

## 5 MODELISATION DE LA THERMOCLINE

Pour étudier les courants à l'échelle globale et comprendre la formation et l'évolution des masses d'eau, le système quasi-géostrophique et l'approximation du plan  $\beta$  ne conviennent pas. A grande échelle les isopycnes ont une profondeur très variable et font généralement surface à haute latitude. On doit donc utiliser les équations primitives. Pour comprendre la dynamique des mouvements dont l'échelle est comparable au rayon de la terre, on peut cependant utiliser l'approximation géostrophique planétaire.

### 5.1 L'approximation géostrophique planétaire

A l'échelle globale, on a  $L \sim 0(a)$ . Les variations du paramètre de Coriolis  $f = 2\Omega \sin \theta$  sont importantes et la température, la salinité et la densité varient fortement avec la position. Dans un système de coordonnées sphériques, les équations du mouvement s'écrivent (voir équations primitives (2.29) - (2.32)) :

$$\frac{du}{dt} - \left(f + \frac{u \tan \theta}{a}\right)v + \frac{1}{\rho_0 a \cos \theta} \partial_\lambda p = F_\lambda \quad (5.1)$$

$$\frac{dv}{dt} + \left(f + \frac{u \tan \theta}{a}\right)u + \frac{1}{\rho_0 a} \partial_\theta p = F_\theta \quad (5.2)$$

$$\partial_z p + \rho g = 0 \quad (5.3)$$

$$\frac{1}{a \cos \theta} (\partial_\lambda u + \partial_\theta (v \cos \theta)) + \partial_z w = 0 \quad (5.4)$$

$$\frac{d\rho}{dt} = \kappa \partial_z^2 \rho + F_\rho \quad (5.5)$$

$$\frac{d}{dt} = \partial_t + \frac{u}{a \cos \theta} \partial_\lambda + \frac{v}{a} \partial_\theta + w \partial_z \quad (5.6)$$

où  $F_\lambda$ ,  $F_\theta$  et  $F_z$  contiennent les termes de forçage et de mélange turbulent à petite échelle, sauf dans l'équation de conservation de la masse où nous avons retenu explicitement le terme de diffusion verticale, qui peut jouer un rôle important dans le mélange des masses d'eau. La diffusivité verticale  $\kappa$  est supposée constante pour simplifier.

Par analyse dimensionnelle en tenant compte de  $\delta = H/L \ll 1$  et  $R_0 = U/FL \ll 1$ , on trouve à l'ordre le plus bas qu'on a équilibre géostrophique

$$-fv + \frac{1}{\rho_0 a \cos \theta} \partial_\lambda p = 0 \quad (5.7)$$

$$fu + \frac{1}{\rho_0 a} \partial_\theta p = 0 \quad (5.8)$$

Cependant, vu les fortes variations de  $f$  à l'échelle  $L \sim a$ , l'écoulement horizontal n'est plus non divergent à l'ordre le plus bas et le scaling de la vitesse est  $W = UH/L$ . Par conséquent, la forme (6) de la dérivée totale ne peut plus être simplifiée comme dans l'approximation quasi-géostrophique. La conservation de vorticité s'obtient en éliminant la pression de (7) et (8) en utilisant (4)

$$\frac{1}{a} \partial_\theta f v = f \partial_z w \quad (5.9)$$

On peut poser  $\frac{1}{a} \partial_\theta f = \beta$ , mais les variations de  $\beta$  avec  $\theta$  doivent être prises en compte à l'ordre le plus bas. La conservation de la vorticité s'écrit alors :

$$\beta(\theta) v = f(\theta) \partial_z w \quad (5.10)$$

faisant apparaître un équilibre entre variations de la vorticité planétaire et vortex stretching. Si on intègre (10) sur la verticale, on retrouve la relation de Sverdrup. Le terme de vortex stretching peut être exprimé en fonction de la densité en utilisant (5). Loin de la surface, le flux de chaleur peut être négligé et la dérivée de (5) par rapport à  $z$  s'écrit en utilisant la relation du vent thermique

$$\frac{d}{dt} \partial_z \rho + \partial_z w \partial_z \rho = \kappa \partial_z^3 \rho$$

En substituant (10), cette relation peut s'écrire

$$\frac{d}{dt} (f \partial_z \rho) = \kappa \partial_z^3 \rho \quad (5.11)$$

On voit que l'équation de la vorticité potentielle à grande échelle est dominée par les variations de la vorticité planétaire. Cette équation est prognostique, malgré l'hypothèse de géostrophie. On pourrait ajouter l'effet des tourbillons qui créent une importante diffusion horizontale de vorticité potentielle près des bords ouest. Loin de ceux-ci, la diffusion est faible et on a, en approximation ;

$$\frac{d}{dt} (f \partial_z \rho) = 0 \quad (5.12)$$

La vorticité potentielle  $q = f \partial_z \rho$  est conservée le long des trajectoires, se comportant comme un traceur passif, ce qui permet de suivre l'évolution des masses d'eau. Dans le cas non dissipatif, on a conservation de la densité (loin des échanges en surface)

$$\frac{d}{dt} \rho = 0 \quad (5.13)$$

et, si l'écoulement est stationnaire, de la fonction de Bernoulli (ou potentiel de Montgomery)

$B = p + \rho g z$ , où l'on a négligé le terme  $\frac{1}{2} \rho_0 \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}$ , d'ordre  $R_0$ . On a en effet, vu (14),

$$\frac{d}{dt} B = \frac{dp}{dt} + \rho g \frac{dz}{dt}$$

D'autre part  $\frac{dp}{dt}$  se réduit à  $\frac{dp}{dt} = \partial_t p + w \partial_z p = \partial_t p - \rho g w$ , vu la géostrophie. En utilisant la relation hydrostatique et en remplaçant dans (15), on trouve

$$\frac{d}{dt} B = \partial_t p \tag{5.14}$$

qui se ramène en conditions stationnaires à

$$\frac{d}{dt} B = 0 \tag{5.15}$$

Dans le cas stationnaire, non dissipatif, les 3 fonctions  $\rho$ ,  $q$  et  $B$  sont conservées le long des trajectoires fluides, ce qui contraint fortement le mouvement : les particules se déplacent le long de l'intersection des surfaces de  $B$  constant et des isopycnes, en conservant la vorticité potentielle. Cette dernière doit donc n'être qu'une fonction de  $\rho$  et de  $B$ ; on peut exprimer de même  $q$  ou  $B$  en fonction des deux autres variables. Du point de vue "diagnostique", il résulte de ces propriétés que, si l'écoulement est stationnaire et non dissipatif, la vitesse est entièrement déterminée par le champ de densité. En effet, on doit avoir  $\mathbf{u} = c \nabla \rho \wedge \nabla q$ , où  $c$  est une constante fonction de  $\rho$  et  $q$  qui peut varier avec  $\mathbf{x}$ . En principe,  $\mathbf{u}$  peut donc être entièrement déterminé par  $\rho$  et la latitude. En pratique, cependant,  $c$  ne peut pas être estimé à partir de mesures car il fait intervenir des dérivées d'ordre 3 (bruit de mesure trop important).

Si, dans une grande partie de l'intérieur de l'océan, les particules fluides se déplacent à  $\rho$ ,  $B$  et  $q$  constants, il existe diverses régions "sources" où les phénomènes de mélange et de dissipation sont importants et où les masses d'eau sont formées, ce qui détermine leur valeur de  $B$ ,  $\rho$  et  $q$ . C'est notamment le cas de la couche de surface turbulente, soumise à l'action du vent et subissant des échanges de chaleur et de masse (évaporation, précipitation) avec l'atmosphère. C'est également le cas des régions côtières et des zones fortement tourbillonnaires (courant de bord ouest), ainsi que des zones de convection profonde. Pour ces régions, une dynamique beaucoup plus complexe est nécessaire et le système d'équation ci-dessus doit être complété par des termes d'ordre plus élevé. En quittant ces zones de formation, les particules fluides se déplacent dans l'intérieur de l'océan en maintenant  $B$ ,  $\rho$  et  $q$  approximativement constants, tout en respectant la relation de Sverdrup qui lie le transport

méridien à l'apport de vorticité par le vent. Il peut arriver que des particules fluides venant de régions sources différentes convergent dans une région donnée, à cause des particularités du forçage atmosphérique. Il apparaît des fronts, ou discontinuités, dans les valeurs de  $B$ ,  $\rho$  et  $q$ , où le mélange à petite échelle devient dominant. Les fronts sont donc de nouvelles sources de masse d'eau.

## 5.2 Théories de la thermocline

Le problème de la circulation thermohaline est le problème fondamental de l'océanographie : comment les champs de densité, de température et de salinité ont-ils la distribution que l'on observe, vu la tension de vent et les échanges de chaleur et de masse avec l'atmosphère? En effet, même si ces flux sont en partie influencés par la présence de l'océan (couplage océan-atmosphère), on peut tout d'abord considérer ces flux comme un forçage donné. Pourquoi y a-t-il toujours une thermocline ? Pour quelle raison celle-ci est-elle plus proche de la surface près de l' quateur ? Comment se déplacent les masses d'eau profondes formées dans les régions polaires de l'Atlantique nord et dans l'Antarctique?

Dans les années 50-60, il y a eu beaucoup d'études analytiques pour essayer d'expliquer le caractère fondamental de la circulation observée. les modèles étaient des modèles continûment stratifiés, forcés en surface par le rotationnel du vent et par la densité observée (cette dernière variable étant mieux connue que les flux de chaleur et les précipitations). L'écoulement était supposé stationnaire, peu ou pas dissipatif, et les conditions aux limites n'étaient pas toujours satisfaites, vu qu'en principe on pouvait toujours ajouter des courants du type "couche limite" en faisant appel à une dynamique d'ordre plus élevé. Malgré ces simplifications, le problème est très difficile car les équations du mouvement sont fortement nonlinéaires : la circulation conditionne le champ de densité, et le champ de densité détermine la vitesse. Cette nonlinéarité apparaît clairement dans les équations, en combinant les équations pour la vorticité (10) et la densité (11)   l'équation de continuité. En introduisant (7) dans (10), on obtient

$$\partial_z w = \frac{\beta}{f} v = \frac{\beta}{\rho_0 f^2 a \cos \theta} \partial_\lambda p \quad (5.16)$$

D'autre part, en utilisant la relation hydrostatique  $\rho g = \partial_z p$  et la géostrophie dans (5), on trouve en conditions stationnaires l'équation non linéaire

$$\frac{1}{\rho_0 f a^2 \cos\theta} (-\partial_\theta p \partial_\lambda \partial_z p + \partial_\lambda p \partial_\theta \partial_z p) + w \partial_z^2 p = K \partial_z^3 p \quad (5.17)$$

qui peut être combinée à (16) pour donner une équation du 4<sup>ème</sup> ordre en  $\partial_z p$  (3<sup>ème</sup> ordre dans le cas non dissipatif).

Vu la difficulté de traiter ces équations, on a d'abord cherché des "solutions de similarité", c'est à dire des solutions particulières - de formes choisies assez arbitrairement mais basées sur la similarité observée des profiles de  $\rho(z)$  - qui satisfaisaient à une balance de force donnée mais n'arrivaient pas à satisfaire toutes les conditions aux limites. Voir Pedlosky (1987). Un exemple est la théorie adiabatique ( $K=0$ ) de Welander (1971). Comme  $\rho$ ,  $B$  et  $q$  sont conservés le long du mouvement,  $q = q(\rho, B)$ . Welander suppose alors une relation linéaire

$$q = a(\rho - \rho_\infty) - b(B - B_\infty) \quad (5.18)$$

avec 4 constantes à déterminer. En prenant la dérivée de  $q$ , on trouve

$$\partial_z q = a \partial_z \rho - b \partial_z B = \frac{a - bgz}{f} q$$

En intégrant cette relation de  $z$  à la surface libre en  $z = 0$ , on trouve

$$q = q_s \exp\left(\frac{az}{f} - \frac{bgz^2}{2f}\right) = Aq_s \exp\left(\frac{z - z_0}{D}\right)^2 \quad (5.19)$$

où  $q_s$  est la vorticité potentielle en surface,  $z_0 = a/bg$  la position de la thermocline et  $D = (2f/bg)^{1/2}$  son épaisseur qui tend vers zéro à l'équateur. En intégrant à nouveau on trouve

$$\rho = \rho_s - \frac{q_s}{f} \int_z^0 \exp\left(\frac{az}{f} - \frac{bgz^2}{2f}\right) dz \quad (5.20)$$

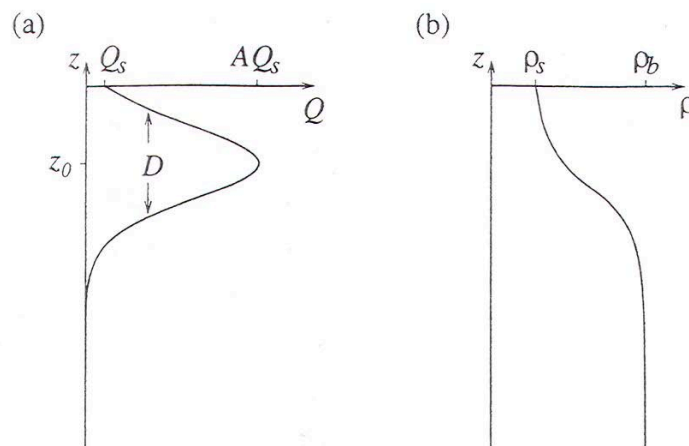
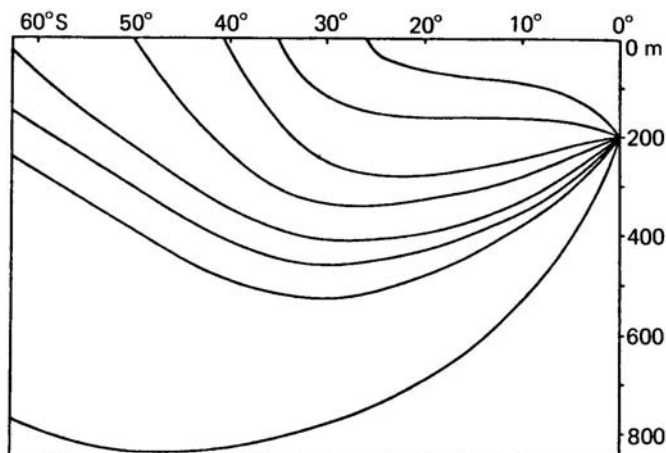


Figure 2. Schematic illustrations of the vertical structure of (a) potential vorticity  $Q$ , and (b) density  $\rho$ , in the model (after Welander, 1971). The potential vorticity contains a maximum value,  $AQ_s$ , at a depth  $z = z_0$ , corresponding to an adiabatic thermocline. The surface potential vorticity is  $Q_s$ . The surface and bottom densities are  $\rho_s$  and  $\rho_b$  respectively.

Le problème est d'ordre 3 en la dérivée par rapport à  $z$ , mais vu (18) on ne peut satisfaire que deux conditions aux limites. Welander (1971) choisit d'imposer la densité en surface  $\rho_s$  à



**Figure 6.21.3** Thermocline structure for an ideal-fluid thermocline in which  $\Pi$  is a linear function of  $B$  and  $\rho$  (from Welander 1971a).

partir des observations et d'imposer que la densité tend vers une valeur constante à grande profondeur. Le problème est que la vitesse verticale ne satisfait pas aux conditions aux limites. Marshall and Stephens (JMR 2001) choisissent au contraire d'imposer  $w = w_e$  en surface et  $w = -\mathbf{u} \cdot \nabla h$  sur le fond, et donc la densité de surface n'est pas bien représentée, ce qui est très peu réaliste dans la gyre subtropicale.

Le résultat principal de ce type de travail est que la diffusion verticale intervient peu dans la dynamique du mouvement, sauf à grande profondeur où elle crée un léger upwelling (voir plus loin). C'est donc principalement l'advection qui détermine la position de la thermocline, et on peut obtenir des informations précieuses en considérant un modèle non diffusif. A cause des difficultés mathématiques et du caractère arbitraire des solutions de similarité, ainsi que de l'impossibilité de satisfaire aux conditions aux limites, ce genre d'approche a été largement abandonné au début des années 70. Il expliquait mal, du reste, comment les eaux de subsurface étaient mises en mouvement en l'absence de tension interfaciale et d'activité tourbillonnaire. Ce n'est qu'au début des années 80, avec les travaux de Rhines et Young (1982) et de Luytens, Pedlosky et Stommel (1983) que des progrès ont été accomplis et la mise en mouvement des masses d'eau de subsurface mieux expliquée. Cependant, la ventilation de la thermocline (Luytens et al. 1983) n'explique pas comment les couches profondes (en dessous de 500 ou 1000 m) sont mises en mouvement. La théorie légèrement antérieure de Rhines et Young (1982) aborde ce problème en considérant l'influence de la friction turbulente due à la présence des tourbillons de bord ouest. Bien que de caractère heuristique, cette théorie, qui explique la recirculation des masses d'eau dans la partie ouest des océans, complètent la théorie de la ventilation de la thermocline.

### 5.3 Ventilation de la thermocline

Luytens et al (1983) considèrent un modèle à couches. Grâce à cette simplification par rapport au modèle continu, ils calculent explicitement l'évolution des masses d'eau. Le résultat principal est de montrer comment les particules fluides, mises en mouvement par la tension de vent dans la couche de surface turbulente et injectées dans l'intérieur par le pompage d'Ekman, peuvent aller en-dessous de couches moins denses (subduction) et se propager à l'intérieur de l'océan en conservant  $\rho$ ,  $q$  et  $B$ . Des couches relativement profondes sont ainsi ventilées lors du contact avec l'atmosphère avant de pénétrer dans l'intérieur de l'océan par subduction, même en l'absence de tensions verticales. Notons que ce modèle ne pouvait pas être obtenu dans l'approximation quasi-géostrophique, puisqu'un rôle essentiel est joué par le surfacage des couches et les gradients horizontaux de densité.

Le modèle le plus simple de la gyre subtropicale qui fait apparaître le rôle de la subduction est un modèle à 3 couches de densité constante (deux couches actives au dessus d'une couche profonde au repos), situées en-dessous de la couche superficielle. Bien que cette dernière est supposée être bien mélangée, sa dynamique n'est pas considérée explicitement dans le modèle ; la couche de surface est simplement représentée par le pompage d'Ekman, c'est à dire l'injection de fluide dans la couche située sous la couche de mélange. On considère ici le cas purement non dissipatif où il n'y a pas d'échanges à travers les interfaces entre ces couches. Le mélange à travers les isopycnes peut être incorporé, mais cela complique fortement les calculs (voir Pedlosky, 1987). Pour simplifier, on travaille en coordonnées cartésiennes, qui peuvent être obtenues par transformation des coordonnées sphériques (voir Gill, 12,2). On a, pour la couche  $n$ , les équations linéaires

$$\rho_0 f u_n = -\partial_y p_n \quad (5.21)$$

$$\rho_0 f v_n = \partial_x p_n \quad (5.22)$$

$$\partial_3 p_n = -g \rho_n \quad (5.23)$$

$$\partial_1 u_n + \partial_2 v_n + \partial_3 w_n = 0 \quad (5.24)$$

$$\beta v_n = f \partial_z w_n \quad (5.25)$$

Une autre forme de la conservation de la vorticité est, en l'absence de forçage et de dissipation, la relation (13). En utilisant la conservation de la masse (4.76), la conservation de la vorticité potentielle (25) peut aussi s'écrire sous la forme (4.80) en négligeant la vorticité relative

$$\frac{d}{dt} \frac{f}{h_n} = 0 \quad (5.26)$$

ou  $q_n = f/q_n$  est la vorticité potentielle par unité de masse spécifique pour un milieu à couche et donc la forme discrète de  $f\rho_0^{-1}\partial_z\rho$ . En l'absence de forçage et de dissipation,  $q_n$  est conservé le long du mouvement

$$u_n \partial_x \frac{f}{h_n} + v_n \partial_y \frac{f}{h_n} = 0 \quad (5.27)$$

Cette relation détermine le mouvement après subduction. Ainsi, si l'écoulement se fait vers l'équateur,  $f$  diminue et par conséquent les couches s'amincissent. Ceci explique qualitativement pourquoi la thermocline est plus proche de la surface à l'équateur (près de celui-ci, la vorticité relative doit être incluse dans (26)).

Comme la première couche est en contact avec l'atmosphère – ou du moins le pompage d'Ekman, (26) n'est pas applicable et on utilisera (25). L'intégration de (25) sur toute la profondeur fournit la contrainte :

$$\beta \sum v_n h_n = fw_e \quad (5.28)$$

où  $w_e$  est le pompage d'Ekman et on a supposé  $w = 0$  au fond.

*Couche 2,  $y > y_1$*

La couche 2 est exposée à la surface au nord de la latitude  $y_1$  et elle se trouve au-dessus de la couche 3. Puisque la couche 3 est au repos,  $\nabla_h p_3 = 0$  et la relation (4.75) donne

$$\nabla_h p_2 = -(\rho_3 - \rho_2)g\nabla_h Z_2 \quad (5.29)$$

et, en utilisant la géostrophie (21), (22) et la gravité réduite  $g_2 = (\rho_3 - \rho_2)g/\rho_0$

$$\begin{aligned} u_2 &= -\frac{g_2}{f} \partial_y h_2 \\ v_2 &= \frac{g_2}{f} \partial_x h_2 \end{aligned} \quad (5.30)$$

Notons qu'on a négligé le faible déplacement de la surface libre. L'application de (28) donne

$$\beta h_2 v_2 = fw_e \quad (5.31)$$

Comme  $w_e < 0$  (downwelling), l'écoulement dans la couche 2 est vers le sud ; elle transporte la contribution géostrophique au transport de Sverdrup. En remplaçant  $v_2$  par (30), on trouve

$$\partial_x h_2^2 = \frac{2f^2}{\beta g_2} w_e$$

qui peut s'intégrer de  $x$  à la côte est située en  $x = L$ , ce qui donne



$$h_2 = (D_0^2 + H_2^2)^{1/2}$$

avec

$$D_0^2 = -\frac{2f^2}{\beta g_2} \int_x^L w_e dx,$$

(5.32)

fonction positive de  $x$  qui augmente avec la distance à la côte est ( $w_e < 0$ ) ;  $h_2$  augmente donc vers l'ouest et  $H_2$  est une constante pour un bassin rectangulaire. On retrouve bien (4.92). Puisque les particules fluides se déplacent vers le sud dans la gyre subtropicale, elles finissent par atteindre la latitude  $y_1$  où elles plongent en dessous de la couche 1, plus légère.

*Couche 2,  $y < y_1$*

Quand les particules fluides de la couche 2 passent sous la couche 1, elles sont protégées de l'action du vent et leur vorticité potentielle est conservée. L'interface avec la couche 3 au repos est située à la profondeur  $H = h_1 + h_2$ , aussi a-t-on comme précédemment

$$u_2 = -\frac{g_2}{f} \partial_y H$$

$$v_2 = \frac{g_2}{f} \partial_x H$$

(5.33)

En remplaçant dans (27), on obtient  $-\partial_y H \partial_x q_2 + \partial_x H \partial_y q_2 = 0$ , qui a pour solution

$$q_2 = f / h_2 = Q_2(H)$$

(5.34)

où  $Q_2$  est une fonction arbitraire de  $H$ . La relation (34) indique simplement que la vorticité potentielle dans la couche 2 ne dépend que de  $H$  ;  $q_2$  reste donc constant le long des lignes  $H =$  constante, qui sont les lignes de courant de l'écoulement géostrophique. Pour chaque ligne de courant, la valeur de  $q_2$  est celle de la vorticité potentielle lors de la subduction en  $y = y_1$ .

Puisque le mouvement après subduction se fait à  $H$  constant, il suffit de calculer  $H(x,y)$  pour le déterminer. Puisque les deux couches sont en mouvement, la relation (4.75) donne

$$u_1 = -\frac{g_1}{f} \partial_y h_1 - \frac{g_2}{f} \partial_y H$$

(5.35)

$$v_1 = \frac{g_1}{f} \partial_x h_1 + \frac{g_2}{f} \partial_x H$$

avec  $g_1 = (\rho_2 - \rho_1)g / \rho_0$ . La relation de Sverdrup (33) donne alors :

$$\beta(h_1 v_1 + h_2 v_2) = f w_e$$

soit, en utilisant (33) et (35) :

$$\partial_x(g_1 h_1^2 + g_2 H^2) = \frac{2f^2}{\beta} w_e \quad (5.36)$$

qui peut être intégré de  $x$  à  $L$ . On trouve

$$H^2 + \Gamma h_1^2 = D_0^2 + H_2^2 \quad (5.37)$$

où  $D_0$  est défini par (32) et où  $H_2$  est la même constante que précédemment, vu la continuité de  $H$  en  $y = y_1$  et  $x = L$ , et  $\Gamma = g_2/g_1$ . La relation (37) a deux inconnues  $h_1$  et  $H$ , et elle doit être complétée par la relation (34) pour résoudre le problème.

Pour simplifier, on suppose que le surfaçage de l'interface  $Z_1$  se fait à une latitude constante  $y_1$ , qui ne dépend donc pas de  $x$ . Soit  $f_1$  la valeur du paramètre de Coriolis en  $y_1$ . Alors, à cette latitude, on a  $h_2 = H$  et

$$q_2(y_1) = f_1/h_2 = Q_2(H) = f_1/H$$

Le mouvement se fera alors, pour  $y < y_1$ , de manière à conserver  $q_2$

$$q_2 = f/h_2 = f_1/H$$

ce qui donne

$$h_2 = fH/f_1 \text{ et } h_1 = (1 - f/f_1)H \quad (5.38)$$

L'épaisseur des couches ne dépend ni de la stratification, ni de la longitude, ni du vent. Cependant, on verra que le domaine de validité de (38) dépend de ces variables. En remplaçant dans (37), on trouve

$$H = \frac{(D_0^2 + H_2^2)^{1/2}}{(1 + \Gamma(1 - f/f_1)^2)^{1/2}} \quad (5.39)$$

Ceci détermine le mouvement (trajectoires à  $H$  constant).

### *Zones non ventilées*

Une zone non ventilée se trouve à l'est du bassin après subduction de la couche 2. Cette zone, la zone d'ombre, apparaît parce qu'elle ne peut être atteinte par les particules fluides entrant en subduction. En effet, considérons une particule fluide entrant en subduction le long du bord est. Son mouvement se fait à vorticité potentielle  $\frac{f}{h_2}$  constante selon les contours  $H = \text{constante}$ . Comme  $f$  diminue vers le sud,  $h_2$  diminue également et l'épaisseur  $h_1$  de la couche 1 augmente. Si le mouvement se faisait le long du bord est, ces conditions entraîneraient que la vitesse zonale n'est pas nulle, ce qui est impossible. Après subduction, la particule doit donc aller vers l'intérieur du bassin, délimitant une zone qui est au repos, du moins dans le modèle simple. Tout le transport de Sverdrup se fait dans la couche 1.

La figure ci-dessous fait apparaître l'existence d'une autre zone qui ne peut être atteinte par les trajectoires des particules fluides qui ont été exposées à la surface : le "pool" de bord ouest. Examinons ce qui la définit. Dans la région ventilée, on a

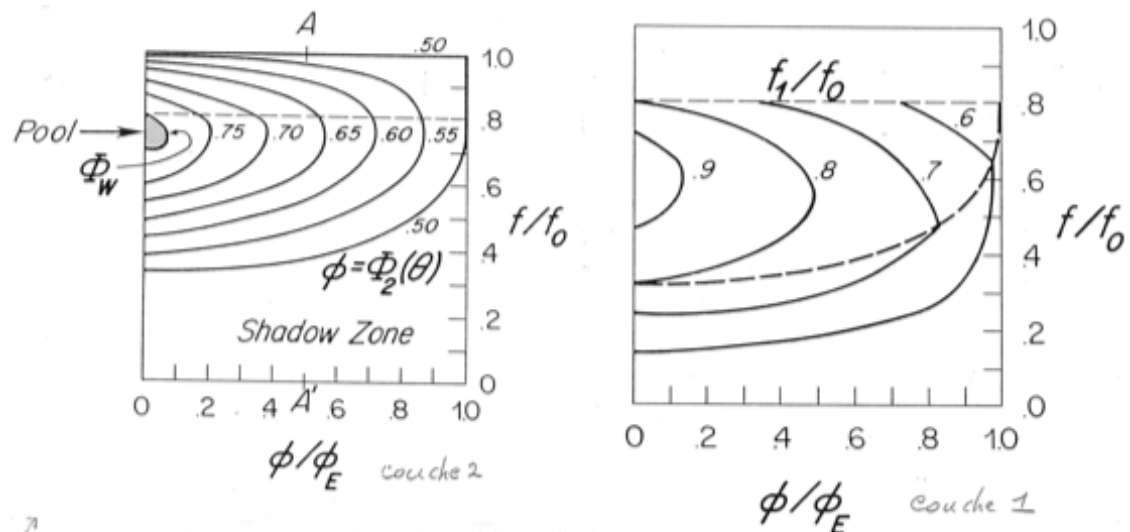
$$q_2 = \frac{f}{h_2} = f_1 \left[ \frac{1 + \Gamma(1 - f/f_1)^2}{D_0^2 + H_2^2} \right]^{1/2} \quad (5.40)$$

Puisque  $D_0^2$  augmente avec la distance à la côte est, la vorticité potentielle décroît vers l'ouest à une latitude donnée. Si  $D_0^2$  augmente rapidement vers le sud pour  $y < y_1$  (c'est le cas si le surfaçage a lieu au nord du maximum du pompage d'Ekman), la vorticité potentielle peut devenir inférieure à toutes les valeurs qu'elle prend le long de la ligne de surfaçage en  $y = y_1$ . Dans ce cas, il existe à l'ouest une région de faible vorticité potentielle qui ne peut être atteinte par des lignes de courant issues de la ligne de surfaçage, les trajectoires étant à  $q_2$  constants ; cette région n'est donc pas décrite par la solution ventilée.

La limite de cette zone non ventilée s'obtient aisément ; elle est fonction de la tension du vent, de la stratification et de la position de la ligne de surfaçage (voir Pedlosky, 1987). Suivant la suggestion de Rhines et Young (1982) (voir ci-dessous), on choisit généralement de fixer la vorticité potentielle dans le pool à sa valeur le long de la trajectoire qui la délimite :

$$q_2 = \frac{f}{h_2} = \frac{f_1}{h_2(0, y_1)} = \frac{f_1}{(D_0^2(0, y_1) + H_2^2)^{1/2}} \quad (5.41)$$

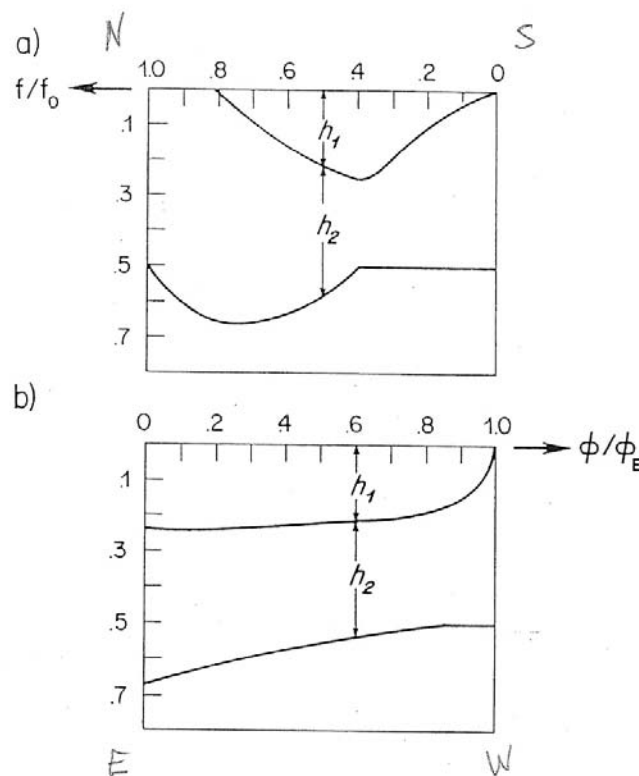
Le pool de bord ouest est donc supposé être une zone où la vorticité potentielle est constante. Comme les contours géostrophiques ne sont pas bloqués, c'est une zone « de recirculation » faisant intervenir le courant de bord ouest, comme dans la section 4.7, où le courant est plus fort que ne le prédirait la théorie de Sverdrup.



<sup>7</sup>The streamlines of flow for the lower and upper layers of the ventilated thermocline in the case where the Ekman pumping has the form  $\frac{\partial \eta}{\partial x} = -\phi_0^{-1} \sin \pi \frac{x}{L}$ . In this example,  $\frac{\partial \eta}{\partial y} = 1$ .

Rhines et Young (1982) ont montré (voir aussi Abarbanel et Young, 1987 ; Pedlosky, 1987) de manière quelque peu heuristique que, si la dissipation de vorticité potentielle peut être représentée comme une faible diffusion due aux tourbillons de méso-échelle que l'on rencontre près du bord ouest, la vorticité potentielle devient uniforme à l'intérieur d'une région qui est limitée par le contour géostrophique fermé extérieur issue du bord ouest. La dissipation doit être faible pour que la vorticité potentielle constante le long de ce contour

The layer depths for the distribution of Ekman pumping of Figure 15. Note the flat base of layer 2 in the Shadow Zone. Panel (a) shows a north-south section. Panel (b) shows an east-west section.



extérieur puisse diffuser lentement vers l'intérieur sans modifier significativement les trajectoires du fluide. La vorticité est donc homogénéisée à cause de la répétition du mouvement le long de trajectoires fermées (recirculation). Cependant, si la vorticité potentielle est bien homogénéisée dans certains modèles numériques simples, les observations montrent qu'il n'y a pas vraiment de zone homogénéisée près du bord ouest. Du reste, l'activité tourbillonnaire est grande dans le courant de bord ouest et il n'est pas évident que l'effet des tourbillons puisse être représenté comme une faible diffusion.

Le modèle simple de la gyre subtropicale a fait apparaître 3 régimes pour la couche 2 : une région centrale ventilée, une zone d'ombre au repos à l'est et une zone de recirculation à l'ouest. Ceci est en accord qualitatif avec les observations dans les milles premiers mètres de

l'océan. Les théories de la ventilation de la thermocline et de la recirculation peuvent se combiner et s'appliquer à la circulation tridimensionnelle d'un océan continûment stratifié. La figure ci-dessous illustre la trajectoire des masses d'eau dans le modèle idéalisé de Marshall et Nurser (JPO 1992), faisant apparaître le degré de ventilation des différentes couches : alors que les couches les plus proches de la surface sont fortement ventilées, les couches plus basses le sont moins et sont dominées par la recirculation. Une application à la circulation due au vent dans le Pacifique Nord est décrite dans la section 5.5. Ce genre de calcul explique assez bien la structure observée de la thermocline, les propriétés de ses masses d'eau et leur âge, qu'on peut estimer à partir de traceurs.

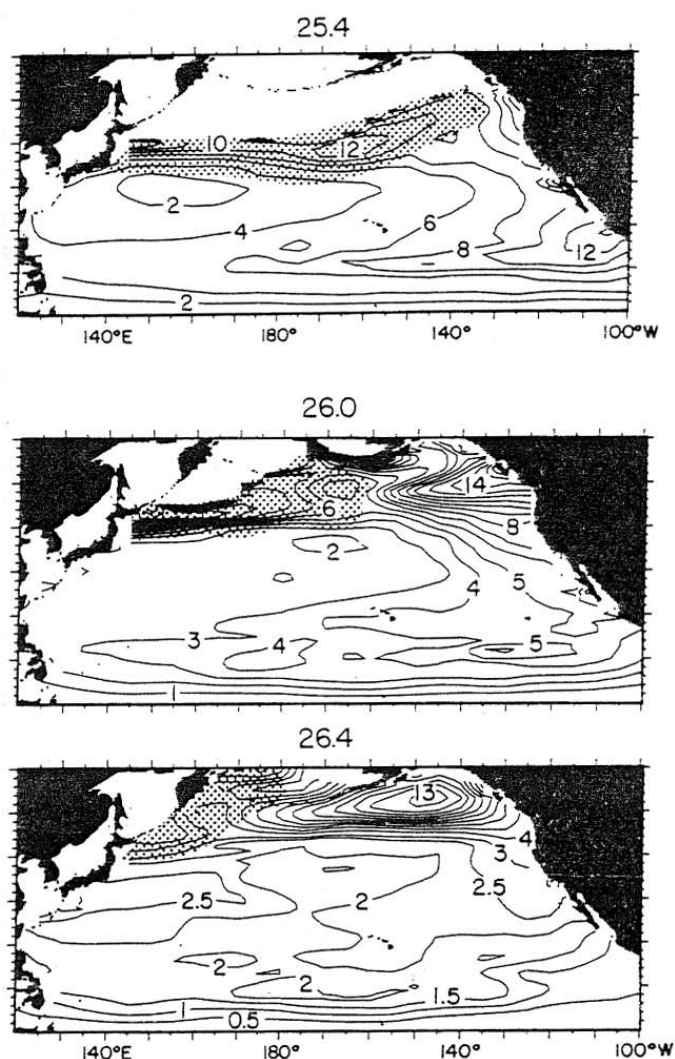


FIG. 4. Maps of potential vorticity on selected isopycnals  $\sigma_0$ ,  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  and  $\sigma_3$ . Units are  $10^{-12} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$ . Shaded regions are seasonal; their southern edge is the winter sea-surface outcrop.

On remarquera que la ventilation dans la région centrale n'est pas complète. En effet, on montre en intégrant le long des trajectoires que le temps de résidence des particules fluides dans la partie de la gyre exposée à la surface (la couche 2 au nord de  $y_1$ ) est beaucoup plus

petit (par un facteur 3 à 5) que le temps qu'il faudrait pour renouveler tout le fluide de la couche par pompage d'Ekman (injection de fluide venant de la couche de surface). La ventilation n'est donc que partielle, parce que le pompage d'Ekman induit une circulation horizontale beaucoup plus forte que celle qui serait due à la seule injection de masses d'eau. Le mélange d'eau "recirculée" et d'eau fraîchement ventilée ne peut se concevoir sans une légère diffusion, en particulier dans le courant de bord ouest, qui a été négligée jusqu'ici.

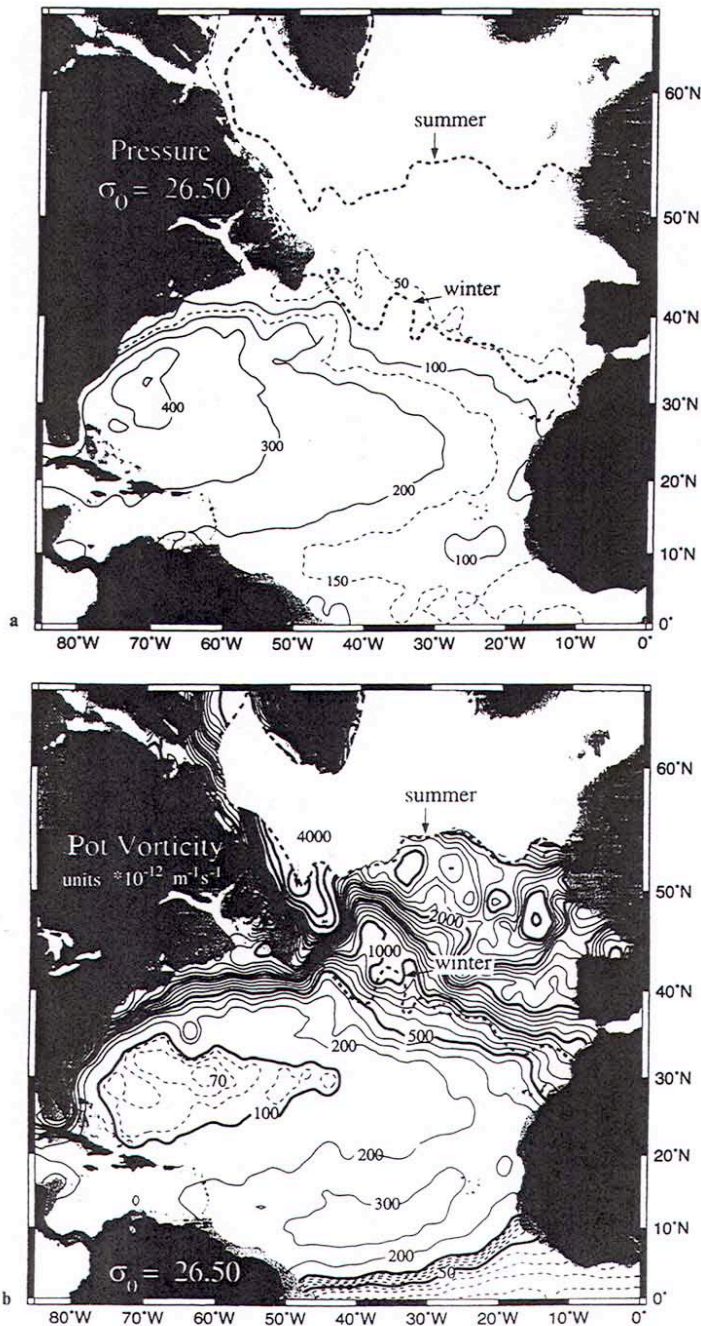


Fig. 3.11.4a,b. As in the previous figure for  $\sigma_\theta = 26.5$ . (From Lozier et al. 1996). a Depth of the density surface. b Potential vorticity on the same surface



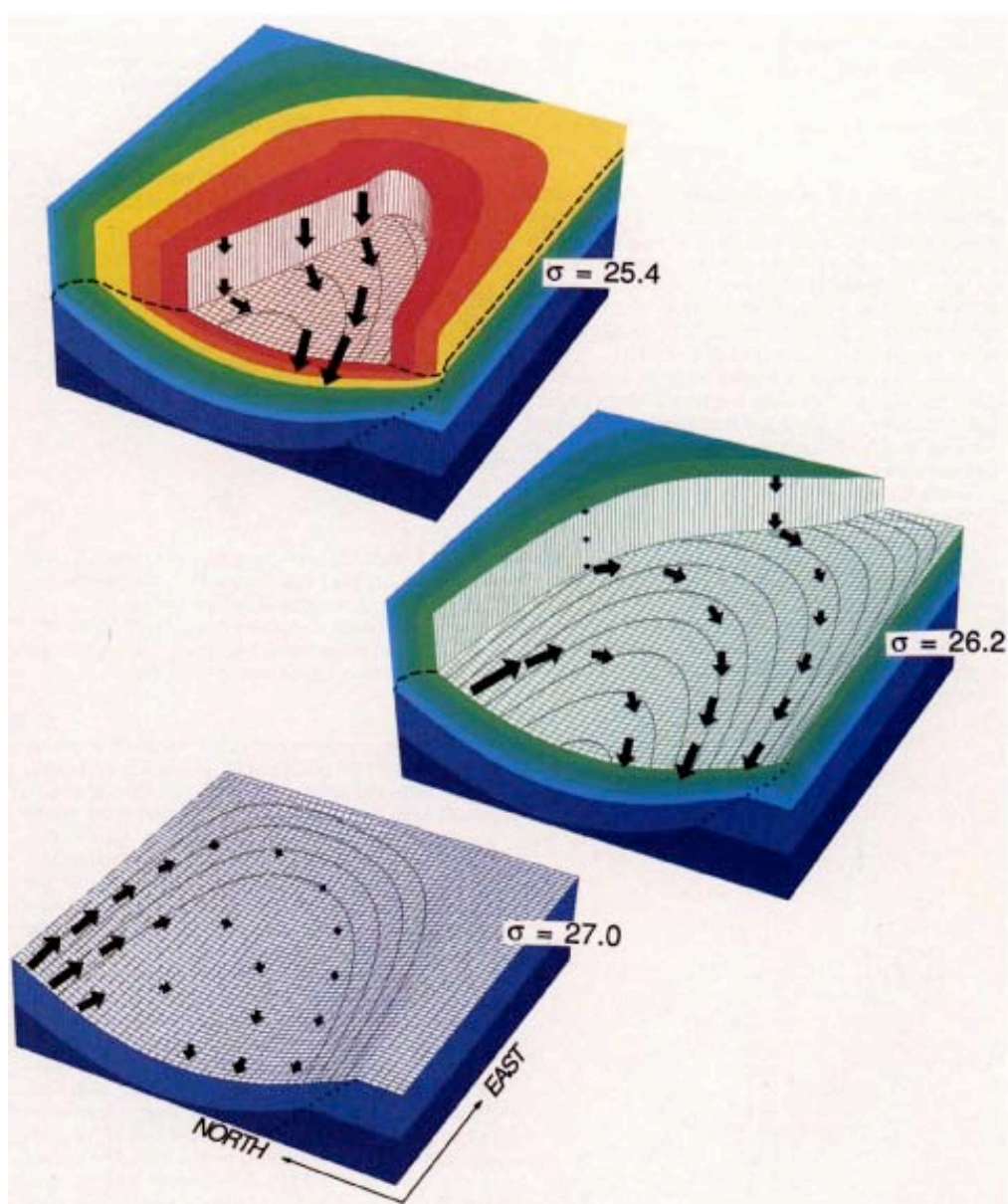


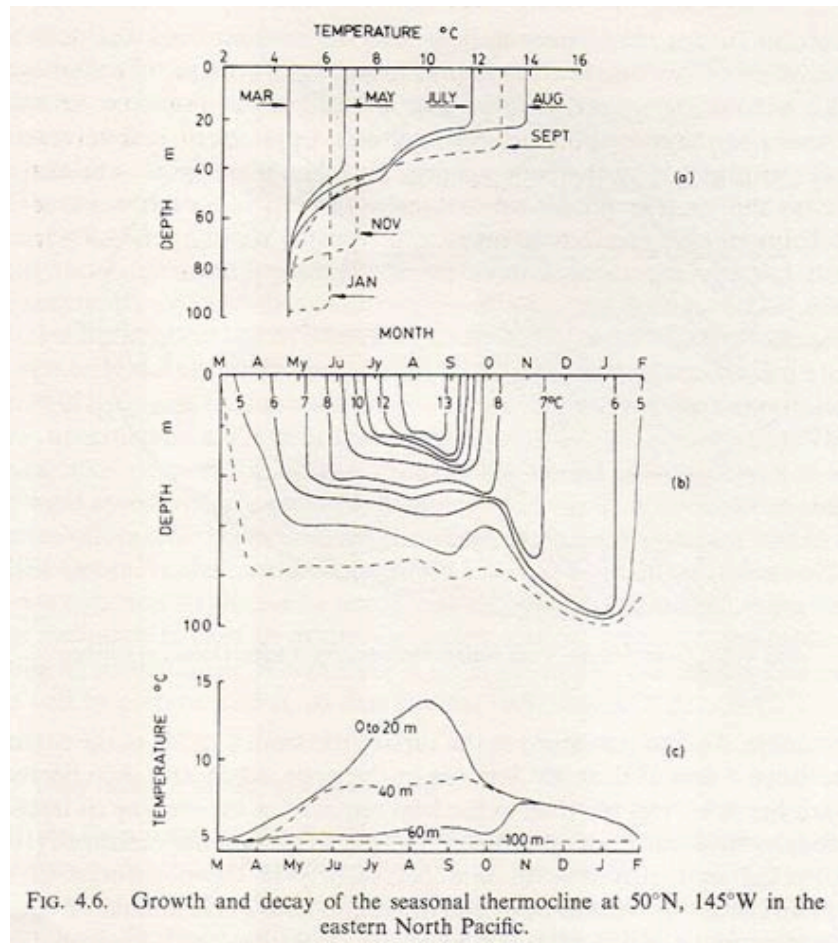
FIG. 6. Perspective plots of the upper 800 m of the subtropical gyre, viewed from the southwest, showing  $\mathbf{J}$  vectors on successively deeper isopycnal surfaces  $\sigma = 25.4$ ,  $\sigma = 26.2$ , and  $\sigma = 27.0$ . Each surface appears as a net; its depth is contoured every 25 m. The "wall" denotes where the surface outcrops into the mixed layer. A color scale is used to represent the potential density field, both at the surface and on the vertical planes. Each color covers a density range of  $0.1 \text{ kg m}^{-3}$ . The mixed-layer base is delineated by a dashed line and the "bowl" by the dotted line.

## 5.4 COUCHE DE SURFACE ET SUBDUCTION

Bien que le processus de subduction fasse intervenir la dynamique de la couche océanique superficielle, celle-ci n'était pas considérée explicitement dans le modèle de Luyten et al (1983), puisque seul le pompage d'Ekman était spécifié. Pour comprendre la relation entre subduction, formation des masses d'eau et cycle saisonnier de la couche de surface, examinons tout d'abord ce dernier.

*Couche océanique superficielle*

L'océan reçoit son énergie mécanique et thermique par la surface, au contraire de l'atmosphère qui est chauffée par le bas. L'énergie mécanique est transmise par la tension de



vent, qui engendre une mer de vent et maintient une structure turbulente bien mélangée dans la couche superficielle. L'apport d'énergie varie à l'échelle synoptique et saisonnière, mais il est généralement suffisant pour assurer l'homogénéité de la couche superficielle, sauf dans certaines régions tropicales où un gradient de température et de densité apparaît dès la surface.

Les échanges thermiques ont lieu en surface, sauf pour l'absorption solaire qui décroît rapidement avec la profondeur. Dans les latitudes tempérées, le cycle saisonnier est important, et module les variations journalières. En hiver, l'océan libère de la chaleur et la convection dans les couches superficielles entraîne un approfondissement important de la couche bien mélangée, d'autant plus que l'apport d'énergie mécanique est maximum. En fin de printemps, une thermocline saisonnière peu profonde se forme, suite à l'augmentation de l'insolation et la diminution du vent. La thermocline saisonnière devient marquée (fort gradient thermique) au cours de l'été, puis s'approfondit progressivement en automne avec le refroidissement des couches superficielles et l'intensification du vent (érosion de la thermocline). Les données du



bateau météorologique P (50° N, 145° W) de mars 1956 à janvier 1957 (de Pickard et Emery, 1990) illustrent ce cycle saisonnier dans les latitudes tempérées. On notera le retard de 1 ou 2 mois du cycle de la température océanique superficielle par rapport à celui de l'insolation.

### Subduction

La relation entre le cycle saisonnier de la couche de surface et la subduction a été discutée élégamment par Stommel (1979), qui a montré que c'est principalement à la fin de l'hiver qu'a lieu la formation des masses d'eau qui pénètrent à l'intérieur de l'océan dans la gyre subtropicale. Comme la couche de surface est la plus dense et la plus profonde à la fin de l'hiver, ce sont ces propriétés qui déterminent celle du fluide entrant en subduction.

Pour comprendre pourquoi seule l'eau présente à la fin de l'hiver peut pénétrer dans l'intérieur de l'océan alors que le pompage d'Ekman tend à injecter du fluide pendant toute l'année, considérons la région de la gyre subtropicale située au sud-ouest des Açores qui a été étudiée par Stommel (1979). La dynamique y est du type de Sverdrup et l'activité tourbillonnaire très modérée. Les observations suggèrent que le courant géostrophique près de la surface (vers 150 mètres) est vers le sud-ouest, perpendiculairement à la section BC indiquée sur la figure 2 ; la vitesse est faible  $\sim 1$  cm/s et le pompage d'Ekman relativement important,  $\sim 10^{-4}$  cm/s, ce qui correspond à  $\sim 30$  m/an. Considérons la masse d'eau de la couche superficielle qui est située légèrement en amont (par rapport au courant géostrophique) et qui a une température en fin de l'hiver comprise entre 20 et 21°C (fig. 4). Si on suppose que cette masse est pompée dans l'intérieur et entraînée vers le sud-ouest, on doit la retrouver sous la couche de surface le long de la section BC. Les observations suggèrent que l'eau à 20 - 21°C s'y trouve sur une épaisseur de 24 mètres à une profondeur de 150 mètres, ce qui correspond à la quantité de fluide qui aurait dû être injectée par le pompage

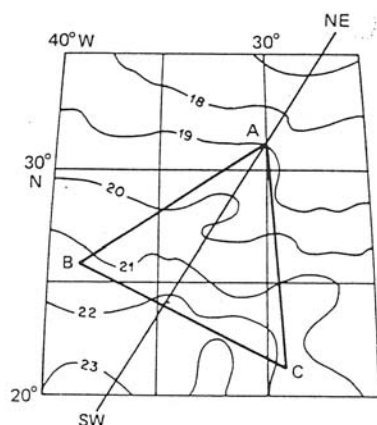


FIG. 2. February sea surface temperatures (°C, Meteor Atlas), showing triangle of stations.

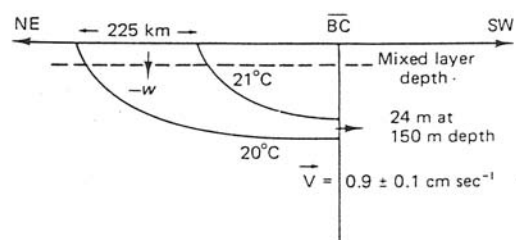


FIG. 4. The 20°-21°C water mass being transported downward from the Ekman layer and across vertical section  $\overline{BC}$ .

d'Ekman (la salinité est également en accord avec l'hypothèse d'une subduction hivernale en amont). Cependant, la température et la salinité de l'eau injectée par pompage d'Ekman varient au cours de l'année (l'eau a plus de 25°C en septembre, lorsque la profondeur de la couche de mélange est moins de 50 mètres), et il faut donc établir pourquoi seules les caractéristiques de la couche superficielle à la fin de l'hiver se retrouvent à l'intérieur.

Pour ce faire, considérons l'évolution saisonnière de la distribution (latitudinale) de la profondeur de la couche d'eau dont la température varie de 20°C à 21°C (fig. 5). Cette eau se trouve juste au nord de la section BC en hiver mais très au nord en été (elle se retrouve à 45°N

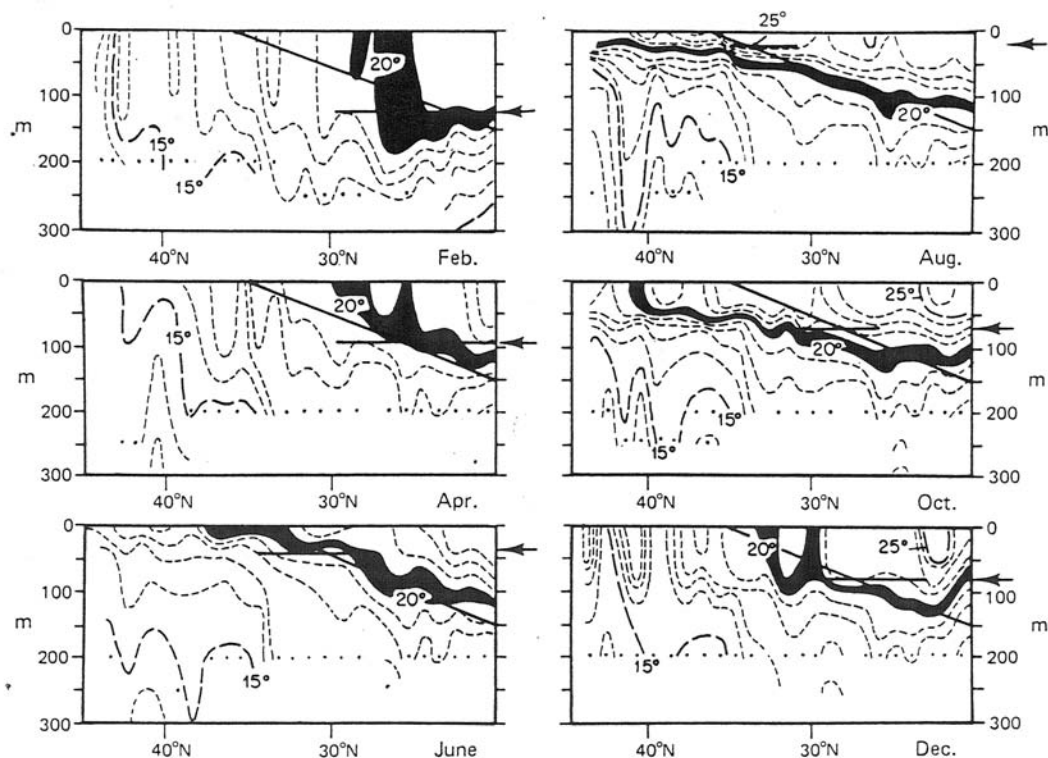


FIG. 5. The 20°–21°C water layer on 30°30'W meridional plane during different months of year (4). Oblique line has slope of  $10^{-4}$ ; horizontal segment shows mixed layer depth.

en septembre). Pour simplifier, considérons que le courant géostrophique sous la couche de mélange est constant ; le courant va vers le sud ouest (perpendiculairement à BC), avec une légère pente  $\sim 10^{-4}$  vers le bas. La ligne inclinée sur la figure donne une estimation de la trajectoire des particules fluides. On voit que le point P où celles-ci traversent le bas de la couche de surface (indiqué par une courte ligne horizontale) évolue au cours de l'année : il se trouve vers 25° N à la fin de l'hiver et atteint 35°N en été. Comme P marque le passage du fluide de la couche de surface à l'intérieur, il détermine la température et la salinité de l'eau entrant en subduction. De février à juin, P se déplace vers le nord à une vitesse telle que la température reste presque constante (vers 20,5°C). De juillet à février, P se déplace vers le sud et ce, très rapidement, parcourant 10° de latitude en 5 mois. Cette vitesse de déplacement (7,3

cm/s) est beaucoup plus grande que la vitesse de l'écoulement géostrophique (0,9 cm/s) et donc la couche de surface réabsorbe l'eau injectée précédemment sous celle-ci. Lorsque P atteint sa limite sud à  $25^\circ$  N, seule l'eau qui avait été injectée le long de la trajectoire à la fin de l'hiver a pu s'échapper vers le sud, et le reste a été réintroduit dans la couche superficielle. Par conséquent, les grandes variations de T et S qui apparaissent en P après le mois de juin n'arrivent pas à pénétrer à l'intérieur au sud de  $25^\circ$  N ; seules les masses d'eau situées entre environ  $25^\circ$  et  $27^\circ$  N entrent en subduction, avec la température et la salinité qu'elles ont dans la couche superficielle à la fin de l'hiver. Ce processus de sélection est analogue à celui qui est effectué par le "démon de Maxwell" et il est parfois appelé "démon de Stommel".

La subduction mesure le flux de masse qui quitte la pycnocline saisonnière et pénètre dans la pycnocline permanente. S'il n'y avait pas de cycle saisonnier en surface et donc pas de pycnocline saisonnière, le taux de subduction serait égal au taux de « déentraînement » (detrainment rate), c'est à dire au flux de fluide qui quitte la couche de mélange turbulente. Cependant, le cycle saisonnier est important, comme on l'a vu, et le taux de subduction est différent du taux de déentraînement parce ces deux flux décrivent un flux de masse à travers des interfaces différentes. Pour déterminer le flux de déentraînement, on peut considérer l'évolution locale de la couche de mélange (approche eulérienne), tandis que le taux de subduction doit s'établir de manière lagrangienne en suivant les particules de fluide pendant un cycle saisonnier complet afin d'établir si elles retournent dans la couche de mélange ou si elles pénètrent bien dans la pycnocline permanente.

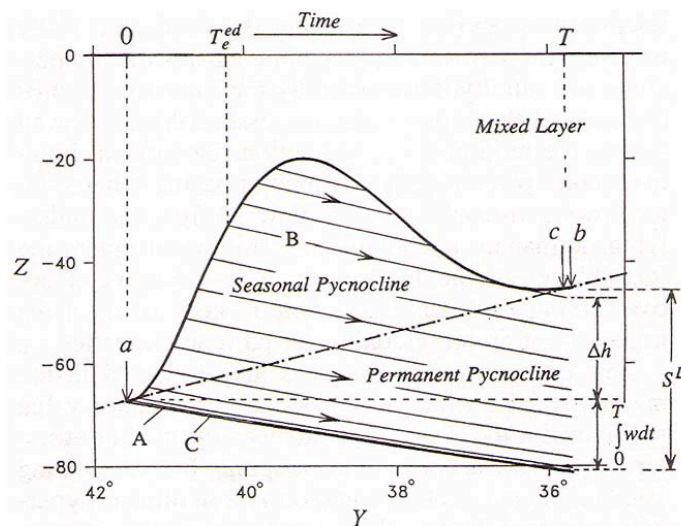


FIG. 2. A conceptual model of subduction. The upper ocean is divided into three layers: the mixed layer on the top, the permanent pycnocline below the annual maximum depth of the mixed layer, and the seasonal pycnocline in-between. Downward-pointing arrows denote along-isopycnal, geostrophic flows, which are continuous across the seasonal and permanent pycnoclines. Abscissa indicates the southward trajectory of a particle as the time passes on.

Considérons pour simplifier que l'écoulement sous la couche de mélange est stationnaire. En zone de subduction dans la gyre subtropicale, le pompage d'Ekman est vers le bas et les particules de fluide ont une trajectoire avec une composante vers le sud et une vers le bas, comme indiqué sur la figure 2 de Qiu et Huang (JPO 1995). On y a représenté le cycle saisonnier de la profondeur de couche de mélange le long de la trajectoire dans le plan horizontal. Puisque la couche de mélange en hiver est généralement moins profonde à basse latitude (voir figure ci-dessous), sa profondeur après une année est moindre qu'au moment de la subduction en fin d'hiver. On voit que le cycle saisonnier domine les échanges entre couche de mélange et intérieur de l'océan, qu'il y a succession de périodes d'entraînement et de déentraînement qui sont contrôlées par l'évolution de la couche de mélange et les flux de surface car le déplacement de la base de la couche de mélange est beaucoup plus important que le déplacement vertical dû au pompage d'Ekman. Donc il y a d'abord un fort déentraînement lorsque la couche de mélange devient moins profonde, puis de l'entraînement lorsqu'elle s'approfondit à nouveau. Ce qu'il est important de déterminer, c'est le taux de déentraînement annuel moyen effectif le long des trajectoires, qui a lieu entre le temps 0 et le temps  $T_e^{ed}$ . Le déentraînement dans la phase suivante n'intervient pas puisque le fluide qui s'est échappé de la couche de mélange y est à nouveau entraîné en cours d'année.

Dans l'océan, le taux de subduction n'est donc pas uniquement fixé par le pompage d'Ekman, puisqu'il y a aussi des échanges latéraux importants de fluide à travers la base de la couche de surface lorsque sa profondeur en fin d'hiver n'est pas uniforme. On peut définir le taux de subduction instantané  $S$  comme étant la vitesse verticale (positive vers le bas) en suivant le mouvement horizontal de la particule par rapport à la base de la couche de surface

$$S = -\left(\frac{\partial h}{\partial t} + \mathbf{u}_b \cdot \nabla h + w_b\right) \quad (5.42)$$

où  $h$  est l'épaisseur de la couche de mélange,  $\mathbf{u}_b$  la vitesse horizontale et  $w_b$  la vitesse verticale à la base de la couche de mélange. Le premier terme représente le taux de variations de  $h$ , le deuxième l'induction latérale et le troisième l'injection verticale.

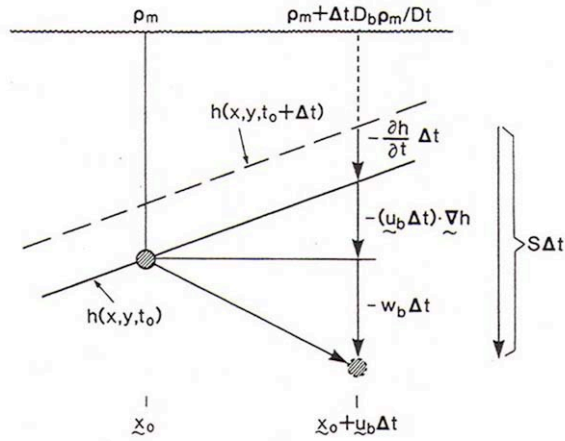


FIG. 2. A schematic diagram showing a particle being subducted from the time-varying base of the mixed layer into the thermocline below.

Puisque seul le déentraînement effectif contribue à la subduction, la subduction annuelle moyenne vaut en coordonnées eulériennes

$$S_{ann} = \frac{1}{T} \int_0^{T_e^{ed}} S dt \quad (5.43)$$

où  $T = 1$  an, et le déentraînement effectif a lieu de 0 et  $T_e^{ed}$ , qui sont déterminés en suivant l'évolution durant une année de particules lâchées à la base de la couche de mélange.

Le taux de subduction peut également être défini en coordonnées lagrangiennes (Woods et Barkmann, Nature 1986). Sa valeur annuelle moyenne est approximativement donnée par

$$S_{ann} = -\frac{1}{T} \int_0^T w_b dt + \frac{1}{T} (h_0 - h_T) \quad (5.44)$$

où  $h_0$  et  $h_T$  représentent la profondeur de la couche de mélange entre le début du cycle (en général début mars) et un an après, et où  $w_b$  peut être estimé à partir de la conservation de la vorticité potentielle par

$$w_b = w_e - \frac{\beta}{f} \int_{-h}^0 v dz \quad (5.45)$$

où  $w_e$  est le pompage d'Ekman. Comme la couche d'Ekman est beaucoup moins profonde que la couche de mélange,  $w_b$  est généralement plus petit que  $w_e$ . Comme c'est esquissé sur la figure, la contribution de l'induction latérale peut être du même ordre de grandeur de celle de la vitesse verticale et l'induction latérale. Notons que, pour simplifier, la profondeur maximale de la couche de mélange varie linéairement avec la latitude dans la figure.

On peut de même calculer le taux d'obduction, qui représente le flux de masse annuel moyen qui entre dans la couche de mélange et qui concerne plus particulièrement la gyre

subpolaire où il y a succion d'Ekman. En outre il existe des régions où il y a à la fois succion et obduction (voir Qiu et Huang 1995 pour plus de détails). Les formules ci-dessus permettent d'estimer le taux de subduction à partir des observations. Le calcul de Qiu et Huang (JPO 1995) est illustré pour l'Atlantique Nord (voir aussi Marshall et al. JPO 1993).

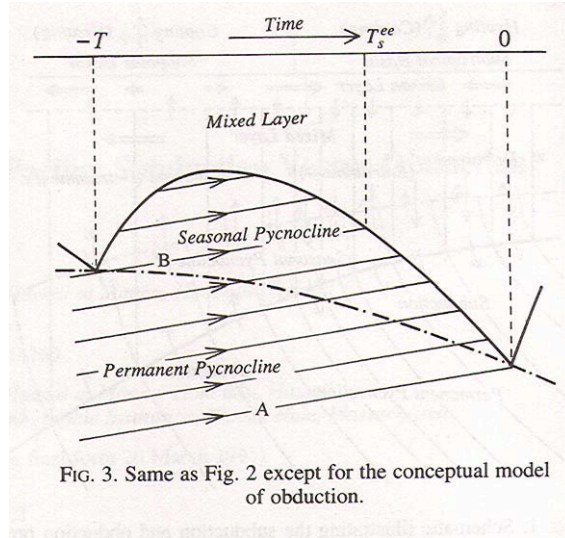


FIG. 3. Same as Fig. 2 except for the conceptual model of obduction.

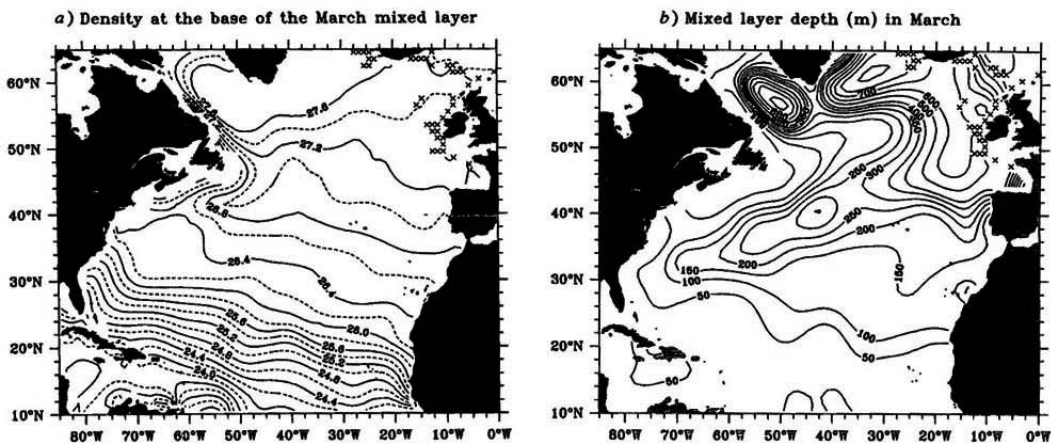


FIG. 5. (a) Density in  $\sigma_\theta$  and (b) depth in meters of the March mixed layer in the North Atlantic. Based on the Levitus (1982) March temperature and winter salinity data.

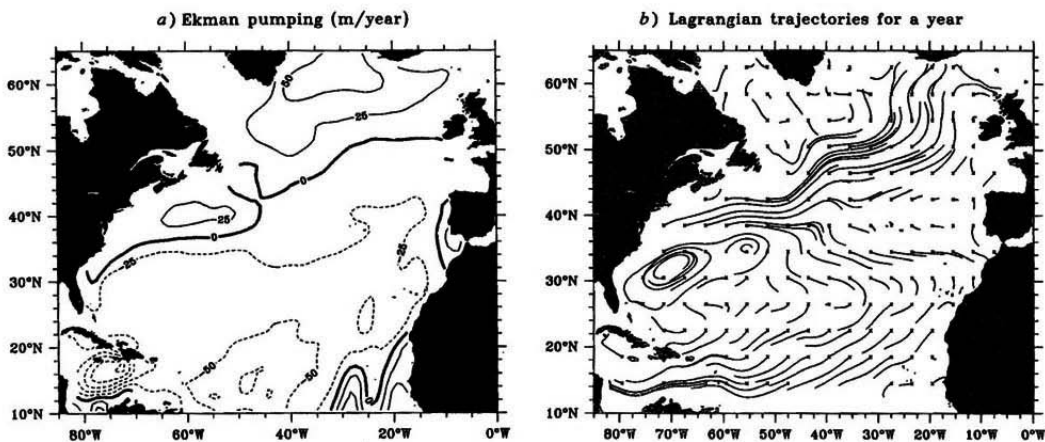


FIG. 6. (a) Ekman pumping rate in the North Atlantic, in m/yr, based on the scaled HR (1983) data. (b) One-year trajectories of water particles in the North Atlantic released from the base of the March mixed layer. The along-isopycnal geostrophic velocities are calculated using the 2000-m depth as the reference level.



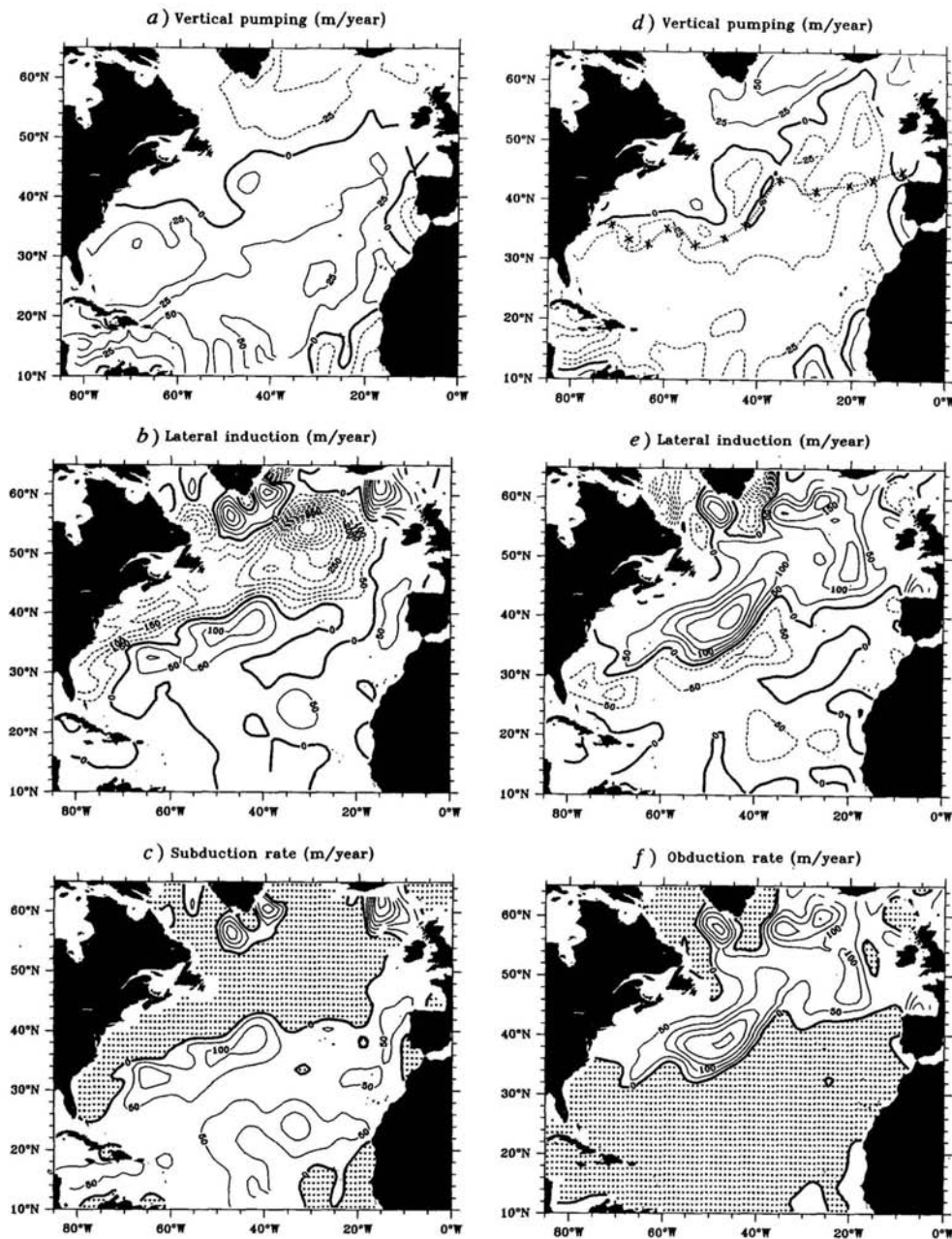


FIG. 7. Annual mean ventilation rate for the North Atlantic. Subduction rate and its two components are shown in (a) the vertical pumping term, (b) the lateral induction term, and (c) the subduction rate. Stippled regions in (c) indicate zero subduction rate. Obduction rate and its two components are shown in (d) the vertical pumping term, (e) the lateral induction term, and (f) the obduction rate. Stippled regions in (f) indicate zero obduction rate. The dotted line with crosses in (d) indicates the southern limit of the obduction zone.

Le concept a été combiné au modèle de ventilation de la thermocline et de recirculation par Huang et Russell (JPO 1994) pour décrire la circulation des couches supérieures d'une partie de la gyre subtropicale du Pacifique Nord. Les résultats sont différents dans les deux océans parce qu'il y a excès d'évaporation dans l'Atlantique et excès de précipitation dans le Pacifique, ce qui fait que la couche de mélange de surface est beaucoup moins profonde en hiver dans le Pacifique (présence d'une halocline peu profonde). Le taux de subduction est y moins fort, car l'induction latérale y est généralement plus faible.

Le modèle est forcé par le pompage d'Ekman annuel. La densité de la couche de mélange et sa profondeur en fin d'hiver sont spécifiées entre les isopycnes  $\sigma_\theta = 26.2$  et 23, qui limitent le domaine. Le courant de bord ouest et les zones d'upwelling côtier ne sont pas représentés explicitement. Comme la circulation due au vent s'annule en dessous d'environ 1.4 km dans le Pacifique Nord, l'océan est au repos en dessous des isopycnes représentées. En utilisant le déplacement au cours d'une année des particules d'eau qui quittent la base de la couche de mélange à la fin de l'hiver et le volume des masses d'eau entre isopycnes, on peut estimer le temps de renouvellement des couches ventilées. Il est de 5 à 6 ans pour les couches les moins profondes et plus long pour les couches plus profondes, vu que la contribution de la subduction est plus petite. Ce lent renouvellement explique la stabilité observée des propriétés des masses d'eau, qui ne sont qu'en partie affectées par la variabilité interannuelle des échanges océan-atmosphère.

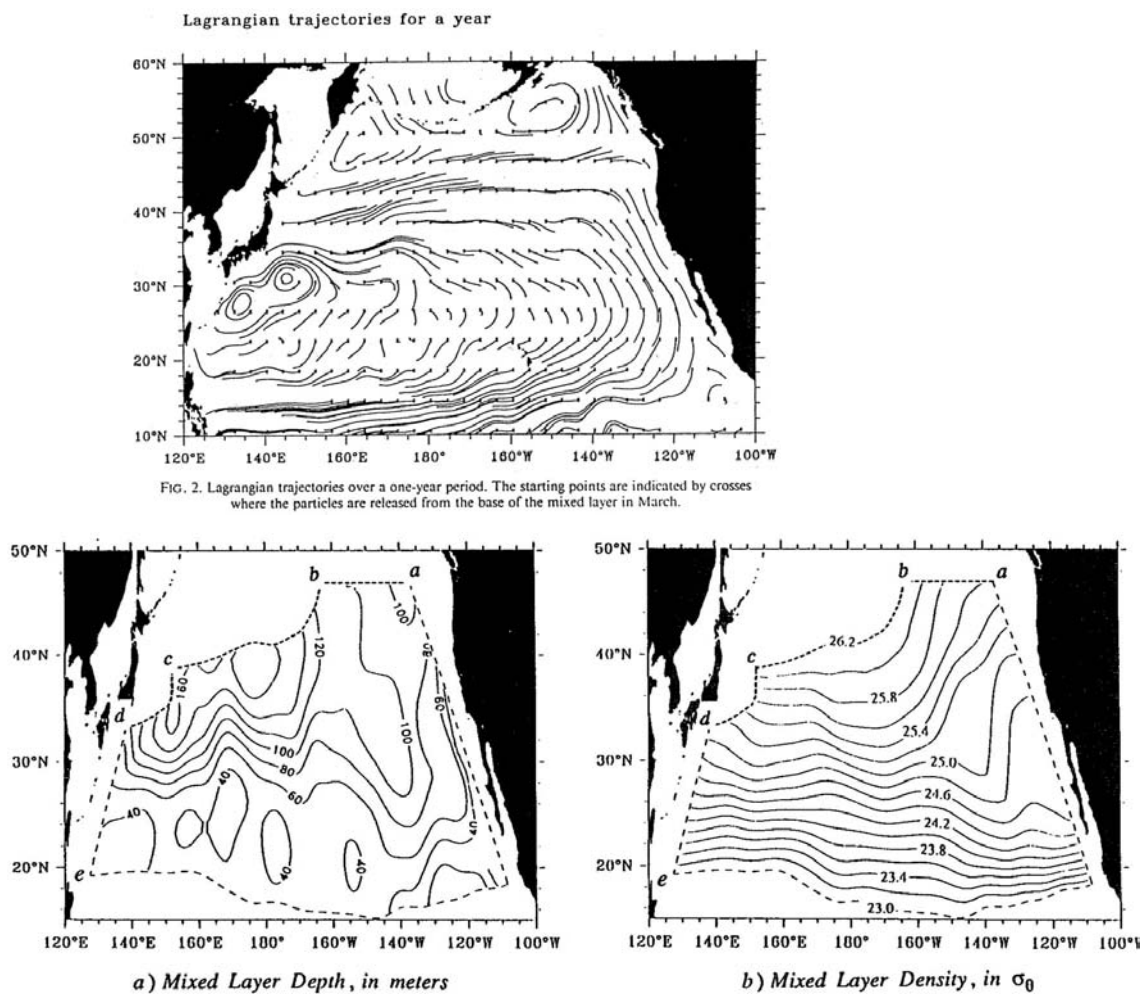


FIG. 2. Winter (March) mixed layer depth (a) and density (b), using the Levitus (1982) climatology. The northern boundary of the model consists of two parts. The eastern part is line *a-b* along  $47.2^\circ\text{N}$ . The western part, line *b-c*, is taken as the same as the  $\sigma_\theta = 26.2$  outcropping line. The western boundary consists of two parts. The northern part, line *c-d*, is defined by the zero Ekman-pumping line. The southern part is a straight line placed some distance off the Japanese islands. The eastern boundary is indicated by the dashed line slightly off shore. The southern boundary of the model is chosen as the  $\sigma_\theta = 23.0$  isopycnal outcropping line.



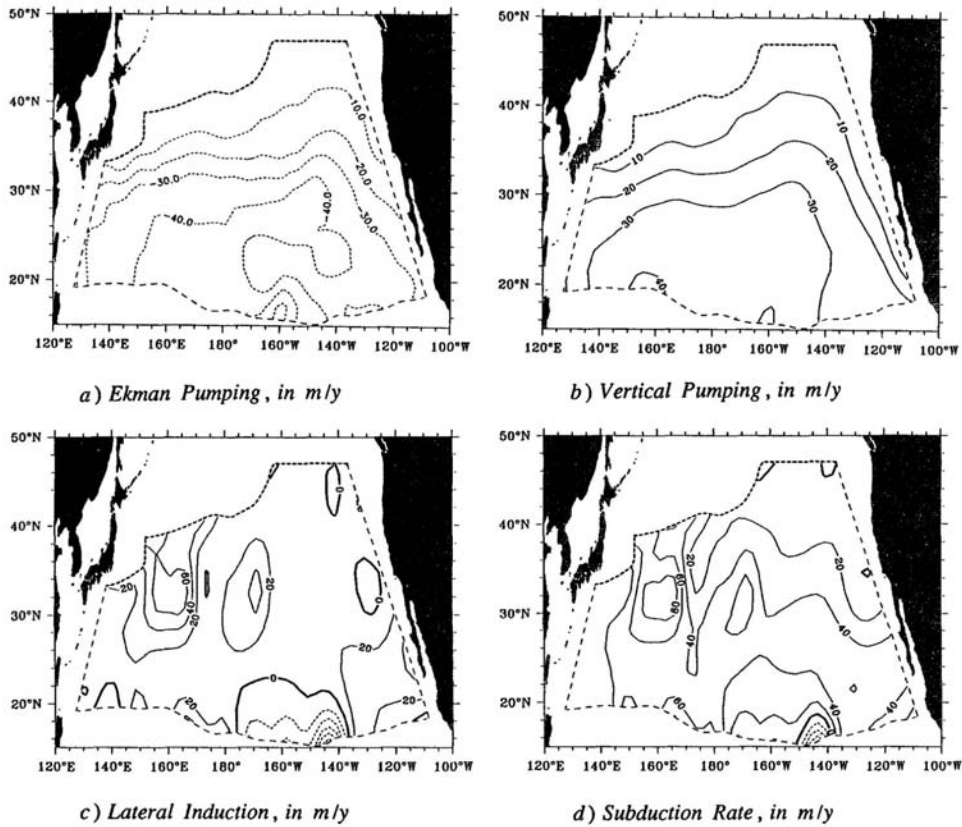


FIG. 3. (a) Ekman pumping rate; (b) vertical pumping rate at the base of the mixed layer; (c) lateral induction rate at the base of the mixed layer; and (d) subduction rate. Note that the last three variables are positive by their definition.

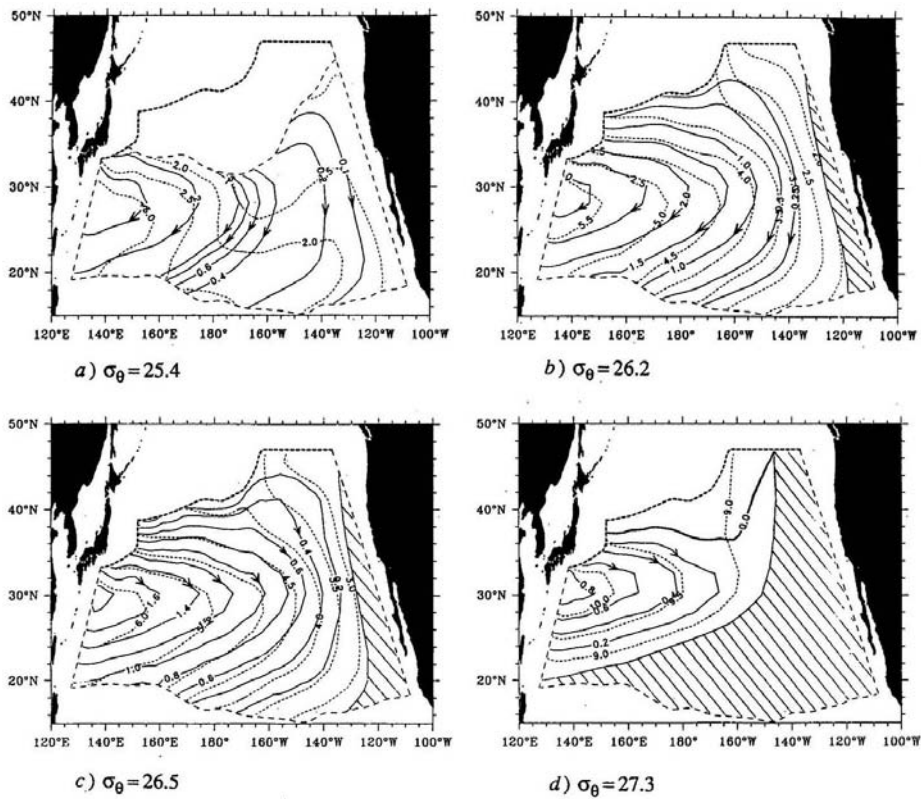
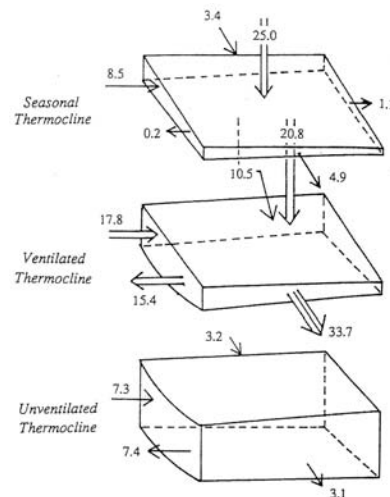
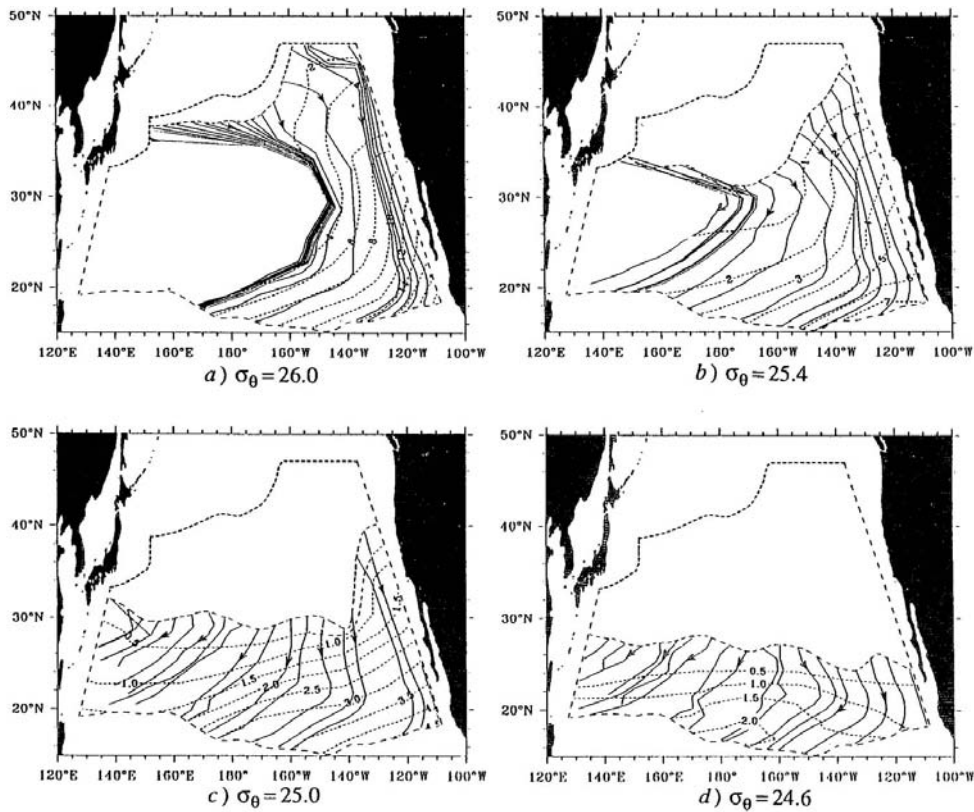


FIG. 7. Flow patterns on different isopycnal surfaces. Short-dashed line indicates the zero Ekman-pumping line, the northern boundary of the model, thin dotted lines indicate the layer depth, in 100 m. The shaded areas depict the shadow zones. (a)  $\sigma_\theta = 25.4$ , the long thin dashed line in the north indicates the outcropping line of isopycnal  $\sigma_\theta = 25.4$ , solid lines with arrows indicate the volume streamfunction integrated between  $\sigma_\theta 25.3$  and  $25.5$  isopycnal surfaces; (b)  $\sigma_\theta = 26.2$ , the interface between the ventilated and unventilated thermocline, solid lines with arrows indicate the volume streamfunction integrated between  $\sigma_\theta 26.1$  and  $26.2$  isopycnal surfaces; (c)  $\sigma_\theta = 26.5$ , the surface just below the last outcropping isopycnal, solid lines with arrows indicate the volume streamfunction integrated between  $\sigma_\theta 26.4$  and  $26.6$  isopycnal surfaces; and (d)  $\sigma_\theta = 27.3$ , solid lines with arrows indicate the volume streamfunction integrated between  $\sigma_\theta 27.2$  and  $27.4$  isopycnal surfaces.

Un bilan de masse approché est présenté pour la thermocline saisonnière (jusqu'à la profondeur de la couche de mélange hivernale), la thermocline ventilée (entre la thermocline saisonnière et  $\sigma_\theta=26.2$ ) - on notera que le flux de masse vertical est plus petit que le pompage d'Ekman - et la thermocline non ventilée, qui est principalement alimentée par la recirculation dans le bord ouest. La circulation dans l'Atlantique est un peu différente car la région ventilée est plus profonde et atteint 800 mètres.



**Fig. 5.3.4** Mass fluxes (units of Sverdrups) between layers of the North Pacific thermocline indicated. The northern boundary is to the top, and the Ekman pumping is shown as the downward-directed double arrow. From Huang and Russell (1995), Fig. 12.



**FIG. 10.** Tracer age distribution on four isopycnal surfaces. Solid lines with arrows indicate streamlines and dashed lines indicate contours of age, in years.

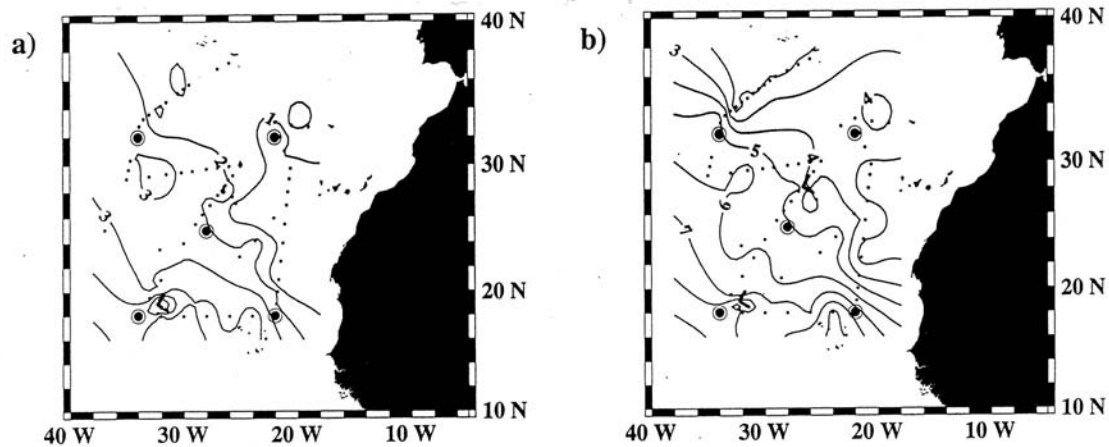
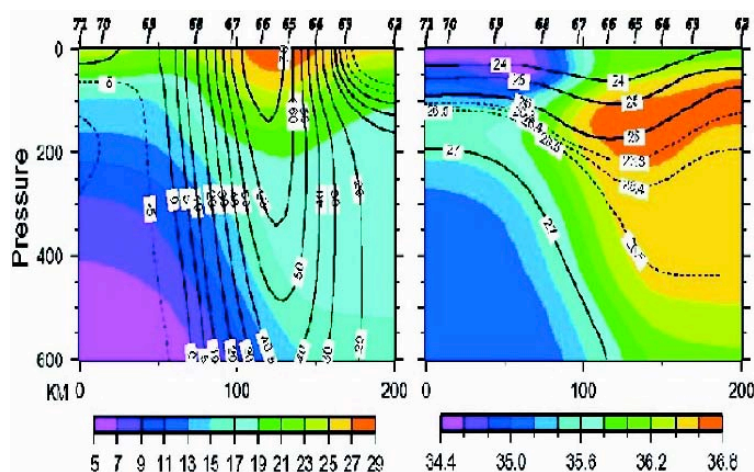


Figure 1 — Tritium-<sup>3</sup>He ages (in years) on two isopycnals (a)  $\sigma_\theta = 26.40$  and (b)  $\sigma_\theta = 26.60$  kg/m<sup>3</sup> in the Subduction Experiment. Station locations are indicated by dots, and the mooring locations are marked with larger symbols.

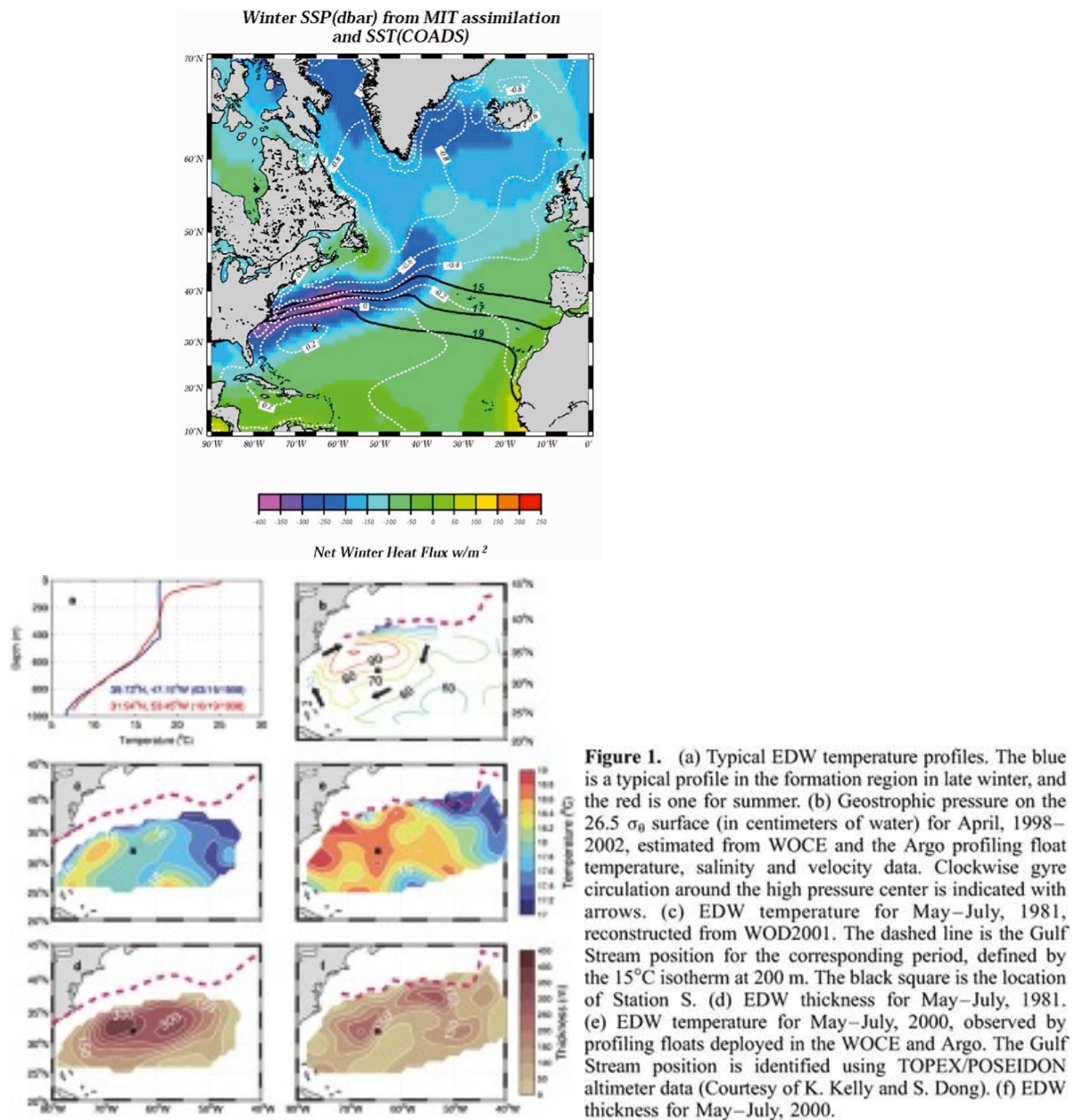
### Eaux modales

L'eau modale est le nom donné à une couche d'eau presque homogène sur la verticale en température et salinité qui couvre une région relativement large. Les eaux modales se trouvent généralement près du dessus de la thermocline permanente et sont donc caractérisées par une stratification beaucoup plus faible que plus bas. Un exemple est l'Eau à 18° (EDW), l'Eau Modale Subtropicale Nord Atlantique située au sud du Gulf Stream. Elle est visible sur les sections zonales du Chapitre 1 et sur la section méridienne ci-dessus qui montre à gauche la température et le courant zonal et à droite la densité  $\sigma$  et la salinité en été, à 66°W.



L'eau à 18°C se forme au sud du Gulf Stream, après séparation de la côte, dans une région où les échanges de chaleur en hiver sont extrêmement intenses et la température de la couche de mélange atteint environ 18°C en fin d'hiver. La figure ci-dessous montre que la perte de chaleur est très élevée en hiver, et elle montre où se situe en moyenne la position de quelques isothermes en surface (en pointillé, une estimation de la hauteur dynamique ; la

croix marque la position des Bermudes). La couche de mélange dans la zone de formation est très profonde et l'eau formée se retrouve sous la surface dans un domaine beaucoup plus étendu que la zone de formation qui inclut une bonne partie de la gyre de recirculation anticyclonique. L'eau pénètre sous les couches de surface plus chaudes par subduction et surtout par induction latérale. La formation de cette eau modale est fortement influencée par l'activité tourbillonnaire à méso-échelle très intense observée près du Gulf Stream, et elle varie assez fortement d'une année à l'autre, principalement en réponse aux fluctuations des flux de chaleur associés à l'Oscillation Nord Atlantique (voir Fig.1 de Kwon et Riser, GRL). Une zone de formation d'eau modale est observée dans partie séparée de chaque courant de bord ouest, comme l'indique la figure ci-dessous. Voir CLIMODE (<http://www.climode.org/>) et KES (<http://uskess.org/>).



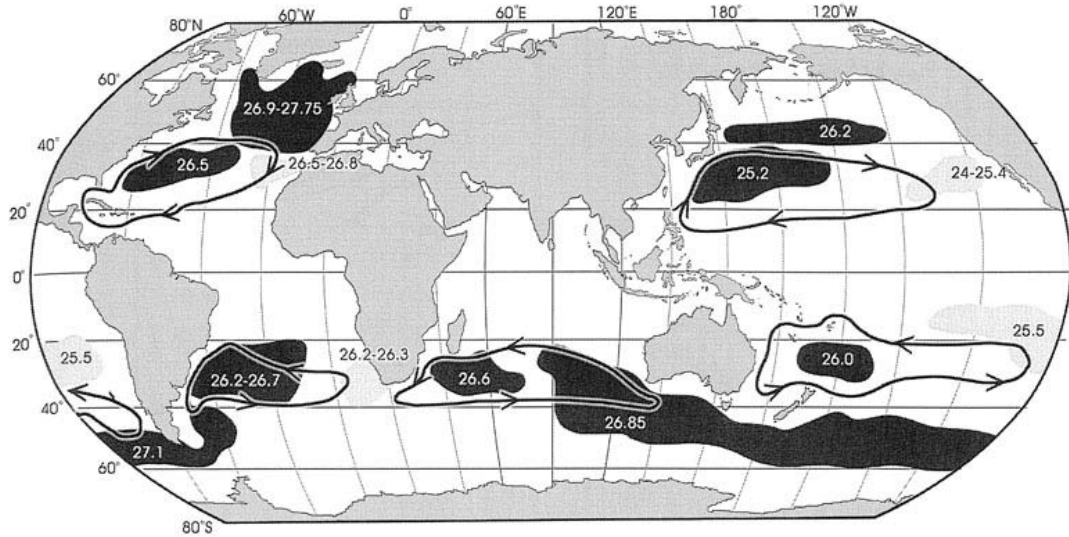


Fig. 5.20 Mode water formation sites in the world's oceans, with the *numbers* indicating the nominal density of the mode water oceans (Hanawa and Talley, 2001).

### 5.5 Spirale $\beta$ et spirale de refroidissement

Stommel et Schott (DSR 1977) ont montré qu'en conditions adiabatiques, le vecteur vitesse horizontal tournait dans le sens des aiguilles d'une montre avec la profondeur dans la gyre subtropicale et dans le sens contraire dans la gyre subpolaire : c'est la spirale  $\beta$ . Les effets adiabatiques peuvent modifier ce résultat : s'il y a refroidissement en surface, ou encore diffusion horizontale ou verticale. Pour établir ces propriétés, on considère l'équation de conservation de la masse (5.5) en utilisant pour simplifier des coordonnées rectangulaires. Dans le cas stationnaire, elle s'écrit

$$u\partial_x\rho + v\partial_y\rho + w\partial_z\rho = K\partial_z^2\rho + Q \quad (5.46)$$

où  $Q$  représente l'effet de chauffage ou du refroidissement dans la couche de surface, par exemple par convection verticale. Le cisaillement vertical est lié au gradient horizontal de densité par la relation du vent thermique

$$\partial_z u = \gamma\partial_y\rho, \partial_z v = -\gamma\partial_x\rho \quad (5.47)$$

avec  $\gamma = g/\rho_0 f$ . En utilisant des coordonnées polaires  $u = V\cos\theta, v = V\sin\theta$  pour décrire la rotation du vecteur vitesse en fonction de la profondeur et en introduisant (47) dans (46), on trouve aisément

$$V^2\partial_z\theta = \gamma(w\partial_z\rho - K\partial_z^2\rho - Q) \quad (5.48)$$

Dans le cas adiabatique, (48) se réduit à

$$V^2\partial_z\theta = \gamma w\partial_z\rho \quad (5.49)$$



Dans la gyre subtropicale,  $w$  est négatif à cause du pompage d'Ekman et  $\partial_z \rho$  est négatif (stabilité). Le vecteur vitesse tourne donc dans le sens des aiguilles d'une montre lorsque la profondeur augmente. Ceci se retrouve bien au sud de la subduction dans le modèle de la ventilation de la thermocline (section 5.3) en comparant la direction du vecteur vitesse dans les couches 1 et 2, et dans les observations, comme le montre la figure ci-dessous construite à partir d'observations dans la gyre subtropicale l'Atlantique Nord vers  $25^\circ\text{N}$ ,  $32^\circ\text{W}$  (reproduite de Stommel, *A View of the Sea*, 1979). On notera que les courants sont faibles à l'intérieur de la gyre. Dans la gyre subpolaire, il y a succion d'Ekman et  $w$  est positif. La rotation avec la profondeur est alors cyclonique.

Le cas général est plus complexe. L'influence de la dissipation est brièvement discutée dans Spall (JPO 1992). Discutons ici l'influence des échanges de chaleur à l'interface air-mer. La couche de surface est bien mélangée et sa densité à peu près constante. On a  $\partial_z \rho = 0$  et

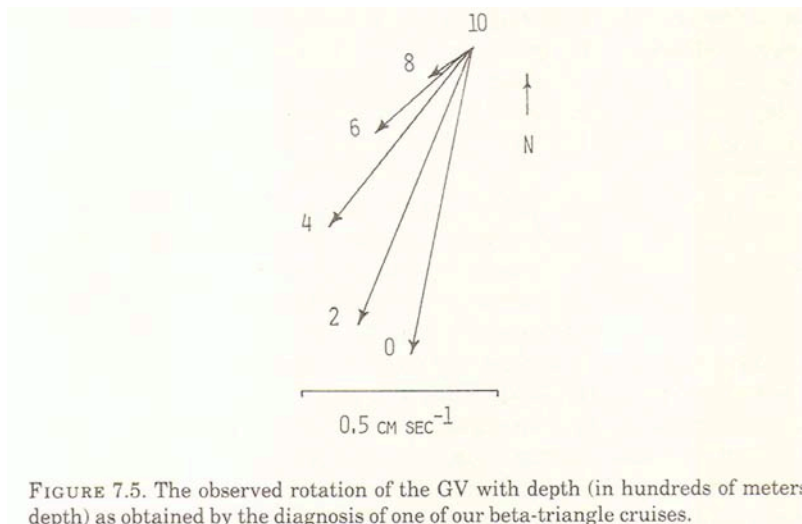


FIGURE 7.5. The observed rotation of the GV with depth (in hundreds of meters depth) as obtained by the diagnosis of one of our beta-triangle cruises.

$$V^2 \partial_z \theta = -\gamma Q \quad (5.50)$$

En hiver,  $Q$  est  $> 0$  car il y a refroidissement (l'eau devient plus lourde). La rotation du vecteur vitesse avec la profondeur se fera alors dans le sens inverse des aiguilles d'une montre (rotation cyclonique). Cet effet est particulièrement important dans la gyre subpolaire, où la couche de surface hivernale est très profonde. Pour interpréter ce résultat, revenons à la forme (46) qui se réduit à

$$u \partial_x \rho + v \partial_y \rho = Q \quad (5.51)$$

et exprime l'équilibre entre l'advection horizontale de densité et la perte de chaleur et de poussée à l'atmosphère. En cas de refroidissement, l'écoulement doit avoir une composante qui est perpendiculaire aux isopycnes (contours de densité constante). Par la relation du vent

thermique, cette composante ne peut pas avoir de cisaillement vertical. Par contre, la composante de l'écoulement qui est parallèle aux isopycnes a un cisaillement vertical, la vitesse diminuant avec la profondeur. La rotation du vecteur vitesse avec la profondeur est donc cyclonique. Lorsque le refroidissement a lieu près d'une frontière, la spirale de refroidissement peut donner lieu à d'importantes vitesses verticales et contribuer ainsi à la circulation thermohaline.

## 5.6 Gyre subpolaire

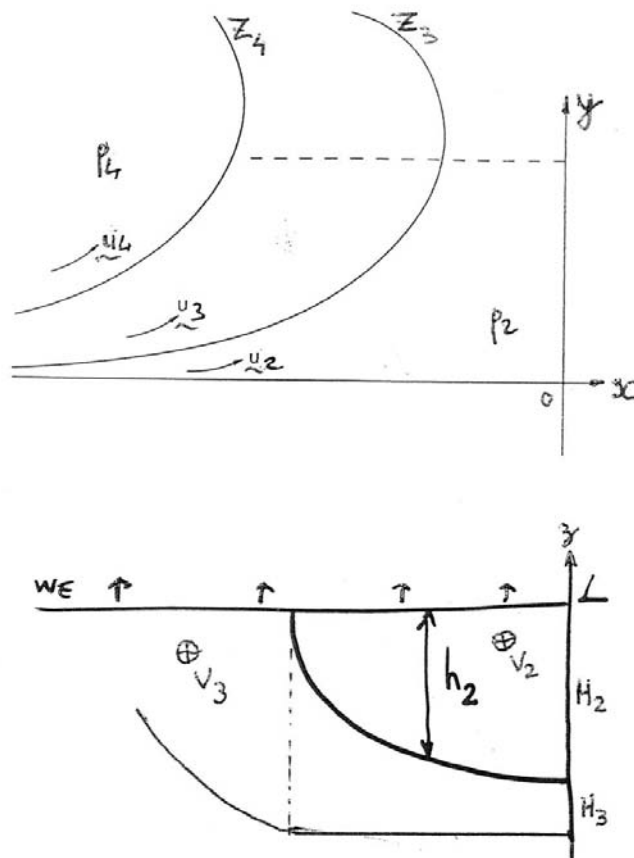
Dans l'approximation quasi-géostrophique, il n'y a pas de différence entre les gyres subtropicale et subpolaire, sauf qu'il y a succion d'Ekman dans cette dernière et la circulation est cyclonique. Par contre, la dynamique est très différente dans l'approximation géostrophique. Même si un modèle adiabatique à fond plat n'est pas approprié pour l'étude de la gyre subpolaire qui est très affectée par la topographie et la convection profonde et le mélange turbulent, il est utile de l'utiliser pour mettre en évidence des propriétés importantes.

Considérons le modèle à 2,5 couches de Luytens et al. (1983) au nord de la ligne de pompage d'Ekman nul. La solution (32) reste valable, mais comme  $w_e$  est positif,  $D_0^2$  est négatif. Pour une valeur de  $x$  donnée,  $h_2$  diminue et l'interface  $Z_3$  entre les couches 2 et 3 se rapproche de la surface lorsque  $y$  augmente. Si la succion d'Ekman est suffisamment forte, l'interface fait surface le long de  $D_0^2 = -H_2^2$ . Si  $w_e$  est indépendant de  $x$ , le surfaçage a lieu à la distance à la côte est donnée par

$$L - x = \frac{\beta g_1 H_2^2}{2f^2 w_e} \quad (5.52)$$

Comme  $h_2$  décroît comme la racine carrée de la distance au surfaçage,  $\partial_x h_2$  tend vers moins l'infini lorsqu'on se rapproche de celui-ci, ce qui implique une vitesse géostrophique infinie. Cependant, le transport dans la couche 2 reste fini. L'esquisse ci-dessous montre une section zonale le long des pointillés. Au nord du surfaçage, la couche 3 est en contact avec la couche d'Ekman et elle est mise en mouvement par le vent. Il convient alors de séparer la couche 3 en plusieurs couches qui peuvent faire surface successivement si le vent est assez fort. Il s'agit d'une solution assez artificielle liée à la simplicité du modèle, mais notons que la densité des couches tirées vers la surface est spécifiée au bord sud et/ou au bord ouest ; elle dépend donc de l'équilibre globale, au contraire de la gyre subtropicale où la densité des couches lors de la

subduction est déterminée par les propriétés de la couche superficielle et est donc directement influencée par le forçage atmosphérique.



Au nord du surfacage, la couche 3 est en contact avec la couche d'Ekman et elle est mise en mouvement par le vent. Il convient alors de séparer la couche 3 en plusieurs couches qui peuvent faire surface successivement si le vent est assez fort. Il s'agit d'une solution assez artificielle liée à la simplicité du modèle, mais notons que la densité des couches tirées vers la surface est spécifiée au bord sud et/ou au bord ouest ; elle dépend donc de l'équilibre globale, au contraire de la gyre subtropicale où la densité des couches lors de la subduction est déterminée par les propriétés de la couche superficielle et est donc directement influencée par le forçage atmosphérique.

Comme on l'a vu précédemment, la stratification est faible dans la gyre subpolaire et l'influence de la topographie est prépondérante. En outre, le forçage par les flux de poussée est très important et il y a des zones de convection profonde qui ajoutent à la complexité de la dynamique. Le modèle ci-dessus ne donne donc pas une image réaliste de la gyre subpolaire.