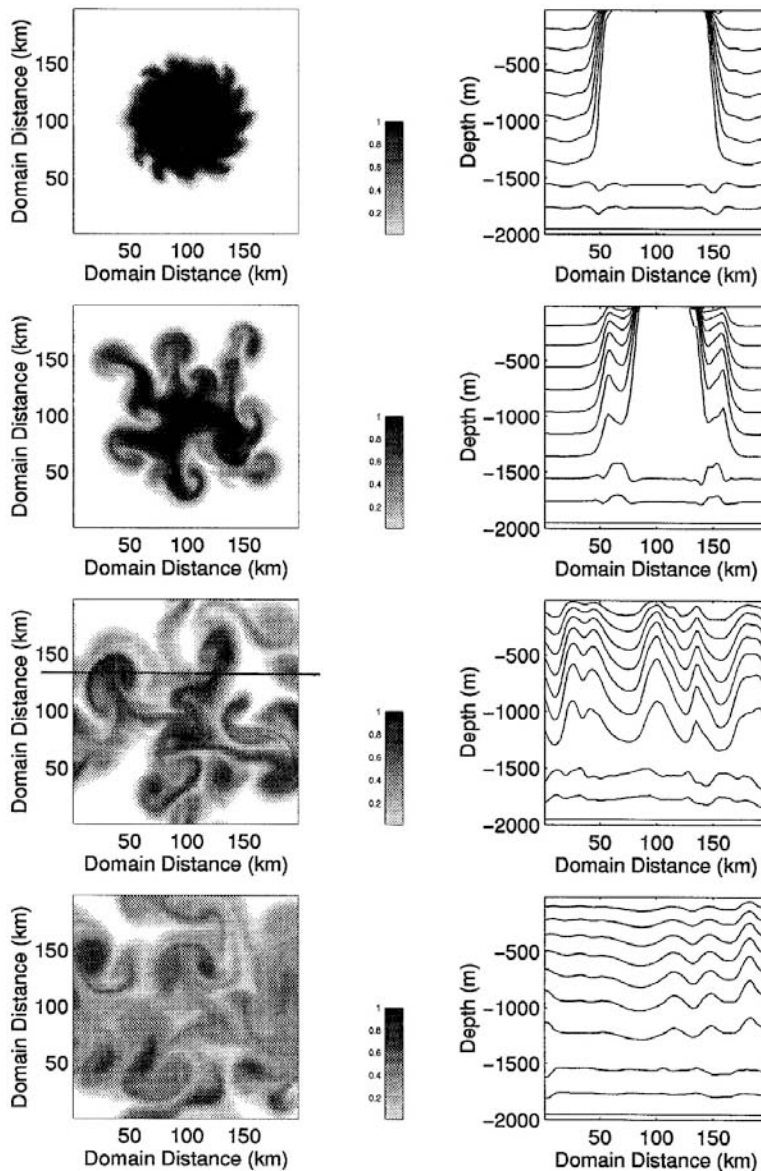


FIG. 3. Numerical illustration of the baroclinic instability of a cylinder of dense fluid, of depth 1500 m and radius 50 km in an ambient fluid in which  $N/\ell = 5$ . This is run 4 of Table 1. The plan view panels on the left chart the development of a passive tracer toward the base of the cylinder at a depth of 1400 m after 5, 10, 35, and 50 days. On the right we show a hydrographic section of density through the center of the cylinder at the same times. By day 50 the convected fluid has been spread by eddies over the entire (doubly periodic) domain. The black line in the third panel down on the left indicates the position of the tracer section shown in Fig. 9.

Une convection profonde de ce type est observée dans les mers nordiques où l'eau la plus profonde et la plus lourde est formée. On l'observe également en mer du Labrador où les vents d'ouest peuvent être très forts et les pertes de chaleur considérables. Un exemple est donné sur la Fig. 11a qui montre que quand le vent, très froid au-dessus de la mer de glace, atteint la zone libre de glace dont la température ne peut dépasser le seuil de congélation, la différence de température entre l'air et l'eau est très grande et le flux de chaleur vers l'atmosphère est très élevé, ce qui refroidit l'océan. Notons que l'approfondissement de la couche de mélange hivernale en mer du Labrador est très corrélé à l'intensité de l'Oscillation Nord Atlantique (NAO), comme le montre la Fig. 34 de Dickson et al. (1996). L'océan intègre l'influence du forçage atmosphérique, ce qui crée de la variabilité de basse fréquence illustrée pour la salinité en mer du Labrador sur la Fig. 1 de Dickson et al. (2002).

La convection profonde en haute mer a été aussi observée en Méditerranée et semble se produire en mer d'Irminger. On la rencontre également en mer de Weddell et de Ross dans l'hémisphère sud. Dans tous les cas, elle est limitée à des sites très localisés. On a observé qu'il peut aussi y avoir convection profonde plus près du bord, comme l'indique la Fig. 9 de Spall et Pickard (JPO 2001) qui montre des profils de densité potentielle en mer du Labrador. On verra plus loin que cette convection de bord, qui a lieu également en mer d'Irminger et, peut-être, en Méditerranée, est beaucoup plus efficace pour alimenter la branche descendante de la MOC que la convection en pleine mer. Par contre, il n'y a pas de convection profonde dans le Pacifique Nord, qui est trop peu salé (voir Fig. SMOS) en surface.

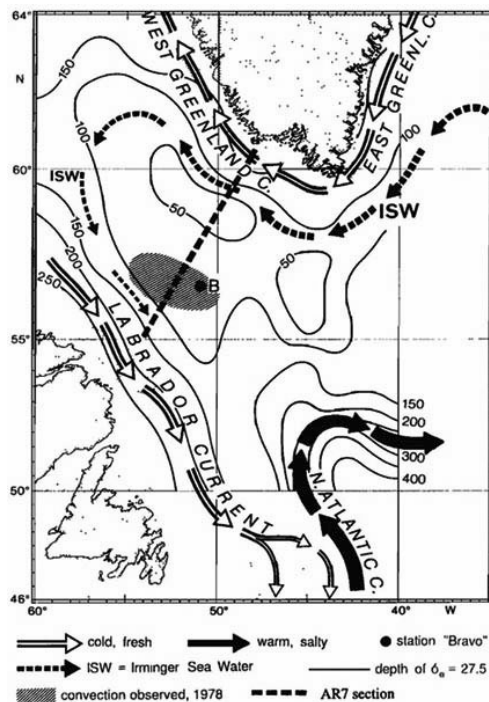


Figure 5. Circulation schematic showing the cyclonic circulation and preconditioning of the Labrador Sea convection regime. The depth of the  $\sigma_0 = 27.5$  isopycnal in the early winter is contoured in meters. The warm circulation branches of the North Atlantic Current and Irminger Sea Water (ISW), and the near-surface, cold, and fresh East/West Greenland and Labrador Currents are also indicated. The position of *Bravo* is labeled "B." It is important to emphasize that this is a circulation schematic; in reality, the circulation is highly time dependent and comprises a vigorous eddy field on the deformation radius ( $\sim 7$  km).

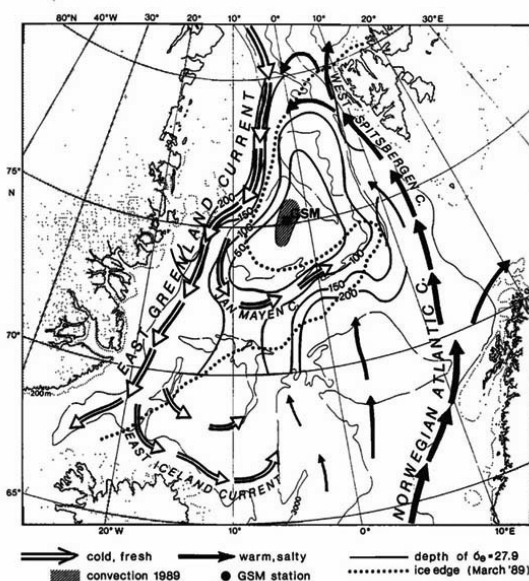


Figure 8. Schematic of the circulation of the Greenland Sea, showing the warm water flow of the Norwegian Atlantic Current and its recirculation, and cold water flows of the East Greenland Current and Jan Mayen Current that constitute the cyclonic circulation. Doming is indicated by the depth of isopycnal  $\sigma_0 = 27.9$ , and the Is Odden is marked by the position of the ice edge (dotted) in March 1989 (see text for details). "GSM" is the location of repeated moored deployments.

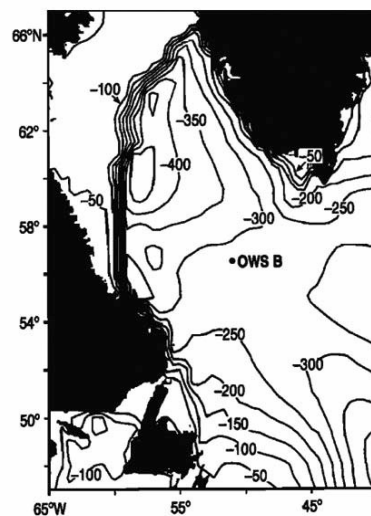


Figure 11a. Spatial distribution of total heat flux in the Labrador Sea from the ECMWF model for February 15 to March 1, 1995.

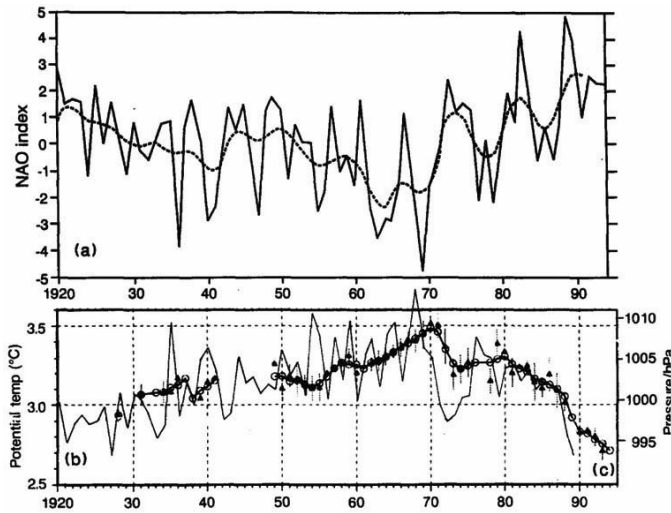


FIG. 34. Summary of NAO forcing and the coordinated ocean response in the convection centres of the Greenland Sea, the Labrador Sea and Sargasso, during the period of the instrumented ocean record. Forcing is represented by (a) the winter (DJFM) NAO index, calculated from the Stykkisholmur-Lisbon mean pressure difference (HURRELL, 1995) and (b) the winter (DJF) mean pressure at W.Greenland, (K. R. BRIFFA, CRU Norwich, pers.comm). The convectively-determined or -modulated variables chosen to represent the ocean's response at the three sites are (c) the potential temperature of LSW at the potential vorticity minimum

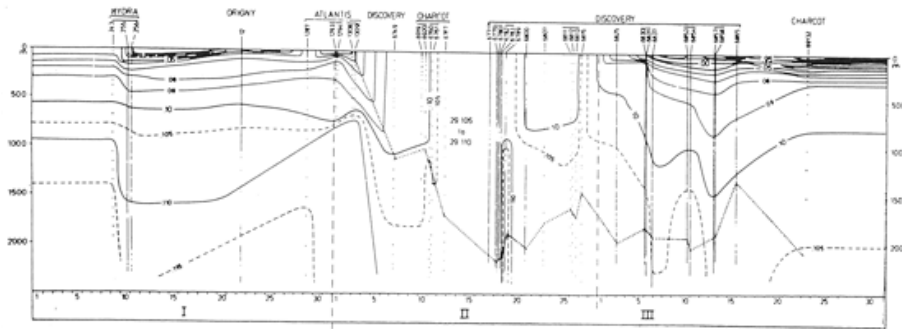


Fig. 13. Time-depth section of sigma-theta at the center of the Medoc chimney, January (I) to March (III) 1969. The dotted line shows the bottom of the mixed layer [from Stommel, 1972].

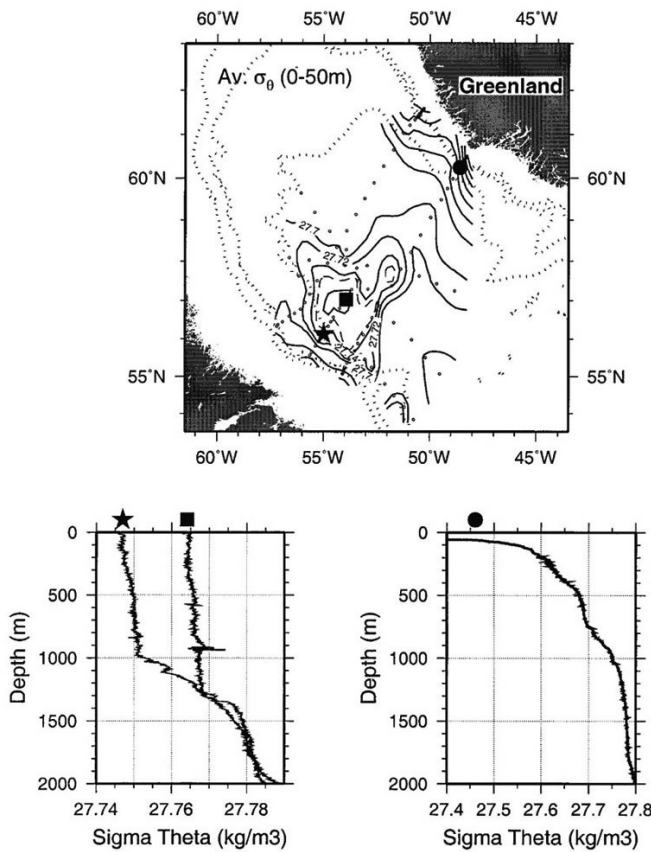


FIG. 9. (upper) Average potential density in the upper 50 m from the 1997 Labrador Sea winter hydrographic survey (Lab Sea Group 1998). The locations of the three stations are marked with bold symbols: western boundary (star), center of Labrador Sea gyre (square), and eastern boundary (circle). (lower) Potential density profiles for the three stations.



*Convection profonde en haute mer ou près du bord*

On a longtemps pensé que la branche profonde de la circulation thermohaline était principalement alimentée par les zones de convection profondes situées en haute mer. Cependant, les simulations numériques et les arguments théoriques (Spall et Pickard JPO 2001) suggèrent que la plongée des eaux profondes a principalement lieu près des bords, tandis que la contribution de la convection en milieu de bassin est faible. Considérons tout d'abord le refroidissement hivernal près d'une frontière. On a vu (section 5.7) que lorsqu'il y a refroidissement en haute mer, le vecteur vitesse géostrophique horizontale dans la couche de mélange tourne dans le sens cyclonique avec la profondeur (spirale de refroidissement). Cependant, lorsque la perte de poussée a lieu près d'une frontière, la vitesse le long de la frontière doit rester parallèle à celle-ci. Par continuité, la spirale de refroidissement doit alors engendrer une vitesse verticale qui s'avère substantielle dans certaines régions. Considérons par exemple une perte de poussée  $Q$  (refroidissement,  $Q > 0$ ) le long d'une frontière nord. En l'absence de frontière, le vecteur vitesse tournerait avec la profondeur et il y aurait donc une composante méridienne de la vitesse. Lorsqu'on s'approche de la frontière, le courant méridien doit s'annuler, ce qui crée un courant vertical. En intégrant zonalement la vitesse méridienne entre les frontières ouest et est et en l'intégrant verticalement entre la surface où elle est maximale et le niveau où elle s'annule, on peut estimer la vitesse verticale requise pour annuler le flux méridien de masse. Pour déterminer le niveau où la vitesse méridienne s'annule, on suppose que la vitesse verticale au bas de la couche de mélange d'épaisseur  $h$  est nulle, ce qui est raisonnable car le mélange diapycnal sous la couche de mélange est faible. La vitesse méridienne intégrée zonalement et verticalement sur toute la couche de mélange doit alors s'annuler. Pour simplifier, supposons que la profondeur de la couche de mélange est constante le long du bord nord (le cas général donnerait des résultats semblables). Dans ce cas, la vitesse méridienne intégrée zonalement dans la couche de mélange s'annule à mi-profondeur en  $z = -h/2$ .

Spall et Pickard (2001) se basent sur la spirale  $\beta$  pour estimer le flux de masse vertical. C'est cependant beaucoup plus simple d'utiliser la géostrophie. Supposons qu'à cause des interactions avec l'atmosphère il y ait une différence de densité  $\Delta\rho_B$  entre l'ouest et l'est de la frontière nord, reflétant un équilibre entre l'advection près du bord nord et le refroidissement. Par la relation du vent thermique, le gradient zonal de densité induit un courant géostrophique méridien de cisaillement -

$$\partial_z v = -\frac{g}{\rho_0 f} \partial_x \rho \quad (7.18)$$

En imposant  $v=0$  en  $z = -h/2$ , on trouve  $v = -\frac{g}{\rho_0 f} (z + \frac{h}{2}) \partial_x \rho$ . En intégrant zonalement, on obtient le transport méridien par unité de profondeur

$$\int_0^L v dx \approx \frac{gh \Delta \rho_B}{2f \rho_0} (1 + \frac{2z}{h}) \quad (7.19)$$

Par continuité, l'intégrale zonale de la vitesse verticale doit équilibrer le transport méridien près de la frontière nord. La vitesse géostrophique méridienne est linéaire en  $z$ . Par intégration de l'équation de continuité, la vitesse verticale augmente de manière quadratique avec  $z$  et sa valeur atteint un maximum négatif en  $z = -h/2$ . La circulation verticale de retournement due à la convection de bord s'estime par intégration de la surface jusqu'au milieu de la couche de mélange

$$M_B = \int_{-h/2}^0 \int_0^L v dx dz \approx \frac{gh^2 \Delta \rho_B}{8f \rho_0} \quad (7.20)$$

$M_B$  représente l'intégrale zonale de la vitesse géostrophique vers le nord lorsque celle-ci s'annule au milieu de la couche de mélange. Elle ne dépend que des propriétés de la couche de mélange près du bord, qui sont principalement fonction de l'équilibre entre advection et refroidissement le long du bord. Cependant, la diffusivité turbulente et la dynamique loin du bord, qui n'interviennent pas dans cette relation, ont une influence cruciale sur  $h$  et  $\Delta \rho_B$ , même si elle n'apparaît pas explicitement. La plongée des eaux dans la couche de mélange a lieu dans une étroite couche limite le long de la paroi nord où l'advection verticale de chaleur est équilibrée par sa diffusion horizontale. Dans cette couche limite, l'étirement de vorticité induit par la vitesse verticale est équilibré par sa diffusion latérale vers la paroi solide, ce qui ne pourrait avoir lieu en haute mer où la vitesse verticale est faible et la diffusivité limitée. Ceci explique pourquoi la plongée des eaux a lieu principalement près des frontières (Spall JPO 2004). Notons que si le vent le long de la frontière nord à une composante zonale, le transport d'Ekman qu'il induit doit s'ajouter au flux géostrophique (7.20), contribuant également à la circulation méridienne de retournement.

L'importance de la plongée des eaux profondes le long de la frontière nord est illustrée par les expériences numériques idéalisées de Spall et Pickard (2001), qui utilisent un modèle aux équations primitives de résolution intermédiaire ( $1.2^\circ$  ou  $2^\circ$ ) à 24 niveaux. On considère ici une simulation faite avec un fond plat et ensuite une autre, plus réaliste, avec un fond incliné près des côtes. Le modèle a une viscosité turbulente horizontale et verticale, une

diffusivité verticale de  $10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  et pas de friction sur le fond. Le forçage est un rappel à une température de l'air prescrite et une tension de vent zonale (Fig.1) ; il n'y a pas de salinité. La plongée des eaux a lieu près de la frontière nord et les profils de vitesse sont en accord avec la théorie (tout en dépendant de la longitude) : l'eau va vers le nord dans la partie supérieure de la couche de mélange, plonge et retourne vers le sud dans sa partie inférieure, tandis qu'en dessous de la couche de mélange la vitesse verticale est négligeable (Fig.2 et 3). Par fond plat, on obtient  $M_B = 17 \text{ Sv}$  à partir de (11), en bon accord avec les 20 Sv du modèle si l'on retire les 3 Sv dus à l'action directe du vent le long de la côte (downwelling du courant d'Ekman). Par contre, la circulation horizontale n'est pas très réaliste (gyre subpolaire cyclonique trop faible en surface) et la température de surface est minimum près de la côte et non à l'intérieur

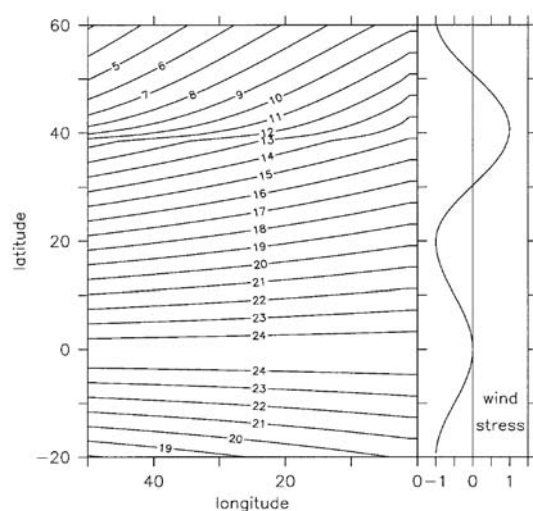


FIG. 1. Temperature toward which the model sea surface temperature is relaxed together with the meridional distribution of the zonal wind stress.

de la gyre (Fig. 6). Le cas avec topographie (Fig. 5) est beaucoup plus proche de la réalité : gyre subpolaire plus marquée en surface et « Gulf Stream » plus intense. On notera que l'intensification de la gyre subpolaire en surface n'est pas uniquement due au fait que le transport dû au vent est réparti dans une couche moins profonde, mais aussi à l'intensification de la gyre par plongée d'eau au-dessus de la topographie (vortex stretching). Le courant le long du bord nord est dirigé vers l'ouest et non plus vers l'est parce que la couche de mélange est moins profonde (vu la présence du fond) et le changement de direction du vecteur vitesse horizontale moindre, ce qui fait que l'écoulement se dirige vers l'ouest à toutes les profondeurs, ce qui n'était pas le cas avec un fond plat. Enfin, le minimum de température en surface (et le maximum de profondeur de la couche de mélange) est à l'intérieur de la gyre subpolaire, parce que le courant de bord amène le long de celui-ci de l'eau relativement chaude venant du coin nord-est. Le long du bord nord, la couche de mélange est moins profonde, étant limitée par la présence du fond et l'advection d'eau plus légère qui tend à stratifier la colonne d'eau et limiter la convection. En conséquence, la plongée d'eau à haute



latitude est fortement réduite (5 Sv sans la contribution du courant d'Ekman) et la MOC est plus faible, avec un maximum plus au sud liée à une plongée d'eau lorsque les courants de bord ouest vers le nord et vers le sud se rencontrent, ce qui correspond à la subduction du courant profond de bord ouest (DWBC) sous le Gulf Stream.

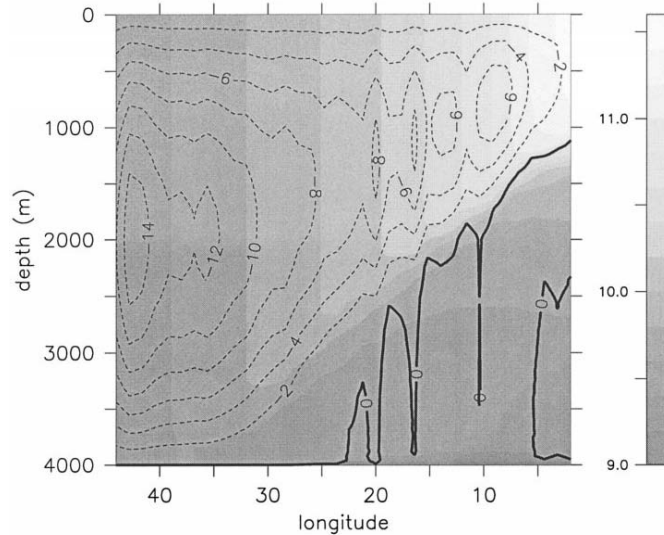


FIG. 3. Zonal section of vertical velocity one grid point from the northern boundary ( $10^{-3} \text{ cm s}^{-1}$ ) together with temperature (shaded).

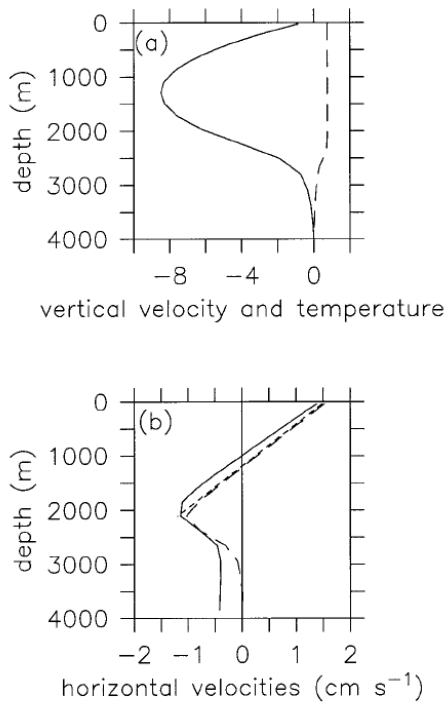


FIG. 2. Vertical profile at  $20^\circ\text{W}$  one grid point from the northern boundary: (a) vertical velocity ( $10^{-3} \text{ cm s}^{-1}$  solid line) and temperature anomaly (relative to the bottom temperature, dashed line) and (b) zonal velocity ( $\text{cm s}^{-1}$  solid line) meridional velocity ( $\text{cm s}^{-1}$  dashed line).

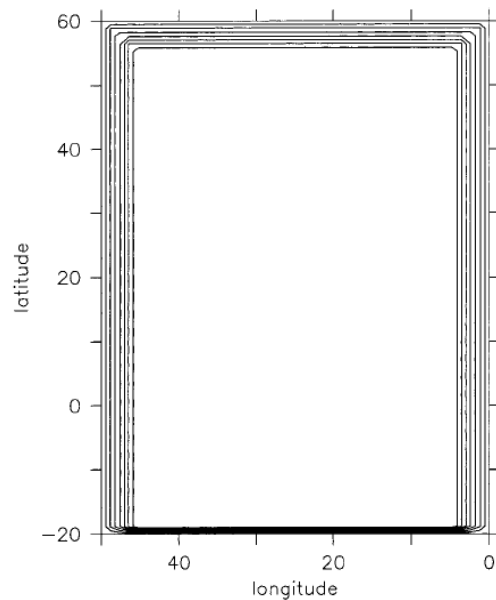


FIG. 5. Bottom topography with minimum depth of 1000 m and linear decay away from the boundaries (contour interval 500 m).

Par contre, l'influence sur la MOC de la convection profonde en haute mer est limitée parce qu'elle engendre une forte recirculation horizontale et il faudrait un flux méridien énorme pour équilibrer une plongée importante. Considérons comme Spall (2000) un modèle

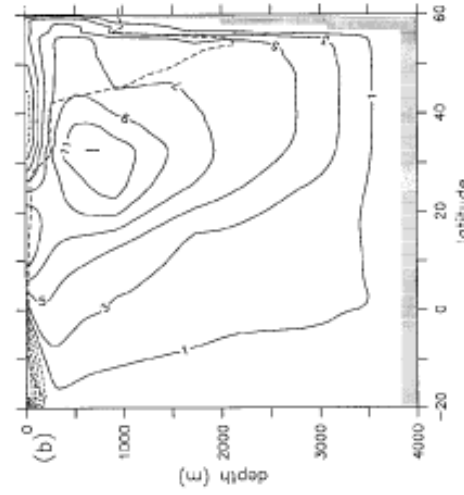
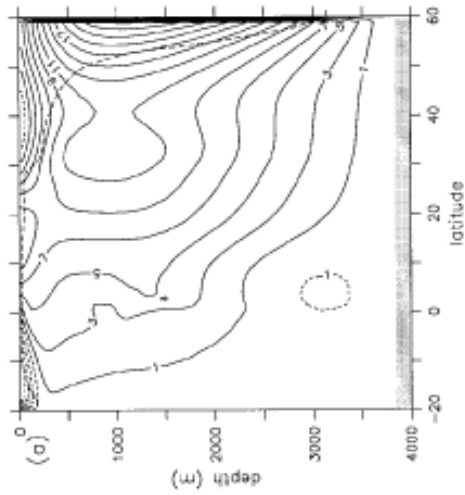


FIG. 8. The meridional overturning streamfunction (Sv) for (a) a flat bottom and (b) a continental slope. The dashed line indicates the depth of the zonally averaged mixed layer

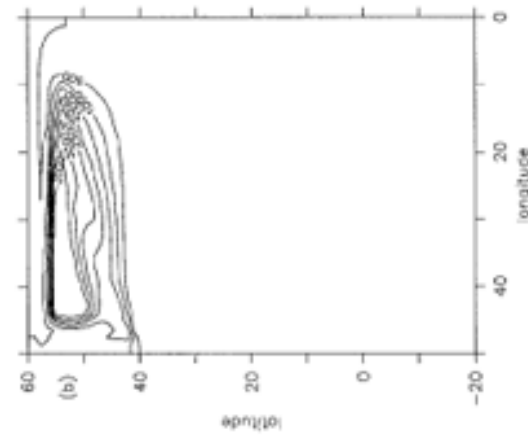
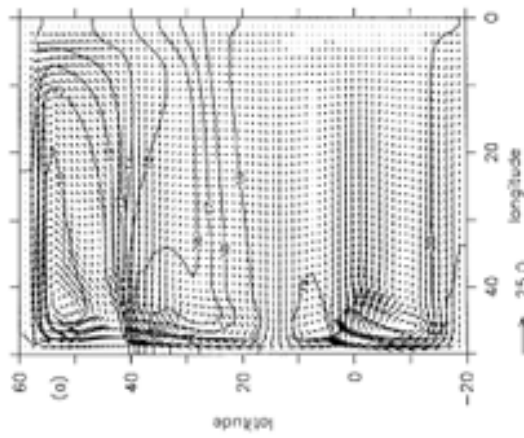


FIG. 7. (a) Temperature and horizontal velocity at 38 m depth and (b) mixed layer depth for the calculation with bottom topography.

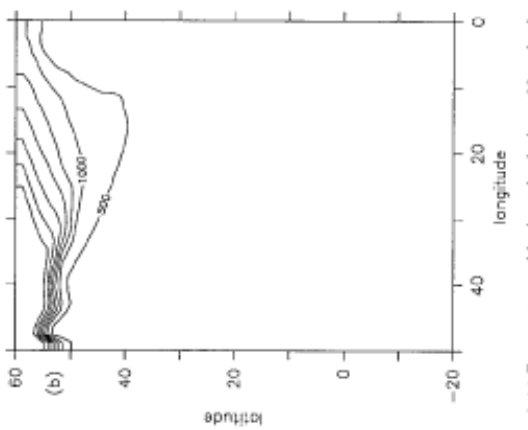
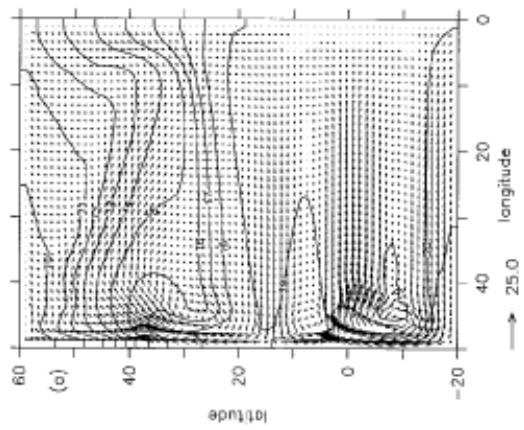


FIG. 6. (a) Temperature and horizontal velocity at 38 m depth and (b) mixed layer depth for the flat bottom calculation.

à 2 couches dans l'approximation du plan  $\beta$ . On néglige la dissipation, mais on représente la plongée des eaux due à la convection profonde par un flux vertical de masse uniforme vers la deuxième couche dans une région rectangulaire située en haute mer. L'équation de la vorticité potentielle linéarisée

$$\beta v = f \partial_z w \tag{7.21}$$

montre que la plongée d'eau doit être équilibrée dans la zone de downwelling par un écoulement vers le nord. Si  $-w$  est la vitesse verticale au bas de la première couche et  $H$  son épaisseur, on a en intégrant (21)

$$v = \frac{fw}{\beta H} \quad (7.22)$$

Le flux total de masse vers le bas est donc

$$M_I = \frac{\beta h L_x L_y v}{fH} \quad (7.23)$$

où  $L_x$  et  $L_y$  définissent les dimensions de la zone de downwelling. D'autre part, l'écoulement méridien engendré par le downwelling vaut  $M = HL_x v$ . On a donc le rapport entre flux vertical et méridien

$$\frac{M_I}{M} = \frac{\beta L_y}{f} \quad (7.24)$$

qui est d'ordre  $10^{-1}$  si la zone de convection ne s'étend pas sur plus de 500 km, comme le suggère les observations. L'écoulement méridien requis pour équilibrer une plongée d'eau est donc beaucoup plus grand que le flux de masse vers le bas. A cause de l'hypothèse de faible diffusion verticale en dehors de la zone de convection, le flux méridien est négligeable en dehors de la région de convection. En fait il est nul dans le modèle, vu (21). Pour conserver la masse, le flux méridien dans la zone de downwelling doit donc être principalement équilibré par une circulation zonale.

Considérons la figure ci-dessous inspirée de Spall (2000). Dans la zone de plongée d'eau, on a (22), tandis qu'en dehors, on a  $w=0$  et donc  $v=0$ . La vitesse méridienne est nulle dans la première couche et le courant vers le nord au bord nord de la zone de downwelling ne peut être équilibré que par un courant zonal allant vers le bord ouest (puisque'il n'y a pas de couche limite au bord est qui permettrait de fermer la circulation). Son transport vaut

$$M_n = -H \int_{x_e}^{x_w} v dx = -\frac{f_n w L_x}{\beta} = -\frac{f_n W}{\beta L_y} \quad (7.25)$$

où  $W = w L_x L_y$  est la quantité totale d'eau qui plonge et  $f_n$  le paramètre de Coriolis à la limite nord. Le même raisonnement donne le flux zonal au sud de la zone de downwelling  $M_s = f_s W / \beta L_y$ . Ce flux vers l'est est un peu plus faible que le flux (25) puisque  $f$  est plus petit (la latitude est plus basse). L'équilibre de masse nécessite donc l'existence d'un faible transport vers l'est dans la région située entre les 2 jets (détails dans Spall 2000). Si on définit l'intensité de la recirculation, disons  $M_r$ , par la moyenne des deux jets, on retrouve (24)

$$\frac{M_r}{W} = \frac{f_n + f_s}{2\beta L_y} \tag{7.26}$$

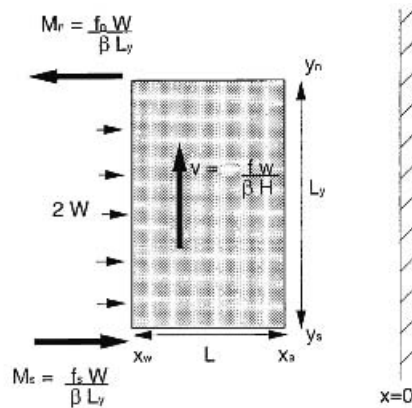


Schéma de la circulation induite par une plongée d'eau en haute mer de vitesse d'intensité  $w$ .

qui est  $\gg 1$  dans le cas de la convection profonde. Un downwelling entraînerait donc l'existence d'une forte recirculation (voir aussi Pedlosky 1996, section 7.4). Il faudrait une énorme recirculation pour entretenir une plongée d'eau substantielle, ce qui n'est pas observé.

Cependant, les observations montrent que, en mer du Labrador, en Méditerranée ou dans les mers nordiques, la convection profonde a principalement lieu loin des bords. On vient de voir que ce n'est pas où il y a convection profonde et perte de chaleur vers l'atmosphère qu'il peut y avoir une forte plongée d'eau. Dans un océan réaliste, le lien entre convection et plongée est assuré par la turbulence de méso échelle, principalement engendrée par instabilité barocline des courants de bord, qui sont diffuse latéralement vers le centre du bassin la chaleur contenue dans ces courant de bord qui sont plus chaud, équilibrant ainsi la perte de chaleur en surface. Au final, cette dernière est donc équilibrée par l'advection de chaleur par le courant de bord. Ce rôle essentiel des tourbillons est illustré par les simulations de Spall (JPO 2004) qui considère une mer marginale dans une configuration simplifiée : un

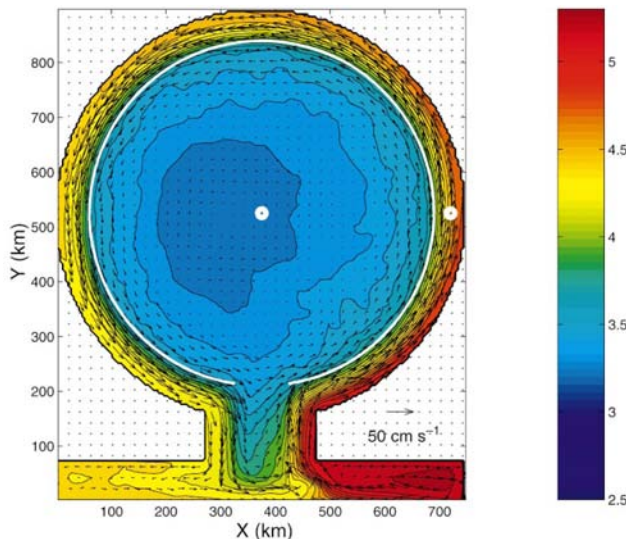


FIG. 2. Mean upper-level temperature and horizontal velocity (every fourth grid point) for the central calculation (contour interval = 0.1°C). Locations of the time series in Fig. 3 are indicated by the white circles; the boundary between the sloping topography and the flat interior is indicated by the white line.

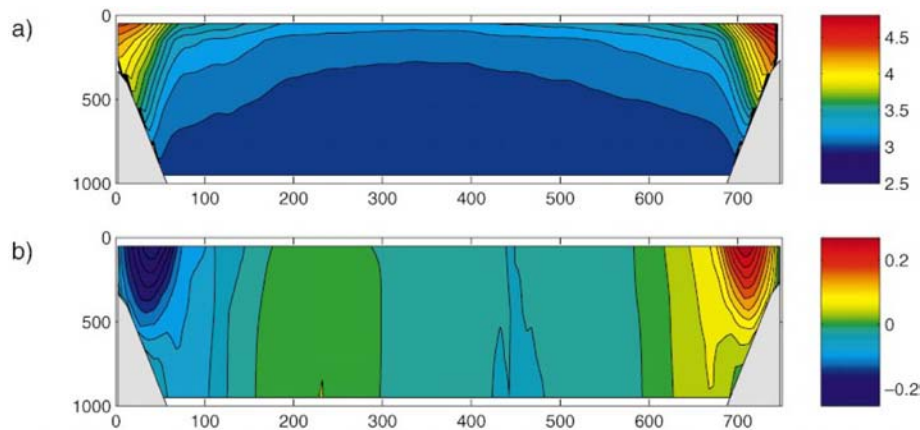


FIG. 4. Mean zonal sections through the midlatitude of the basin: (a) temperature (°C), (b) meridional velocity (m s<sup>-1</sup>).

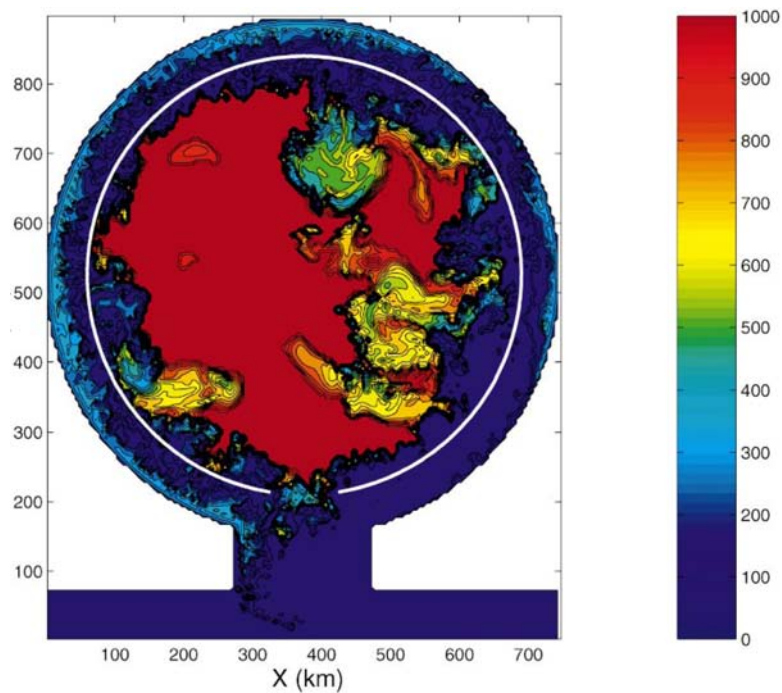


FIG. 7. Mixed layer depth (m) at the end of the cooling period in year 22; contour interval = 100 m.

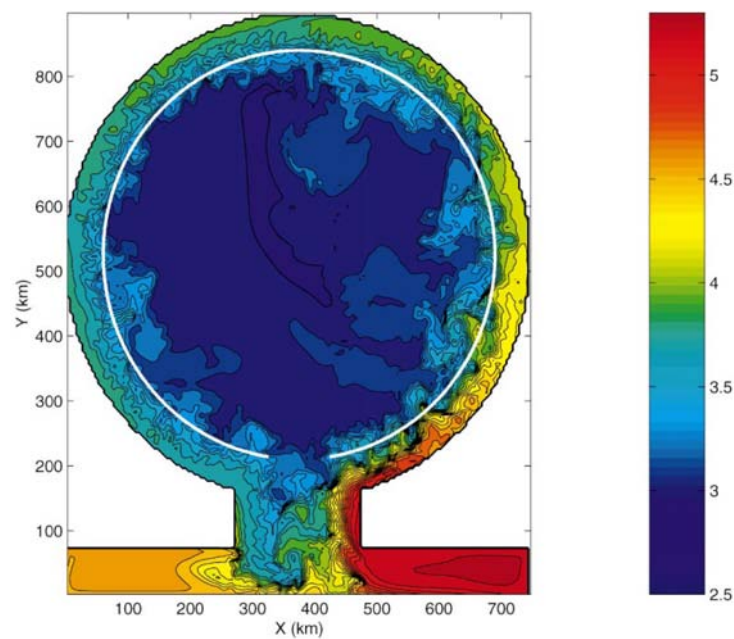


FIG. 6. Upper-level temperature (°C) at the end of the cooling period in year 22; contour interval = 0.1.

bassin circulaire (peu profond pour des raisons de coût) avec topographie le long des bords et connecté à la haute mer par un canal, avec une haute résolution permettant de bien représenter l'instabilité du courant de bord. La température de l'océan est rappelée à l'est du canal vers un profil très stratifié (chaud en surface) tandis que le bassin est refroidi pendant 2 mois par an. Après une vingtaine d'années, un état d'équilibre statistique est atteint, avec un fort courant de bord dont la température diminue progressivement pour équilibrer la perte de chaleur dans le bassin et une convection profonde limitée à l'intérieur du bassin.

L'activité tourbillonnaire résultant de l'instabilité barocline du courant de bord est forte (mais moindre qu'avec un fond plat) et son rôle dans l'équilibre thermique essentiel. Loin des bords, le flux de chaleur tourbillonnaire équilibre la convection et donc la perte de chaleur en surface. Près du courant de bord, le flux tourbillonnaire s'ajoute aux pertes de chaleur pour équilibrer l'advection de chaleur par le courant chaud venant du large. Les tourbillons refroidissent donc le courant de bord et réchauffent l'intérieur. Quant au transport vertical, il est très faible à l'intérieur et maximum le long de la pente, ainsi qu'au large du courant de bord où sont essentiellement créés les tourbillons.

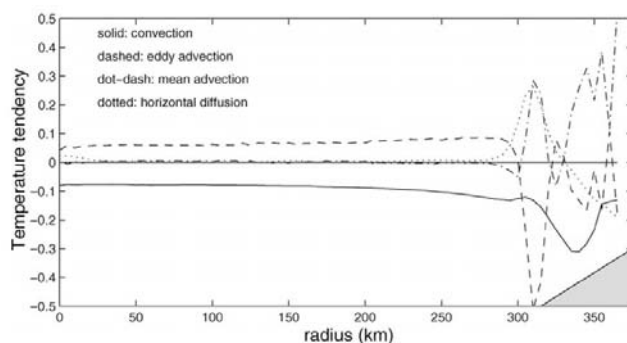


FIG. 9. Azimuthally averaged terms in the temperature equation ( $10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C s}^{-1}$ ).

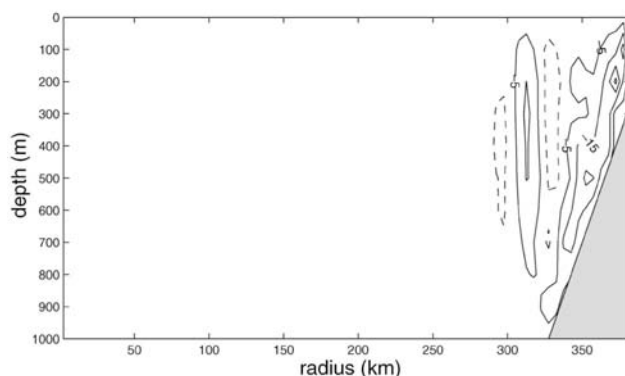


FIG. 10. Azimuthally integrated vertical velocity as a function of radius (contour interval =  $10 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ; solid contours downward).

### *Passage de l'eau profonde au dessus des seuils*

L'océan est composé de beaucoup de bassins souvent séparés par des seuils qui peuvent fortement contrôler les échanges d'eau entre ceux-ci. Lorsque un seuil est peu

profond comme à Gibraltar, dans le détroit du Danemark ou dans le Faroe Bank Chanel, il joue un rôle de barrière topographique et détermine le flux d'eau profonde qui passe d'un bassin à l'autre. Le cas du détroit du Danemark et du Faroe Bank Chanel est particulièrement important pas la circulation méridienne de retournement puisque les eaux froides et lourdes venant des mers nordiques passent dans la gyre subpolaire tandis que des eaux plus chaudes et plus légères les remplacent. L'écoulement des eaux lourdes à travers ces passages ressemble à une chute d'eau car elles s'écoulent comme un courant de gravité vers sud dès qu'elles ont franchi le seuil. Lors de cette descente, il y a un fort entrainement d'eau située juste au-dessus, ce qui fait que le volume de ces « overflow » augmente de plus de 100% tandis que leurs propriétés se modifient. Ces écoulement obéissent aux lois de l'hydraulique en milieu tournant (voir Pratt and Whitehead, 2007). On peut montrer que l'écoulement peut passer de « subcritical » à critique puis à « supercritical », selon le débit et la hauteur  $h$  du seuil.

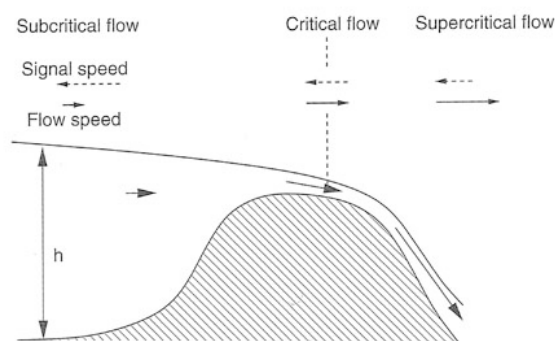


Fig. 5.8 Sketch of overflow from a marginal sea to the open ocean, involving rotating hydraulics.

Dans un canal non-tournant, les signaux se propagent à la vitesse de ondes longues de surface  $c = \sqrt{gh}$ . Le nombre de Froude  $F = U/c$ , où  $U$  est la vitesse horizontale du fluide définit l'état de l'écoulement. En général,  $F > 1$  et l'écoulement est subcritique lors du passage d'une barrière topographique, cad la vitesse de l'écoulement est inférieure à celle des ondes. Si  $h$  diminue,  $U$  augmente et il peut y avoir un seuil où  $F = 1$  et l'écoulement en aval est plus rapide et devient supercritique et instable. En outre, une perturbation ne peut pas se propager en amont (Fig. 5.8 de Huang 2010). Dans l'océan, la rotation joue un rôle et la stratification est importante. Ainsi, dans l'approximation d'un milieu à 1,5 couche (renversée), c'est la profondeur équivalente qui définit  $c$  et le nombre de Froude. Au delà d'un seuil et du niveau critique, l'écoulement devient instable (ressaut hydraulique) et il y a entrainement du fluide voisinant. En outre, à cause de la rotation, l'overflow d'eau dense et froide se trouve sur la droite du passage (en regardant vers l'aval, cf Fig. 5.9 de Huang 2010). La représentation des overflows et de leur mélange en aval est très difficile dans les modèles de circulation générale océanique et, plus encore à cause de leur résolution limitée, dans les

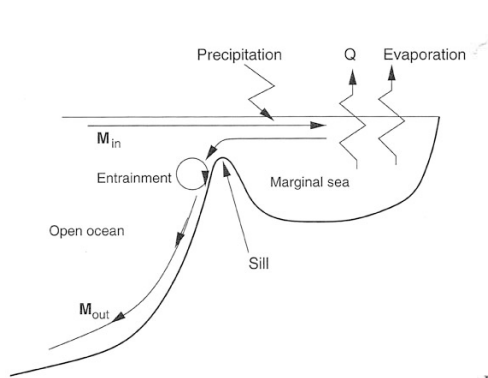


Fig. 5.16 Sketch of the overflow from a marginal sea.

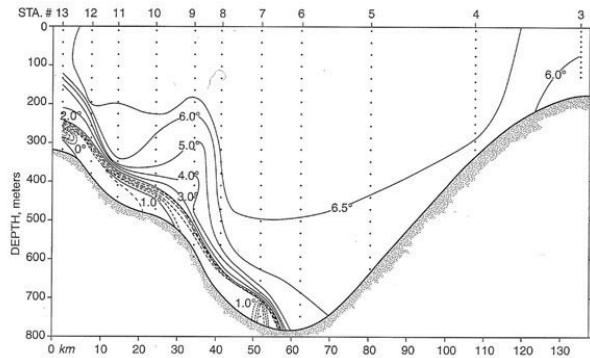


Fig. 5.9 Temperature section across the Denmark Strait in latitudes 65–66° N, illustrating the southward flow of cold water from the Norwegian Sea (Worthington, 1969).

modèles de climat, aussi les modèles ont-ils d'énormes difficultés à représenter correctement les masses d'eau très profonde de l'Atlantique Nord.

### 7.5 Stabilité et variabilité de la circulation thermohaline

A basse latitude, l'océan reçoit de la chaleur ; il est chaud et sa densité est légère. A haute latitude, l'océan est froid et il émet de la chaleur ; sa densité est élevée et il peut y avoir en fin d'hiver des zones de convection profonde. Une circulation thermohaline en régime thermique (en l'absence de gradient de salinité) serait donc dirigée en surface des basses vers les hautes latitudes en surface, avec plongée des eaux dans ces dernières et courant de retour en profondeur vers les basses latitudes.

A basse latitude l'évaporation est plus forte que la précipitation (sauf le long de l'ITCZ) et la salinité des eaux de surface est grande, ce qui, en l'absence de gradient thermique, tend à créer des eaux lourdes. Au contraire, la précipitation domine à haute latitude, ce qui crée des eaux légères. En régime salin, la circulation thermohaline serait, dans sa branche supérieure, dirigée vers l'équateur où la plongée des eaux aurait lieu. Les observations montrent que l'océan actuel est en régime thermique et donc que l'influence du gradient de température domine celle du gradient de salinité. Cependant, la salinité joue un rôle important car la distribution méridienne de la température est très symétrique par rapport à l'équateur (Fig. 8.8 de Peixoto et Oort 1992) et tend à créer une circulation

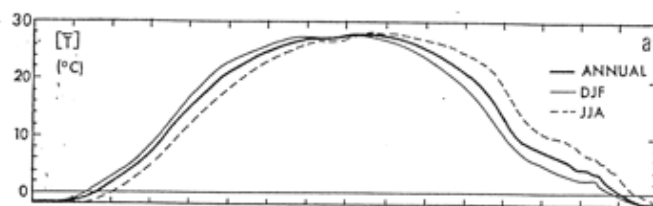


FIGURE 8.8. Meridional profiles of the zonal-mean values of the sea surface temperature (a)



thermohaline symétrique par rapport à l'équateur (mis à part l'effet de la forme des bassins), ce qui n'est pas observé, du moins dans l'Atlantique.

Lorsqu'on perturbe la circulation thermohaline, la température agit comme une rétroaction négative. En effet, si la circulation méridienne de retournement (MOC) augmente, elle amène plus d'eau chaude vers les hautes latitudes, ce qui diminue la densité et réduit la convection profonde et la plongée des eaux. Ceci tend donc à diminuer la MOC. Par contre, la salinité agit comme une rétroaction positive : une augmentation de la MOC amène des eaux plus salées et plus lourdes vers les zones de convection profonde, ce qui tend à augmenter d'avantage la MOC. L'influence de la salinité diffère néanmoins d'un bassin à l'autre, comme le montre le contraste entre profils méridiens moyens. On notera que l'écart entre le nord et le sud est maximum en surface mais s'atténue rapidement en profondeur.

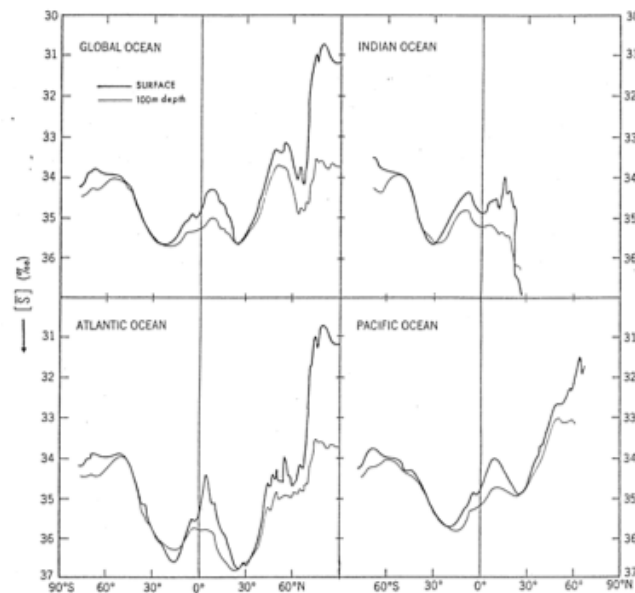


FIGURE 8.10. Meridional profiles of the zonal-mean values of the salinity at the surface and 100-m depth for the Atlantic, Pacific, Indian, and global oceans in ‰. Note that the salinity is plotted increasing downward.

### Le modèle de Stommel à deux boîtes

Dans un travail qui est longtemps passé inaperçu, Stommel (1961) a développé un modèle à deux boîtes de la circulation thermohaline pour tenter d'en comprendre le fonctionnement. Ce modèle a été ultérieurement étendu à trois ou quatre boîtes (e.g., Rooth 1982) et sa stabilité a été étudiée en détail. Dans sa forme initiale, le modèle a deux boîtes bien mélangées représentant la partie supérieure de l'océan, de température et salinité  $T_B$  et  $S_B$  pour les basses latitudes et  $T_H$  et  $S_H$  pour les hautes latitudes. Un flux de sel  $F$  qui va des hautes vers les basses latitudes est imposé pour représenter le contraste  $E - P$  ( $F \approx S_0(E - P) / \text{profondeur}$ ). Il y a aussi un flux de chaleur vers l'atmosphère, noté  $H_B$  et  $H_H$ , qui est

représenté sous la forme d'un rappel vers une température atmosphérique imposée,

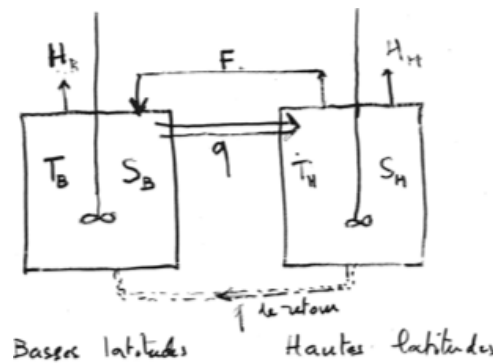
$H_B = \lambda(T_B - T_B^a)$ ,  $H_H = \lambda(T_H - T_H^a)$ . La densité est linéarisée

$$\rho = \rho_0 - \alpha T + \beta S \quad (7.27)$$

Un flux de masse proportionnel à la différence de densité unit les deux boîtes

$$q = k(\rho_H - \rho_B) = k[\alpha(T_B - T_H) - \beta(S_B - S_H)] = k(\alpha\Delta T - \beta\Delta S) \quad (7.28)$$

On notera que la différence de température accélère la circulation thermohaline tandis que la différence de salinité la ralentit. Un courant profond de retour est postulé, mais il n'intervient pas directement dans le modèle. Si  $q < 0$ ,  $\rho_H > \rho_B$  et la température domine, ce qui correspond au régime actuel. Si  $q > 0$ , la salinité domine.



Le cas limite d'un très fort rappel en température est le plus simple. Dans ce cas, la température des boîtes est simplement donnée par la température imposée de l'atmosphère et seule la salinité varie. Les équations du modèle se réduisent alors à

$$\frac{dS_B}{dt} = F - |q|\Delta S \quad (7.29)$$

$$\frac{dS_H}{dt} = -F + |q|\Delta S \quad (7.30)$$

ce qui donne

$$\frac{d\Delta S}{dt} = 2F - 2|q|\Delta S \quad (7.31)$$

La solution stationnaire est

$$F = k|\alpha\bar{T} - \beta\bar{S}|\Delta\bar{S} \quad (7.32)$$

Si on est en régime thermique ( $\bar{q} > 0$ ,  $\alpha\bar{T} > \beta\bar{S}$ ), la solution de (32) est

$$\beta\bar{S} = \alpha\bar{T} \left[ \frac{1}{2} \pm \left( \frac{1}{4} - \frac{\beta F}{k(\alpha\bar{T})^2} \right)^{1/2} \right] \quad (7.33)$$

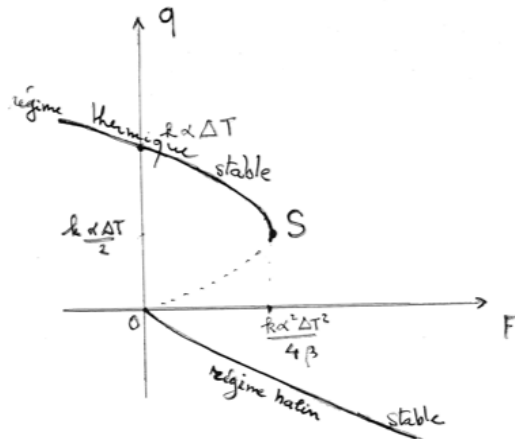
On peut montrer que le signe + correspond à une solution instable et le signe - à une solution stable. Si

$$\frac{\beta F}{k(\alpha\bar{T})^2} < \frac{1}{4} \quad (7.34)$$

la circulation est bien thermique avec formation d'eau profonde au nord. Si  $F$  augmente,  $\Delta\bar{S}$  augmente et la vitesse  $\bar{q}$  diminue. Lorsque  $F$  tend vers  $k(\alpha\Delta\bar{T})^2 / 4\beta$ ,  $\bar{q}$  tend vers sa valeur minimum  $\alpha k\Delta\bar{T} / 2$ . Si  $F$  augmente d'avantage, on a

$$\frac{\beta F}{k(\alpha\Delta\bar{T})^2} > \frac{1}{4} \quad (7.35)$$

et il n'y a pas de solution stationnaire. En effet, on a une instabilité advective : si  $\Delta\bar{S}$  augmente,  $\bar{q}$  diminue ce qui permet au flux de sel  $F$  d'agir plus longtemps et de continuer à augmenter  $\Delta\bar{S}$ . Notons que si  $F \rightarrow 0$ ,  $\Delta\bar{S} \rightarrow 0$  et  $\bar{q} = \alpha k\Delta\bar{T}$  est maximum.



Si  $\bar{q} < 0$ ,  $\alpha\Delta\bar{T} < \beta\Delta\bar{S}$ , le régime est dominé par la salinité. La seule solution est

$$\beta\Delta\bar{S} = \alpha\Delta\bar{T} \left[ \frac{1}{2} + \left( \frac{1}{4} + \frac{\beta F}{k(\alpha\Delta\bar{T})^2} \right)^{1/2} \right] \quad (7.36)$$

Elle montre que la circulation s'intensifie lorsque  $F$  et  $\Delta\bar{S}$  augmentent.

Si  $0 < \frac{\beta F}{k(\alpha\Delta\bar{T})^2} < \frac{1}{4}$ , deux solutions sont possibles, l'une correspondant à un régime

thermique et l'autre à un régime salin. Ainsi, le modèle suggère que, pour certaines valeurs des paramètres, il y a des équilibres multiples et ce, à cause des non linéarités et des conditions aux limites mixtes (flux de sel donné, rappel en température). On peut avoir une bifurcation de Hopf avec passage du régime thermique au régime salin, et un phénomène d'hystérésis obtenu numériquement en réduisant ensuite  $F$  très lentement, comme le montre les résultats de Rahmstorf et al. (Nature 1995) où le forçage  $F$  est en Sv / 1000 ans.

### Modèles de climat plus réalistes

La plupart des modèles de climat de complexité intermédiaire montrent de même l'existence d'un cycle d'hystérésis. Par contre, les modèles de climat plus sophistiqués où l'océan est couplé à un modèle de circulation atmosphérique générale sont très stables et ne font pas apparaître d'hystérésis comme dans le modèle de Stommel. Cependant, Hawkins et

al. (GRL 2012) ont montré qu'une version basse résolution du modèle HadCM3 pouvait avoir deux équilibres stables pour un même forçage en eau douce.

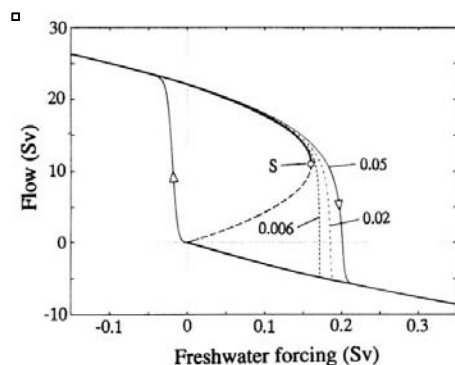


Figure 3 . Equilibrium flow and hysteresis response of Stommel's box model. Heavy curves show the analytical equilibrium solution; the dashed branch is unstable. S is the location of the saddle-node bifurcation. Thin lines are the result of a time integration with a freshwater forcing cycle identical to that used in the GCM experiments shown in Figure 2. Note that freshwater forcing is given in absolute values for the box model, whereas for the GCM it is relative to the present-day climate (Rahmstorf 1995).

Les modèles de climat ne sont pas en équilibre stationnaire mais plutôt en équilibre statistiquement stationnaire, où la MOC a une forte variabilité naturelle de spectre de fréquence rouge et, dans certains cas, un léger pic d'énergie à la période décennale ou pluri-décennale, selon le modèle. Cette variabilité naturelle résulte en partie du forçage stochastique par l'atmosphère (les variations du temps), en faisant intervenir différentes rétroactions.

La stabilité des modèles de climat apparaît clairement dans les expériences de « hosing » où un flux d'eau douce est imposé dans le nord de l'Atlantique Nord afin de simuler une fonte massive d'icebergs. La couche d'eau douce inhibe la convection profonde, ce qui ralentit ou arrête la MOC. Lorsque le flux d'eau douce n'est plus imposé, la MOC se rétablit lentement. Les figures ci-dessous montrent l'évolution de la MOC dans le modèle HadCM3 dans une simulation comparable où, à l'instant initial, la salinité du Nord de l'Atlantique est modifiée par l'ajout d'une couche d'eau douce dans les 800 premiers mètres (Vellinga et al. 2002). Durant les 10 premières années, la convection profonde est inhibée et la MOC diminue fortement, passant de 20 Sv à 4 Sv dans l'Atlantique Nord et 8 Sv dans l'Atlantique Sud, avec une cellule méridienne de NADW moins profonde. Cette réduction de la MOC réduit le transport océanique de chaleur vers le nord, ce qui cause un refroidissement en surface dans l'Atlantique Nord et un léger réchauffement dans l'Atlantique Sud. La modification du gradient de température à travers l'équateur déplace l'ITCZ vers le sud, ce qui augmente la salinité au nord de l'équateur car la zone de pluie s'est déplacée vers le sud. Cette anomalie positive de salinité est entraînée vers les hautes latitudes via la gyre subtropicale et le courant Nord Atlantique, ce qui augmente progressivement la salinité dans les zones de convection profonde de l'Atlantique Nord et rétablit progressivement la

convection profonde et la plongée des eaux. Dans le modèle, la formation de NADW augmente au rythme de 1,3 Sv / décennie et la MOC revient à son état d'équilibre statistique après 120 ans. Cette expérience illustre l'importance des changements de convection profonde et du couplage entre l'océan et l'atmosphère. Comme le montre la figure 2 de Stouffer (JCL 2006), tous les modèles de climat considérés (GCM couplés et modèles simplifiés) se comportaient de manière semblable (pour un forçage modéré). La réduction de la MOC entraîne une forte baisse de température dans le secteur Europe-Nord Atlantique, et, le plus souvent, un déplacement vers le sud de la zone de convergence intertropicale, avec des variations plus marquées entre modèles (Fig. 3 et 12).

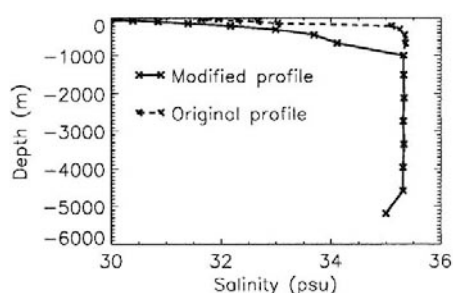


FIG. 2. Area-averaged salinity profiles for the North Atlantic [(55°–90°N) × (80°W–20°E)]. Dashed: original profile from the control run. Solid: modified profile, used to initialize the perturbation experiment.

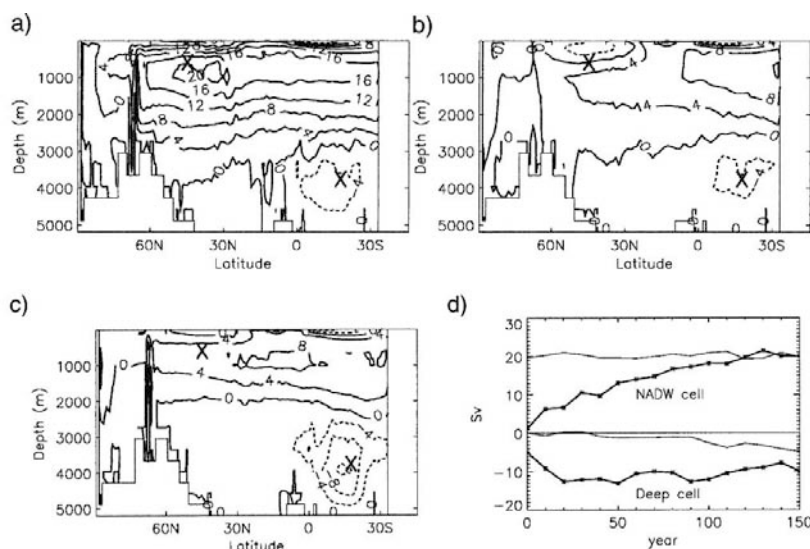


FIG. 3. Meridional streamfunction in the Atlantic Ocean (positive value corresponds to counterclockwise circulation). (a) Averaged over 50 yr of the control run. (b) Averaged over years 0–10 of the perturbation experiment. (c) Averaged over years 20–30 of the perturbation experiment. Positive (negative) values have solid (dashed) contours and indicate counterclockwise (clockwise) circulation. Crosses indicate the points where (d) time series of the meridional streamfunction have been determined. The intensity of the NADW cell is shown by the positive curves; that of the deep cell by the negative curves. The bold curves with the asterisks are for the perturbation run, the thin curves for the control run.

Un phénomène analogue apparaît en conditions d'échauffement global, qui augmente la température et diminue la salinité à haute latitude. Les simulations effectuées dans le 4<sup>ème</sup> rapport de l'IPCC (AR4) montrent tous les modèles récents prévoient une diminution progressive de la circulation thermohaline qui serait réduite de 25 à 30% plus faible vers 2100 si le scénario A1B se réalisait (Schneider et al. 2007).

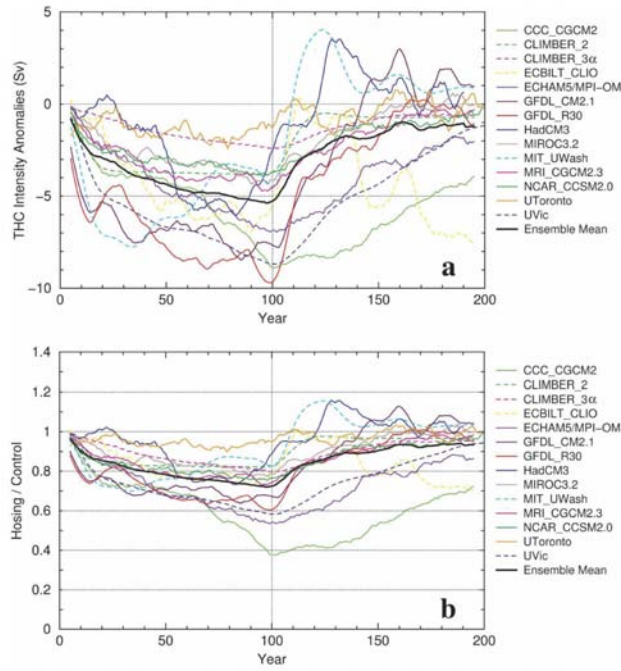


FIG. 2. Time series of the THC intensity anomalies in the 0.1-Sv water-hosing experiments. (a) The absolute value of the anomalies. (b) The relative anomalies compared with the long-term mean of the THC intensity in the control experiments. Solid curves denote AOGCMs and dashed curves denote EMICs.

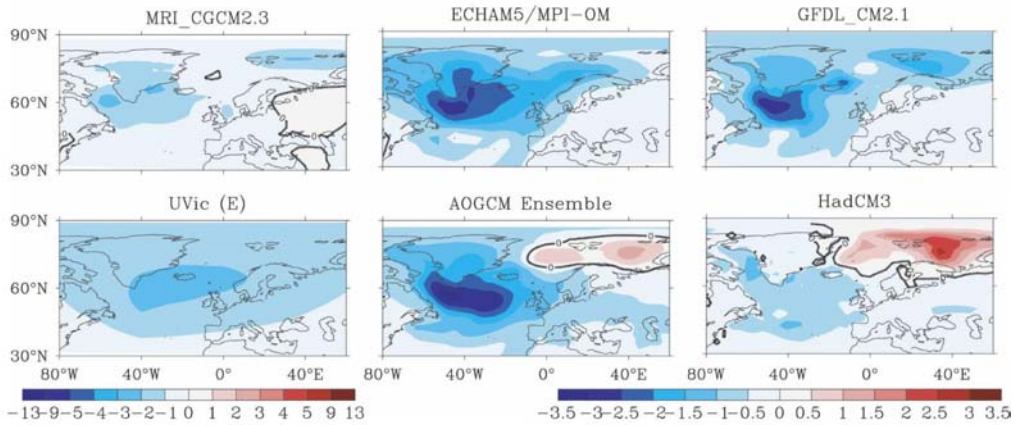


FIG. 4. The SAT anomalies (years 81~100) simulated by different models in the 0.1-Sv water-hosing experiment. The difference is constructed by subtracting years 81~100 of the hosing integration from years 1~100 of the control. "E" indicates that the model is an EMIC. The ensemble panel use a different scale (at lower right).

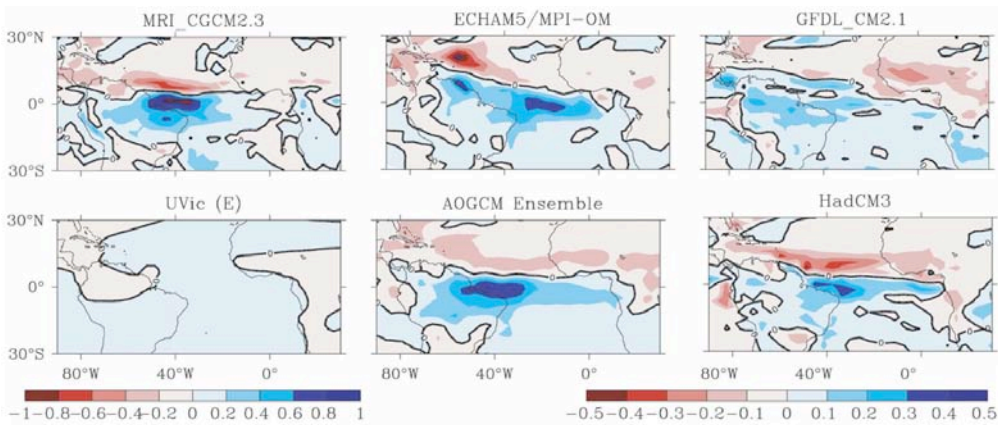


FIG. 12. Precipitation anomalies and the southward shift of the ITCZ over the tropical Atlantic in individual model simulations ( $\text{mm day}^{-1}$ ) in the 0.1-Sv experiment.

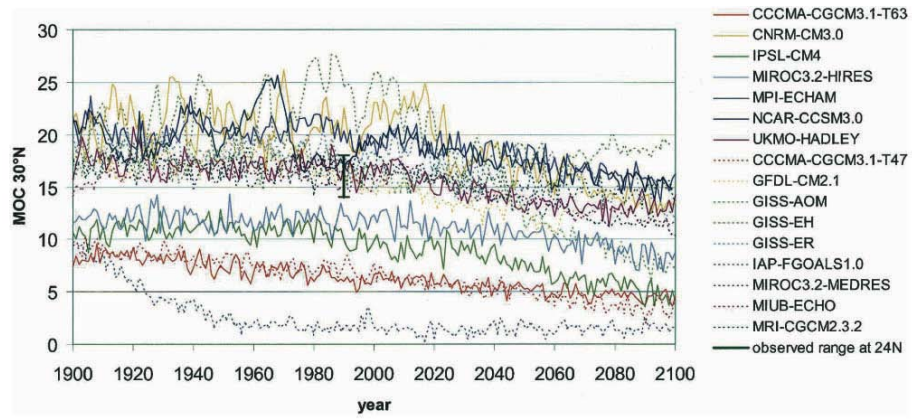


FIG. 5. MOC rates at 30°N of all models used in the current study. There is considerable spread between individual models, even in the year 1900, which is still close to initial conditions. Half of the models match observation-based mass transport estimates for present day (14–18 Sv), which is indicated by the black bar. Dashed lines indicate models where the average of two or more ensemble runs were used.