

# OCÉANOGRAPHIE

Bruno Blanke et Thierry Huck<sup>1</sup>

Laboratoire de Physique des Océans (UMR 6523 **CNRS** IFREMER IRD UBO), Brest  
<http://www.ifremer.fr/lpo/thuck/isen/>

5 octobre 2011

1. Thierry Huck, Chargé de Recherche au CNRS, Laboratoire de Physique des Océans, Université de Bretagne Occidentale, UFR Sciences F308, 6 avenue Le Gorgeu, BP 809, 29285 Brest cedex, FRANCE – Tel. : 02 98 01 65 10 – Fax : 02 98 01 64 68 – Email : [thuck@univ-brest.fr](mailto:thuck@univ-brest.fr) – <http://www.ifremer.fr/lpo/thuck/>

Je remercie Martin Patriat (IFREMER/DRO/GM) et Sandie Le Conte (IFREMER/TMSI) pour une relecture attentive et leur avis de spécialiste sur les parties relatives à leur sujet de prédilection (outre la pêche sous-marine), respectivement la géophysique (chapitre 1) et l'acoustique sous-marine (chapitre 2). Je remercie également Pierre Doaré (UBO/LPO) pour son aide à la préparation des figures et à la relecture.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Morphologie des océans</b>	<b>9</b>
	Notions essentielles . . . . .	9
1.1	Quelques chiffres importants . . . . .	10
1.2	Petit historique de la connaissance océanique . . . . .	12
1.2.1	Positionnement . . . . .	13
1.2.2	Mesures de profondeur . . . . .	13
1.2.3	Apport des satellites – Notion de géoïde . . . . .	17
1.3	Traits principaux des bassins océaniques . . . . .	17
1.3.1	Fonds océaniques . . . . .	17
1.3.2	Les sédiments marins . . . . .	22
1.4	Dynamique des fonds marins . . . . .	25
1.4.1	Généralités . . . . .	25
1.4.2	Enveloppes terrestres . . . . .	27
1.4.3	Plaques et limites . . . . .	28
1.4.4	Frontières divergentes, convergentes, transformantes . . . . .	32
1.4.5	Dorsales . . . . .	34
1.4.6	Failles de transformation et zones de fracture . . . . .	38
1.4.7	Les fonds sous-marins (42% de la surface) . . . . .	39
1.5	Circulation hydrothermale . . . . .	39
1.5.1	Présentation . . . . .	39
1.5.2	La nature de la circulation hydrothermale . . . . .	41
1.5.3	Principales modifications chimiques associées à la circulation hydrothermale . . . . .	43
1.5.4	Étendue de la circulation hydrothermale . . . . .	44
1.5.5	Dispersion de gaz dissous . . . . .	45
1.6	Références . . . . .	45
<b>2</b>	<b>Composition et propriétés de l'eau de mer</b>	<b>47</b>
	Notions essentielles . . . . .	47
2.1	Généralités . . . . .	48
2.2	Eau douce . . . . .	49
2.2.1	Structure électronique . . . . .	49
2.2.2	Propriétés singulières de l'eau douce . . . . .	52

2.3	Les sels dissous (la salinité)	52
2.3.1	Les effets de la dissolution de ces sels	52
2.3.2	Nomenclature des principaux sels	54
2.3.3	Origine des sels dissous	54
2.3.4	Méthodes de mesure	56
2.3.5	Distribution spatiale	57
2.4	La température	59
2.4.1	Le rayonnement solaire	59
2.4.2	Distribution horizontale de la température de surface	59
2.4.3	Un peu de lumière dans l'eau	61
2.4.4	Distribution verticale de la température	63
2.5	Notion de masse d'eau	65
2.5.1	Masse volumique	65
2.5.2	Stabilité statique de l'océan	65
2.5.3	Température et densité potentielle, pression	65
2.5.4	Circulation thermohaline, masses d'eau	67
2.5.5	Diagramme $\theta$ -S	69
2.5.6	Quelques mots sur les processus de mélange dans l'océan	69
2.5.7	Formation d'une masse d'eau	72
2.6	Le son dans l'eau de mer	74
2.6.1	Propagation	78
2.6.2	Vitesse du son dans l'eau	78
2.6.3	Réflexion et trajets multiples	79
2.6.4	Réfraction	79
2.6.5	Impédance acoustique	83
2.6.6	Applications : compromis portée-résolution	83
2.7	Références	85
<b>3</b>	<b>Forces et contraintes agissant sur l'océan</b>	<b>87</b>
	Notions essentielles	87
3.1	Équilibre radiatif terrestre	88
3.1.1	Énergie solaire	88
3.1.2	Albédo	89
3.1.3	Rayonnement thermique	91
3.1.4	Équilibre radiatif de la Terre	91
3.1.5	Effet de serre	93
3.2	Les échanges océan-atmosphère	95
3.2.1	Données numériques utiles	95
3.2.2	Échanges de quantité de mouvement	96
3.2.3	Flux de chaleur turbulents	101
3.2.4	Bilan thermique à la surface de l'océan	101
3.2.5	Bilan hydrique	102
3.2.6	Flux de densité	106

3.3	Transports de chaleur par l'océan . . . . .	107
3.3.1	Nécessité de l'existence de tels transports . . . . .	107
3.3.2	Une estimation directe . . . . .	107
3.3.3	Une estimation indirecte . . . . .	109
3.3.4	Méthode du transport résiduel . . . . .	109
3.4	Rappels de cinématique . . . . .	110
3.4.1	Dérivée totale . . . . .	110
3.4.2	Conservation de la masse . . . . .	110
3.4.3	Notion de repère et accélération . . . . .	111
3.4.4	Force de Coriolis . . . . .	112
3.4.5	Potentiel . . . . .	113
3.4.6	Forces de pression . . . . .	113
3.5	Équations du mouvement . . . . .	113
3.5.1	Bilan des accélérations pour une particule fluide . . . . .	113
3.5.2	Quelques hypothèses simplificatrices . . . . .	114
3.5.3	Système d'équations . . . . .	114
3.6	Références . . . . .	115
<b>4</b>	<b>La circulation océanique</b> . . . . .	<b>117</b>
	Notions essentielles . . . . .	117
4.1	Forces et contraintes agissant sur l'océan . . . . .	118
4.1.1	Interactions océan-atmosphère à la surface . . . . .	118
4.1.2	Forces principales agissant sur la circulation . . . . .	119
4.1.3	Forces secondaires . . . . .	120
4.1.4	Description de la circulation océanique de surface . . . . .	120
4.2	Équilibre géostrophique . . . . .	121
4.2.1	Équilibre entre force de pression et force de Coriolis . . . . .	121
4.2.2	Relation du vent thermique . . . . .	121
4.2.3	Visualisation de la circulation géostrophique . . . . .	122
4.2.4	Gradient horizontal de pression dans l'océan . . . . .	124
4.2.5	Topographie dynamique . . . . .	125
4.3	Circulation d'Ekman . . . . .	127
4.3.1	Spirale d'Ekman . . . . .	127
4.3.2	Transport d'Ekman . . . . .	129
4.3.3	Vitesse de pompage d'Ekman . . . . .	129
4.3.4	Couche d'Ekman de fond . . . . .	130
4.4	Les cellules de circulation subtropicales . . . . .	130
4.4.1	Convergences et divergences océanique . . . . .	130
4.4.2	Interprétation de la circulation océanique de surface dans l'Atlantique Nord . . . . .	130
4.4.3	Couple exercé par le vent sur l'océan en région subtropicale . . . . .	132
4.4.4	Circulation méridienne de Sverdrup . . . . .	132
4.4.5	Transport zonal . . . . .	133

4.4.6	Structure en densité . . . . .	134
4.5	Courant de bord ouest . . . . .	135
4.5.1	Quelques mots à propos de vorticité . . . . .	135
4.5.2	Le courant de retour vers le nord . . . . .	137
4.5.3	Interprétation de la relation de Sverdrup . . . . .	138
4.5.4	Une autre approche fondée sur les équations simplifiées du mouvement . . . . .	138
4.6	éléments de dynamique équatoriale . . . . .	140
4.6.1	Rappels sur les moyennes latitudes . . . . .	140
4.6.2	Spécificité des régions équatoriales . . . . .	140
4.6.3	Régions de convergence et de divergence . . . . .	140
4.6.4	Courants géostrophiques de surface . . . . .	142
4.6.5	Le Sous-Courant �quatorial . . . . .	142
4.6.6	Champ de température de surface à l'�quateur . . . . .	144
4.7	Références . . . . .	145
<b>5</b>	<b>Ondes océaniques</b> . . . . .	<b>147</b>
	Notions essentielles . . . . .	147
5.1	Généralités . . . . .	148
5.1.1	Introduction . . . . .	148
5.1.2	Grandeurs caractéristiques d'une onde idéalisée (sinuso�ide) . . . . .	149
5.1.3	Généralités sur les ondes à la surface d'un fluide . . . . .	149
5.1.4	Types d'ondes . . . . .	150
5.2	Les ondes de gravité externe (ou de surface) . . . . .	151
5.2.1	Les ondes infinitésimales de surface . . . . .	151
5.2.2	Les ondes de capillarité et ondes de gravité . . . . .	152
5.2.3	Domaines de validité des résultats précédents . . . . .	152
5.2.4	Quelques propriétés intéressantes . . . . .	154
5.3	Spécificités des vagues . . . . .	157
5.3.1	Ondes cr�e�es par le vent . . . . .	157
5.3.2	Hauteur de vagues . . . . .	158
5.3.3	Interaction avec le rivage . . . . .	159
5.3.4	Phénomènes de réfraction . . . . .	159
5.3.5	Tsunamis et seiches . . . . .	161
5.3.6	Méthodes de mesure . . . . .	161
5.4	Les marées . . . . .	162
5.4.1	Présentation . . . . .	162
5.4.2	L'exemple des marées lunaires . . . . .	163
5.4.3	Projections horizontale et verticale du bilan de force . . . . .	164
5.4.4	Ellipso�ide induit par la force de marée . . . . .	164
5.4.5	Variabilité des paramètres lunaires . . . . .	166
5.4.6	Marées solaires . . . . .	166
5.4.7	Limitations de la méthode . . . . .	166
5.4.8	Théorie dynamique des marées . . . . .	168

5.4.9	Méthode harmonique . . . . .	168
5.4.10	Usines marémotrices . . . . .	170
5.4.11	Rôle de la dissipation de la marée sur le mélange dans l'océan . . .	170
5.5	Références . . . . .	170
<b>6</b>	<b>Le phénomène ENSO : <i>El Niño</i> – <i>Southern Oscillation</i></b>	<b>171</b>
	Notions essentielles . . . . .	171
6.1	Pourquoi prévoir le climat ? . . . . .	171
6.2	El Niño, qu'est-ce que c'est ? . . . . .	174
6.3	L'événement de 1982-1983 . . . . .	174
6.4	El Niño et le climat . . . . .	176
6.5	Tirer les leçons du passé . . . . .	180
6.6	Vents, upwelling, et la chaîne alimentaire . . . . .	180
6.7	Quand les vents faiblissent . . . . .	184
6.8	Ou comment la mer affecte les vents en retour . . . . .	189
6.9	Les conséquences d'un El Niño à l'échelle du globe . . . . .	189
6.10	La prévision de El Niño . . . . .	193
6.11	Un exemple d'utilisation des prévisions . . . . .	195
6.12	Le futur . . . . .	198
6.13	Références . . . . .	198
	<b>Glossaire des acronymes</b>	<b>199</b>





# Chapitre 1

## Morphologie des océans

### Notions essentielles

La Terre est un sphéroïde de rayon moyen 6400 km, couvert à 70% par des océans. La profondeur moyenne des océans est de 3800 m (soit 1/1700 du rayon terrestre), alors que l'altitude moyenne des continents est de 840 m. La profondeur des fonds océaniques est mesurée précisément grâce aux sondeurs ultrasonores depuis 1920, et de manière plus extensive avec les sondeurs multifaisceau (SMF) depuis les années 80. La vitesse du son dans l'eau est d'environ 1500 m/s (contre 350 m/s dans l'air) et varie avec la température, la salinité et la profondeur.

On distingue de la côte vers le large : le plateau (0–300 m) et le talus ou pente (qui constituent le socle continental), les fonds abyssaux (3500–5500 m), et les fosses océaniques (profondeur maximale 11000 m).

Depuis 1990, l'altimétrie par satellite est devenue un outil précieux pour étudier les océans : le satellite émet une onde radar perpendiculairement à la surface terrestre et analyse l'écho radar après réflexion sur la surface de l'océan. La hauteur de la mer est égale à la différence entre l'altitude du satellite par rapport à une surface de référence (l'ellipsoïde qui modélise la forme moyenne de la Terre) et la distance satellite-surface océanique (déduite du temps de parcours de l'onde). La précision est remarquable, de l'ordre du cm. On peut s'intéresser aux anomalies de niveau de la mer, ce qui renseigne sur les changements du contenu thermique océanique et des courants marins, notamment les tourbillons, ou au niveau moyen, qui selon la longueur d'onde des signaux, fournit des informations sur les courants océaniques moyens ou le fond sous-marin. Ainsi un relief sous-marin de 1000 m d'amplitude implique une dénivellation de la surface de la mer de l'ordre du mètre.

Le géoïde est une représentation de la surface terrestre plus précise que l'approximation sphérique ou ellipsoïdale : il correspond à une équipotentielle du champ de gravité terrestre, choisie de manière à coller au plus près à la « surface réelle ». Si l'océan était au repos, sa surface serait celle du géoïde : la différence entre la surface de la mer et le géoïde nous permet de calculer les courants marins.

Le noyau de la Terre est constitué de matériaux ferreux, solides au coeur mais liquides autour, dont les mouvements produisent le champ magnétique terrestre. La direction de ce champ magnétique s'est inversée au cours des temps et permet de dater l'époque de formation des croûtes océaniques.

Les couches supérieures sont constituées de magma animé de mouvements de convection, sur lequel flottent les croûtes océaniques et continentales : celles-ci sont de constitutions et de masses volumiques différentes qui expliquent leur mouvement relatif lorsqu'elles se rencontrent. Les mouvements du magma sous-jacent induisent ainsi en surface des régions de divergence (dorsale), de convergence (subduction) ou de cisaillement (faille transformante). La croûte océanique se forme par refroidissement de magma résurgent au niveau des dorsales (2000-2500 m de fond), voit sa masse volumique augmenter au fur et à mesure qu'elle se refroidit et s'éloigne de la dorsale (la profondeur océanique augmente progressivement jusqu'à 5000 à 6000 m), et disparaît finalement au niveau des zones de subduction (fosses). Une vitesse typique d'expansion des fonds océaniques est de 1 mm par an. Le cycle de vie des croûtes océaniques est ainsi de quelques centaines de millions d'années. Les croûtes continentales, plus légères, ont un cycle de vie beaucoup plus long.

Les sédiments marins s'accumulent sur le fond de roche basaltique au cours de la vie de la croûte océanique : quasi-inexistants au niveau des dorsales, ils peuvent atteindre plusieurs centaines de mètres là où la croûte est la plus vieille ou là où les taux de sédimentation sont les plus forts. Une vitesse d'accumulation sédimentaire moyenne au fond des océans est de 1 mm pour 1000 ans. Les sédiments marins sont d'origines variées, débris biologiques au large (vitesse de sédimentation faible) ou minéraux dans les zones côtières avec les apports fluviaux provenant de l'érosion des continents (les vitesses de sédimentation les plus importantes).

Les différences de températures associées aux remontées de magma et les fissurations associées de la croûte océanique induisent une circulation de l'eau de mer dans la croûte : cette circulation dite hydrothermale est importante pour 'tamponner' les propriétés de l'eau de mer par échanges de sels et de métaux avec la croûte – on estime que l'intégralité de l'océan circule ainsi dans la croûte en quelques millions d'années. Les résurgences de ces eaux chaudes en profondeur sont également une source originale de vie abyssale en absence de lumière, basée sur une symbiose avec des bactéries tirant leur énergie de l'oxydation des composés sulfurés. Ces sources hydrothermales et ces formes de vie particulière associées ont été une découverte majeure des années 70.

## 1.1 Quelques chiffres importants

La Terre, sphéroïde de volume  $10^{21}$  m<sup>3</sup> et de surface  $5.1 \cdot 10^{14}$  m<sup>2</sup>, aplati aux pôles et renflé à l'équateur (21 km de différence entre le rayon polaire, 6357 km, et le rayon équatorial, 6378 km).

En terme de surface, la proportion mer/terre vaut 2.42 (Fig. 1.1) :  
la mer occupe  $3.6 \cdot 10^{14}$  m<sup>2</sup>, soit 70.8% ;  
la terre occupe  $1.5 \cdot 10^{14}$  m<sup>2</sup>, soit 29.2%.

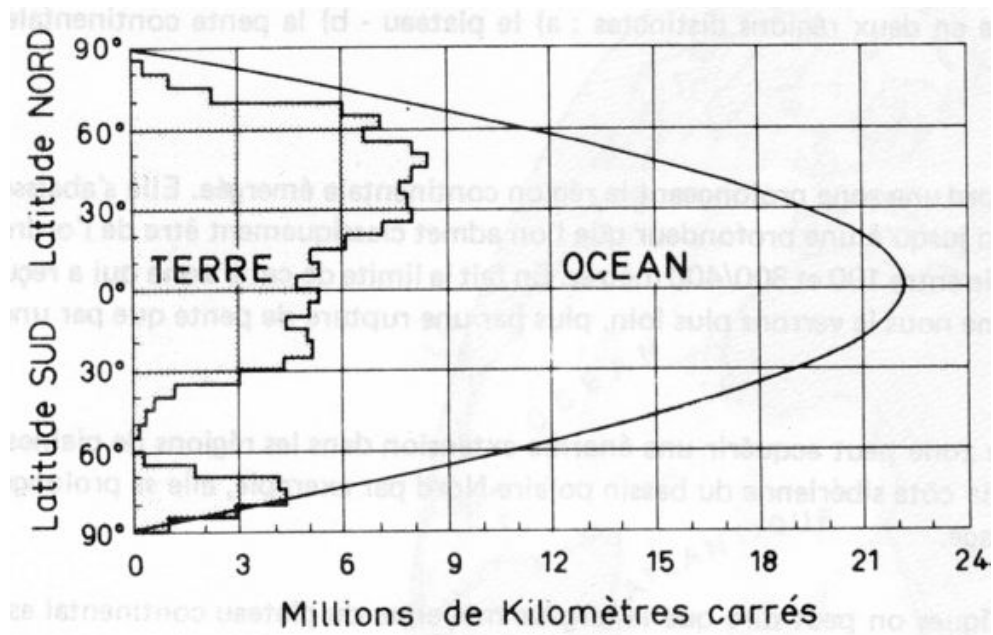


FIGURE 1.1 – Distribution des aires continentales et maritimes. Source : Tchernia, 1978.

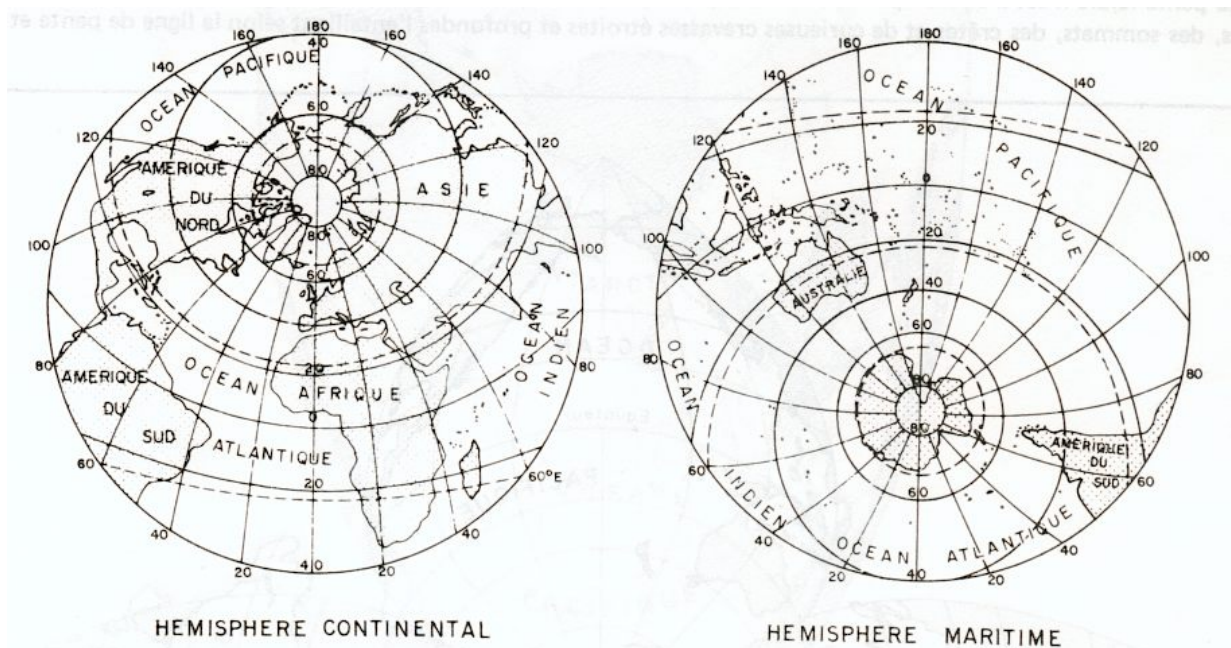


FIGURE 1.2 – Hémisphère continental centré sur St-Malo (comprenant  $1.2 \cdot 10^{14} \text{ m}^2$  de terre sur les  $1.49 \cdot 10^{14} \text{ m}^2$  de la superficie totale, soit 80.5%) et hémisphère maritime centré sur Auckland (représentant  $2.3 \cdot 10^{14} \text{ m}^2$ , soit 62.6% de la surface totale des océans). Source : Tchernia, 1978.

La répartition n'est pas régulière, mais plutôt antipodale (Fig. 1.2) :

- pour l'hémisphère nord, "terrestre", la proportion est de 60.7% pour 39.3% ;
- pour l'hémisphère sud, "marin", la proportion monte à 80.9% pour 19.1%.

L'océan glacial Arctique s'oppose à la masse continentale de l'Antarctique, et la plus importante masse terrestre (Eurasie plus partie de l'Afrique) s'oppose à l'Océan Pacifique. Notez la continuité de la masse océanique globale (par rapport à l'océan péri-antarctique) : la distinction Pacifique, Atlantique, Indien est purement académique...

Reste le problème de référence du niveau de la mer pour ces calculs : que choisir comme niveau 0 ? La marée, le vent, la pression atmosphérique, les caractéristiques de l'eau (T et S), la fonte éventuelle des calottes glaciaires à certaines périodes du climat de la Terre et des modifications de la morphologie de la surface terrestre influent sur son niveau. En France, on choisit comme niveau 0 le niveau des plus basses marées observées (SHOM), mais ce n'est pas le cas pour les cartes marines anglaises (niveau moyen des basses marées) ni pour les cartes topographiques de l'IGN par exemple. Les différences de définition conduisant à des écarts de quelques mètres seulement, l'impact est heureusement limité sur l'ordre de grandeur des chiffres suivants.

En terme de volume, les océans représentent environ  $1.4 \cdot 10^{18} \text{ m}^3$  alors que les terres émergées contribuent pour  $10^{17} \text{ m}^3$  (14 fois moins). Rapporté au volume de la Terre, le volume des océans n'en représente que 1/800, et 1/4000 de sa masse. La profondeur moyenne des océans est de l'ordre de 3800 m, alors que l'altitude moyenne des continents vaut environ 840 m. Attention aux rapports d'échelle : cela ne représente que 1/1675 du rayon du globe ! (rugosité sur une écorce d'orange, ou encore pour l'Atlantique un trait à la craie de 3 m de longueur sur 1.5 mm d'épaisseur... , ou encore 1 mm sur une sphère de 1 mètre de diamètre et encore pour les fosses les plus profondes).

Les océans sont la source d'importantes ressources : nourriture, minerai, énergie, eau, ... Les interactions entre océan et atmosphère (et glace de mer) influent sur le climat à court terme (temps météorologique), mais surtout à long terme (variations climatiques) vu l'énorme inertie thermique de l'océan et son rôle dans le cycle du carbone (capacité de stockage du carbone anthropique).

## 1.2 Petit historique de la connaissance océanique

### *Quelques dates*

1519–1522 : premier tour du monde commencé par le portugais Fernand de Magellan et achevé par son lieutenant Elcano ; le Cap Horn est franchi, le Pacifique, traversé, ... la terre est bien ronde !

1530 : La longitude est déterminée en embarquant des montres ; mais il faudra attendre 1737 et l'anglais John Harrison pour disposer du premier chronomètre maritime de précision.

1730 : invention du sextant, il permet de déterminer la latitude à partir de la hauteur du soleil au dessus de l'horizon (mais vers 330 avant JC, Phytéas avait déjà su positionner Marseille à 43°N).

Source : [http://www.ifremer.fr/francais/ocean/ocean\\\_dates.htm](http://www.ifremer.fr/francais/ocean/ocean\_dates.htm)

### 1.2.1 Positionnement

Pêche, transport et commerce, guerres, conduits à partir des rivières, ont mené rapidement à une connaissance "visuelle" côtière de l'océan. L'exploration systématique des océans par les Européens ne commence sans doute qu'au 15ème siècle. Plus tôt, les Polynésiens et les Mélanésiens (autour de 500 et 1000 APJC), puis les Chinois (au début du 15ème siècle), sont partis à la découverte des océans Atlantique, Indien, Pacifique, ... Les Chinois ont ainsi atteint les côtes orientales de l'Afrique avant les Portugais, mais sans développer une colonisation ou du commerce avec ces contrées. Certains noms comme Christophe Colomb, Magellan, Cook sont restés fameux et ont contribué à l'amorce de la colonisation par les Européens d'autres continents, notamment sous l'impulsion de personnes issues de la noblesse comme Henri le Navigateur, du Portugal, né en 1384 et mort en 1460. Henri fit bâtir un palais, une église, une école pour former des navigateurs et des pilotes (Magellan, Vasco de Gama, Colomb y furent élèves), ainsi qu'un observatoire et un chantier naval.

Pourquoi un tel développement tardif pour ces explorations ? Difficultés de navigation et de repérage, en l'absence de vision de la côte. Dangers multiples liés à la découverte de contrées et de peuples nouveaux... Seul repérage aisé : la latitude.

En faisant abstraction de l'obscurité, des conditions atmosphériques et de l'état de la mer, on peut introduire une notion d'horizon visible : un oeil à 5 mètres perçoit l'horizon à 8 km ( $\sqrt{2Rh}$ ), et une tour de 20 mètres se voit à 16 km. Donc les escapades se limitent à 24 km des côtes... Cette notion d'horizon visible reste valable pour les technologies radar (Radio Detection and Ranging), utilisant des ondes radio dans la bande de fréquence 3000-10000 MHz, réfléchies sur les obstacles visibles, mais permettant toutefois une précision de l'ordre de 10 à 200 m.

De nombreux progrès pour le positionnement : navigation céleste (latitude, par mesure d'angles : lune, soleil, étoiles et planètes ; mais compliqué... : mouvement, repérage, utilisation d'un sextant à une heure précise du jour ou de la nuit, avec nécessité de viser l'horizon et différents astres, ...), boussole, **chronomètre** surtout (longitude) permettent d'atteindre une précision de 2 à 5 km sur tout le globe. Au 15ème siècle, quelques problèmes pour apprécier la longitude pour les explorateurs. Les systèmes de radionavigation ont permis d'atteindre (par des calculs d'interférence, et pour des fréquences de 10 kHz à 2 MHz) des précisions de l'ordre du km sur tout le globe (la courbure de la Terre n'est pas un obstacle). Un calcul d'interférences pour des signaux reçus depuis diverses stations émettrices est utilisé pour déterminer la position du navire. L'avènement des satellites permet maintenant un positionnement au décimètre près, ou plus usuellement à moins de 100 m (cf. système GPS pour *Global Positioning System*) ou mieux.

### 1.2.2 Mesures de profondeur

Il suffit de mouiller une ancre ! Ou alors de faire descendre une ligne, avec un lest à son extrémité. La méthode est valable pour les faibles immersions, mais problématique autrement (courants et dérive, vent, déformation de la ligne, poids de l'ensemble ligne + ancre, ...). Le temps de descente et de remontée d'une ligne étaient également prohibitifs

(plusieurs heures pour de fortes profondeurs). On n'était pas sûr non plus d'avoir réellement touché le fond ! Premier essai dans l'océan ouvert ? Sans doute Magellan, au début du 16ème siècle, qui ne réussit pas à atteindre le fond du Pacifique (central) avec ses lignes...

La première véritable expédition océanographique est celle du Challenger (1872-1876) (Fig. 1.3), pour la couronne britannique. Et le nombre de lignes est resté très limité (300) en 3 ans et demi : le positionnement restait en fait également hasardeux. L'ensemble des mesures réalisées par le Challenger a été publié (50 volumes !). Cette expédition est donc considérée comme le point de départ de l'étude scientifique des océans.

À titre anecdotique :

- Columbia : cf. Robert Gray, fin 18ème siècle, exploration North Atlantic River ;
- Discovery : cf. voyages de James Cook à bord de l'Endeavour à travers le Pacifique (1768–1779) ;
- Atlantis : premier navire de la Woods Hole Oceanographic Institution (1931–1964).

Avènement des écho sondeurs dans les années 1920. Il devint alors possible de documenter assez précisément la structure topographique des bassins, et notamment l'existence des reliefs les plus marqués (dorsales, zones de sillons et fractures).

Principe : des pulsations sonores (5-30 kHz) sont envoyées vers le fond, puis récupérées. L'intervalle entre mesure et émission renseigne sur la distance parcourue vers le fond (et retour), pourvu que soit connue la vitesse du son dans l'eau (nous y reviendrons). La mise en oeuvre des mesures par écho-sondeurs est rapide et continue.

Sources d'erreur : le mouvement du bateau (plusieurs mètres sur les vagues). La vitesse du son dans l'eau ( $\approx 1500$  m/s) peut varier de  $\pm 4\%$  selon sa température, salinité et pression. Le cône d'étude est lui aussi source d'incertitudes (compter 1.5 km de résolution au fond pour une étude à 3000 mètres, du fait de la divergence du signal sonore). La pente du fond mesuré accentue la divergence du rayonnement réfléchi. Sinon, une précision de l'ordre de quelques mètres est possible (Fig. 1.4). Difficile compromis entre instruments à large cône (moins précis mais moins sensibles aux petites échelles spatiales et temporelles) et instruments très "pointus" (très précis, mais inutilisables en mouvement). Certains composés organiques ou débris biologiques peuvent altérer la mesure en renvoyant un écho à une distance plus petite que celle du fond. Ceci peut d'ailleurs définir une méthodologie de localisation de ces organismes.

### **Connaît-on parfaitement le fond marin désormais ?**

Motifs : exploration et exploitation des fonds sous-marins, navigation sous-marine, connaissance de la circulation profonde. La réponse est "de mieux en mieux" : avec des instruments de plus en plus sophistiqués : sonars à balayage embarqués sur "véhicules" sous-marins isolés des mouvements de surface (une cinquantaine de mètres de profondeur). La précision de la mesure devient alors excellente, mais limitée dans l'espace. Exemple type de positionnement marin nécessairement très précis : emplacement d'une tête de forage sur le fond marin.

*Exercice* : estimer le temps nécessaire à un navire océanographique équipé d'un sondeur multifaisceau pour cartographier l'intégralité des fonds sous-marins.

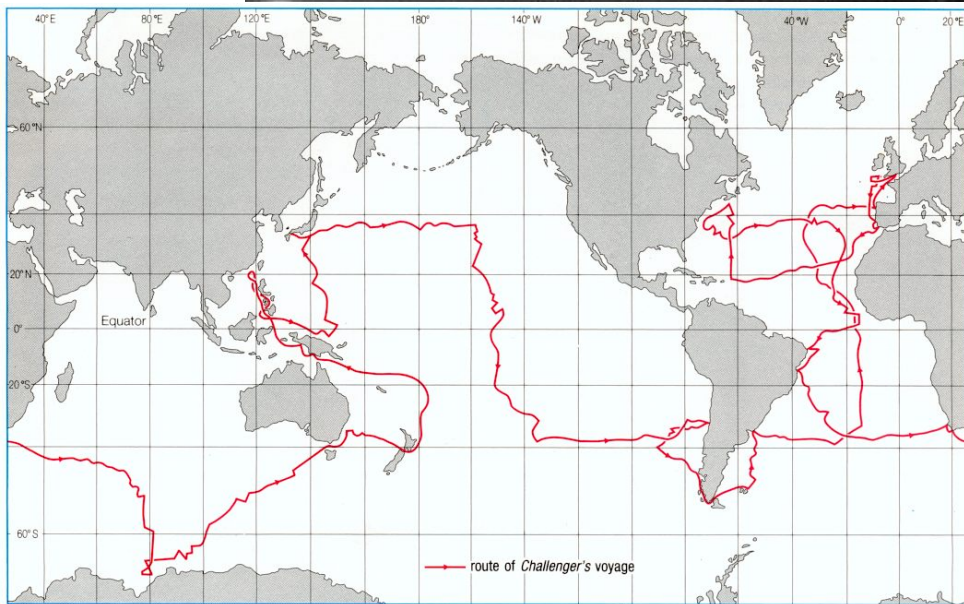


FIGURE 1.3 – HMS Challenger (1872), du temps de la Reine Victoria (1819-1837-1901), une corvette en bois avec une propulsion duale voile/vapeur. Son voyage autour du monde du 7 décembre 1872 au 24 mai 1876 fut organisé par le gouvernement britannique pour collecter des informations sur les océans : carte bathymétrique générale des océans ; position d'îles, lignes de côtes, profondeur des fosses ; grands traits de la circulation ; inventaire des espèces animales rencontrées – en tout, 50 volumes de rapports !

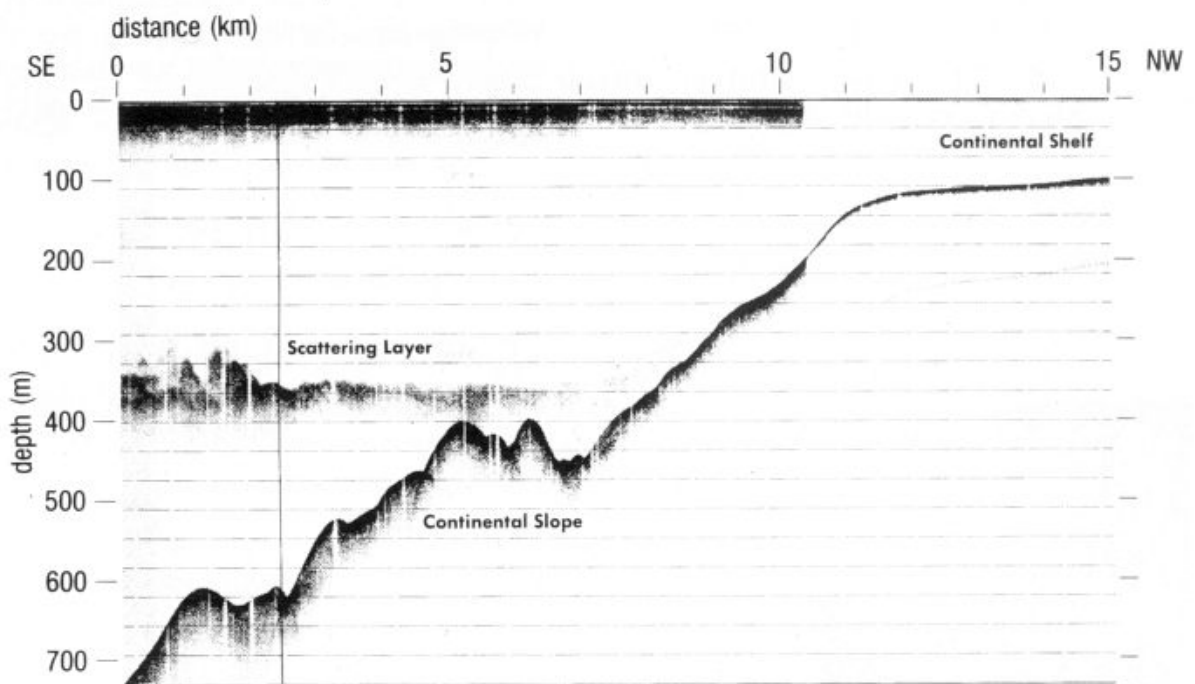


FIGURE 1.4 – Enregistrement par écho-sondeur, donnant le profil bathymétrique au bord du plateau continental sur le bord est des États-Unis. Le rapport des échelles verticales fait que la pente est exagérée 12 fois environ. Vers 400 mètres de fond, une couche réverbère le signal acoustique, sans doute à cause d’une concentration élevée en débris biologiques ou en organismes marins. Source : The Open University, 1989.



### 1.2.3 Apport des satellites – Notion de géoïde

Les satellites apportent maintenant des compléments d'information inestimables sur la profondeur océanique, notamment pour les régions faiblement fréquentées. Comment ? Par la mesure moyenne du **géoïde**, surface de gravité égale autour de la Terre, qu'épouserait la surface du milieu fluide en l'absence de mouvement océanique (sans vent ni courant donc). La surface du géoïde présente des creux et des bosses (de l'ordre de 200 mètres à l'échelle du globe) parce que l'épaisseur et la masse volumique de la croûte et du manteau terrestre ne sont pas uniformes (Fig. 1.5).

Pour les océans, les ondulations du géoïde correspondent grossièrement à la bathymétrie : plus grande hauteur d'eau au dessus des dorsales, et plus faible hauteur d'eau au dessus des sillons. Il faut compter environ une dénivellation de 1 m du niveau de la mer pour un relief sous-marin de 1000 m ((Fig. 1.6). Le signal altimétrique doit être impérativement filtré (des vagues, de la marée, de la pression atmosphérique, des courants) en le moyennant, pour arriver à ne retenir que le géoïde (de telles corrections peuvent atteindre 1 mètre sur le niveau de la mer). Attention : la fraction du signal que l'on filtre peut être utilisée pour étudier les courants océaniques, les marées, ... (discuté dans la suite du cours). SEASAT, puis GEOSAT (1985-1989), ERS-1 et ERS-2 (1991-), TOPEX-POSEIDON (1992-), et récemment JASON-1 (2001-), ont ainsi permis une meilleure connaissance du géoïde, et la découverte de montagnes sous-marines jusqu'ici insoupçonnées (Fig. 1.7).

## 1.3 Traits principaux des bassins océaniques

Les quatre bassins principaux actuels sont le Pacifique, l'Atlantique, l'Indien, l'Arctique. Au printemps 2000, l'Organisation Hydrographique Internationale a reconnu un cinquième océan, l'Océan Austral, qui comprend toutes les eaux situées au sud du 60<sup>ème</sup> parallèle Sud.

### 1.3.1 Fonds océaniques

Rappel : la profondeur moyenne des océans est de 3800 m (Fig. 1.8), alors que l'altitude moyenne des continents n'est que de 840 m.

– plateau continental (*shelf*) : profondeur maximum de 100 à 300/400 mètres (150 m en moyenne), avec une pente similaire à la zone émergée avoisinante, jusqu'à une rupture de pente, d'extension jusqu'à 600 ou 800 km du rivage (notamment en région de plaines). En valeur moyenne : extension de 350 km, avec pente de 0.4%. Attention zone cependant assez chahutée (avec canyons, ..). Pour des régions montagneuses en bordure d'océan, ce plateau est quasiment absent. On y trouve de fortes similarités avec le relief continental voisin : zone de régression et de transgression marines.

– pente (*rise*) ou talus (*slope*) continental : raccord jusqu'aux fonds de 3000 à 6000 mètres. Pente moyenne de 3 à 3.5%, mais aussi jusqu'à 6%, voire localement 25%. C'est la rupture de pente précédente. On trouve souvent une accumulation de sédiments à la base de cette pente continentale. L'ensemble pente continentale et plateau continental est parfois nommé

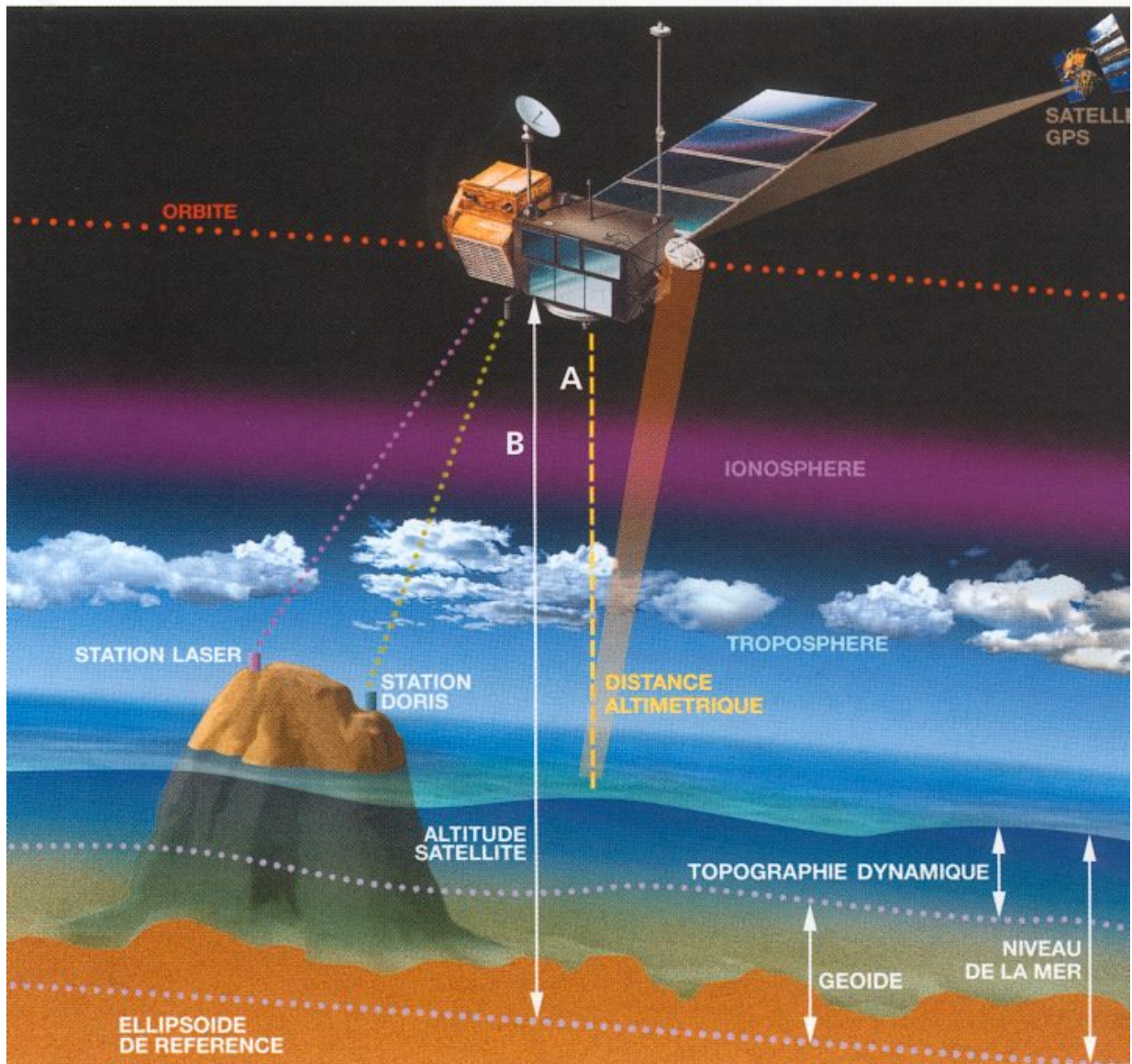


FIGURE 1.5 – Le satellite Topex-Poseidon mesure la hauteur du niveau des océans par rapport à une surface de référence ou au centre de la Terre. L'altimétrie fournit la distance A et le système d'orbitographie la distance B. Leur différence donne la hauteur cherchée, le niveau de la mer. Source : CNES, 2001.

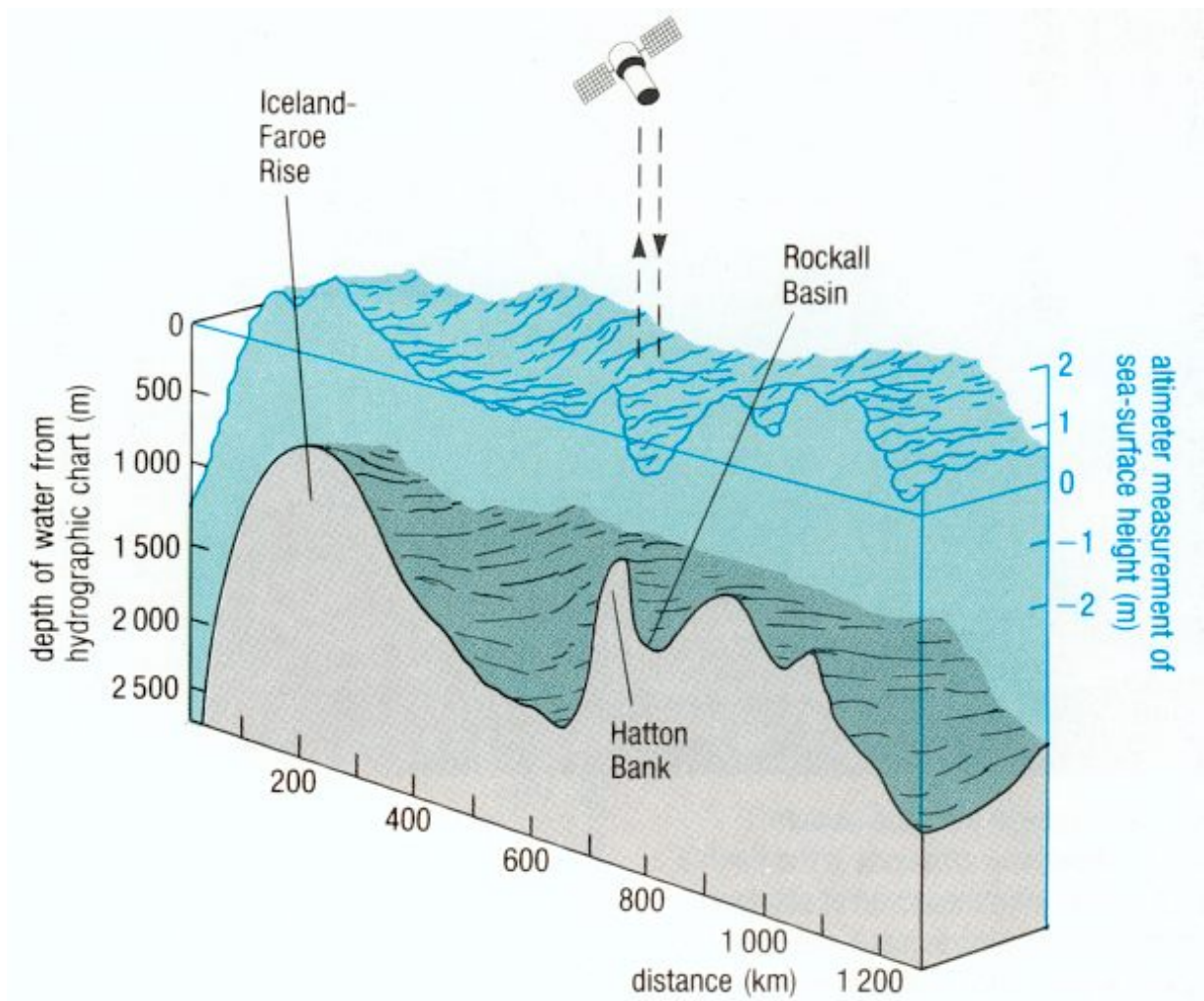


FIGURE 1.6 – Modèle d'une région à l'ouest de l'Écosse, établi à partir de données altimétriques de SEASAT. On peut noter que le niveau de la mer épouse très bien la topographie de fond. Un relief sous-marin d'un millier de mètres se traduit par une dénivellation de la surface d'environ 1 mètre. Source : The Open University, 1989.

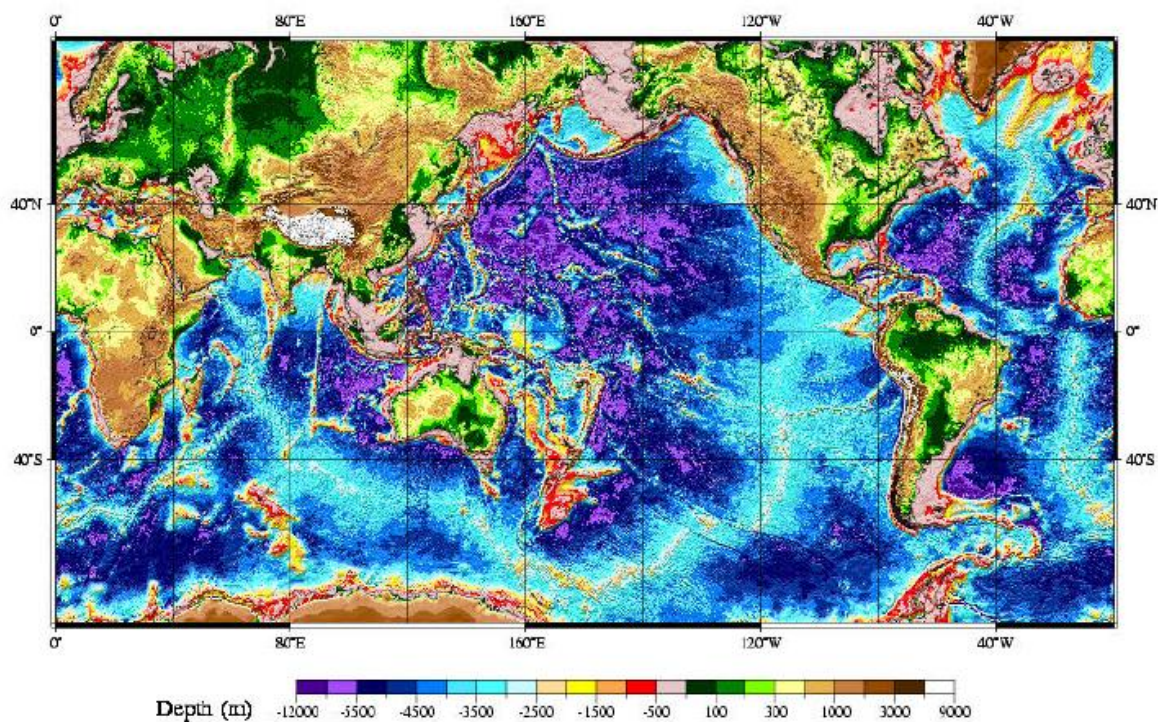


FIGURE 1.7 – Profondeur mesurée et/ou estimée du fond marin par combinaison de mesures par écho-sondeurs et de mesures d’altimétrie satellite. Source : Smith et Sandwell, 1997.

Profondeur (m)	Pourcentage	Appellation
0 à 200	7.6%	Plateau continental
200 à 1000	4.3%	Talus continental (15.3%)
1000 à 2000	4.2%	
2000 à 3000	6.8%	
3000 à 4000	19.6%	Fonds abyssaux (77.0%)
4000 à 5000	33.0%	
5000 à 6000	23.3%	
6000 à 7000	1.1%	
> 7000	0.1%	Fosses océaniques

TABLE 1.1 – Tableau indiquant les aires occupées par les différentes profondeurs océaniques (en % de la surface totale des fonds océaniques). Source : Tchernia, 1978.

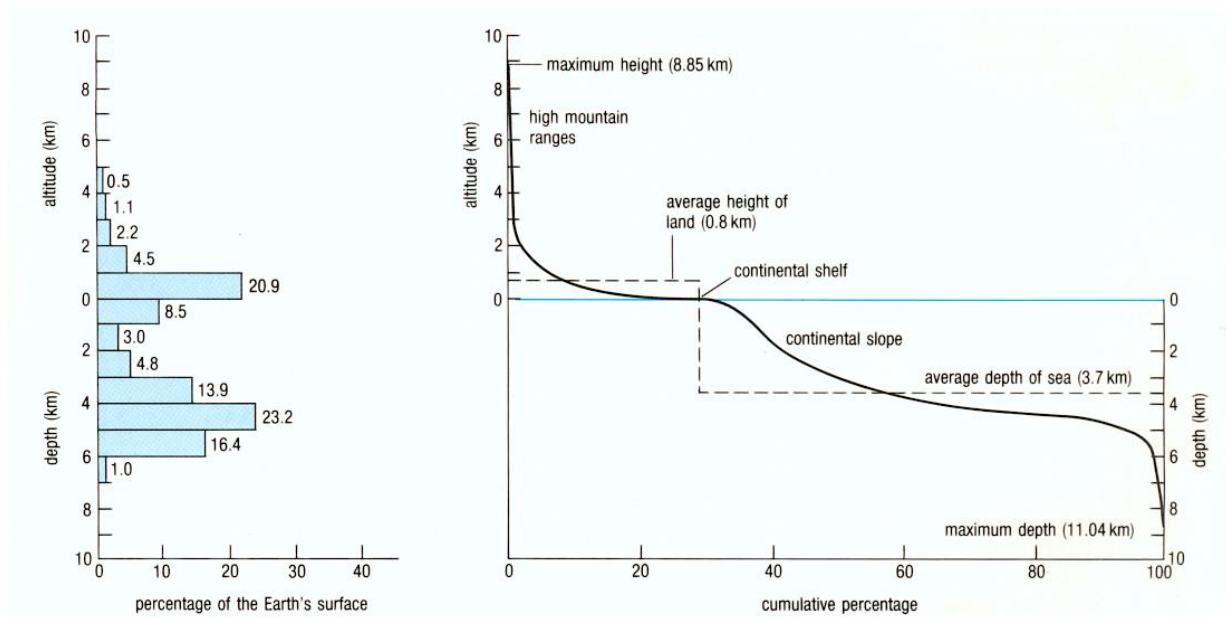


FIGURE 1.8 – (a) Histogramme de la distribution de la surface de la Terre par profondeur et altitude (km) - noter la répartition non gaussienne mais plutôt bimodale continent-océan. (b) Courbe hypsographique (ou hypsométrique), représentant le pourcentage de surface de la Terre (en abscisse) qui se trouve en dessous d'une altitude donnée (en ordonnée). Source : The Open University, 1989.

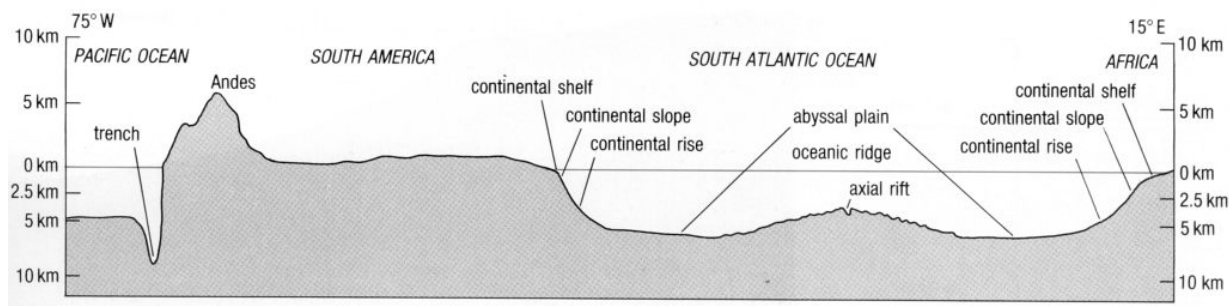


FIGURE 1.9 – Section ouest-est de la surface de la Terre du Pacifique à l’Atlantique. Éxagération verticale  $\times 100$ . Source : The Open University, 1989.

le socle continental.

- fonds abyssaux (grands fonds océaniques) : c’est la surface "vraie" des grands fonds océaniques, avec une pente moyenne très faible. Ils sont couverts de sédiments (mais généralement bien moins que le plateau). Leur profondeur varie entre 3500 et 5500 m.
- fosses océaniques : profondeur supérieure à 7000 m (11035 mètres pour la Fosse des Mariannes), d’étendue très restreinte, situées près des continents ou des arcs insulaires (volcans sous-marins actifs) et jamais au milieu des grandes cuvettes océaniques.

Note : le talus définit le trait le plus important du relief du globe, avec un escarpement de 3500 m de hauteur et de plus de 350 000 km de long. C’est également le siège de la transition entre croûte continentale et croûte océanique (voir ci-dessous).

Le raccordement entre plateau continental et fond du bassin peut s’opérer de deux manières distinctes (Fig. 1.9) :

- plateau et pente, suivis du bassin – pente simple ou talus ;
- plateau et pente, suivis d’une fosse (et d’une dorsale), puis du bassin ; un arc insulaire peut éventuellement apparaître avant la fosse, et former une mer intérieure.

C’est le type de transition entre croûte continentale et croûte océanique, et notamment l’existence ou non de mouvement entre elles, qui imposent le profil du raccordement (on parle de marge active ou passive).

### 1.3.2 Les sédiments marins

Les sédiments marins recouvrent l’essentiel des fonds des océans (sauf dans les plus grandes pentes, et dans les régions de courants profonds). Le fond réel est ainsi quelquefois difficilement discernable et c’est une notion éventuellement subjective : notion de socle cristallin par exemple. Les sédiments ont 3 origines principales :

- **éléments détritiques terrestres**, c’est-à-dire des éléments qui proviennent de la destruction des continents : érosion marine des côtes, apports de matériaux terrestres par les fleuves et glaciers, apports par les vents, apports par les volcans, et également météorites et autres poussières ;

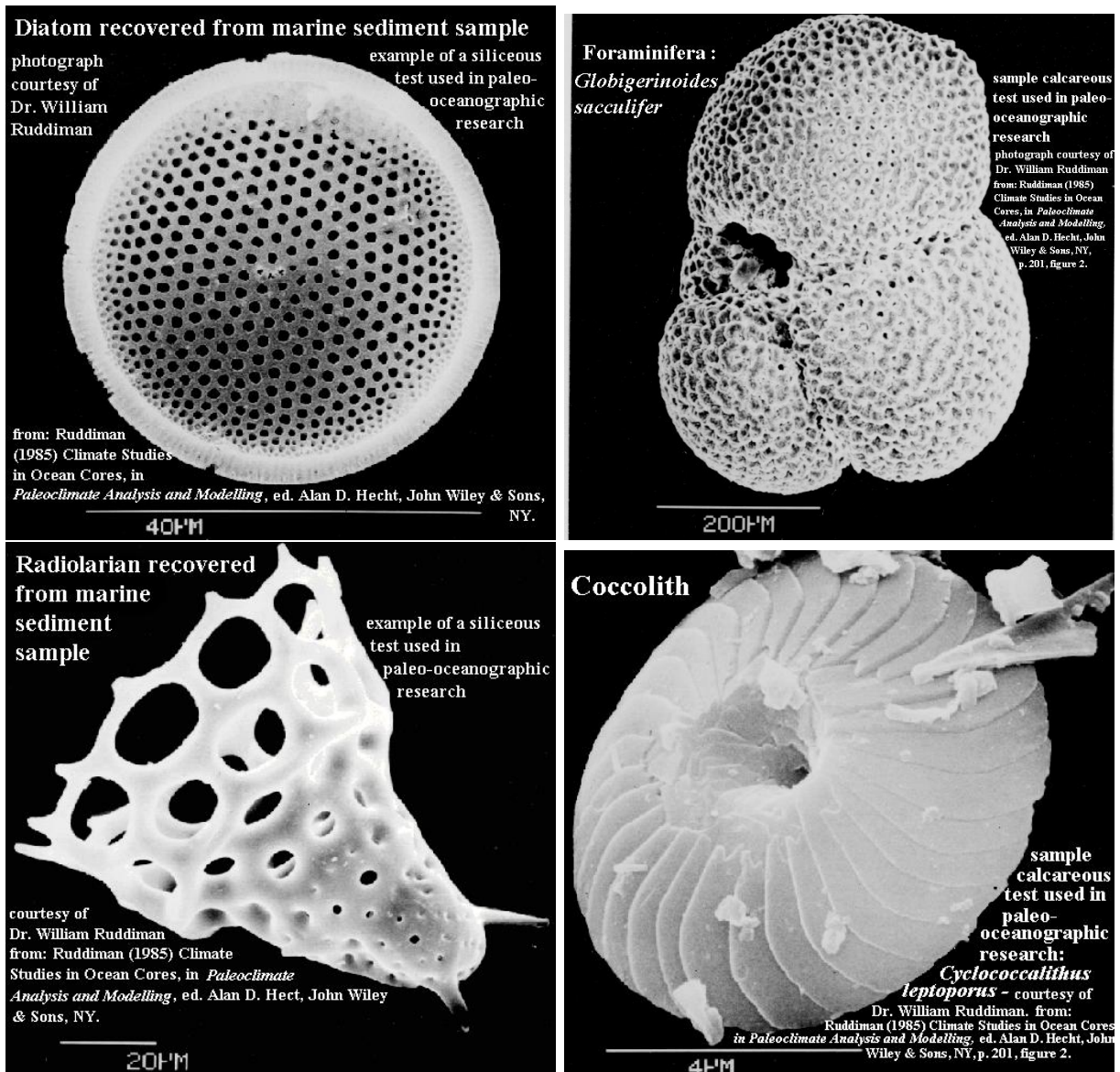


FIGURE 1.10 – Quelques exemples des 4 principaux types de sédiments organiques (grossissement de 6 à 335) : siliceux à gauche (diatomées, algues unicellulaires, 9% des fonds ; radiolaires, zooplancton unicellulaire, 2% des fonds) et calcaires (globigérines, unicellulaires, 35% des fonds ; coccolithes, algue planctonique ; mais aussi squelettes ou tests de ptéropodes, 1% des fonds). Du fait de leur dissolution, les boues calcaires sont peu fréquentes en dessous de 4500 m.

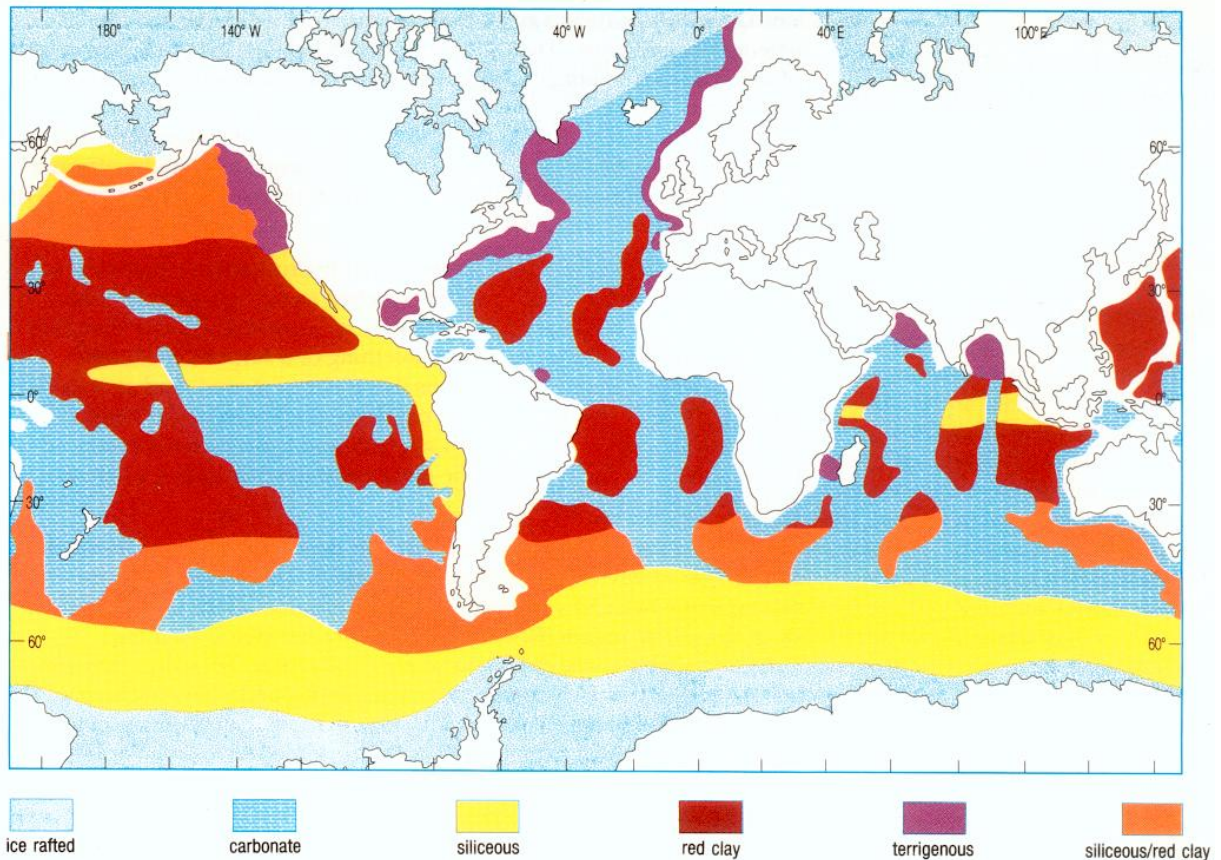


FIGURE 1.11 – Distribution actuelle des types dominants de sédiments sur le fond marin. Entraînés par les glaces (clair), calcaire (bleu), silice (jaune), argile rouge (rouge), terrigènes (noir), siliceux et argile rouge (orange). Source : The Open University, 1989.

- chimique : une grande partie des sels dissous présents dans l'eau des rivières précipite au contact de l'océan ;
- **éléments biogéniques**, c'est-à-dire d'origine biologique (planctonique souvent) : ce sont les débris minéraux insolubles des êtres vivants dans la mer et cela représente près de la moitié (47%) de la superficie des sédiments océaniques. Leur origine est soit calcaire, soit siliceuse.

En général, on observe beaucoup plus de sédiments près des côtes (plateau), et des éléments détritiques de plus en plus fins vers le large. Les courants de turbidité et l'influence des courants de fond redistribue cet apport continental vers les zones plus profondes.

Il y a 4 types principaux de sédiments biogéniques (boues), deux calcaires et deux siliceux (Fig. 1.10) :

- **les sédiments calcaires** : boues d'êtres unicellulaires ou mollusques à test (partie dure du squelette : coque, carapace, ...) formé de carbonate de calcium, essentiellement dans les régions chaudes (tropicales et subtropicales). On distingue les boues à Globigérines (1



cellule, 65% en  $\text{CaCO}_3$  et quelquefois 90 ou 95%, 35% de la surface du fond des océans, guère au delà de 5000 m), et les boues à Ptéropodes (petits mollusques, régions tropicales et subtropicales, 74% de  $\text{CaCO}_3$ , 1% de la surface, 1500 à 3000 m) plus grossières.

– **les sédiments siliceux**, provenant d’algues unicellulaires à test siliceux. On distingue les boues à Diatomées (algues unicellulaires, microscopiques, eaux froides et peu salées, 9% de la surface, dépôt très fin), et les boues à Radiolaires (êtres unicellulaires, rougeâtres car mêlées à des éléments minéraux comme la magnétite ou le manganèse, 1 à 2% du fond des océans, profond).

Les argiles rouges (couleur due aux oxydes ferriques) proviennent ou bien des mécanismes d’érosion et de volcans ou bien plus souvent de sédiments organiques dont le calcaire a disparu (la pression au fond de l’océan est propice au développement d’acide carbonique, par déplacement de l’équilibre des carbonates, ce qui agit sur le calcaire). Elles recouvrent 28% des fonds marins, à de grandes profondeurs donc (Fig. 1.11).

**Vitesse de dépôt ?** Accessible par mesure de la radioactivité de certains éléments ( $^{14}\text{C}$  par exemple). Maximum de 1 cm pour 1000 ans dans l’océan ouvert (on parle de dépôts pélagiques, loin des côtes), jusqu’à plusieurs mètres par 1000 ans au voisinage des côtes (dépôts littoraux : sédiments terrestres, organiques et chimiques, jusqu’à des profondeurs de l’ordre de 1000 m). Au voisinage des côtes, les matériaux sont sans cesse triturés par les vagues, et sont transformés en éléments de plus en plus fins.

## 1.4 Dynamique des fonds marins

### 1.4.1 Généralités

Le tableau récapitulant les profondeurs de l’océan en pourcentage correspond à une vision statique du fond de l’océan, car il y a en fait des modifications lentes continues de la structure des bassins océaniques, qui actives au cours des millions d’années passées ont conduit à la morphologie actuelle de la surface de la Terre.

Dès 1910 Frank Taylor discute la possibilité du mouvement des continents depuis l’équateur vers les régions polaires, dans un passé de la Terre où la rotation était plus rapide. La notion de dérive des continents est introduite au début du siècle par Alfred Wegener (1880-1930) en 1915 (arguments visuels : lignes de côte, roches, fossiles animaux et végétaux, ...). Par le passé, de nombreux auteurs avaient remarqué l’analogie entre la côte ouest de l’Afrique et la côte est de l’Amérique du Sud et de l’Amérique centrale (Fig. 1.12). La similarité de certains sédiments retrouvés sur différents continents a aussi excité la curiosité des scientifiques.

On peut néanmoins signaler l’existence de grandes controverses (conférence de 1929) entre partisans et opposants de cette approche. Puis tectonique des plaques à partir de 1940 (développement du SONAR), puis de 1950 (travaux consacrés au paléomagnétisme). Dès les années 1950, la connaissance des dorsales en milieu de bassin ont permis d’élaborer les théories de dérives de continents. Au niveau des dorsales océaniques, le fond de l’océan s’écarte du fossé (rift) central, comme sur un tapis roulant. Les vitesses sont en général de

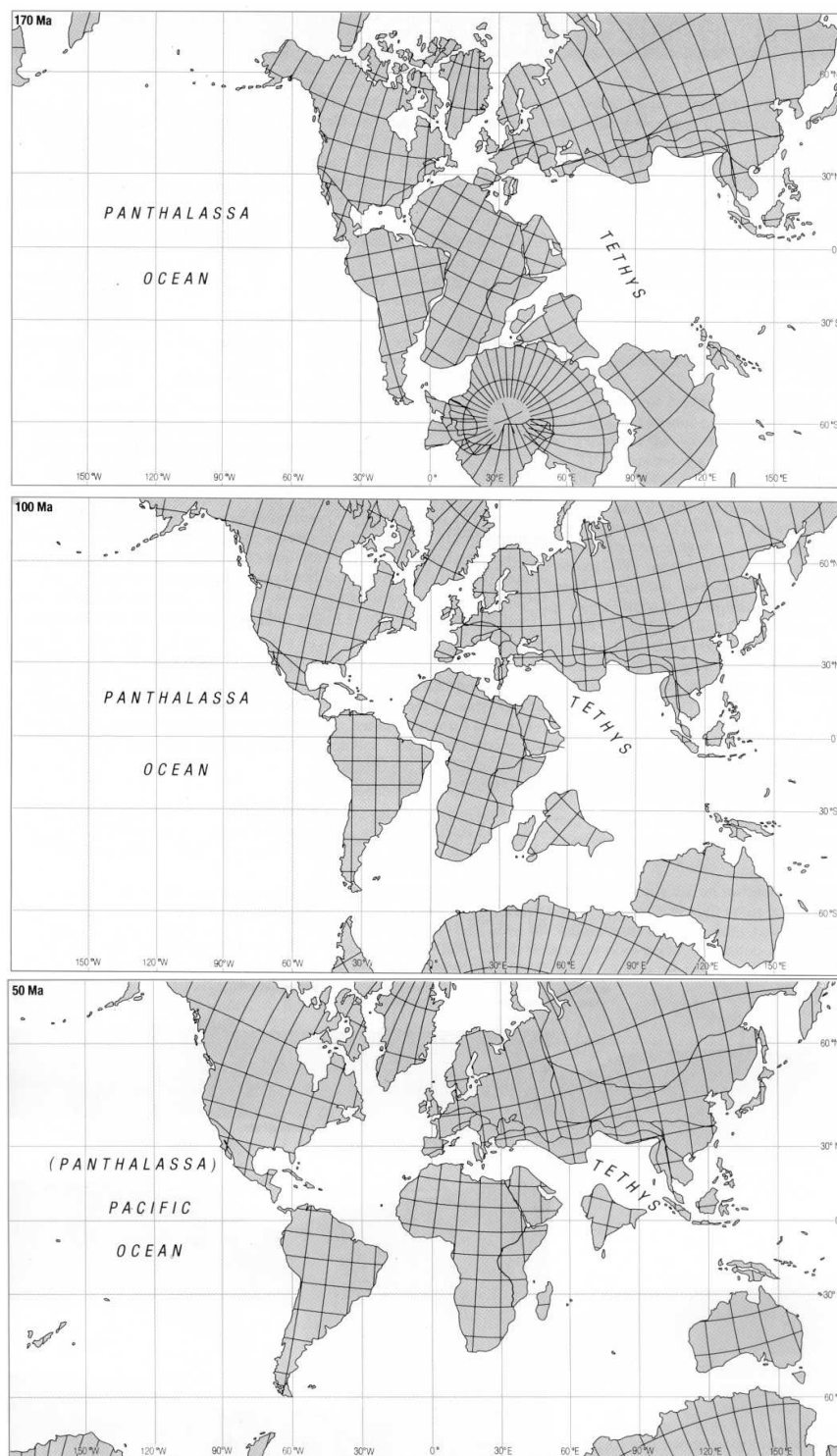


FIGURE 1.12 – Reconstruction paléogéographique, à partir de données topographiques, paléogéologiques et paléomagnétiques. Un océan énorme dominait un hémisphère : la Panthalassa. Un supercontinent occupait l'autre hémisphère (la Pangée), avec deux principales composantes : L'Eurasie et le Gondwanaland. a) Jurassique. b) Crétacé. c) Éocène. Source : The Open University, 1989.

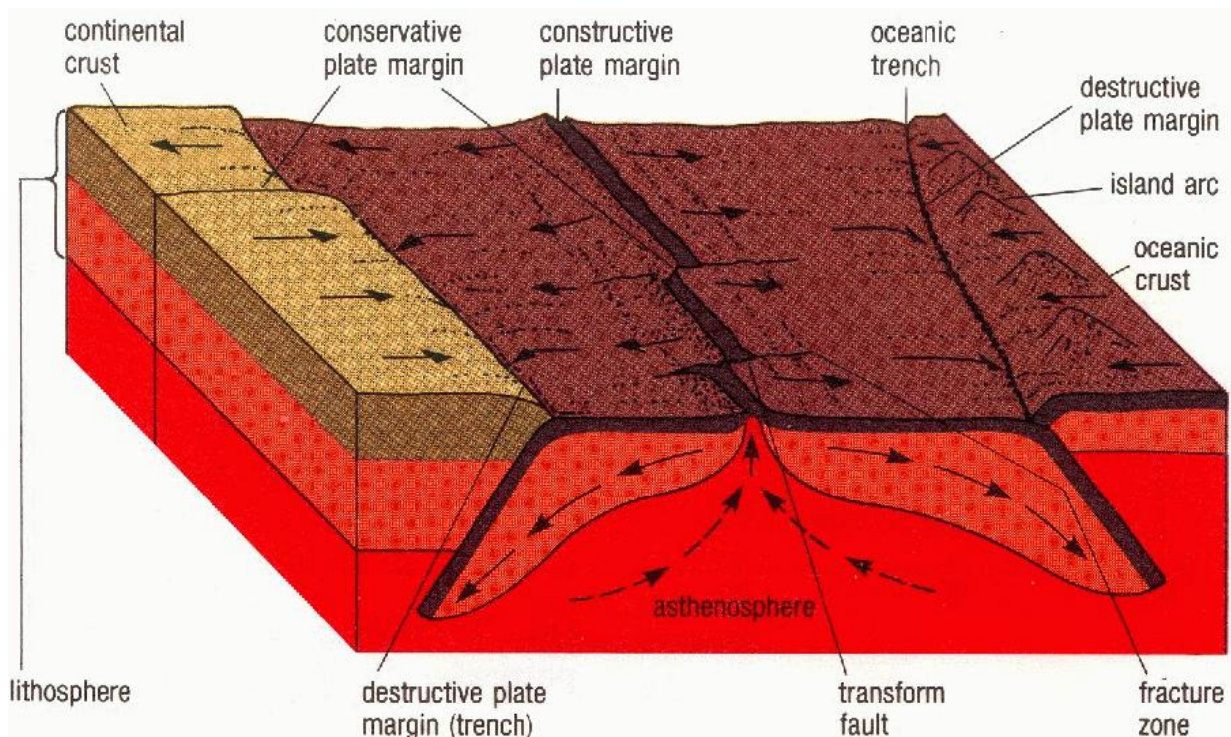


FIGURE 1.13 – Diagramme présentant les concepts essentiels de la tectonique des plaques. Des plaques de lithosphère rigide (partie haute du manteau et croûte océanique ou continentale) se déplacent au dessus d'une couche relativement peu visqueuse à l'échelle du déplacement des plaques (asthénosphère). Les éléments du manteau s'élèvent au niveau des limites constructrices (comme les dorsales océaniques) tandis que les plaques s'enfoncent dans le manteau au niveau des limites destructrices (fosses océaniques). Au niveau des limites conservatrices, les plaques ne font que glisser l'une par rapport à l'autre.

l'ordre de 1 cm/an mais peuvent atteindre 20 cm/an de part et d'autre d'une dorsale (Fig. 1.13).

## 1.4.2 Enveloppes terrestres

La Terre (solide) est constituée de plusieurs enveloppes, dont l'agencement repose sur des propriétés physiques et chimiques bien précises.

### Classement chimique :

- **croûte** : c'est la pellicule la plus externe de la Terre ; **continentale**, elle a une composition similaire au granite, et une épaisseur moyenne de 35 km (mais pouvant atteindre localement 90 km), avec une densité 2.7 fois supérieure à l'eau ; **océanique**, elle a une composition similaire au basalte (roche éruptive, compacte), épaisse de moins de 10 km et 2.9 fois plus dense que l'eau ; le tout flotte sur l'asthénosphère (équilibre isostatique) ;
- **manteau** : 83% du volume de la Terre ; épaisseur moyenne de 2900 km, densité moyenne

4.5 fois supérieure à celle de l'eau ; composition plus proche du basalte que du granite ;  
– **coeur** : principalement métallique (fer et nickel), épais de 3400 km.

**Classement physique** : la température et la pression augmentent toutes deux avec la profondeur, avec des effets opposés sur la solidité de la roche ambiante (une hausse de pression raffermi la roche, à la différence d'une hausse de température).

– **lithosphère** (en grec : pierre) : c'est l'enveloppe extérieure, froide et rigide. Elle forme la croûte et la partie supérieure du manteau terrestre ( $\approx 100$  km). S'émiette lorsqu'elle est compressée.

– **asthénosphère** (en grec : sans force) : chaude, plastique (s'écoule et se déforme sous les effets de pression). Forme l'autre fraction de la partie supérieure du manteau. Épaisse d'environ 700 km. Des plaques de lithosphère peuvent se déplacer au dessus de l'asthénosphère.

– **mésosphère** : couche cassante et fragile (les effets de pression dominant). Forme la partie intermédiaire et basse du manteau.

– **coeur externe** : liquide, à l'origine du champ magnétique terrestre.

– **coeur interne** (graine) : solide, c'est la partie la plus dense de la Terre.

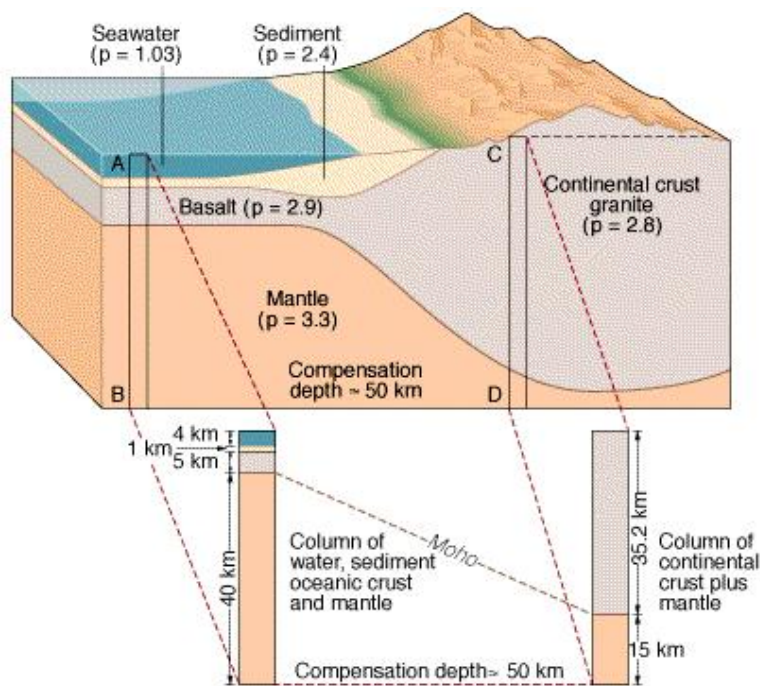
Les effets isostatiques (en grec : égale stabilité) ou isostasie définissent l'état d'équilibre des différents segments de l'écorce terrestre, et permettent d'expliquer l'agencement des croûtes continentales (les moins denses, donc les plus épaisses et les plus hautes) et océaniques (plus denses, moins épaisses et donc abaissées). Ainsi, les chaînes de montagnes très élevées ont également un socle très profond sous la surface de la Terre, de la même façon qu'un iceberg, voire plus du fait des densités impliquées (Fig. 1.14). On parle de rebond isostatique glaciaire pour expliquer la lente remontée des régions continentales (comme la Scandinavie) depuis la fonte des centaines de mètres de glace qui les recouvraient au dernier âge glaciaire. Les périodes de temps impliquées, de quelques dizaines de milliers d'années, sont dues à la viscosité du manteau.

### 1.4.3 Plaques et limites

Le changement de la forme des bassins océaniques s'explique par le mouvement des plaques de lithosphère (les océans Indien et Atlantique s'étendent, tandis que le Pacifique se contracte). Leur bathymétrie évolue également du fait de la modification des propriétés de la roche (au cours de son refroidissement), des processus de sédimentation, de l'érosion par les courants, et du fait des ajustements isostatiques

Deux plaques (de lithosphère) peuvent glisser latéralement (on parle de frontière de plaque, ou limite, transformante ou conservatrice) ou alors s'éloigner (limite divergente ou constructrice) ou s'approcher (limite convergente ou destructrice), au dessus de l'asthénosphère. La Terre ne pouvant s'agrandir avec le temps, il se produit en moyenne autant de destruction de lithosphère que de production. Aux limites de plaques destructrices sont associées les fosses, tandis qu'aux limites de plaques constructrices sont associées les dorsales océaniques.

Les plaques se meuvent les unes par rapport aux autres (Fig. 1.15).



© 1998 Wadsworth Publishing Company/ITP

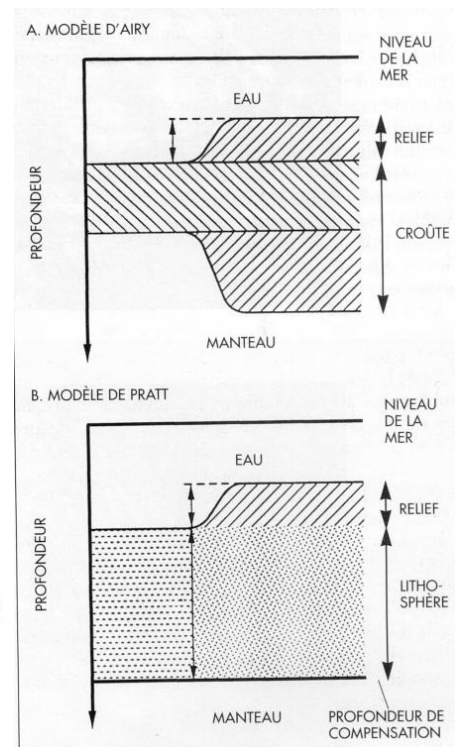


FIGURE 1.14 – Schéma illustrant le principe de la compensation isostatique. A. La compensation du relief topographique est assurée par la présence d'une racine légère causée par épaissement de la croûte (modèle d'Airy). B. La compensation est assurée par une variation latérale de la densité dans la lithosphère (modèle de Pratt). Dans les deux cas, la pression est hydrostatique en dessous de la profondeur de compensation. Source : Cazenave et Feigl, 1994.

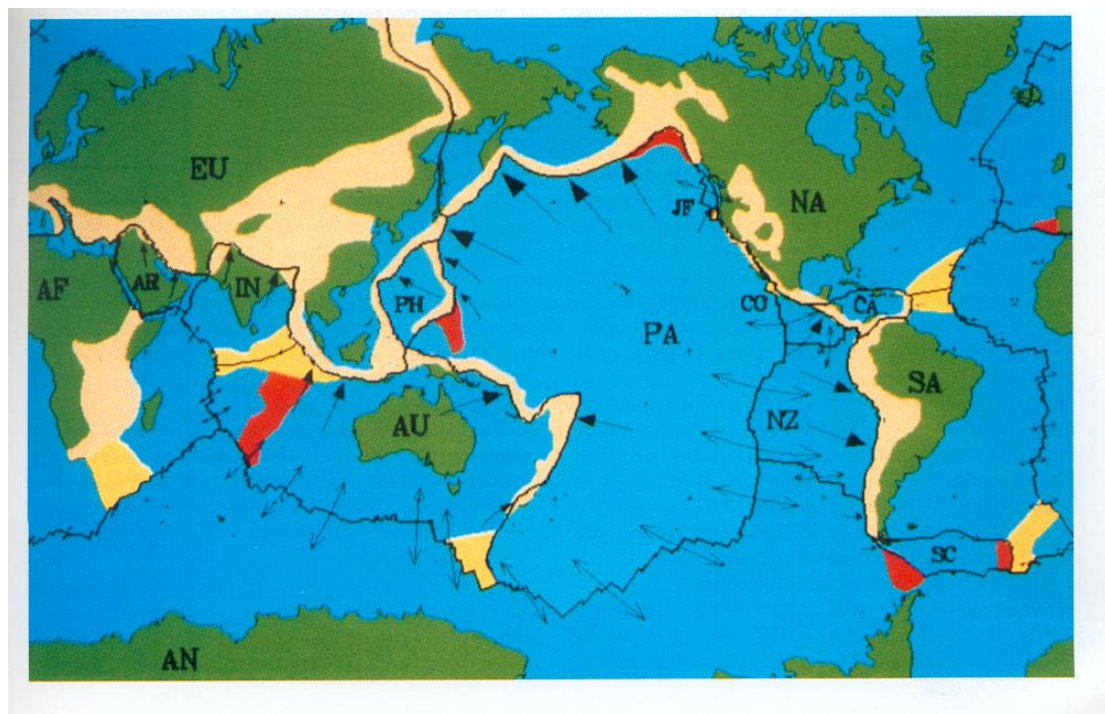
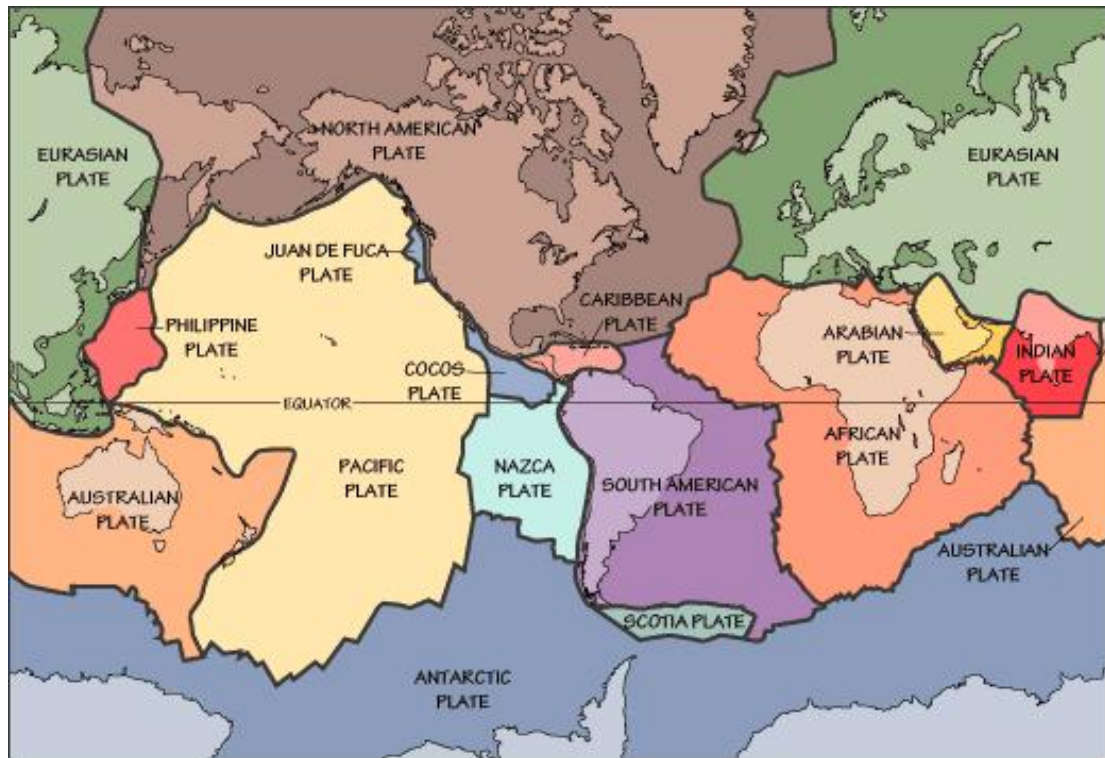


FIGURE 1.15 – (a) Agencement mondial des principales plaques, dorsales océaniques, fosses et fractures, épacentres de tremblements de terre majeurs. Il y a 7 plaques principales et 6 plaques mineures. D'autres moins importantes ne sont pas mentionnées ici. (b) Géométrie des 12 plaques du modèle NUVEL-1 : Europe (EU), Amérique du Nord (NA), Amérique du Sud (SA), Pacifique (PA), Afrique (AF), Australies (AU), Antarctique (AN), Inde (IN), Nazca (NZ), Caraïbe (CA), Coco (CO) et Arabie (AR). Les couleurs montrent les zones de déformation intraplaque non-rigides et leur comportement : déformation sous-marine, vitesses anormales et sismicité (jaune), sismicité sous-marine uniquement (rouge), déformation continentale, topographie élevée et sismicité (beige). La longueur et la direction des flèches dénotent les vitesses relatives des plaques au cours des derniers millions d'années, en référence à la plaque africaine. Source : Cazenave et Feigl, 1994 ; DeMets et al., 1990.

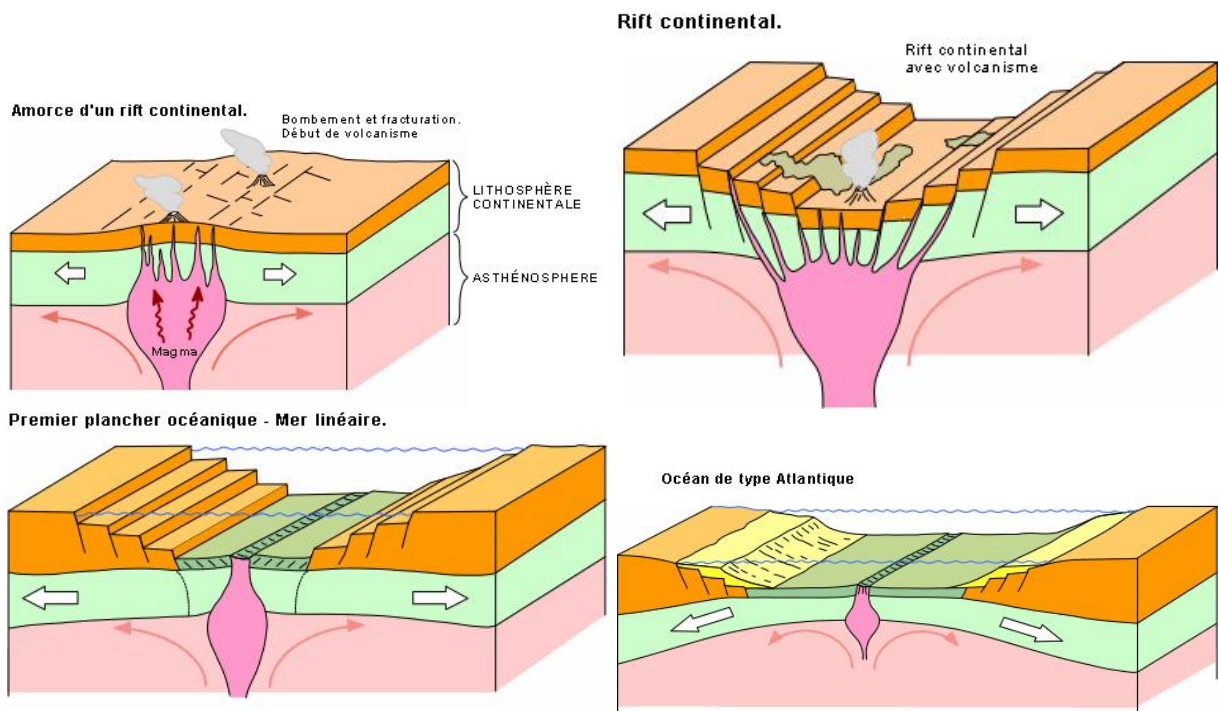


FIGURE 1.16 – Les schémas illustrent les quatre étapes de la formation d'un océan. L'accumulation de chaleur sous une plaque continentale cause une dilatation de la matière qui conduit à un bombement de la lithosphère. Il s'ensuit des forces de tension qui fracturent la lithosphère et amorcent le mouvement de divergence. Le magma viendra s'infiltrer dans les fissures, ce qui causera par endroits du volcanisme continental ; les laves formeront des volcans ou s'écouleront le long des fissures. Un exemple de ce premier stade précurseur de la formation d'un océan est la vallée du Rio Grande aux États-Unis ou le rift est-africain. La poursuite des tensions produit un étirement de la lithosphère et donc son amincissement ; il y aura alors effondrement en escalier, ce qui produit une vallée appelée un rift continental. Il y aura des volcans et des épanchements de laves le long des fractures. Le Grand Rift américain aux États-Unis en est un bon exemple. Avec la poursuite de l'étirement, le rift s'enfonce sous le niveau de la mer et les eaux marines envahissent la vallée (sédimentation). Deux morceaux de lithosphère continentale se séparent et s'éloignent progressivement l'un de l'autre. Le volcanisme sous-marin forme un premier plancher océanique basaltique (croûte océanique) de part et d'autre d'une dorsale embryonnaire ; c'est le stade de mer linéaire, comme par exemple la Mer Rouge. L'élargissement de la mer linéaire par l'étalement des fonds océaniques conduit à la formation d'un océan de type Atlantique, avec sa dorsale bien individualisée, ses plaines abyssales et ses plateaux continentaux correspondant à la limite de la croûte continentale. Source : Bourque, 1997.

#### 1.4.4 Frontières divergentes, convergentes, transformantes

Les frontières entre plaques divergentes correspondent aux dorsales océaniques. C'est là où se créent la croûte ou le socle des bassins océaniques (Fig. 1.16).

On sait qu'il existe un flux de chaleur qui va du centre vers l'extérieur de la Terre, un flux causé par la désintégration radioactive de certains éléments chimiques (principalement dans le manteau) et qui engendre des cellules de convection dans le manteau plastique ou asthénosphère (le lent refroidissement de la Terre s'accompagne principalement de la croissance du noyau solide). À cause de cette convection, il y a concentration de chaleur en une zone où le matériel chauffé se dilate, ce qui explique en partie le soulèvement correspondant à la dorsale océanique. La concentration de chaleur conduit à une fusion **partielle** du manteau qui produit du magma. La convection produit, dans la partie rigide de l'enveloppe de la Terre (lithosphère), des forces de tension qui font que deux plaques divergent ou convergent; elle est le moteur du tapis roulant, entraînant la lithosphère océanique de part et d'autre de la dorsale. Entre ces deux plaques divergentes, la venue de magma crée de la nouvelle croûte océanique. Il semblerait l'étalement des fonds océaniques crée, dans la zone de dorsale, des tensions qui se traduisent par des failles d'effondrement et des fractures ouvertes, ce qui forme au milieu de la dorsale un fossé d'effondrement qu'on appelle un rift océanique. Le magma produit par la fusion partielle du manteau s'introduit dans les failles et les fractures du rift. Une partie de ce magma cristallise dans la lithosphère sans atteindre la surface, alors qu'une autre est expulsée sur le fond océanique sous forme de lave et forme du volcanisme sous-marins. C'est ce magma cristallisé qui forme de la nouvelle croûte océanique à mesure de l'étalement des fonds.

C'est donc ainsi qu'il se crée perpétuellement de la nouvelle lithosphère océanique aux niveau des frontières divergentes, c'est-à-dire aux dorsales médio-océaniques. Ce sont ces processus qui expliquent comment s'est formé un océan comme l'Atlantique. La croûte océanique nouvellement formée est relativement chaude et légère et flotte bien; en se refroidissant avec le temps, sa densité augmente et elle flotte de moins en moins, sa profondeur augmente donc avec le temps.

Aujourd'hui, physiciens et astrophysiciens sont assez d'accord pour dire que la Terre n'est pas en expansion. Si la surface de la Terre est un espace fini, le fait que les plaques grandissent aux frontières divergentes implique qu'il faudra détruire de la lithosphère ailleurs pour maintenir constante la surface terrestre. Cette destruction se fait aux frontières convergentes qui, comme le nom l'indique, marquent le contact entre deux plaques lithosphériques qui convergent l'une vers l'autre. La destruction de plaque se fait par l'enfoncement dans l'asthénosphère d'une plaque sous l'autre plaque, et par la digestion de la portion de plaque enfoncée dans l'asthénosphère. Les résultats (séismes, volcans, chaînes de montagnes, déformations) diffèrent selon la nature des plaques (océaniques ou continentales) qui entrent en collision (Fig. 1.17).

– Un premier type de collision résulte de la convergence entre deux plaques océaniques. Dans ce genre de collision, une des deux plaques (la plus dense, généralement la plus vieille) s'enfonce sous l'autre pour former une zone de subduction (littéralement : conduire en dessous).



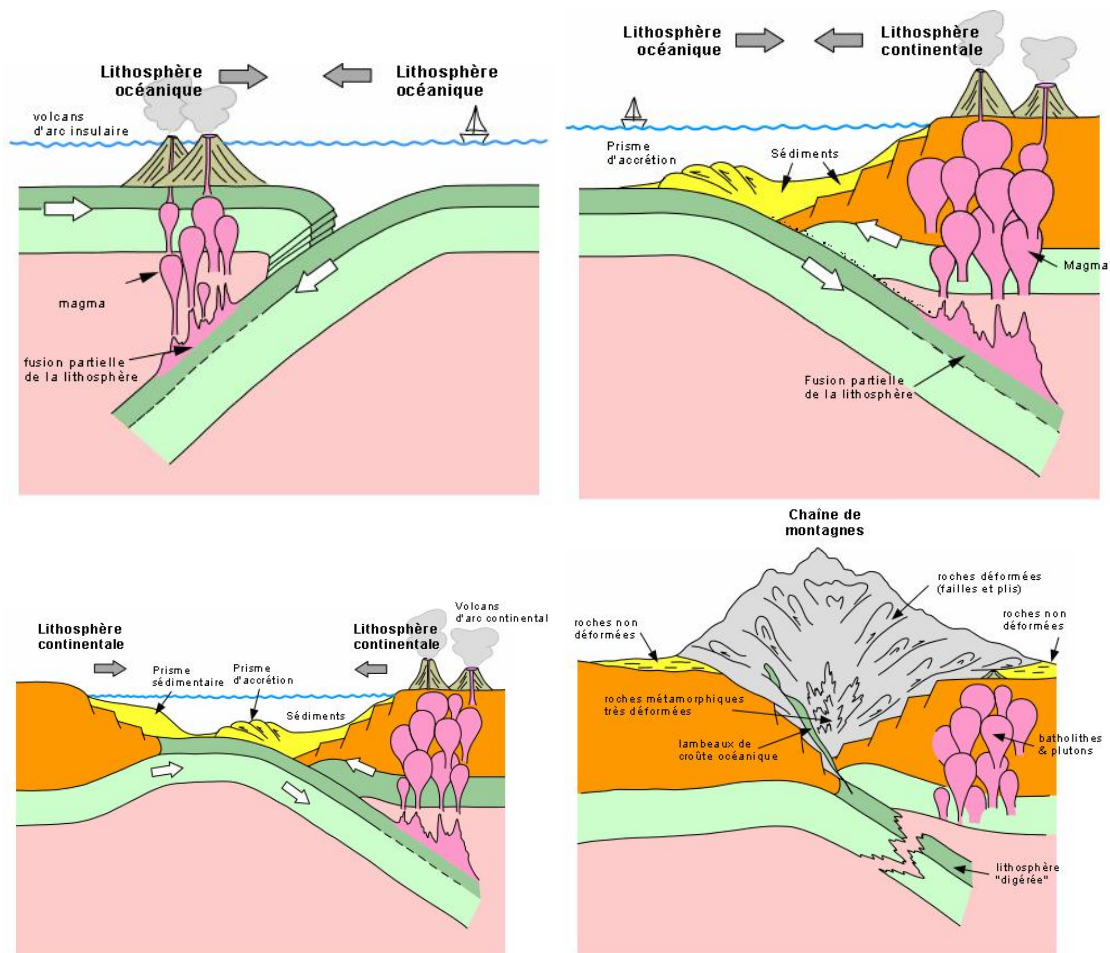


FIGURE 1.17 – Mécanisme de collision de plaques pour les 3 configurations possibles. 1. On enfonce du matériel plus chaud et moins dense ( $d=3,2$ ) dans du matériel moins chaud et plus dense ( $d=3,3$ ). L'asthénosphère "digère" peu à peu la plaque lithosphérique par fusion partielle de la plaque engloutie. Le magma résultant (liquide), moins dense que le milieu ambiant, monte vers la surface. Une grande partie de ce magma reste emprisonnée dans la lithosphère, mais une partie est expulsée à la surface, produisant des volcans sous la forme d'une série d'îles volcaniques (arc insulaire volcanique) sur le plancher océanique. De bons exemples de cette situation se retrouvent dans le Pacifique ouest, avec les grandes fosses des Mariannes, de Tonga, des Kouriles et des Aléoutiennes, chacune possédant leur arc insulaire volcanique, ainsi que la fosse de Puerto Rico ayant donné naissance à l'arc des Antilles bordant la mer des Caraïbes dans l'Atlantique. 2. Les basaltes de la plaque océanique et une partie des sédiments du plancher océanique (le reste est raclé par la plaque supérieure) s'enfoncent dans du matériel de plus en plus dense. Rendue à une profondeur excédant les 100 km, la plaque est partiellement fondue. Comme dans le cas précédent, la plus grande partie du magma restera emprisonnée dans la lithosphère ici continentale; le magma qui aura réussi à se frayer un chemin jusqu'à la surface formera une chaîne de volcans sur les continents (arc volcanique continental). De bons exemples de cette situation se retrouvent à la limite du Pacifique est, comme les volcans de la Chaîne des Cascades aux États-Unis (incluant le Mont St. Helens) résultat de la subduction dans la fosse de Juan de Fuca et ceux de la Cordillères des Andes en Amérique du Sud reliés à la fosse du Pérou-Chili. 3. Lorsque les deux plaques entrent en collision, le mécanisme se coince : le moteur du déplacement (la convection dans le manteau supérieur) n'est pas assez fort pour enfonce une des deux plaques dans l'asthénosphère à cause de la trop faible densité de la lithosphère continentale par rapport à celle de l'asthénosphère. Tout le matériel sédimentaire est comprimé et se soulève pour former une chaîne de montagnes où les roches sont plissées et faillées. C'est la soudure entre deux plaques continentales pour n'en former qu'une. 4. Toute les grandes chaînes de montagnes plissées ont été formées par ce mécanisme, un bon exemple récent étant la soudure de l'Inde au continent asiatique, il y a à peine quelques millions d'années, avec la formation de l'Himalaya.

- Un second type de collision est le résultat de la convergence entre une plaque océanique et une plaque continentale. Dans ce type de collision, la plaque océanique plus dense s'enfonce sous la plaque continentale.
- Un troisième type de collision implique la convergence de deux plaques continentales. L'espace océanique se refermant au fur et à mesure du rapprochement de deux plaques continentales, le matériel sédimentaire du plancher océanique, plus abondant près des continents, se concentre de plus en plus.

Les frontières transformantes correspondent à de grandes fractures qui affectent toute l'épaisseur de la lithosphère ; on utilise plus souvent le terme de failles transformantes. Elles se trouvent le plus souvent, mais pas exclusivement, dans la lithosphère océanique. Ces failles permettent d'accommoder des différences dans les vitesses de déplacement ou même des mouvements opposés entre les plaques, ou de faire le relais entre des limites divergentes et convergentes (ces failles transforment le mouvement entre divergence et convergence, de là leur nom de failles transformantes). La fameuse faille de San Andreas en Californie est un bon exemple de cette situation : elle assure le relais du mouvement entre la limite divergente de la dorsale du Pacifique est, la limite convergente des plaques Juan de Fuca-Amérique du Nord et la limite divergente de la dorsale de Juan de Fuca.

### 1.4.5 Dorsales

Les dorsales océaniques sont donc les régions de formation de la nouvelle lithosphère océanique, et représentent (selon la définition adoptée) près d'un tiers de la surface des océans. C'est du magma basaltique qui apparaît en continu au niveau de l'axe de la dorsale, en repoussant de part et d'autres (à angle droit par rapport à l'axe) les fonds marins, de façon a priori symétrique.

Il existe une relation simple qui relie âge du fond marin et profondeur : la profondeur du fond augmente en fonction de l'éloignement à la dorsale (Fig. 1.18). Cette relation est empirique mais s'explique comme suit. La lithosphère est plus chaude au voisinage immédiat de la dorsale, donc moins dense, donc avec plus de flottabilité. Avec le temps (millions d'années...), la lithosphère se refroidit au fur et à mesure qu'elle s'éloigne de sa zone d'apparition. Elle se contracte, "flotte" moins, et s'enfonce plus. Des reliefs sous-marins aigus, comme dans l'Atlantique, sont associés à des vitesses d'étalement lentes par rapport à l'axe de la dorsale (1 à 2 cm/an) alors que des profils moins abrupts (dorsale est Pacifique) sont associés à des vitesses d'étalement supérieures (6 à 8 cm/an).

Le datage "magnétique" des fonds marins permet de mettre en évidence le lent mouvement des fonds : il y a en effet renverse de la polarité du champ magnétique terrestre tous les 100000 à quelques millions d'années. La fraction asthénosphérique du manteau qui est injectée dans le fond des bassins océaniques (au niveau des dorsales) se refroidit en deçà du point de Curie des minéraux magnétiques présents dans la roche, et sa polarité (égale à celle de la Terre à cette époque) se fige (Fig. 1.19).

On ne trouve pas de croûte océanique plus vieille que 160 millions d'années, les océans sont donc relativement jeunes par rapport à l'âge de la Terre, 4600 millions d'années (Fig. 1.20).

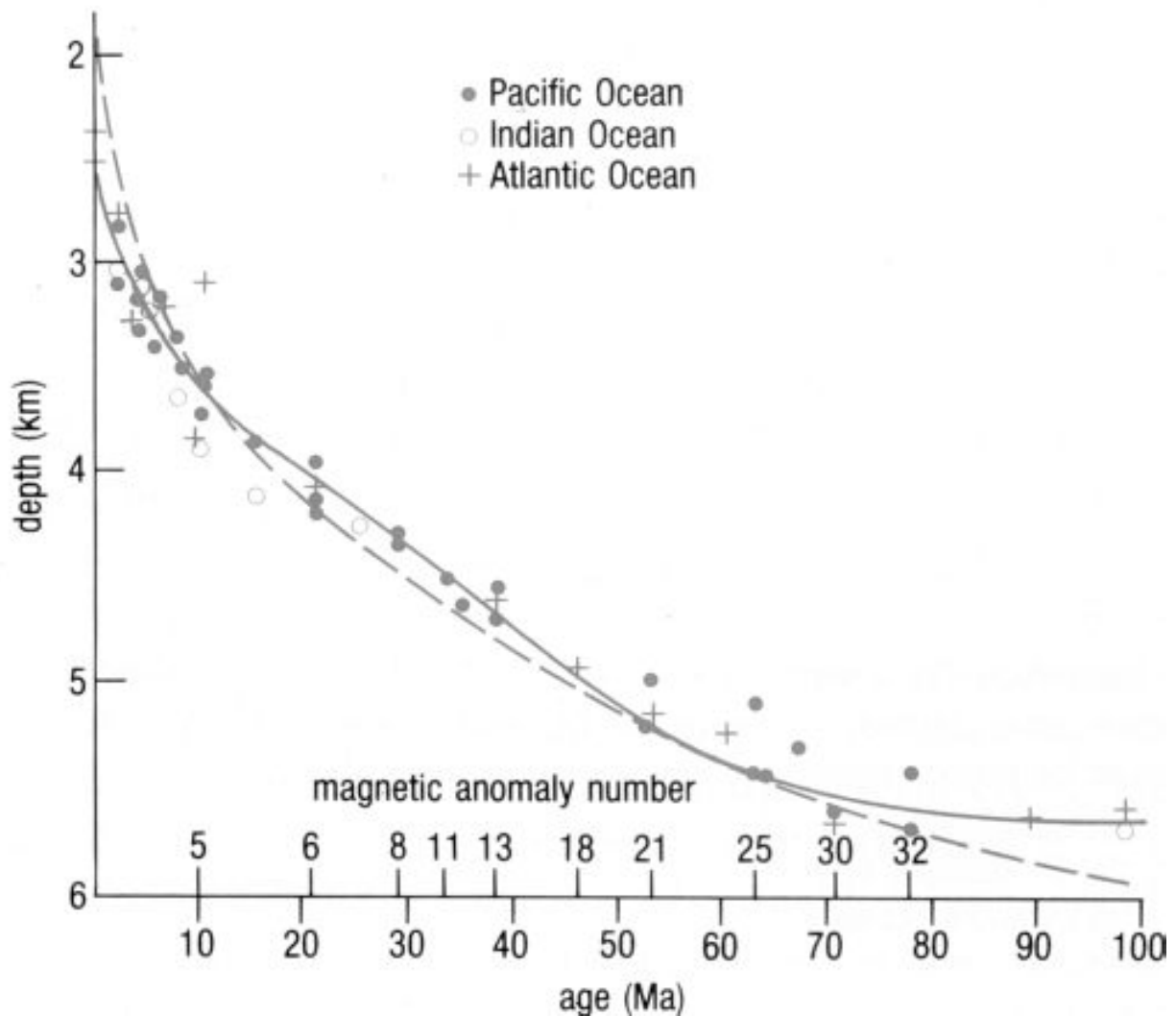


FIGURE 1.18 – Relations observées et théoriques entre la profondeur du sommet de la croûte océanique et son âge. La courbe pleine est une moyenne des observations. La courbe en pointillés est obtenue en faisant l'hypothèse qu'une augmentation de la profondeur avec le temps est due à la contraction thermique de la lithosphère (lorsque la plaque refroidit en s'éloignant de l'axe de la dorsale). Les nombres d'anomalie magnétique correspondent aux bandes magnétiques observées sur le fond de l'océan. Source : The Open University, 1989.

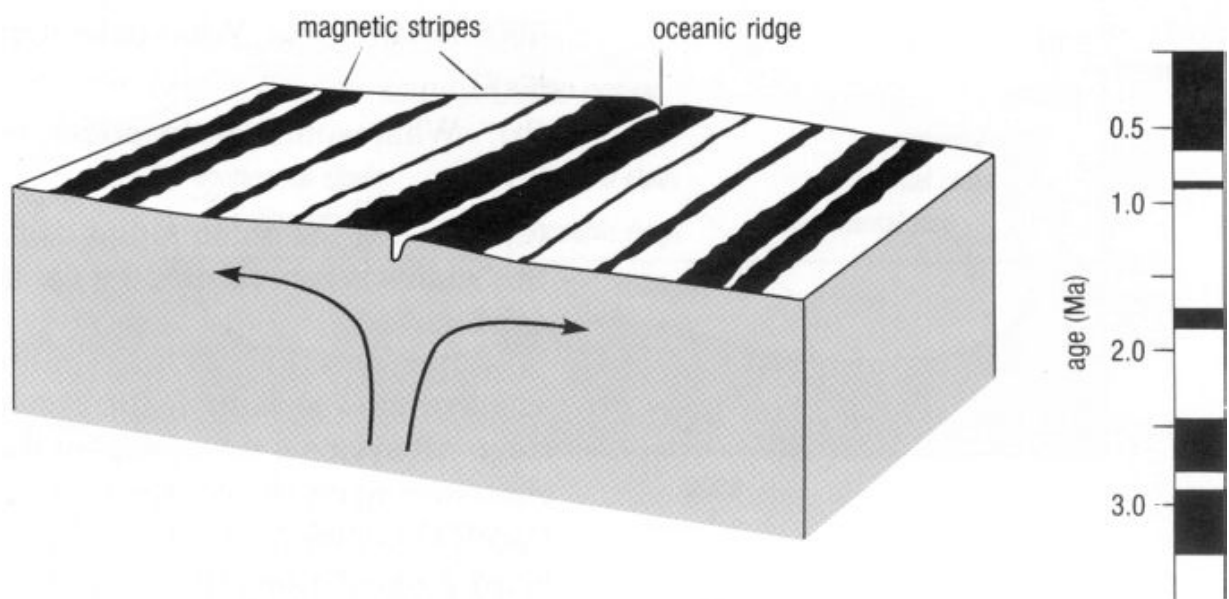


FIGURE 1.19 – Des fragments du manteau asthénosphérique s’élèvent au niveau d’une dorsale océanique pour constituer une nouvelle lithosphère océanique. En s’éloignant de sa région de formation, cette lithosphère se refroidit en deçà du point de Curie des minéraux magnétiques dans les roches, et leur polarité (celle du champ magnétique terrestre de l’époque) se fige. Source : The Open University, 1989.

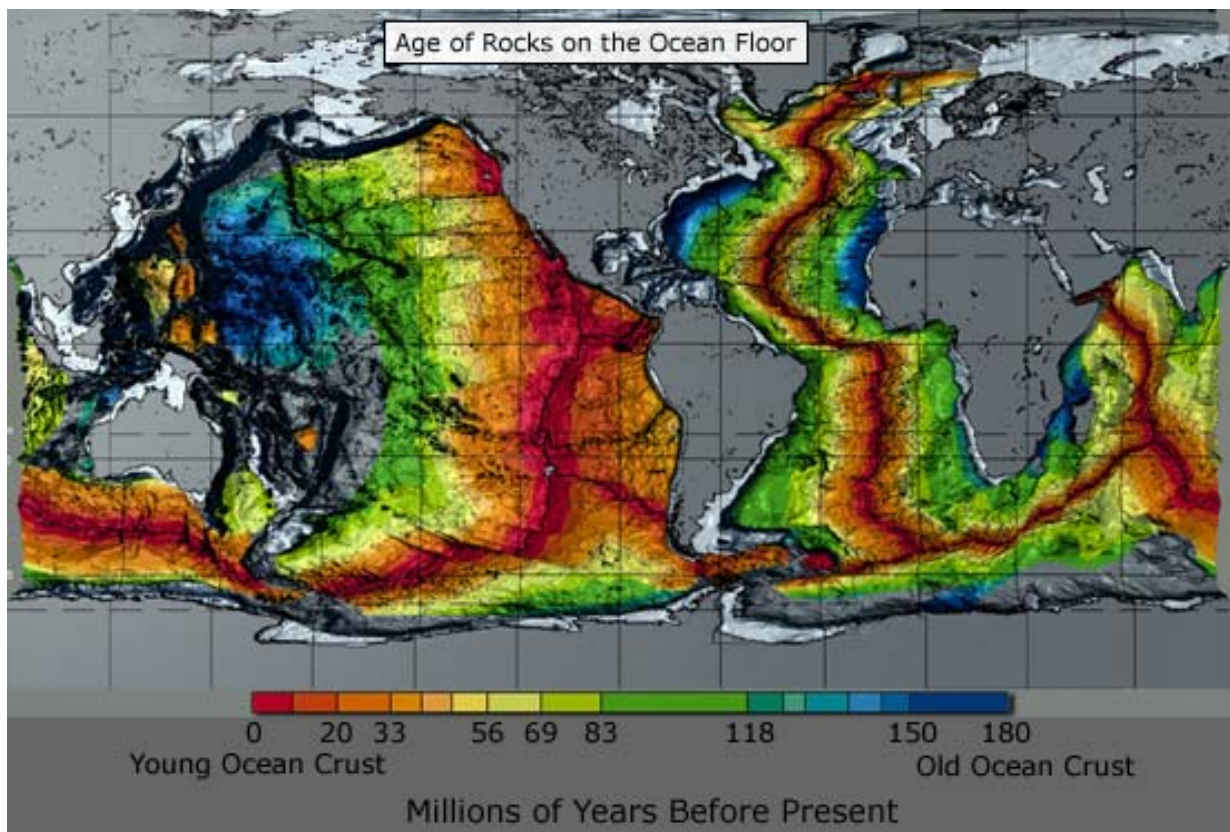


FIGURE 1.20 – Carte des âges de la croûte terrestre établie à partir de données magnétiques et de différents modèles de plaques (Müller et al. 1996).

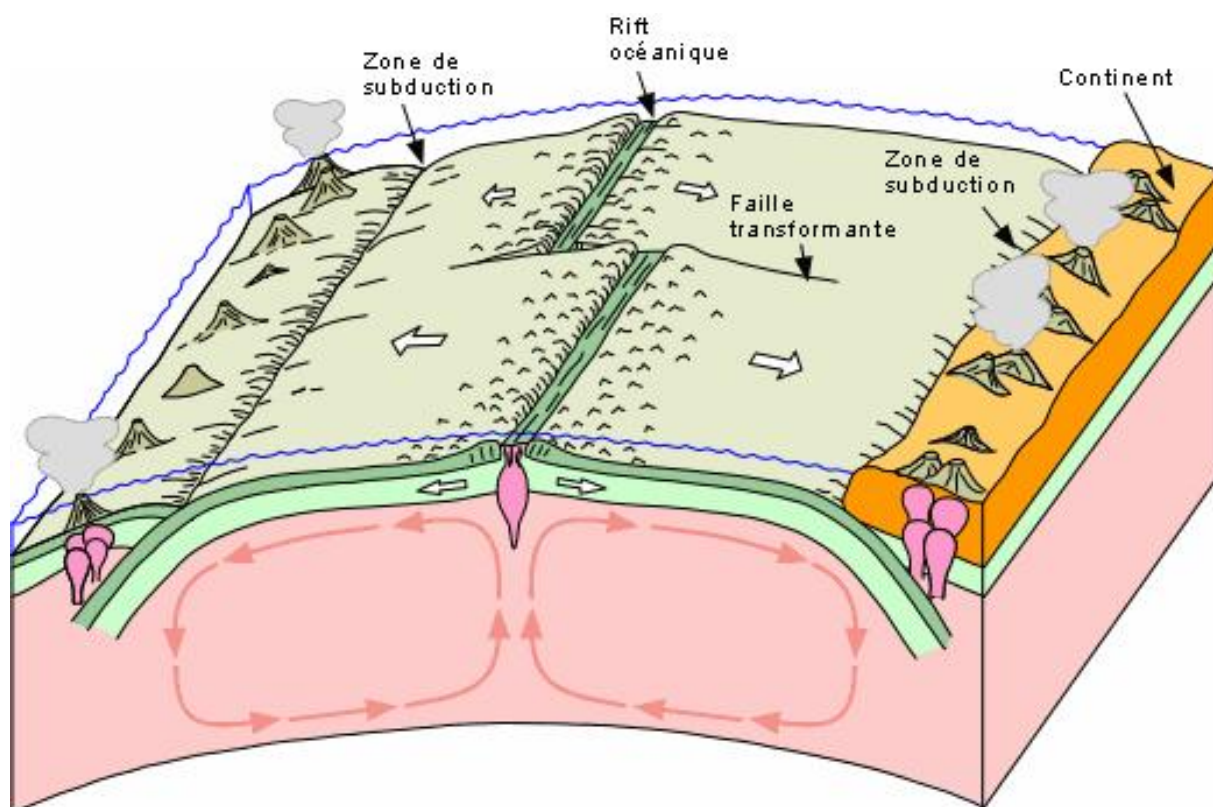


FIGURE 1.21 – L'élévation du fond marin est différente sur des côtés opposés de failles de transformation, et des escarpements sont créés. La zone de transition entre les deux tronçons de la dorsale est sismiquement active (faille de transformation), à la différence de ses prolongements (zones de fracture). Source : Bourque, 1997.

#### 1.4.6 Failles de transformation et zones de fracture

Si la faille (zone de faiblesse) initiale entre deux continents (avant de devenir plaques distinctes) ne suit pas exactement l'axe de la direction d'étalement, la dorsale va se constituer en segments (sur l'axe de la direction d'étalement), avec des failles de transformation (sismiquement actives à cause du frottement latéral) en guise de liens, et des zones de fracture (inactives : pas d'activité sismique) dans leur prolongement (Fig. 1.21).

La connaissance des zones de fracture peut s'avérer essentielle pour l'étude des écoulements océaniques profonds (mise en communication de l'est et de l'ouest de l'Atlantique par exemple dans la zone de fractures Chain et Romanche). De part et d'autre des zones de fracture et de faille, la lithosphère (récemment créée) a des âges différents, donc une épaisseur différente, d'où des escarpements marqués dans la direction de la dorsale d'origine.

### 1.4.7 Les fonds sous-marins (42% de la surface)

Les plaines abyssales ont des pentes inférieures à  $0.05^\circ$  (environ 1 m/km). Elles sont parsemées de collines (ou de pitons  $> 1000$  m) sous-marins, sans doute d'origine volcanique. Ces volcans sous-marins ont des pentes de l'ordre de  $25^\circ$  et donc forment des traits très accentués du relief sous-marin. On associe le plus souvent leur présence au passage d'une plaque (en l'occurrence Pacifique) au dessus de points chauds (*hot spots*) immobiles, mettant régulièrement en communication l'asthénosphère avec le fond marin à travers la lithosphère (Fig. 1.22).

Le passage de la plaque au dessus de ces points chauds entraîne la formation de chaînes de volcans, dont ceux placés à l'une des extrémités (à la verticale du point chaud) sont souvent en activité.

La plaine abyssale : tout le reste... (pente moyenne : 1/1000).

## 1.5 Circulation hydrothermale

### 1.5.1 Présentation

La découverte de sources chaudes au fond de l'océan fut une découverte passionnante des années 70. Les black smokers (fumeurs noirs, ou eaux noires) sont les plus spectaculaires, avec des jaillissements d'eau à plus de  $350^\circ\text{C}$ , et l'apparition d'un panache de "fumée" noire fait de minuscules particules de métal (Fig. 1.23).

Pour des températures un peu plus basses ( $30$  à  $330^\circ\text{C}$ ), la "fumée" est dominée par des particules de baryum blanches, et on parle de fumeur blanc (*white smoker*). Enfin, pour des températures plus clémentes, de  $10$  à  $20^\circ\text{C}$  supérieures à la température de l'eau ambiante ( $2-3^\circ\text{C}$ ), on a découvert des cheminées d'eau chaude (*warm-water vents*) autour desquelles se développent des écosystèmes inhabituels, comme les vers tubulaires (*tube worms*), ... (Fig. 1.24).

À la différence des autres écosystèmes, la production primaire qui est à sa base ne dépend pas de la photosynthèse (les fonds marins sont obscurs), mais de bactéries qui tirent leur énergie de l'oxydation des composés sulfurés émis par les cheminées.

Ces vers sont rouges (Fig. 1.25) et dépassent d'une enveloppe appelée tube, qui peut atteindre plusieurs mètres de long. Ils n'ont pas d'estomac mais absorbent directement leur nourriture à même l'eau. Dans leur voisinage on observe souvent d'autres organismes comme de petits crabes (aveugles car sans yeux dans leurs orbites oculaires). Ces crabes servent en fait de racloirs aux vers puisqu'ils viennent nettoyer l'extérieur des tubes.

Une fois la croûte océanique formée, les processus hydrothermaux prennent le relais, quand l'eau de mer circule dans les nouveaux blocs de roche. On suspecte plus du tiers du fond marin concerné par cette circulation d'eau. Le taux de circulation est a priori suffisamment fort pour permettre (en théorie) à l'ensemble des eaux du globe de passer dans la croûte océanique et d'y être confronté à des échanges d'éléments chimiques entre eau de mer et basalte en quelques millions d'années seulement. Ainsi la croûte joue un rôle de tampon sur la composition chimique des océans, et pour certains éléments c'est

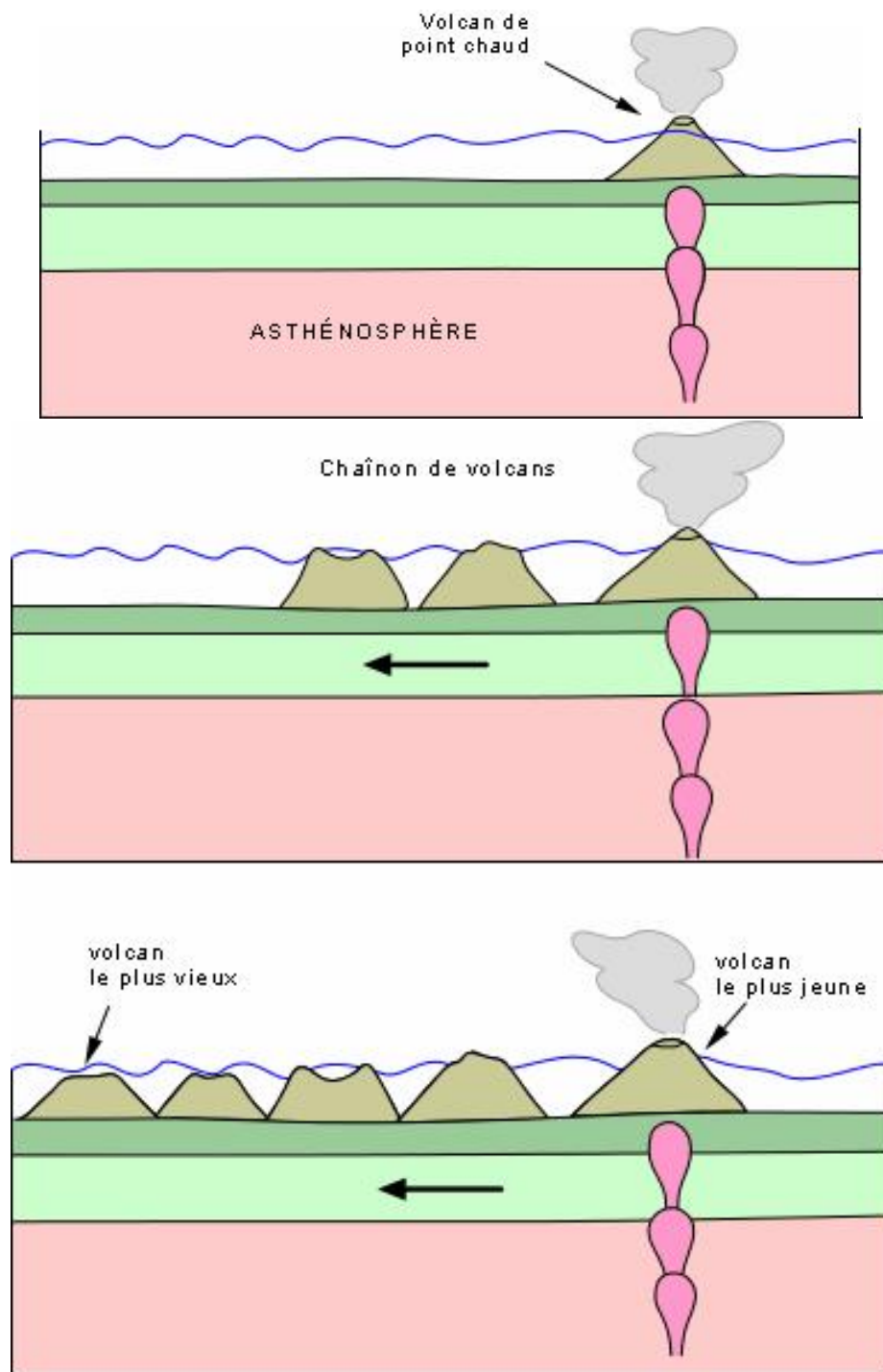


FIGURE 1.22 – Diagramme schématique de formation d’une chaîne d’îles volcaniques à partir du déplacement d’une plaque océanique sur un point chaud (stationnaire). L’épanchement de magma mafique à la surface crée un volcan par refroidissement des laves basaltiques. L’âge des îles créées croît dans la direction du mouvement de la plaque. Source : Bourque, 1997.





**S'infiltrant dans les fissures du plancher océanique, l'eau de mer s'enrichit en divers éléments constitutifs de ce dernier. Elle prend alors le nom de « fluide hydrothermal ». A proximité du magma en fusion, ce fluide remonte et s'échappe au niveau des cheminées hydrothermales : les fumeurs noirs.**

FIGURE 1.23 – Exemple de fumeur noir (*black smoker*) observé au fond de la mer, à proximité d'une dorsale océanique. La couleur de l'écoulement est liée aux minéraux présents dans la solution (précipités) et à la température. Source : La Recherche, 2002.

une source plus importante que les rivières En fait cette circulation thermique avait été prévue au niveau des dorsales océaniques (vers le milieu des années 60) avant même d'être effectivement observée. C'est notamment l'étude des sources chaudes et geysers d'Islande qui a permis de prévoir que des phénomènes équivalents pouvaient se produire au niveau de la croûte océanique. Ensuite, les premiers forages ont apporté des premiers éléments de preuve, après analyse de blocs de roche basaltique clairement affectée par son contact (et sa réaction) avec l'eau de mer.

### 1.5.2 La nature de la circulation hydrothermale

Les systèmes hydrothermaux présentent deux caractéristiques essentielles :

- ils se produisent dans des régions de fort gradient géothermal, là où la roche brûlante affleure à la surface (juste en dessous d'eau particulièrement froide) ;
- ils présentent un système de "tuyauterie" (par le biais de l'existence de fractures) permettant à l'eau froide de "percoler" vers le bas dans la croûte, puis de remonter vers la surface sous la forme d'eau brûlante. Les mouvements descendants occupent une large région spatiale (crevasses, pores, fractures dans la roche), tandis que les mouvements ascendants sont concentrés sur un nombre limité de canaux, et sont donc intensifiés.

La pression exercée par l'épaisseur de l'océan sur le fond marin est telle que l'activité hydrothermale sous-marine est bien plus intense que celle au voisinage de l'atmosphère



FIGURE 1.24 – Exemple de vers tubulaires (*tube worms*), figures d'un écosystème reposant non pas sur la photosynthèse mais sur l'oxydation des composés sulfurés. Source : Lalli et Parsons, 1993.



FIGURE 1.25 – Autre illustration de tube worms, avec une meilleure évidence de leur couleur rouge. Source : The Open University, 1989.

(phénomène de percolation facilité). La différence de température entre croûte et océan est principalement marquée au voisinage des dorsales actives (croûte à des températures supérieures à 900°C, avant cristallisation), d'où une intense circulation hydrothermale dans cette zone.

### 1.5.3 Principales modifications chimiques associées à la circulation hydrothermale

Les changements affectent aussi bien la roche que l'eau de mer. Ils ont été mis en évidence en laboratoire, avant d'être effectivement observés dans les océans.

- **Modification de la roche** : la roche de composition basaltique se cristallise par contact avec l'eau de mer à des températures inférieures à 900°C. Dans l'eau de mer froide, les blocs de basalte sont érodés (comme cela se passe sur les continents), et oxydés, mais ils sont en même temps "métamorphosés" en d'autres types de roche, après contact avec l'eau de mer réchauffée par son passage dans la croûte.

- **Modification de l'eau de mer** : il a été possible de comparer une solution d'eau de mer type avec des échantillons prélevés au voisinage d'une activité hydrothermale sous-marine. Les différences sont nombreuses, mais on peut retenir que lors de sa circulation hydrothermale l'eau de mer perd tout son magnésium et tout son soufre, mais par contre gagne des quantités significatives de calcium, et aussi quelquefois de potassium et de sodium. On note aussi que les solutions hydrothermales sont plus acides que l'eau de mer standard, et ont un pouvoir réducteur accru. Il y a en fait une distribution régulière des types de smokers, depuis les cheminées d'eau chaude jusqu'aux black smokers. La température de sortie les

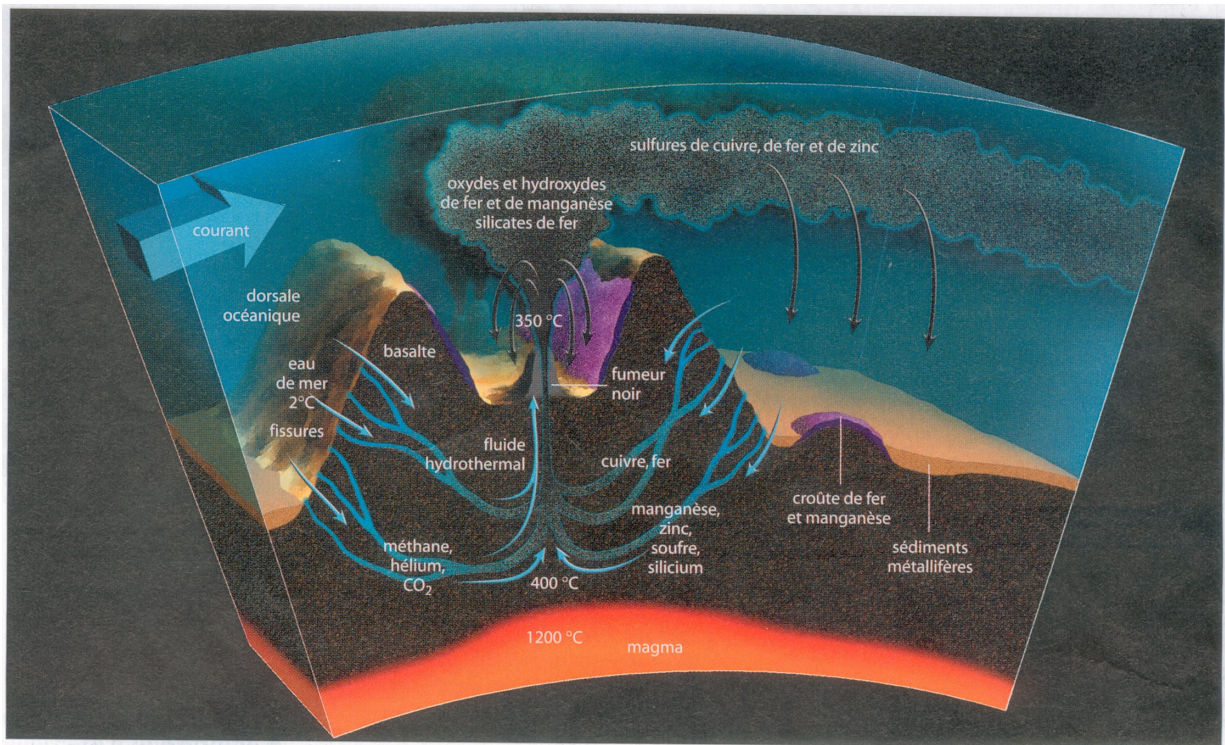


FIGURE 1.26 – Diagramme schématisique de la circulation hydrothermale. Du fait des hautes pressions ambiantes, l'eau de mer percole dans la roche sur un vaste domaine, puis ressort de la croûte sur une zone moins étendue donc avec des vitesses plus importantes (jaillissement). De nombreux minéraux précipitent dans l'écoulement lorsque celui-ci traverse les cheminées localisées au niveau de l'axe de la dorsale. La couleur du jaillissement dépend des éléments présents. De nombreux gaz sont aussi relâchés et peuvent être utilisés pour suivre la circulation océanique locale.

différence, de même que leur teneur en minerais précipités (Fig. 1.26).

#### 1.5.4 Étendue de la circulation hydrothermale

La plupart des smokers blancs et noirs ont été trouvés le long de la dorsale est Pacifique, et au niveau de la dorsale des Galápagos, et plus récemment sur la dorsale médio-atlantique. En fait la convection hydrothermale se produit sur tout le système de dorsales océaniques, et s'étend latéralement jusqu'aux croûtes âgées d'environ 70 millions d'années, avec une décroissance exponentielle de l'activité avec la distance à l'axe de la dorsale. Il est possible d'évaluer le taux de passage de l'eau des océans dans cette circulation hydrothermale, à partir de bilans d'énergie (gains et pertes). On trouve qu'en quelques millions d'années, tout le volume océanique est filtré par la croûte océanique. Les flux de certains éléments chimiques au voisinage de la croûte peuvent s'avérer importants, et même excéder l'apport

par les rivières.

### 1.5.5 Dispersion de gaz dissous

L'hélium est un gaz léger, rare dans l'atmosphère. Il correspond à deux isotopes stables, dont le plus répandu est l'hélium 4 ( $^4\text{He}$ ), produit par la décroissance radioactive de l'uranium et du thorium, tous deux présents dans les sédiments et les roches du fond marin (bien qu'en faible quantité). L'autre isotope est l'hélium 3 ( $^3\text{He}$ ), beaucoup moins répandu, et découvert en 1938 seulement. Sa source est double : formation par bombardement de l'atmosphère par les rayons cosmiques (et disparition rapide vers l'espace), emprisonnement dans les enveloppes intérieures de la planète (au cours de sa formation). C'est cette dernière origine que l'on peut retrouver au voisinage des dorsales : le rapport entre  $^3\text{He}$  et  $^4\text{He}$  est maximal au niveau des cheminées d'eau chaude, et l'on sait que la seule origine pour  $^3\text{He}$  est le manteau terrestre (et non pas la roche avoisinante). L'hélium 3 s'avère un traceur idéal de la circulation océanique profonde puisqu'il n'y a pas d'autres sources dans l'océan. Les autres gaz libérés au voisinage des systèmes hydrothermaux sont le méthane, l'hydrogène et le monoxyde de carbone, tous d'intérêt plus limité pour l'étude de la circulation océanique.

## 1.6 Références

- Bourque, P.-A., 1997 : Planète Terre. <http://www.ggl.ulaval.ca/personnel/bourque/intro.pt/planete\terre.html>
- Cazenave, A., et K. Feigl, 1994 : Formes et mouvement de la terre, Satellites et géodésie. Collection Croisée des Sciences, CNRS Editions, Belin, 159pp.
- IFREMER, 2001 : Équipements scientifiques de la flotte océanographique française. [http://www.ifremer.fr/flotte/equipements\\\_sc/](http://www.ifremer.fr/flotte/equipements\_sc/).
- La recherche, numéro spécial La Mer, juillet-août 2002.
- Lalli, C. M., et T. R. Parsons, 1993 : Biological oceanography : An introduction. Pergamon Press, 301pp.
- McDuff, R., 1994 : Oceanography 540 : Marine Geological Processes. <http://www2.ocean.washington.edu/oc540/lec01-1/>
- Müller, R. D., W. R. Roest, J.-Y. Royer, L. M. Gahagan, et J. G. Sclater, 1996 : Digital Isochrons of the World's Ocean Floor. Journal of Geophysical Research.
- Smith, W. H. F., et D. T. Sandwell, 1997 : Global seafloor topography from satellite altimetry and ship depth soundings. Science, 277, 1956-1962.
- Tchernia, P., 1978 : Océanographie régionale. Description physique des océans et des mers. Ecole Nationale Supérieure de Techniques Avancées, Paris, 257pp.
- The Open University, 1989 : The ocean basins : Their structure and evolution. Pergamon, 171 pp.



## Chapitre 2

# Composition et propriétés de l'eau de mer

### Notions essentielles

Les océans contiennent 97% de l'eau sur Terre (les glaces continentales 2%). Le volume des glaces continentales actuelles, notamment sur l'Antarctique, correspond à moins de 100 m d'augmentation du niveau de la mer. Depuis le dernier maximum glaciaire il y a 20000 ans, le niveau de la mer s'est élevé d'environ 120 m : les glaces continentales étaient plus de 2 fois plus volumineuses qu'actuellement.

La température moyenne des océans est de 3.6°C. Les températures de surface varient de -2°C à plus de 30°C, pour une moyenne proche de 18°C. La température est modifiée en surface par les échanges de chaleur avec l'atmosphère, notamment le rayonnement solaire principalement influencé par la latitude, mais aussi par évaporation là où des vents froids soufflent sur des courants chauds. La température potentielle corrige les changements adiabatiques de température lors des variations de pression : c'est une propriété conservative lors du cheminement des eaux en profondeur.

La salinité moyenne des océans est de 34.7 g/l, kg/m<sup>3</sup> ou psu (*Practical Salinity Unit*) : elle consiste en sels dissous dans un rapport relativement constant, notamment des ions Chlorure Sodium Sulfates et Magnésium. La salinité est modifiée en surface par concentration/dilution, c'est-à-dire par les échanges d'eau douce avec l'atmosphère, notamment par évaporation et précipitation. La salinité est également une propriété conservative lors du cheminement des eaux en profondeur.

Le point de congélation de l'eau de mer est d'environ -2°C (contre 0°C pour l'eau douce !). La glace est plus légère que l'eau, et le processus de congélation expulse une partie des sels dissous dans l'eau environnante, ce qui augmente sa salinité. Une fois formée, la glace de mer isole l'eau sous-jacente des échanges avec l'atmosphère.

La masse volumique (ou densité) de l'eau de mer est d'environ 1029 kg/m<sup>3</sup> : elle diminue avec la température par dilatation (0.2 kg/m<sup>3</sup> par K), mais elle augmente avec la salinité (0.8 kg/m<sup>3</sup> par PSU). Ces variations de densité relativement faibles sont pourtant fonda-

mentales pour la structure thermohaline (thermo = température, halin = sel) des océans : les eaux les plus denses (les plus froides) descendent vers le fond, alors que les eaux les plus légères, chaudes ou de faible salinité, restent en surface. L'océan est ainsi fortement stratifié, excepté dans les régions polaires : la thermocline sépare les eaux chaudes et légères des eaux froides et denses en profondeur. Le renouvellement des eaux profondes se fait dans des régions très précises de l'Atlantique Nord, en mers du Groenland et du Labrador, et autour de l'Antarctique, en mers de Ross et de Weddell, là où la masse volumique des eaux de surface en hiver devient plus importante que celle des eaux de fond. Ce processus forme des masses d'eau de propriétés très homogènes qui se répandent dans l'océan global à des profondeurs données. Température potentielle et salinité, mais aussi d'autres propriétés comme la concentration en oxygène ou en sels nutritifs (nitrates, phosphates, silicates) permet de suivre la progression des masses d'eau de la surface où elles sont formées au cours de leur cheminement en profondeur.

La vitesse moyenne du son dans l'eau de mer est de 1500 m/s (contre 350 m/s dans l'air). Cette vitesse augmente avec la température, la salinité et la pression : il y a ainsi un minimum de vitesse du son vers 1000 m de profondeur qui crée un guide d'onde ou chenal sonore. Les ondes ultrasonores sont largement utilisées pour les mesures, la détection et la communication dans l'océan. Un instrument de mesure océanographique est largement utilisé depuis les années 80, le profileur de courant acoustique à effet Doppler (ADCP) : il utilise la réflexion partielle du signal sonore par les particules de l'eau pour déterminer par effet Doppler les courants dans les 3 directions couche par couche. Cet instrument peut-être mouillé pour des mesures au point fixe ou fixé sur la coque des navires océanographiques pour des mesures en route, les plus puissants permettant des profils de vitesse du courant jusqu'à plus de 1000 m de fond.

## 2.1 Généralités

L'eau sur Terre provient du dégazage progressif (maintenant presque terminé car à décroissance exponentielle) des couches profondes de la planète (vapeurs d'eau et autres gaz), lorsque celle-ci était plus chaude que maintenant (phénomènes de convection renforcés). En parallèle à cette théorie classique, des observations récentes suggèrent un apport significatif par les météorites et comètes entrant dans l'atmosphère dans les premiers milliards d'années de la vie de la Terre, quand l'atmosphère était beaucoup plus dense. Sous ses trois états (solide, liquide, gazeux), l'eau libre se répartit sur Terre de manière inégale, avec la fraction la plus importante (97%) dans l'océan. L'existence d'eau à l'état liquide est une des caractéristiques originales les plus importantes de notre planète, et considérée comme cruciale pour l'apparition de la vie sur Terre.

**Temps de résidence dans le cycle hydrologique** : on définit le temps de résidence de l'eau dans un milieu par la durée moyenne pendant laquelle une molécule d'eau séjourne (ou est stockée) à l'un des stades du cycle hydrologique. On le calcule en divisant la quantité d'eau présente dans ce stade par la quantité qui y entre par unité de temps. En choisissant comme unité  $10^{15}$  kg, les réservoirs principaux sont (pour un total de 1 360 000) :



- l'océan : 1 322 000 (97.2%),
- les continents : 38 000 (2.8%),
- l'atmosphère : 13 (0.001%).

Les possibilités de communication (ramenées sur une année) sont :

- évaporation/précipitation sur les océans : 336/300,
- évaporation/précipitation sur les continents : 64/100,
- transport par le vent vers les continents : 36,
- écoulements de rivière vers l'océan : 36.

Le temps de résidence océanique peut donc être estimé à :  $1\,322\,000 / (300 + 36) \approx 4000$  ans. Le temps de résidence atmosphérique vaut quant à lui :  $13 / (336 + 64) \approx 12$  jours. Le temps de résidence continental vaut  $38\,000 / 100 \approx 380$  ans.

Les propriétés essentielles de l'eau de mer en liaison avec la compréhension des mouvements océaniques sont la température et la salinité. Ces paramètres (associés à la pression) contrôlent la masse volumique de l'eau (appelée abusivement densité), et donc certains mouvements verticaux dans l'océan. Nous allons néanmoins détailler dans un premier temps les propriétés de l'eau douce, importantes pour comprendre le comportement général de ce fluide.

## 2.2 Eau douce

C'est le liquide le plus répandu à la surface de la Terre. Pourtant l'eau est loin d'avoir des propriétés typiques des liquides, malgré ce que l'on a pu croire jusqu'à la fin du siècle dernier. L'eau existe sous forme de 3 états : solide (glace), liquide, et gazeux (vapeur d'eau). C'est la nature des interactions (fortes à l'état solide, et faibles à l'état gazeux) qui existent entre molécules d'eau qui définit un état donné.

### 2.2.1 Structure électronique

Approche électronique simplifiée (Fig. 2.1a) : la masse moléculaire de l'eau vaut 18 (noyau d'oxygène constitué de 8 neutrons et 8 protons). L'atome d'hydrogène est formé d'un proton et d'un électron gravitant autour. L'oxygène comporte lui 8 électrons : en première approximation, 2 saturent la couche la plus proche du noyau, et les 6 autres gravitent sur une couche périphérique qui peut supporter un maximum de 8 électrons. Pour former une molécule d'eau, l'oxygène va compléter sa couche électronique grâce à 2 électrons solitaires apportés par 2 atomes d'hydrogène. Une fois formée la molécule d'eau, l'atome d'oxygène est donc lié à chaque atome d'hydrogène par des liaisons de covalence mettant en jeu un doublet d'électrons ; 4 électrons restent non liés.

La molécule d'eau forme un triangle isocèle (d'angle HOH  $105^\circ$ ). La molécule est bien sûr globalement neutre électriquement, mais la densité électronique a tendance à s'accroître au voisinage du noyau d'oxygène (à la différence d'une liaison H-H) qui a plus d'affinités pour les électrons que l'hydrogène : existence d'un moment électrique permanent (comme un dipôle électrique). Les noyaux d'hydrogène (plutôt chargés +) vont avoir tendance à

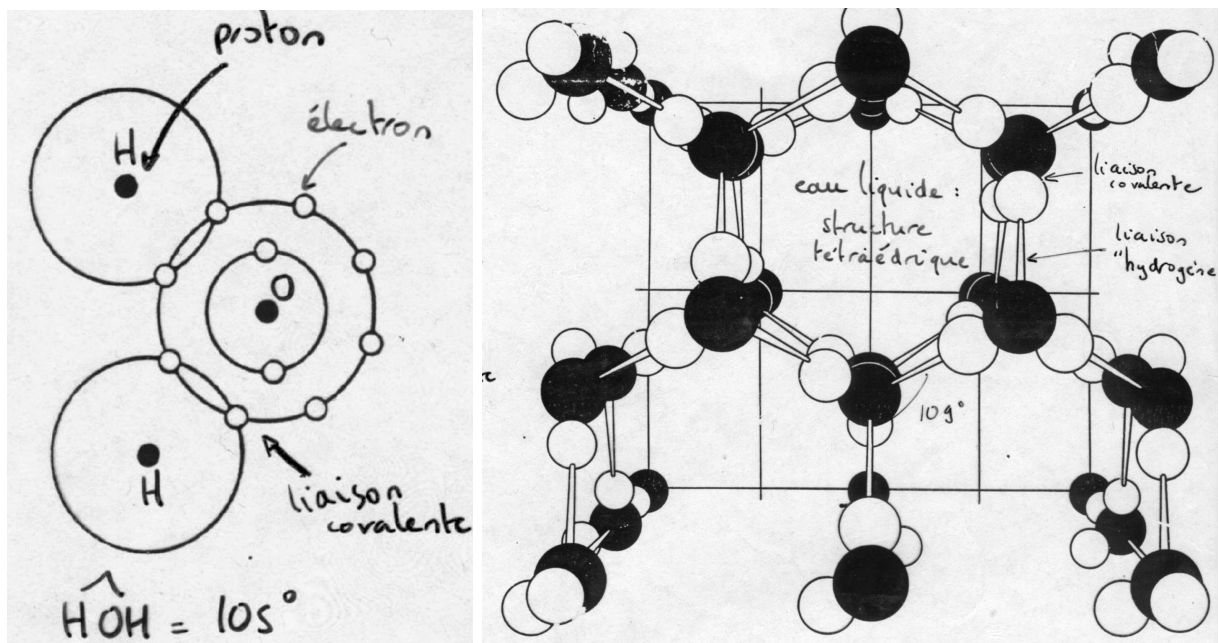


FIGURE 2.1 – (a) Deux atomes d’hydrogène unis à un atome d’oxygène forment une molécule d’eau  $H_2O$ . (b) Eau liquide : structure cristalline à symétrie hexagonale par arrangement des groupes tétraédriques de molécules.

attirer (formation de liaisons hydrogène électrostatique) le nuage électronique d’un autre atome d’oxygène : pour l’état solide (glace), formation d’un cristal tétraédrique (angle théorique :  $109^{\circ}28'$ ) facilité par l’angle initial de la liaison HOH (Fig. 2.1b).

Le passage de l’état solide à l’état liquide correspond à une rupture de certaines de ces liaisons hydrogène, et requiert de l’énergie. En élevant davantage la température, on atteint l’état gazeux (avec destruction de toutes les liaisons hydrogène).

Lors du passage solide-liquide, l’effondrement de certaines liaisons hydrogène entraîne un tassement de la molécule (accroissement de la densité). Puis, au fur à mesure du réchauffement, l’agitation des molécules d’eau compense cet effet de contraction, et on assiste au contraire à une dilatation de la structure (diminution de la densité). Le maximum de densité est atteint (sous conditions normales) à  $4^{\circ}C$  (Fig. 2.2).

La notion de densité de l’eau (de mer) s’avèrera par la suite essentielle pour comprendre certains grands équilibres océaniques : l’océan a en effet une tendance naturelle à être stablement stratifié, avec les eaux les moins denses à sa surface, et les eaux les plus denses dans les couches profondes. Nous reviendrons aussi par la suite sur l’hypothèse hydrostatique (variations de la pression avec la verticale directement proportionnelles à la masse volumique locale de l’eau de mer).

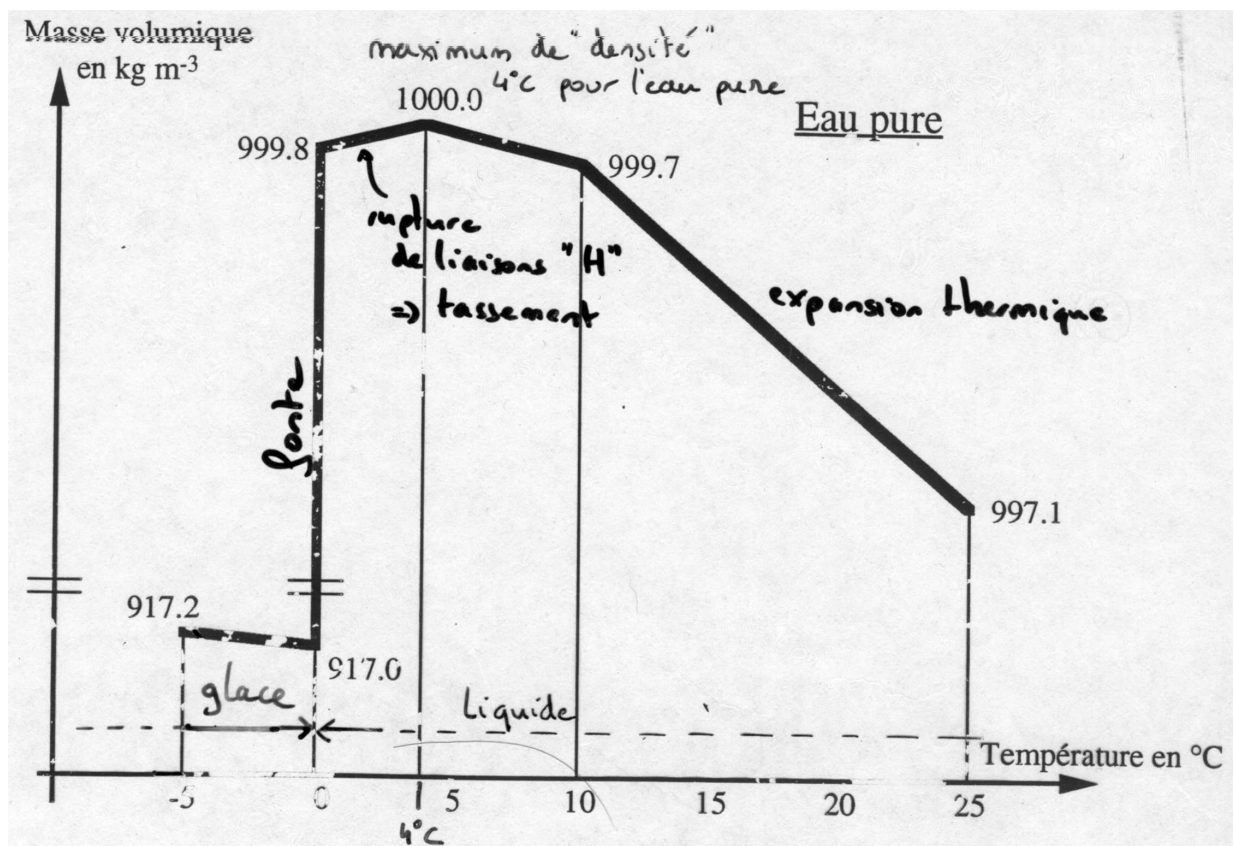


FIGURE 2.2 – Masse volumique de l'eau pure en fonction de la température à pression atmosphérique constante. Noter le maximum de densité vers  $4^{\circ}\text{C}$  pour l'eau pure.

## 2.2.2 Propriétés singulières de l'eau douce

- chaleur spécifique élevée ( $4.18 \cdot 10^3 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ), la plus haute de tous les solides et liquides sauf  $\text{NH}_3$  :
  - inertie thermique (pas d'extrema marqués :  $-1.87$  à  $+42^\circ\text{C}$  pour  $-68$  à  $+58^\circ\text{C}$  sur continent),
  - bon milieu de stockage et de transport.
- chaleur latente de fusion ( $3.33 \cdot 10^5 \text{ J kg}^{-1}$ ) la plus grande (sauf  $\text{NH}_3$ ) :
  - gros effets thermostatiques aux changements de phase.
- chaleur latente d'évaporation ( $2.25 \cdot 10^6 \text{ J kg}^{-1}$ ) la plus grande :
  - gros effets thermostatiques aux changements de phase,
  - crucial lors des transferts d'énergie entre océan et atmosphère.
- transparence (absorption surtout dans l'infrarouge et l'ultraviolet) :
  - incolore en petites quantités,
  - forte absorption d'énergie solaire sur une plus grande épaisseur.
- milieu neutre, mais à constante diélectrique élevée (sépare bien les ions chargés) :
  - pouvoir solvant exceptionnel (du fait de l'organisation des molécules),
  - bon milieu réactif.
- peu compressible, mais la surface de l'océan est néanmoins 30 m plus bas que pour un fluide incompressible de même masse volumique moyenne.

## 2.3 Les sels dissous (la salinité)

La salinité de l'eau de mer est mesurée depuis 1980 en psu (Practical Salinity Unit), ce qui correspond à peu de choses près à l'ancienne unité (parts per thousand, ppt), soit approximativement à des grammes de sel par kg ou litre d'eau.

### 2.3.1 Les effets de la dissolution de ces sels

La dissolution de sel (ou de n'importe quelle autre substance) a pour effet d'augmenter la masse volumique moyenne de la solution ( $1035 \text{ kg m}^{-3}$  pour l'eau de mer, pour  $1000 \text{ kg m}^{-3}$  pour l'eau douce). La température de fusion de la glace est également affectée (diminuée), puisque les sels dissous ont tendance à inhiber la formation de structures ordonnées. La température de congélation de l'eau de mer est de l'ordre de  $-1.9^\circ\text{C}$  (pour une salinité de 35 psu).

Pour des salinités océaniques supérieures à 25 psu, comme c'est le cas pour l'ensemble des océans du globe, la température du maximum de densité est inférieure à la température de fusion de la glace. Ainsi la masse volumique d'une eau de mer que l'on refroidit augmente jusqu'au point de congélation, sans passer par le palier de dilatation mis en évidence pour l'eau douce entre  $0$  et  $4^\circ\text{C}$  (Fig. 2.3).

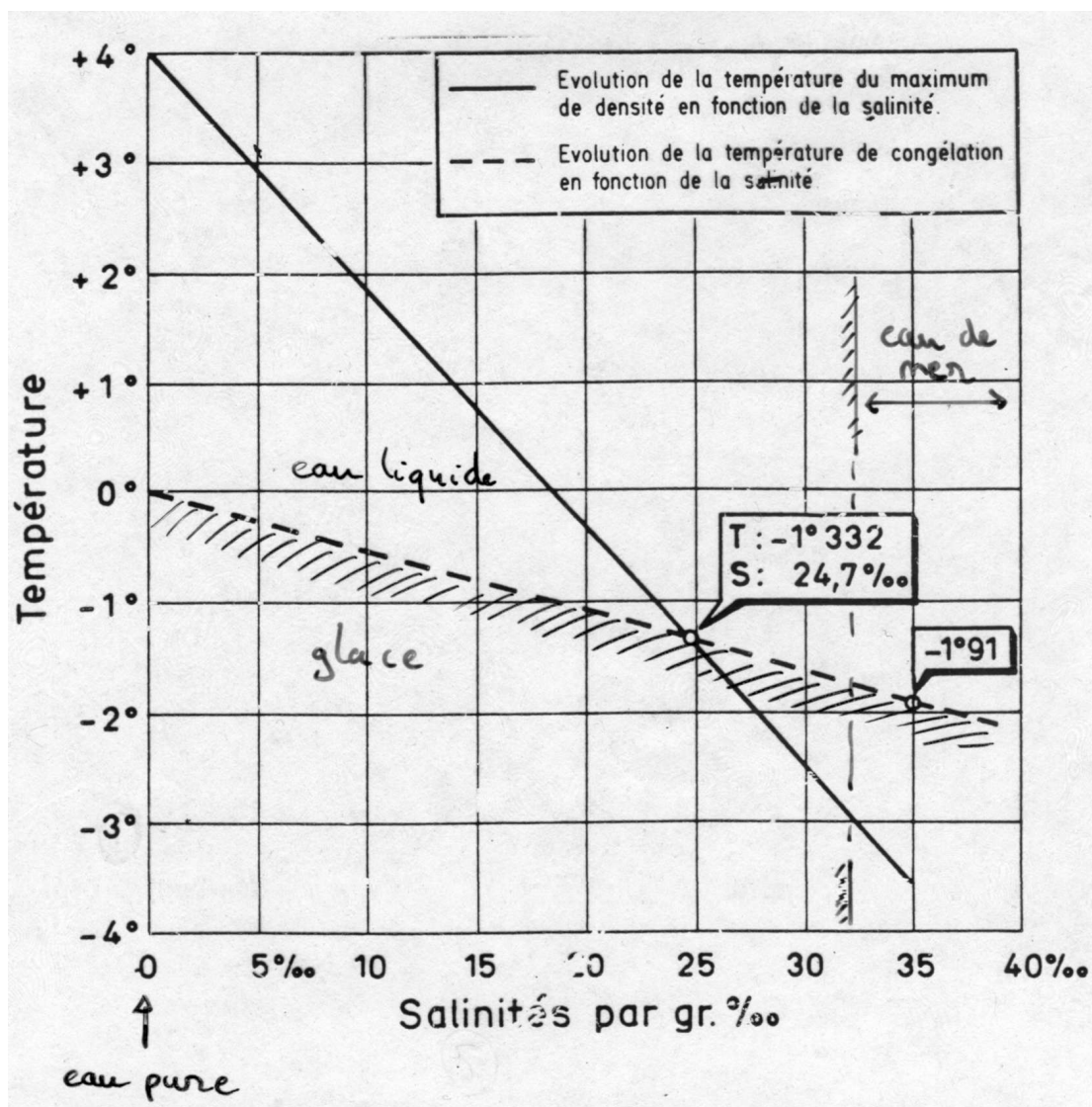


FIGURE 2.3 – Évolutions de la température du maximum de densité et de la température de congélation en fonction de la salinité. Source : Tchernia, 1978.

<b>LE SEL EN QUELQUES CHIFFRES</b>			
<b>Elément</b>	<b>Concentration dans l'eau de mer (g/kg)</b>	<b>Sources</b>	<b>Puits</b>
<b>Chlore</b>	<b>18,97</b>	<b>Volcanisme, rivières</b>	<b>Sédimentation (NaCl), rejet dans l'atmosphère</b>
<b>Sodium</b>	<b>10,55</b>	<b>Rivières</b>	<b>Sédimentation (NaCl), rejet dans l'atmosphère</b>
<b>Sulfates</b>	<b>2,65</b>	<b>Volcanisme</b>	<b>Dépôt/rejet dans l'atmosphère</b>
<b>Magnésium</b>	<b>1,27</b>	<b>Rivières</b>	<b>Adsorption par l'argile</b>
<b>Calcium</b>	<b>0,4</b>	<b>Volcanisme, rivières</b>	<b>Squelette micro-organismes marins/sédimentation (calcite)</b>
<b>Potassium</b>	<b>0,38</b>	<b>Rivières</b>	<b>Adsorption par l'argile</b>

FIGURE 2.4 – Le sel en quelques chiffres.

### 2.3.2 Nomenclature des principaux sels

Les principaux sels sont NaCl (78%), MgCl<sub>2</sub> (11%), MgSO<sub>4</sub> (5%), CaSO<sub>4</sub> (4%), K<sub>2</sub>SO<sub>4</sub> (2%). Il y a aussi d'autres sels dissous en plus petites quantités, des éléments rares (Si, I, Sr, Al, ...) , des gaz dissous (O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, CO<sub>2</sub>, ...). Les gaz dissous ont peu d'impact géophysique direct, mais ont par contre un rôle biologique primordial. L'océan est ainsi un puits colossal de gaz carbonique, apte à en réguler la teneur atmosphérique.

Attention : en pratique, la composition de l'eau de mer est stable (en proportions) ! Ainsi la connaissance d'un seul constituant suffit a priori pour déterminer le taux de salinité d'un échantillon d'eau de mer. Cette propriété n'a été constatée que depuis le début du 19ème siècle. Les précipitations et l'évaporation, ou le mélange par turbulence entre couches de surface et couches plus profondes, n'affectent pas les proportions, mais le taux de salinité. La régulation semble se faire par précipitation des sels en excès, ou fixation par les organismes biologiques. Seules quelques régions sont susceptibles de faire exception : mers fermées ou estuaires très sensibles à l'apport des eaux de rivière, bassins et fjords où la circulation au fond est contrainte par des accidents bathymétriques (milieux anaérobiques), régions sous-marines proches de volcans profonds en activité, ...

### 2.3.3 Origine des sels dissous

La composition actuelle des sels dissous dans l'eau de mer résulte d'un équilibre subtil établi sur des centaines de millions d'années entre différentes sources et puits (Fig. 2.4, 2.5) :

- le lessivage des sols et des roches ;
- les gaz volcaniques et l'activité hydrothermales (échanges avec le magma basaltique) ;

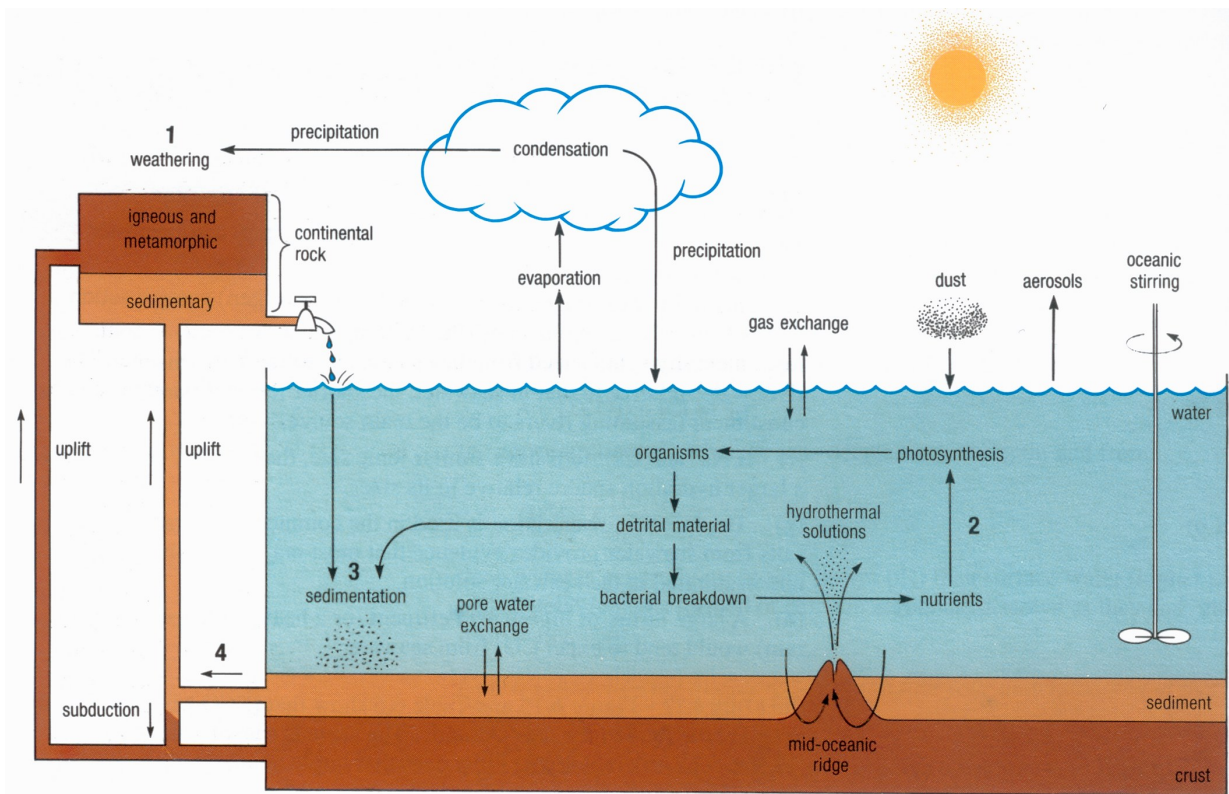


FIGURE 2.5 – Les sels dissous : un équilibre complexe établi sur des centaines de millions d'années. Source : The Open University Press, 1995.

- des processus inorganiques et biologiques de consommation, transformation et sédimentation au fond des océans.

1. Les rivières sont la source principale des sels dissous dans l'océan par lessivage des sols et des roches (carbonates, silicates à base de calcium) par l'eau de pluie :  $\text{Na}^+$ ,  $\text{K}^+$ ,  $\text{Mg}^{++}$ ,  $\text{Ca}^{++}$ ,  $\text{HCO}_3^-$  ...

2. Un certain nombre de sels cycliques ont une source originelle volcanique mais recirculent actuellement entre les différents réservoirs (formation d'aérosols marins par le vent et les vagues, exportation et précipitation sur terre, retour à la mer par les rivières) : gaz HCl pour  $\text{Cl}^-$ , ...

3. L'activité hydrothermale et la circulation de l'intégralité de l'eau de l'océan dans le basalte autour des dorsales en quelques millions d'années régule également la composition de l'eau de mer : perte de magnésium et soufre, gain de calcium potassium et sodium (mais aussi augmente son acidité et son pouvoir réducteur). Ce serait aussi la seule source de manganèse pour l'eau de mer ...

On observe ainsi des temps de résidence très variables pour les différents éléments suivant l'intensité des processus d'apport et de consommation, biologiques (photosynthèse, squelettes carbonés et siliceux...) et inorganiques (déposition des sédiments marins).

L'érosion chimique des roches libère environ  $3.6 \cdot 10^{12}$  kg de sel qui se déversent dans les eaux littorales. Au total,  $48 \cdot 10^{18}$  kg de sel sont stockés dans les océans. Si ces derniers s'évaporaient brusquement, le sel recouvrirait le globe sur 1.5 m !

### 2.3.4 Méthodes de mesure

Ce n'est qu'au début du 19ème siècle que les scientifiques se sont rendus compte que la proportion en sel était quasiment constante, quelle que soit la salinité. L'expédition du Challenger avait conduit à la collecte de nombreux échantillons, analysés pour des éléments aussi divers que chlore, sodium, magnésium, sulfate, calcium, potassium, brome, ...

**Méthodes chimiques** (pesée des sels après évaporation de l'eau) : les sels précipitent un par un ( $\text{CaCO}_3$ ,  $\text{CaSO}_4$ ,  $\text{NaCl}$ ,  $\text{K}$  et  $\text{Mg}$ ). Problèmes nombreux : résidus aqueux, décomposition des sels (aux trop hautes températures), vaporisation, expulsion naturelle de  $\text{CO}_2$ , ... La relation empirique faisant intervenir la concentration en chlorure, utilisant le fait que la proportion des sels est constante, est utilisée jusqu'au milieu des années 1960 :  $S = 1.80655 \text{ Cl}$  (car les sels chlorés sont assez faciles à mesurer).

**Méthodes physiques** : basées sur la conductivité électrique de l'eau de mer. Mesure précise (à  $10^{-3}$  °C) simultanée de la température essentielle (car il y a également une dépendance avec T). Salinités mesurées à la précision de 0.003 psu ou mieux. La définition adoptée aujourd'hui consiste en 2 étapes :

1. calcul du taux de conductivité à 15°C et 1 atmosphère (conductivités échantillon / solution de KCl) ;
2. détermination de la salinité par une équation empirique non-linéaire.



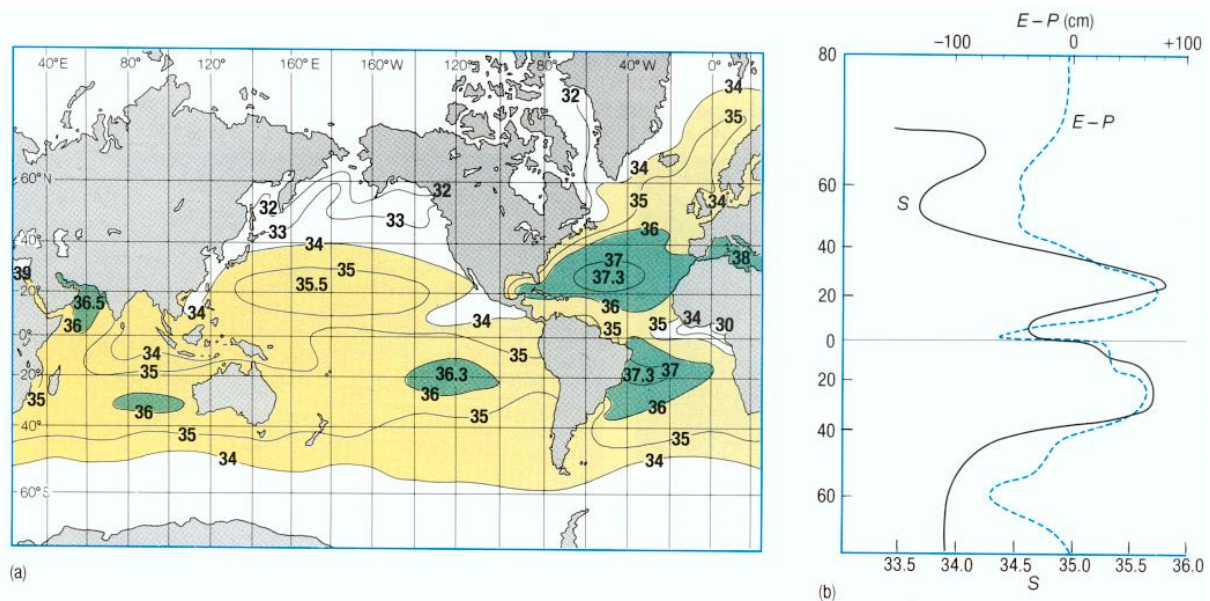


FIGURE 2.6 – (a) Carte des salinités océaniques de surface (SSS, en psu), en moyenne annuelle. (b) Salinité de surface moyennée zonalement (psu) et bilan évaporation–précipitation (cm/an) en fonction de la latitude. Source : The Open University, 1995.

### 2.3.5 Distribution spatiale

La salinité est un traceur intéressant car neutre, une fois isolé des régions d'interaction avec l'atmosphère. On peut donc s'en servir pour suivre des mouvements tridimensionnels de grande échelle dans l'océan (Fig. 2.6a).

Répartition de la salinité en surface (Fig. 2.6b) : hautes valeurs où évaporation excède précipitation (équivalents des zones désertiques terrestres), et basses valeurs où les précipitations dominent (aux plus hautes latitudes sujettes à moins d'évaporation, et à l'équateur où les précipitations sont intenses). Il y a également des effets plus locaux (embouchures de rivière, fonte de glaciers, ...) où la salinité est localement modifiée.

Les bassins à seuil donnent naissance à des mers intérieures aux propriétés très différentes selon le signe du bilan évaporation–précipitation. On peut comparer par exemple la Mer Méditerranée, où l'évaporation domine, à la Mer Noire aux eaux profondes stagnantes (Fig. 2.7).

Répartition avec la profondeur (Fig. 2.8) : au dessous de 1000 m, assez peu de variations (valeurs entre 34.5 et 35 psu) ; plus en surface, la salinité peut croître en remontant vers la surface (en région de forte évaporation), et la halocline sépare les régions salées de surface des régions plus profondes ; la salinité peut aussi croître localement avec la profondeur (et on nomme encore halocline la région de raccord entre les eaux peu salées de surface et les salinités de fond). La salinité moyenne des océans est proche de celle des eaux profondes, les plus volumineuses, soit 34.7 psu.

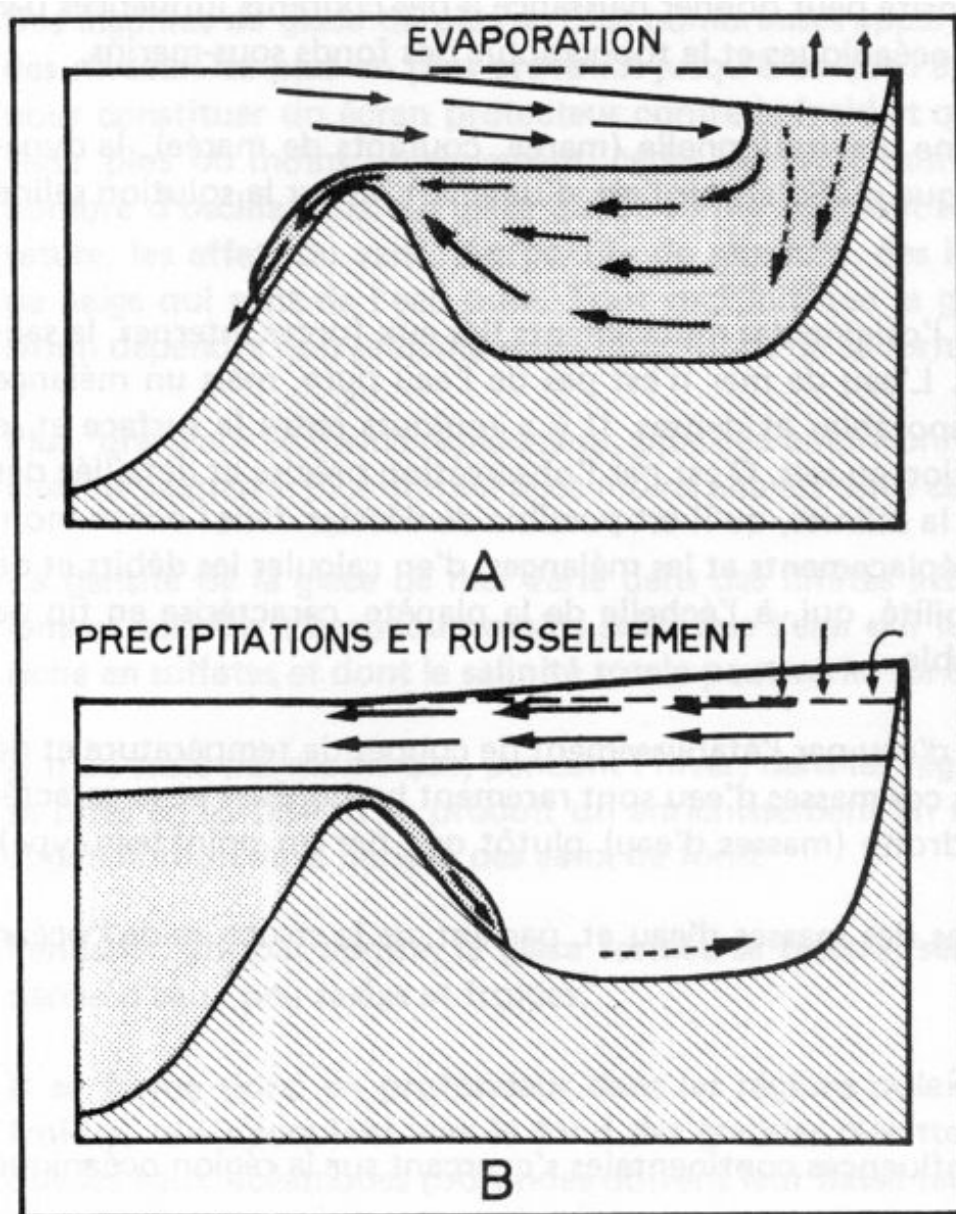


FIGURE 2.7 – Les deux types principaux de bassins à seuil : (A) évaporation  $>$  (précipitations + ruissellement), par exemple la Méditerranée, et (B) évaporation  $<$  (précipitations + ruissellement), comme la Mer Noire. Source : Tchernia, 1978.

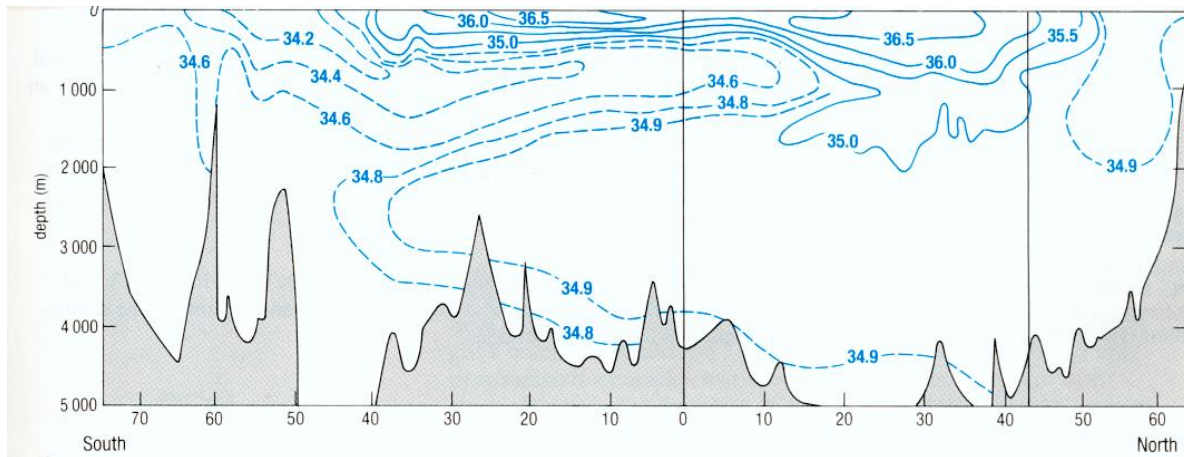


FIGURE 2.8 – Section verticale de salinité (psu) dans l'Atlantique occidental. On peut noter que la gamme de salinité dans les eaux de surface est bien plus vaste que dans l'océan profond (> 1000m), du fait de l'influence des conditions météorologiques (évaporation et précipitations). Source : The Open University, 1995.

## 2.4 La température

### 2.4.1 Le rayonnement solaire

L'océan est chauffé par le rayonnement solaire, dominé par les ultraviolets (UV), le rayonnement visible et proche infrarouge (IR). Sur 100 unités de radiation solaire au sommet de l'atmosphère, 30 sont réfléchies dans l'espace (6 par l'air ; 20 par les nuages ; 4 par la surface océanique). Sur les 70 transmises, 19 sont absorbées dans l'atmosphère (16 par ozone, eau et poussières ; 3 par les nuages), 30 arrivent à la surface de la Terre directement, 21 atteignent la surface sous forme de rayonnement diffus. Les UV sont principalement absorbés par la couche d'ozone stratosphérique. La couleur bleu du ciel clair est due à la meilleure diffusion des longueurs d'onde bleues et UV par les molécules des gaz atmosphériques.

La surface réfléchit une partie de l'énergie lumineuse reçue (4 unités). Ce pouvoir réfléchissant, propre à chaque type de surface, est appelé albédo, et vaut entre 0 et 1. Pour des eaux calmes, l'albédo est très faible (2%). Il vaut 90% pour la neige, 35% pour les déserts, 10 à 20% sur la végétation, le sol nu ou la roche. Attention, l'albédo dépend aussi de paramètres clés comme l'angle d'incidence du rayonnement (un rayonnement rasant sera moins réfléchi qu'un rayonnement normal).

### 2.4.2 Distribution horizontale de la température de surface

En surface, ce sont les satellites qui ont récemment approfondi le plus la connaissance de la SST (Sea Surface Temperature).

C'est l'angle d'incidence du rayonnement solaire qui influe le plus sur la distribution

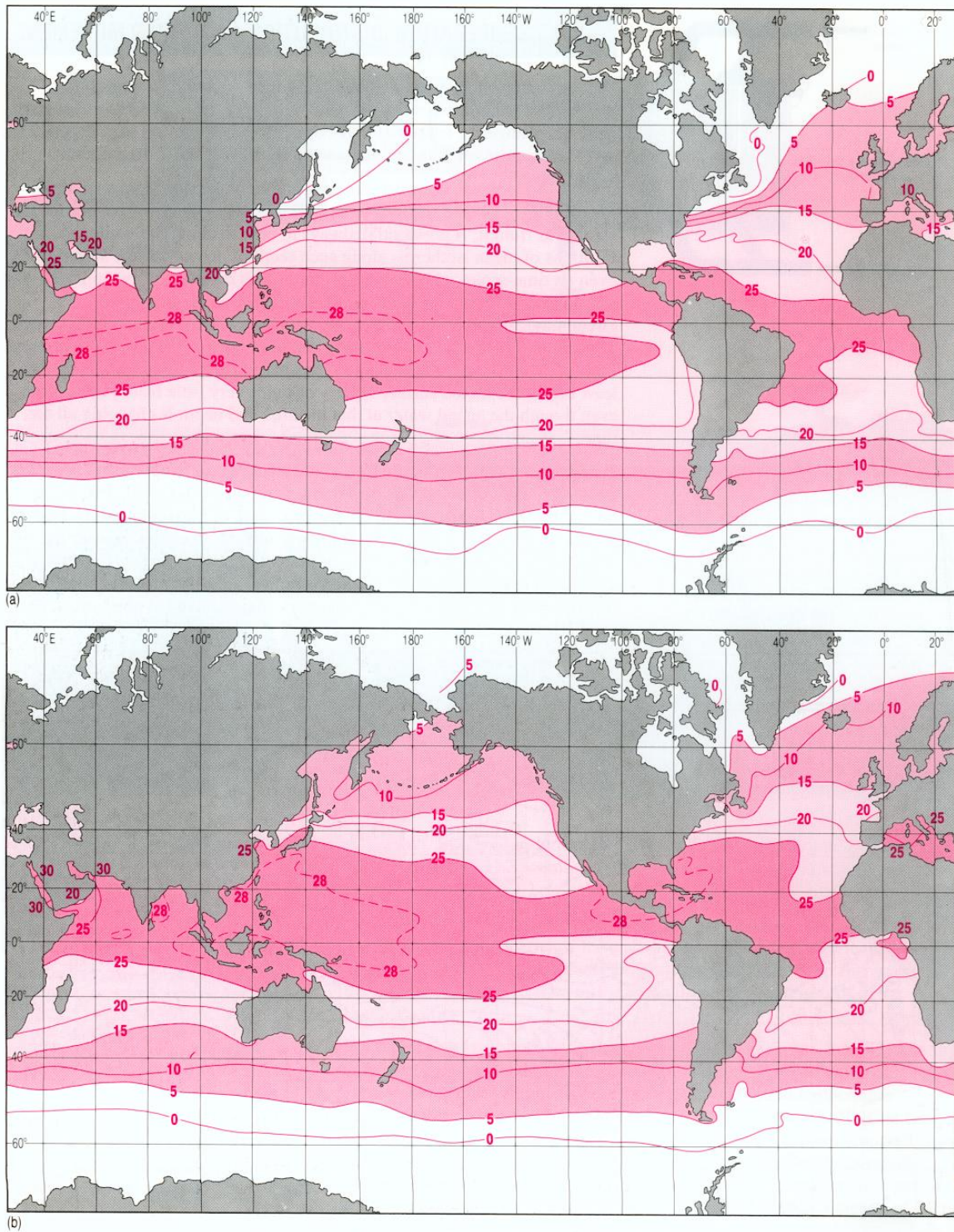


FIGURE 2.9 – Distribution globale des températures de surface des océans (SST, en °C), pour février (en haut) et août (en bas). Source : The Open University, 1995.

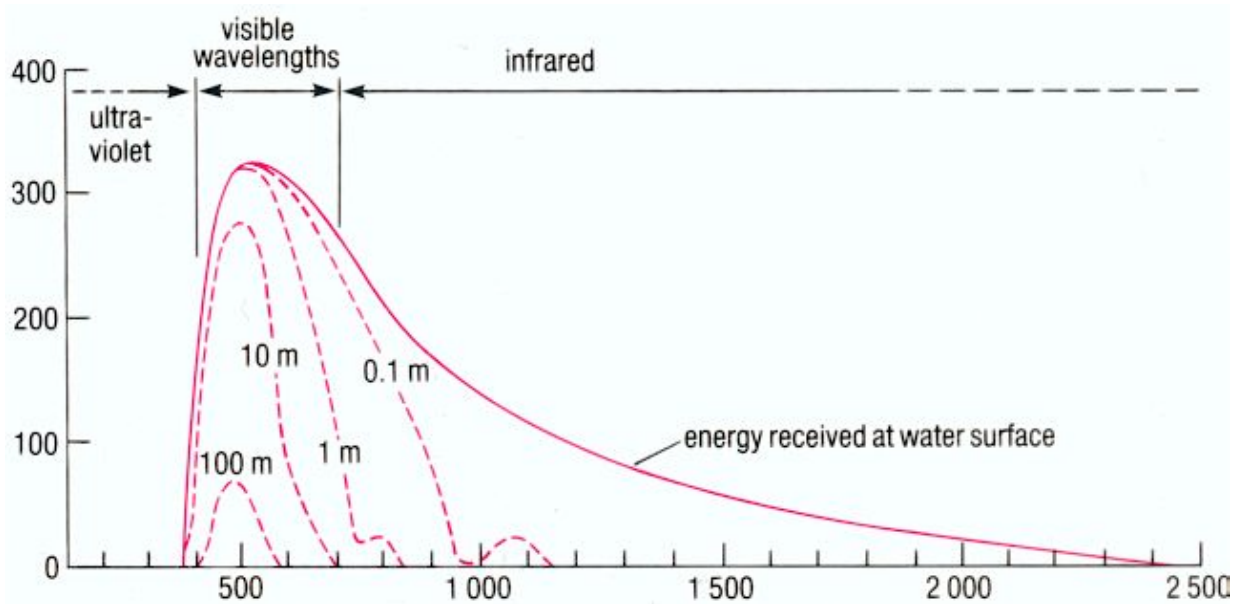


FIGURE 2.10 – Spectre de l'énergie lumineuse reçue à la surface de l'océan puis transmise jusqu'à différentes profondeurs. Source : The Open University, 1995.

horizontale, essentiellement zonale, de la SST. Cette insolation varie sur un rythme diurne et saisonnier. Les équinoxes correspondent à un rayonnement vertical à l'équateur à la mi-journée, les solstices à un rayonnement à la verticale des tropiques du Cancer et du Capricorne, respectivement en été et hiver boréal (Fig. 2.9).

Localement, au voisinage des bords de bassin, les courants océaniques peuvent modifier l'équilibre local, avec par exemple des océans équatoriaux, puis tropicaux, plus chauds dans leur partie occidentale qu'orientale.

### 2.4.3 Un peu de lumière dans l'eau

L'énergie solaire est absorbée pour l'essentiel dans les premières dizaines de mètres de l'océan (1/5 seulement pénètre au delà de  $-100$  m, et la moitié est déjà absorbée après seulement 10 cm).

Les longueurs d'onde absorbées le plus facilement sont l'infrarouge (absorbé sur 1 m), puis le rouge, puis les plus courtes fréquences (Fig. 2.10). D'où la couleur bleue de l'eau (pour une épaisseur suffisante) : les ondes plus courtes pénètrent plus facilement, et peuvent ressortir après diffusion et réflexion. Il faut noter que les eaux turbides sont constituées de particules en suspension qui ont une propension à absorber les ondes les plus courtes du rayonnement visible. D'où la couleur jaune ou verte de ces eaux.

Seuls les 200 premiers mètres de l'océan sont en fait correctement baignés par la lumière solaire, et constituent la couche euphotique, propre au développement de la photosynthèse. Au delà de 1000 mètres, c'est le noir complet (Fig. 2.11).

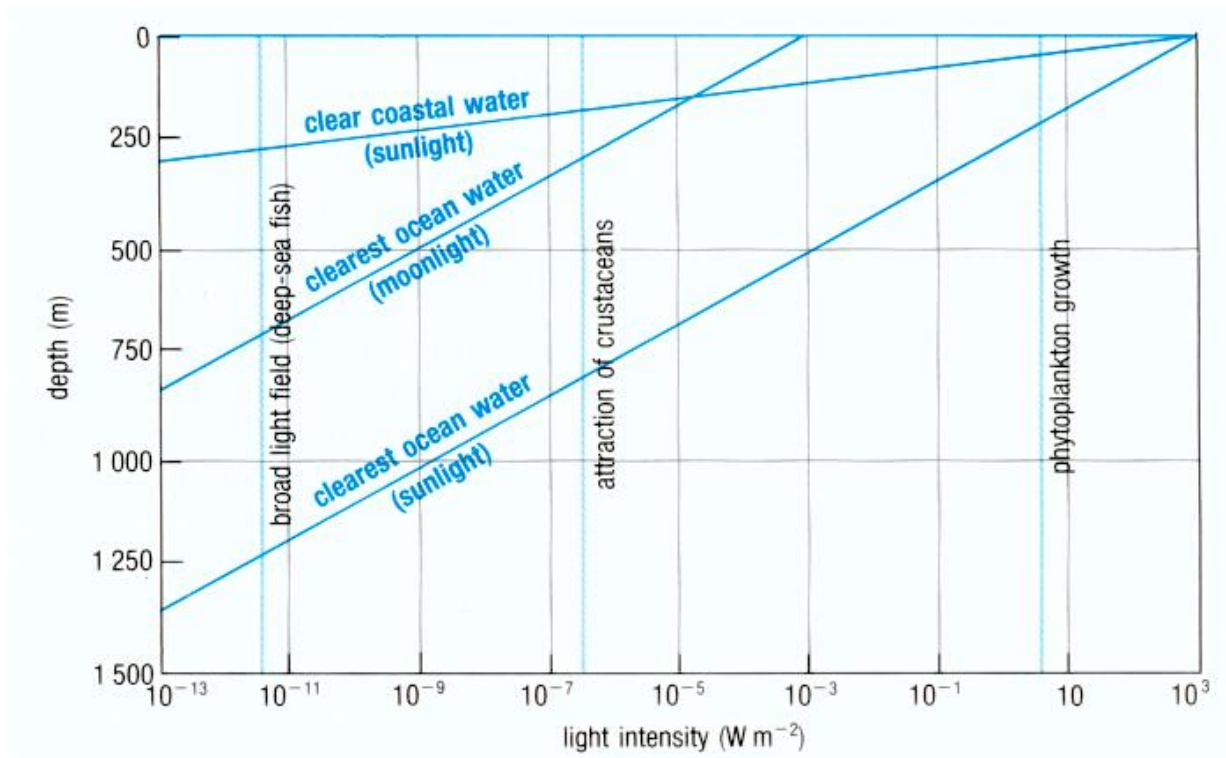


FIGURE 2.11 – Relation entre éclairage et profondeur dans l’océan. Le minimum de lumière requis pour différentes fonctions biologiques est indiqué par des lignes verticales (perception de la lumière du jour par les poissons, leurre de proies par luminescence, croissance du phytoplancton). Source : The Open University, 1995.

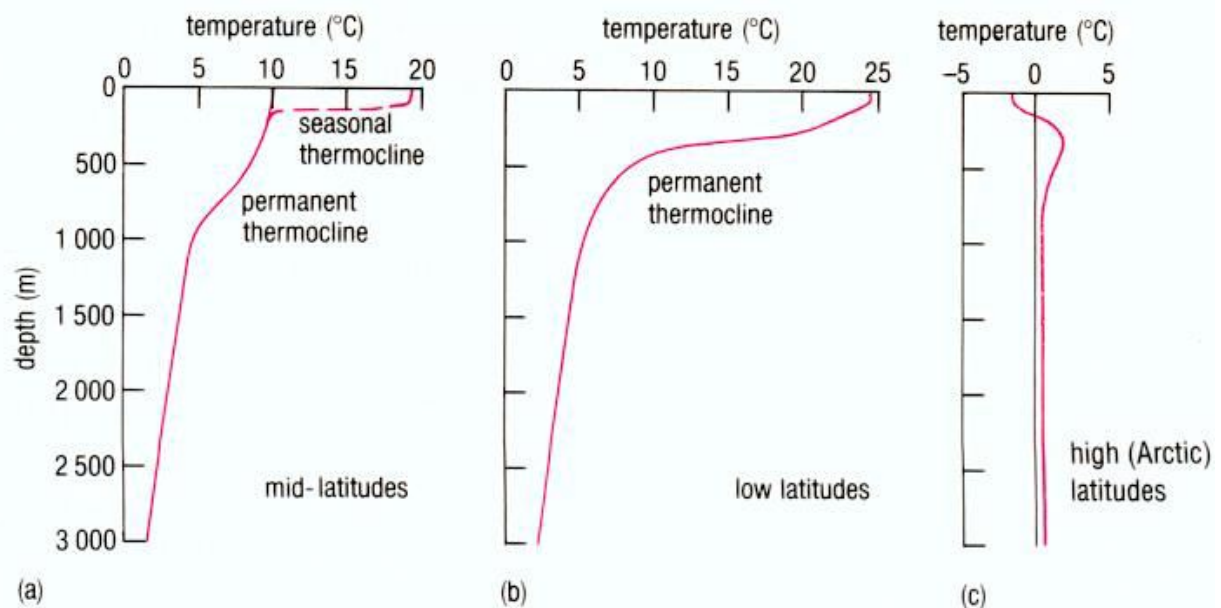


FIGURE 2.12 – Profils verticaux de température caractéristiques de différentes latitudes. Une thermocline permanente est visible aux basses et moyennes latitudes, alors qu’une couche mélangée profonde de plusieurs milliers de mètres caractérise les latitudes arctiques. Source : The Open University, 1995.

#### 2.4.4 Distribution verticale de la température

Malgré l’atténuation progressive du rayonnement solaire avec la profondeur, on remarque que la température est souvent uniforme sur plusieurs dizaines, voire centaines de mètres : on parle de couche de mélange océanique, principalement entretenue par l’activité de surface (vagues, courants, vent) (Fig. 2.12). La couche de mélange est isolée des eaux plus profondes (et plus froides, environ 5°C) par une thermocline (zone de fort gradient vertical de température, avec les eaux les plus chaudes au dessus). Il existe une thermocline permanente dans la plupart des régions du globe, à l’exception des régions polaires où les eaux sont continuellement mélangées sur plusieurs milliers de mètres, par formation d’eau dense en surface (refroidissement et congélation d’eau moins salée que le milieu ambiant).

Localement, une thermocline saisonnière (à une profondeur de quelques dizaines de mètres, et correspondant à un écart de 5 à 10°C) peut aussi apparaître (stratification en été), disparaissant lorsque les conditions atmosphériques tendent à alourdir les eaux de surface, par refroidissement notamment (Fig. 2.13). Une thermocline diurne peut également être observée (à quelques mètres de profondeur). Le saut vertical de température n’y excède généralement pas 1 à 2°C.

L’océan profond présente une variabilité spatiale bien moins marquée des structures en température (Fig. 2.14). En fait, la température moyenne des océans est proche de la température moyenne des eaux profondes, soit 3.6°C.

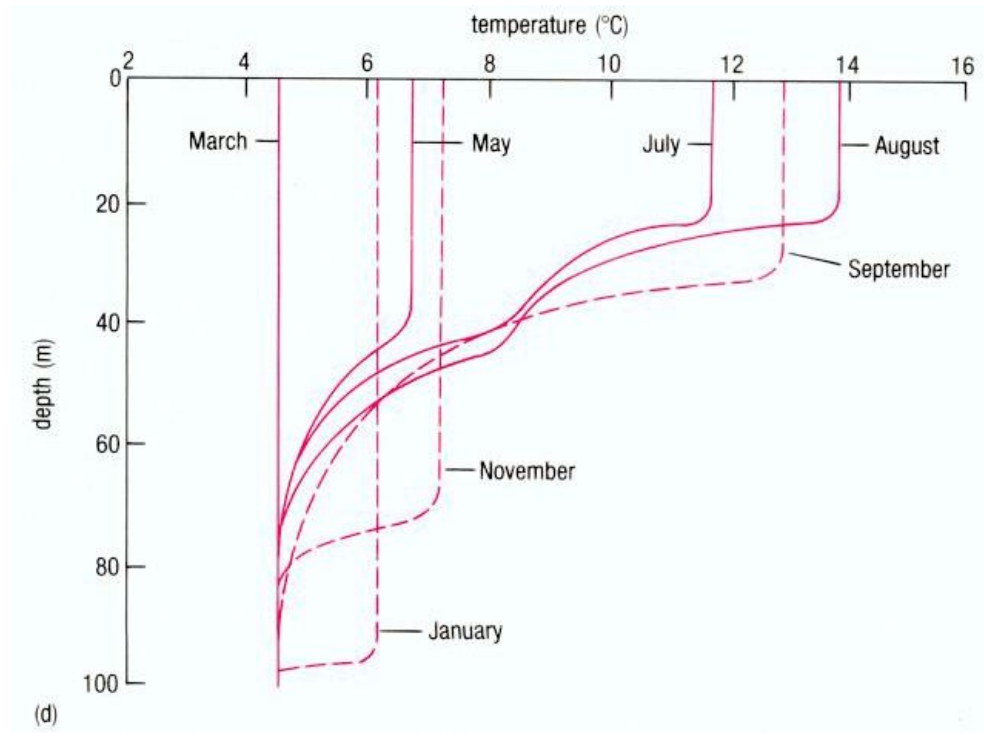


FIGURE 2.13 – Le cycle saisonnier dans les 100 premiers mètres de l’océan présente l’apparition d’une thermocline saisonnière en période estivale. Source : The Open University, 1995.

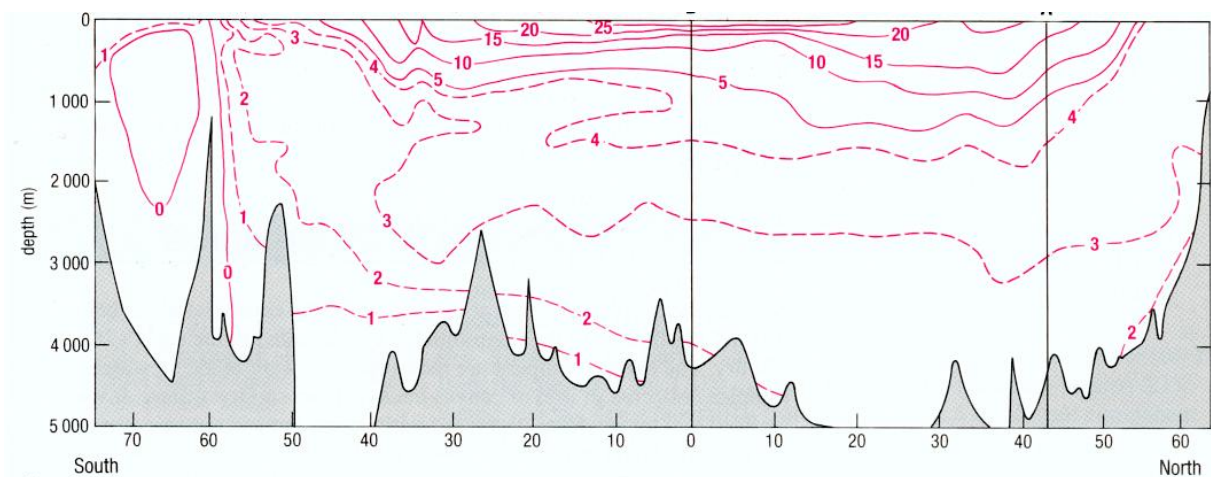


FIGURE 2.14 – Section verticale de température (°C) dans l’Atlantique occidental. Comme pour la salinité, on peut noter que la gamme de température dans les eaux de surface est bien plus vaste que dans l’océan profond (> 1000 m). Source : The Open University, 1995.



## 2.5 Notion de masse d'eau

### 2.5.1 Masse volumique

La masse volumique d'une masse d'eau dépend essentiellement des deux paramètres : température et salinité. Une relation complexe et fortement non-linéaire exprime cette dépendance, c'est l'équation d'état de l'eau de mer.

On peut montrer qu'une variation relative donnée sur la température a un impact supérieur sur la masse volumique qu'une variation équivalente en salinité. La pycnocline (zone de fort gradient vertical de masse volumique) et la thermocline sont donc le plus souvent confondues. Une linéarisation de la masse volumique au voisinage de 15°C, 35 psu donne approximativement :

$$\rho = \rho_0(1 - \alpha T + \beta S), \text{ avec } \alpha = 2 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1} \text{ et } \beta = 8 \times 10^{-4} \text{ psu}^{-1}.$$

Néanmoins, à l'équateur et dans les régions polaires, les processus d'évaporation/précipitation ou de formation/fonte de glace affectent la salinité de surface de façon significative, et modifient de ce fait la masse volumique de l'eau en surface. En dessous de 2000 m, les profils de masse volumique potentielle coïncident presque en tous les points du globe.

### 2.5.2 Stabilité statique de l'océan

**Principe d'Archimède** (par exemple pour l'étude de l'équilibre d'un glaçon dans un verre d'eau).

*Exercice* : mesurer l'augmentation du niveau d'eau lors de la fonte d'un glaçon dans un verre d'eau.

**Notion de fréquence de Brunt-Väisälä** : la fréquence de Brunt-Väisälä donne la mesure de la stabilité de l'océan. Elle est définie, via son carré, par :

$$N^2 = -\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z}.$$

Elle mesure de la stabilité du milieu : si  $N^2$  est positif, alors le milieu est stable ; et instable si  $N^2$  est négatif.  $N$  est une fréquence de vibration d'un mouvement purement vertical. Une valeur typique dans les couches de surface de l'océan est de  $0.01 \text{ s}^{-1}$ , soit une période de 10 minutes. Plus le milieu est stablement stratifié, plus une particule d'eau déplacée revient rapidement à sa position initiale, plus la période est courte et la fréquence de Brunt-Väisälä élevée.

*Exercice* : mettre en équation l'équilibre des forces et l'accélération d'une parcelle de fluide sur une stratification donnée  $\overline{\partial_z \rho}$  et calculer la fréquence de ces oscillations.

### 2.5.3 Température et densité potentielle, pression

Un profil vertical de masse volumique in situ peut s'avérer localement instable (Fig. 2.15)! La pression occasionne un effet important sur la température : un fluide comprimé

**Table 4.1** Comparison of *in situ* and potential temperatures in the Mindanao Trench off the Philippine Islands. See also Figure 4.6.

Depth (m)	Salinity	Temperature		Density	
		<i>in situ</i> (°C)	potential (°C)	$\sigma_t$ (kg m <sup>-3</sup> )	$\sigma_\theta$ (kg m <sup>-3</sup> )
1 455	34.58	3.20	3.09	27.55	27.56
2 470	34.64	1.82	1.65	27.72	27.73
3 470	34.67	1.59	1.31	27.76	27.78
4 450	34.67	1.65	1.25	27.76	27.78
6 450	34.67	1.93	1.25	27.74	27.79
8 450	34.69	2.23	1.22	27.72	27.79
10 035	34.67	2.48	1.16	27.69	27.79

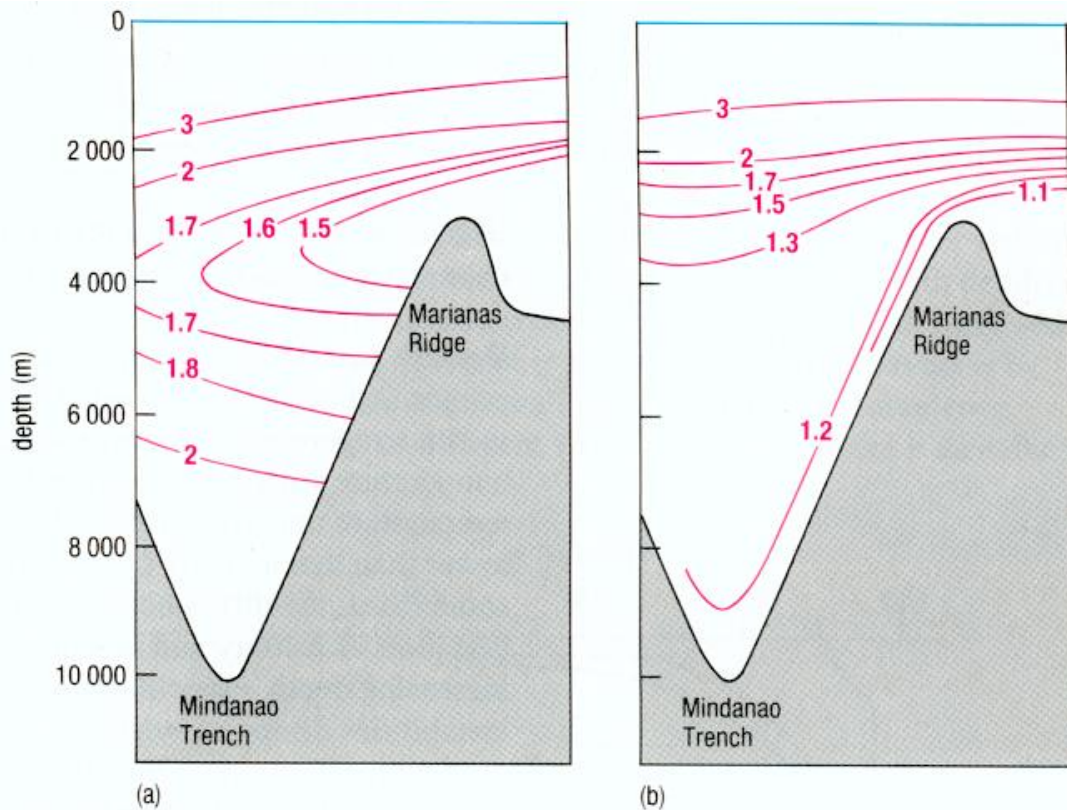


FIGURE 2.15 – Profils verticaux observés au voisinage de la Fosse de Mindanao pour la salinité, la température *in situ* (a) et potentielle (b), et la masse volumique *in situ* et potentielle. La correction du calcul de la masse volumique par la prise en compte de la température potentielle (et non *in situ*) apparaît essentielle pour assurer la stabilité statique de la colonne d'eau. Source : The Open University, 1995.

a tendance à s'échauffer (cf.  $P V = R T$  pour l'air). La "même" masse d'eau choisie à des immersions distinctes a une température différente, du fait des effets de compressibilité. D'où la nécessité de raisonner en termes de changements adiabatiques de température : on définit la température potentielle  $\theta$  d'une parcelle de fluide (eau ou air) comme étant la température de cette parcelle ramenée à la pression (atmosphérique en général) de référence après détente ou compression adiabatique (sans échange d'énergie avec les parcelles environnantes). Pour l'atmosphère, une telle température potentielle peut différer de la température in situ de plusieurs dizaines de degrés ! Pour l'océan, la correction n'est que de quelques dixièmes de degrés. Le concept est néanmoins important parce qu'il permet de comparer la stabilité effective d'une colonne d'eau : abstraction faite des effets de salinité, ce n'est pas parce que la température in situ de l'eau augmente localement avec la profondeur que l'on se trouve en milieu instable. Pour une particule d'air choisie à 5 km,  $\theta > T$ , car ramener la particule à la surface de la mer correspond à une augmentation de la pression. C'est le contraire pour une particule d'eau choisie à l'immersion  $-5000$  m. On vérifie ainsi qu'à salinité égale (supérieure à 25 psu), la masse d'eau la plus dense est la plus froide (au sens de la température potentielle), indépendamment de l'immersion considérée. En fait l'océan est stablement stratifié, et il convient de raisonner en température potentielle (corrigée des effets de pression) pour bien appréhender cette stabilité statique.

**Quelques mots sur la pression** : l'équation hydrostatique décrit le lien qui existe entre pression et immersion :  $dP = -\rho g dz$ , approximation justifiée à grande échelle de l'équation d'évolution de la vitesse verticale. L'eau est en fait faiblement compressible (pour 99% de l'océan mondial on trouve à 2% près  $\rho = 1.03 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3}$ ), et  $P = -\rho g z$  fournit une valeur correcte. Notons néanmoins que si l'océan était réellement incompressible, son niveau moyen serait environ de 30 mètres supérieur à celui que l'on observe effectivement (moins d'1% de 3800 m).

#### 2.5.4 Circulation thermohaline, masses d'eau

La circulation verticale des masses d'eau dans l'océan contrôlée par les variations de masse volumique s'appelle la circulation thermohaline (à la différence de la circulation directement forcée par le vent). Les masses d'eau les plus denses vont circuler au dessous des autres. Ce sont des mouvements de grande échelle, engendrés par des gradients horizontaux de pression, et sensibles à la rotation de la Terre (force de Coriolis).

De la même façon que l'atmosphère présente des masses d'air aux caractéristiques (température, humidité) bien distinctes, l'océan englobe de larges masses d'eau, identifiées par leur température, salinité, et autres propriétés (oxygène dissous, sels nutritifs, ...). La frontière entre deux masses d'eau est caractérisée par une variation souvent brutale de ces différentes propriétés.

Les caractéristiques d'une masse d'eau sont celles acquises lors de sa formation, c'est-à-dire lors de son dernier contact avec la surface. Le long de son mouvement, elles ne sont alors que peu modifiées, essentiellement par mélange latéral et vertical avec les masses d'eau environnantes (Fig. 2.16). Les régions de formation de masses d'eau correspondent aux endroits du globe où les eaux de surface s'alourdissent et plongent (pour entamer leur

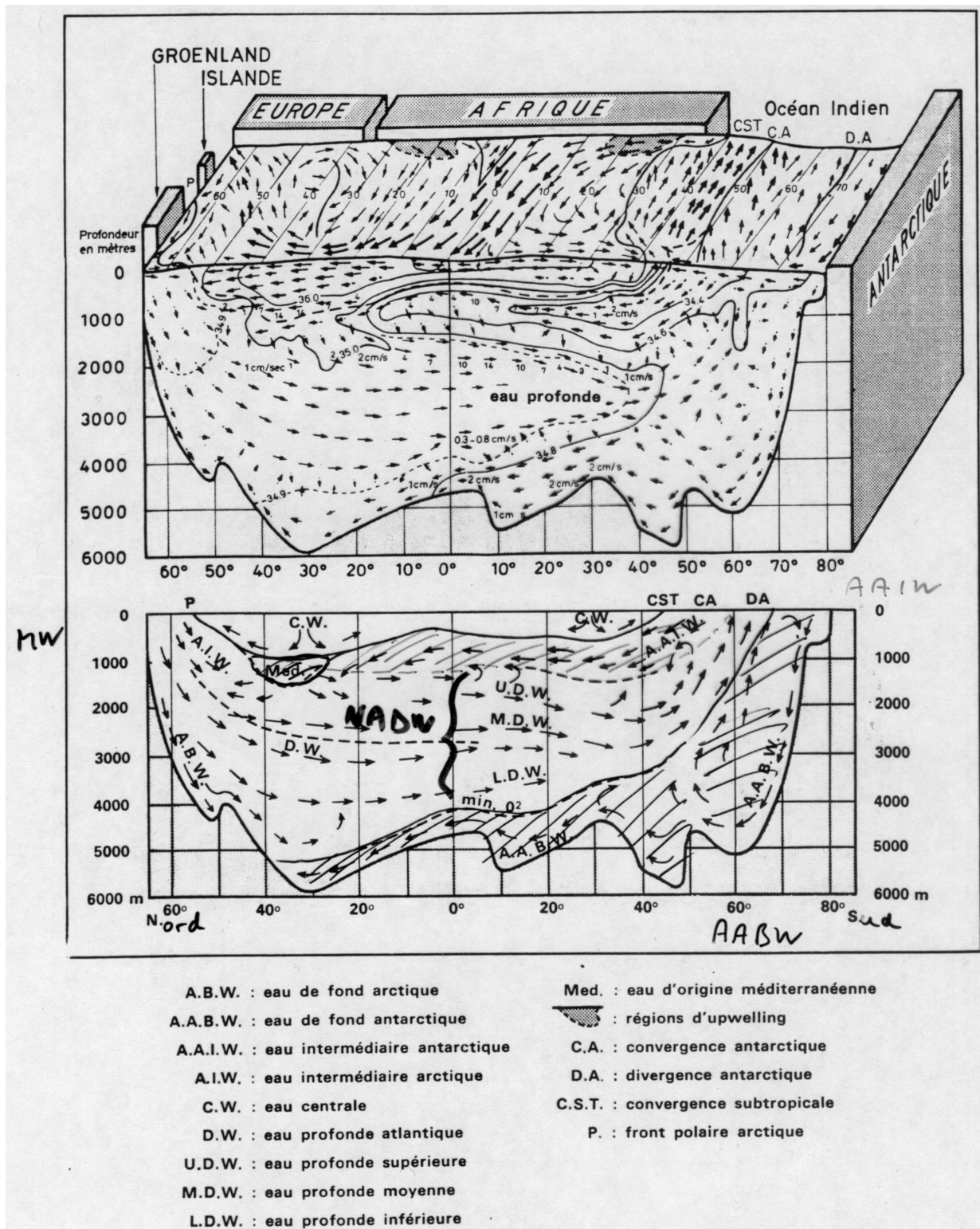


FIGURE 2.16 – Représentation en coupe verticale de l'étagement et du mouvement des masses d'eau dans le bassin Atlantique. Source : Tchernia, 1978.

voyage sous-marin). Il peut s'agir des régions polaires (vents froids de surface, congélation de l'eau de mer enrichissant en sel l'eau de mer sous-jacente) ou de régions tropicales (forte évaporation).

### 2.5.5 Diagramme $\theta$ -S

On répertorie communément les masses d'eau étudiées sur des diagrammes température (de préférence potentielle) / salinité ou diagrammes  $\theta$ -S (Fig. 2.17) : en effet, la température diminue continûment avec la profondeur et elle remplace ainsi astucieusement la coordonnée verticale. On raisonne souvent en termes d'unité sigma thêta où l'on a défini :  $\sigma_\theta = \rho_\theta - 1000$ . Pour l'océan ouvert, la gamme obtenue pour  $\sigma_\theta$  est :  $24 < \sigma_\theta < 29.5 \text{ kg m}^{-3}$ , pour des gammes de température  $-2 < T < 31^\circ\text{C}$  et de salinité  $33 < S < 37 \text{ psu}$ .

Les diagrammes  $\theta$ -S sont très utiles pour identifier les masses d'eau rencontrées par exemple à l'occasion d'un profil vertical, en comparant la masse volumique observée avec des masses d'eau types. Le mélange de plusieurs masses d'eau (mélange des propriétés T et S) ou la pérennité d'une seule masse d'eau peuvent ainsi être mis en évidence. En effet, une fois une masse d'eau isolée de la surface, ses caractéristiques  $\theta$  et S sont conservatives et ne peuvent être modifiées que par mélange turbulent avec une masse d'eau de caractéristiques différentes (Fig. 2.18). Noter que de manière stricte, seule la température potentielle  $\theta$  est conservative, puisque la température in situ est modifiée par compression ou expansion adiabatique.

Les masses d'eau peuvent aussi être identifiées par leurs propriétés chimiques et biologiques, comme leur contenu en oxygène dissous ou en sels nutritifs ou, pour les eaux de surface, par la présence de certaines communautés d'organismes. Cependant ces propriétés peuvent être modifiées par des processus autres que le mélange, des réactions biologiques par exemple, et sont donc dites non-conservatives. Attention, cette propriété de conservation n'est valable qu'en dehors de la couche de surface (où des échanges avec l'atmosphère se produisent) et loin des côtes (afflux de sédiments et d'eau douce) et du fond de l'océan (où des gains ou pertes de chaleur ou de salinité peuvent se produire au voisinage des régions de circulation hydrothermale).

### 2.5.6 Quelques mots sur les processus de mélange dans l'océan

Pour un fluide totalement au repos à grande échelle, une substance dissoute inégalement répartie reste à même de se mélanger du fait de l'agitation moléculaire : cette diffusion moléculaire résulte du mouvement de particules individuelles. Par exemple une région plus chaude du fluide verra une plus grande agitation moléculaire de ses particules (plus grande énergie cinétique), qui tendront à communiquer leur énergie à des molécules voisines plus "lentes", occasionnant un transfert moléculaire d'énergie. C'est ainsi que les phénomènes de conduction se développent dans un fluide.

Les océans ne sont jamais au repos complet (!), et ne correspondent que très rarement à un écoulement laminaire (c'est-à-dire avec un profil de vitesse très régulier) pour lequel les processus de mélange par diffusion moléculaire sont encore dominants. Les écoulements

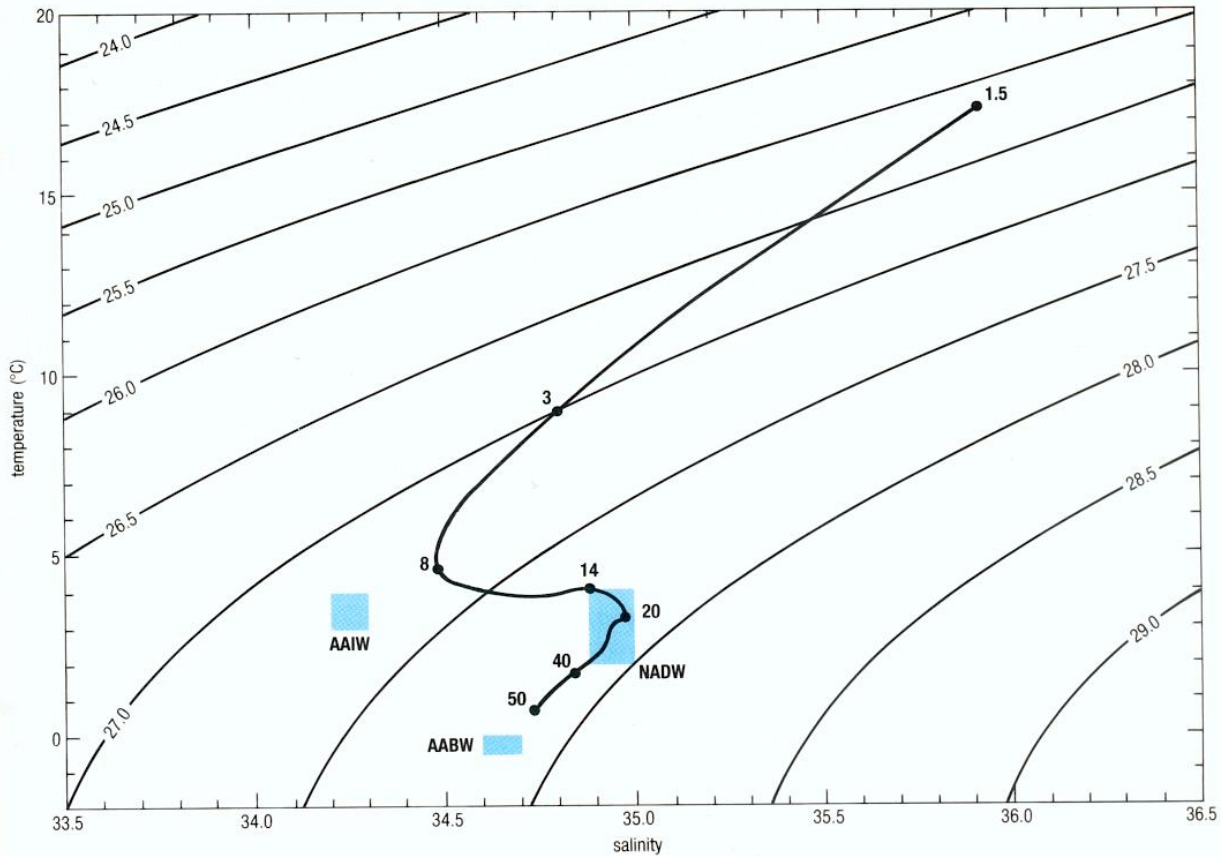
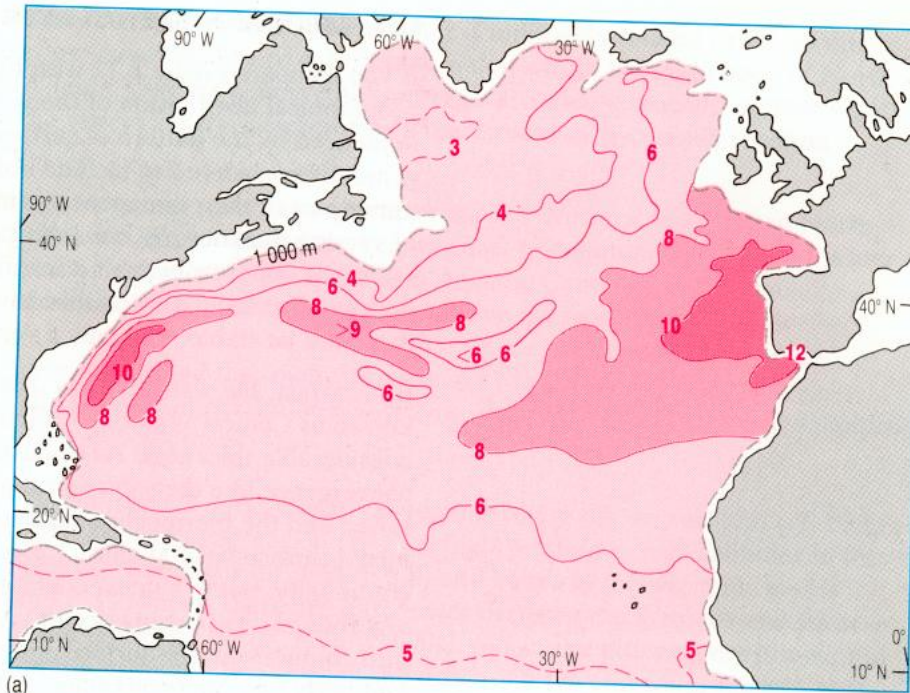
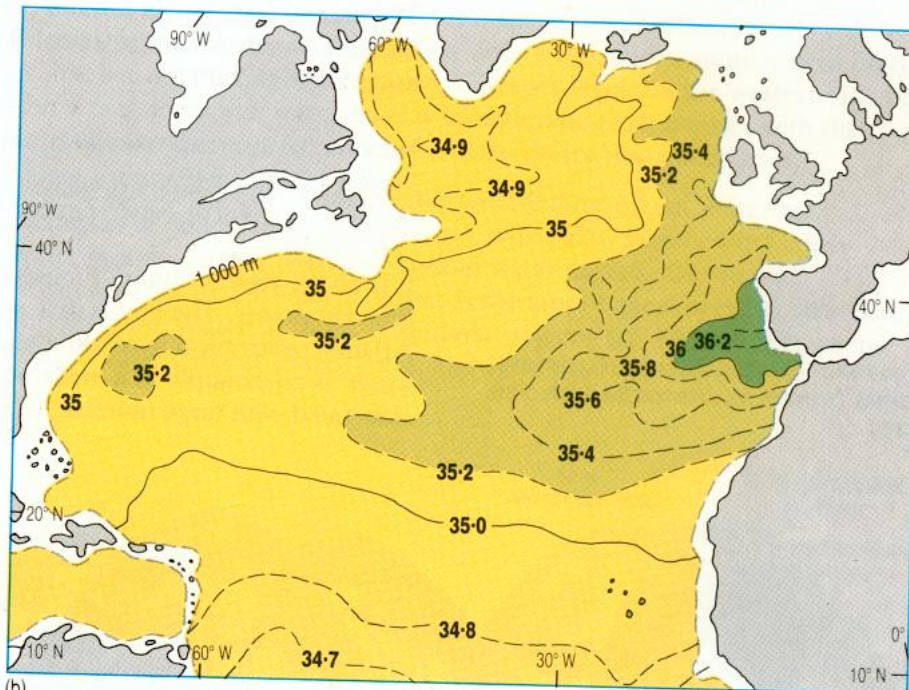


FIGURE 2.17 – Un exemple de diagramme T-S pour des observations à 9°S dans l’Océan Atlantique, sur la gamme de profondeur 150–5000 m. Les isolignes correspondent à des masses volumiques in situ (c’est-à-dire calculées à partir de températures in situ, non corrigées des effets de pression). Les régions grisées sont des eaux types, tandis que les points noirs correspondent aux échantillons effectivement prélevés. AAIW : Eau Antarctique Intermédiaire (*AntArctic Intermediate Water*); AABW : Eau Antarctique de Fond (*AntArctic Bottom Water*); NADW : Eau Profonde North Atlantique (*North Atlantic Deep Water*). Source : The Open University, 1995.



(a)



(b)

FIGURE 2.18 – Distributions observées pour la température et la salinité à l'immersion  $z = 1000$  m établissant la progression de l'Eau Méditerranéenne (formée dans le bassin méditerranéen, plutôt chaude et salée) dans l'Océan Atlantique. La progression est mise en évidence par le contraste apparent entre les propriétés T et S de l'Eau Méditerranéenne et celles du milieu ambiant, pour a priori une même masse volumique. Source : The Open University, 1995.

océaniques sont en fait turbulents, et l'agitation qui en résulte est bien plus efficace que les mouvements moléculaires pour brasser des quantités du fluide. Le nombre de Reynolds, défini comme le rapport entre forces d'inertie (les termes non-linéaires de l'équation du mouvement) et forces de viscosité, est d'autant plus grand que l'écoulement est turbulent :

$$\text{Re} = \frac{U \partial U / \partial x}{\nu \partial^2 U / \partial x^2} \approx \frac{U^2 / L}{\nu U / L^2} \approx \frac{UL}{\nu}.$$

La viscosité moléculaire pour l'eau est de l'ordre de  $10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ , les échelles caractéristiques de vitesse et d'espace pour l'océan sont par exemple : 10 cm/s et 100 km. Le nombre de Reynolds s'avère grand par rapport à une valeur critique définissant la frontière entre régime laminaire et régime turbulent. Les écoulements océaniques sont donc turbulents.

Les phénomènes de diffusion turbulente sont donc bien plus efficaces, de plusieurs ordres de grandeur supérieurs à la diffusion moléculaire, pour mélanger les propriétés de l'océan. Néanmoins les deux phénomènes agissent dans le même sens et tendent à une homogénéisation des caractéristiques du fluide. Les flux turbulents sont donc usuellement exprimés en fonction du gradient moyen de la quantité considérée :

$$\partial S / \partial t = \dots + \partial(\kappa_H \partial S / \partial x) / \partial x + \partial(\kappa_H \partial S / \partial y) / \partial y + \partial(\kappa_V \partial S / \partial z) / \partial z,$$

où les flux turbulents (ici pour la salinité) horizontaux et verticaux sont respectivement :  $-\kappa_H \partial S / \partial x$ ,  $-\kappa_H \partial S / \partial y$  et  $-\kappa_V \partial S / \partial z$ , en désignant par  $\kappa_H$  et  $\kappa_V$  les coefficients de diffusivité turbulente associés (coefficient supposé identique pour les deux directions horizontales). Des ordres de grandeurs typiques pour  $\kappa_H$  et  $\kappa_V$  sont respectivement  $1000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ , et  $10^{-5}$  à  $10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ , selon la stratification verticale et le cisaillement vertical de courant. Du fait des échelles spatiales incriminées (les océans sont bien moins profonds que vastes) et les gradients verticaux de température (donc de masse volumique) bien plus marqués sur la verticale (quelques degrés sur quelques dizaines de mètres) que sur l'horizontale (quelques degrés sur plusieurs centaines de km), ce sont ainsi les phénomènes de diffusion horizontale qui sont le plus aptes à mélanger les propriétés océaniques. Les quantités  $\theta$  et  $S$  sont donc dites conservatives car elles ne sont affectées que par les phénomènes de mélange turbulent qui apparaissent le long du mouvement des masses d'eau, et qui ont des temps caractéristiques de plusieurs dizaines à plusieurs milliers d'années.

**Exercice** : estimer les échelles de temps caractéristiques pour la diffusion turbulente horizontale et verticale à travers un bassin océanique.

## 2.5.7 Formation d'une masse d'eau

Les régions de formation des masses d'eau correspondent aux endroits à la surface de l'océan où les flux de chaleur ou le bilan évaporation moins précipitation tendent à alourdir les eaux de surface (refroidissement ou évaporation) – on parle alors de convection. La formation de glace de mer entraîne par exemple un accroissement de la masse volumique d'une part par le refroidissement associé, mais aussi par l'enrichissement en sel des eaux sous la glace (formée d'eau pratiquement douce par expulsion de sel à la congélation). Le



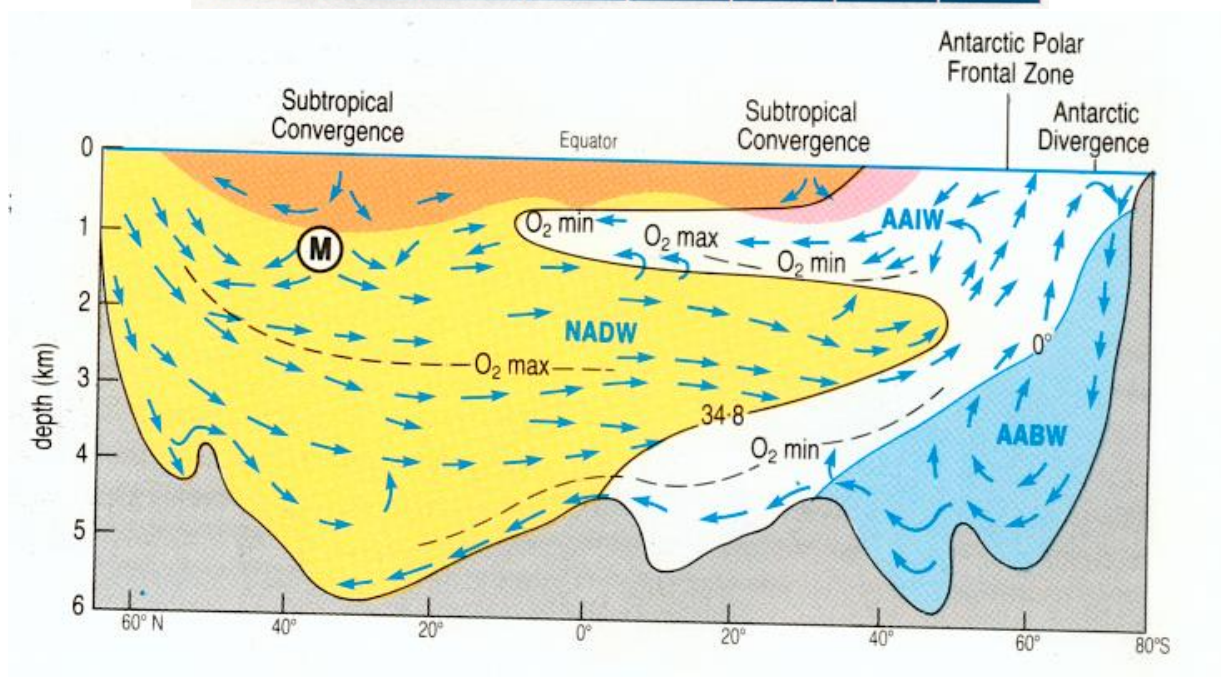
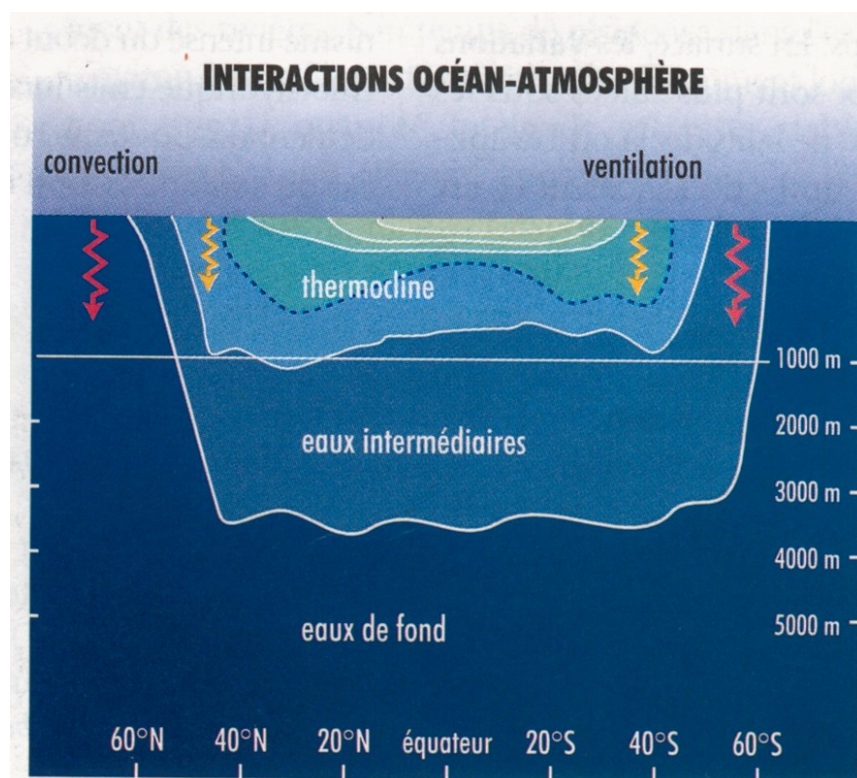


FIGURE 2.19 – (a) Stratification océanique schématique et interactions avec l’atmosphère. (b) Section nord-sud de l’Atlantique et mouvement des principales masses d’eau. Source : The Open University, 1995.

haut de la colonne d'eau devient alors instable, et un mélange vertical se produit tendant à homogénéiser cette colonne. L'eau de surface coule et s'écoule ensuite vers les régions équatoriales. Les régions principales concernées par ce phénomène sont : la Mer du Groenland, la Mer de Norvège, la Mer du Labrador, et le pourtour de l'Antarctique (et notamment les mers de Weddell et de Ross). Les eaux profondes et eaux de fond sont créées par ce processus.

Les phénomènes d'évaporation qui dominent aux latitudes subtropicales (vers 40°N et 40°S) permettent l'enrichissement en sel des eaux de surface. Les eaux nouvellement formées en ces régions sont appelées eaux centrales (ou eau du maximum de salinité subtropical). La formation ne s'effectue pas par convection (mélange vertical intense), mais par subduction (simple feuilletage de l'écoulement) le long des isopycnes – on parle alors de ventilation.

Des phénomènes de convergence à la surface de l'océan sont enfin propices à la formation de nouvelle masse d'eau, comme les eaux intermédiaires, vers 60° de latitude dans l'Atlantique, à une zone de transition entre climat tempéré et climat subpolaire (Fig. 2.20). Par exemple, l'Eau Antarctique Intermédiaire (AAIW) est ainsi formée par ventilation.

L'océan s'accommode mal de profils de masse volumique potentielle instables, et des processus de mélange ou de retournement vont rapidement homogénéiser sur la verticale toute région localement instable. La masse volumique potentielle présente donc un profil qui croît avec la profondeur (les eaux les plus légères sont en surface). Les régions stratifiées en température (thermocline) ou en salinité (halocline) correspondent à de brusques variations verticales de la masse volumique (pycnocline).

La circulation thermohaline correspond à un mouvement de masses d'eau océaniques à l'échelle de l'océan global, induit par la formation de masses d'eau denses dans des régions caractéristiques. Ces eaux plongent jusqu'à atteindre un niveau où leur masse volumique s'équilibre avec le milieu ambiant. Elles se répandent alors à l'échelle des bassins océaniques. Cette plongée d'eau est nécessairement compensée à la surface par une alimentation en eaux plus légères (Fig. 2.21).

## 2.6 Le son dans l'eau de mer

”Les ondes sonores constituent le seul moyen d'investigation et de transmission à grande distance utilisable en pratique dans le milieu marin. Apparue au début du XXe siècle, l'acoustique sous-marine (ASM pour les initiés) est devenue une des technologies essentielles utilisées pour l'exploration et l'exploitation des océans à des fins scientifiques, industrielles ou militaires. Elle peut prétendre jouer aujourd'hui le même rôle que les ondes radio et radar dans l'atmosphère et dans l'espace, et est largement employée dans les domaines de la navigation, de la pêche, de la défense, de l'océanographie et de l'ingénierie marine.” (Lurton, 1998)

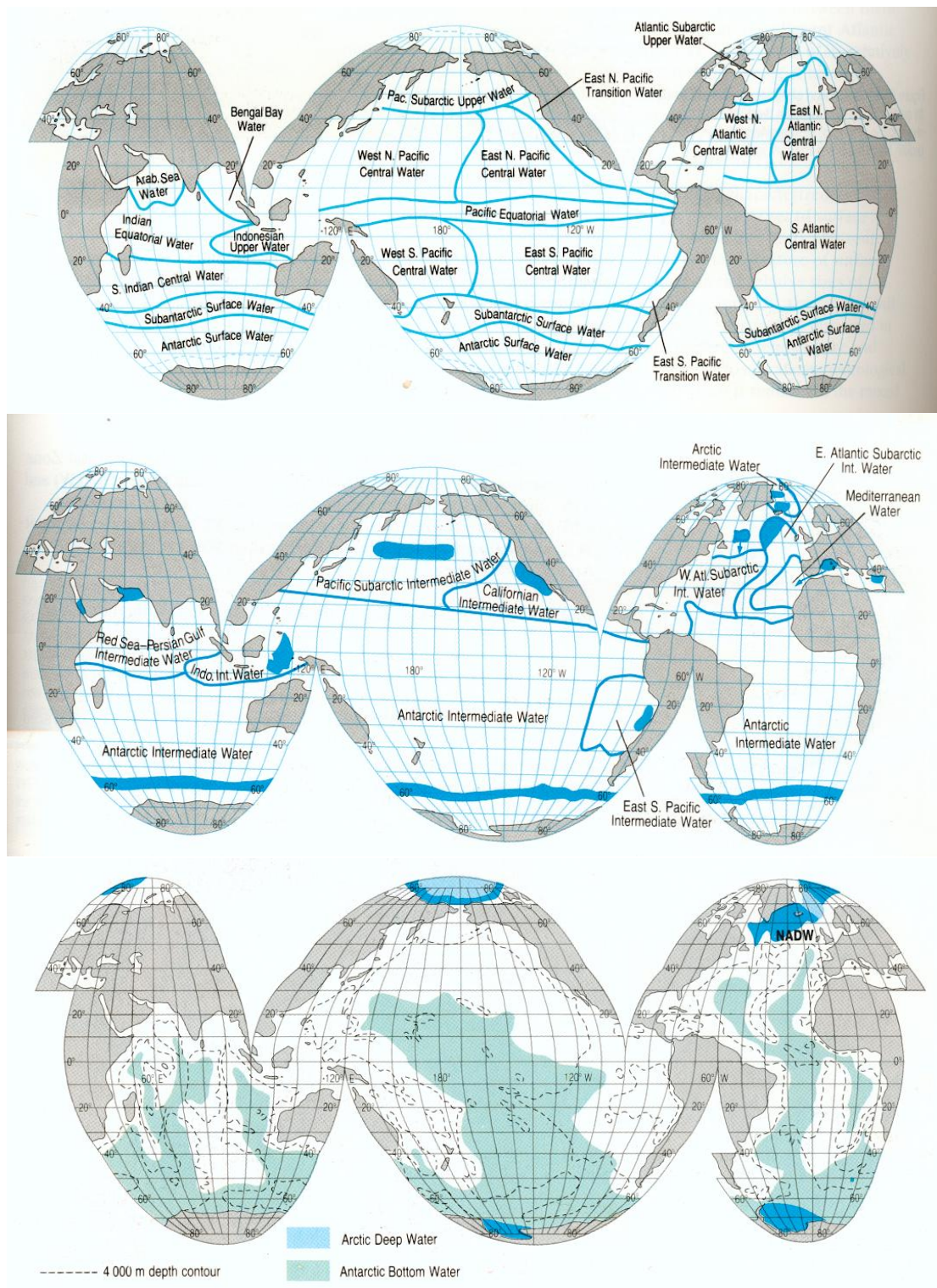


FIGURE 2.20 – Distribution à l'échelle globale des masses d'eau en surface, des eaux intermédiaires (entre 550 et 1500 m) avec leurs régions de formation, et des régions de formation des eaux profondes et des eaux de fond (en dessous de 1500 m). Source : The Open University, 1995.

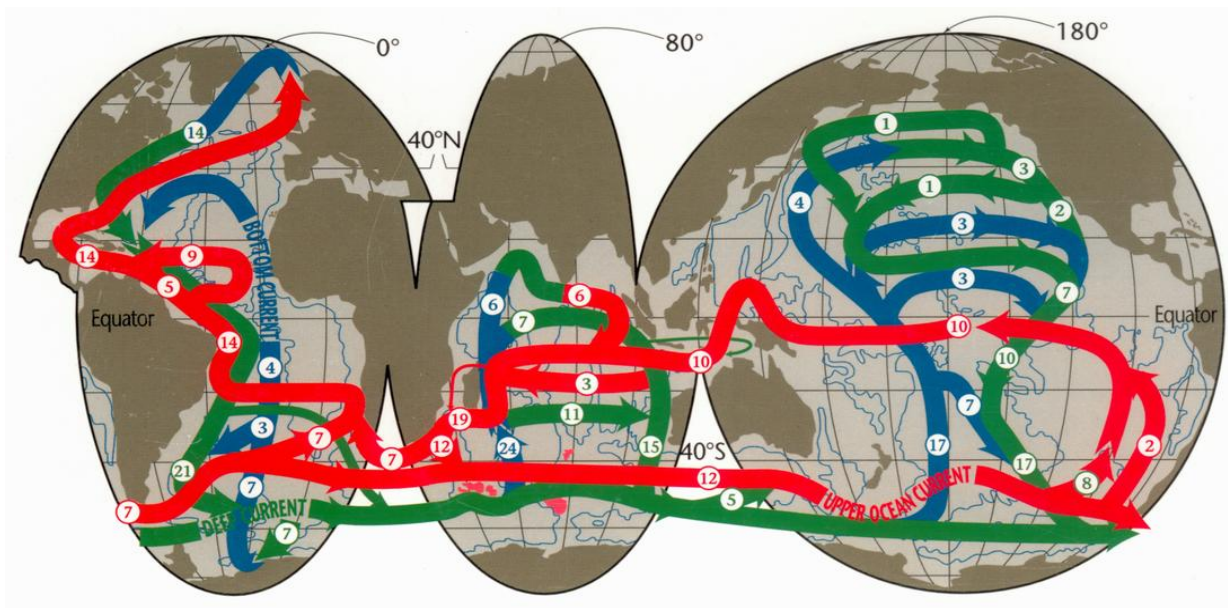


FIGURE 2.21 – Une vision de la circulation thermohaline, décomposée en trois couches distinctes : les eaux "chaudes" de surface ( $\sigma_\theta < 27.5$ , en rouge) vont alimenter la plongée d'eaux denses formées aux hautes latitudes : eaux profondes en vert, comme dans le bassin Arctique nord, et eaux de fond en bleu comme dans le bassin Antarctique. Le transport estimé (Sv) est indiqué dans les cercles. Source : Schmitz, 1996.

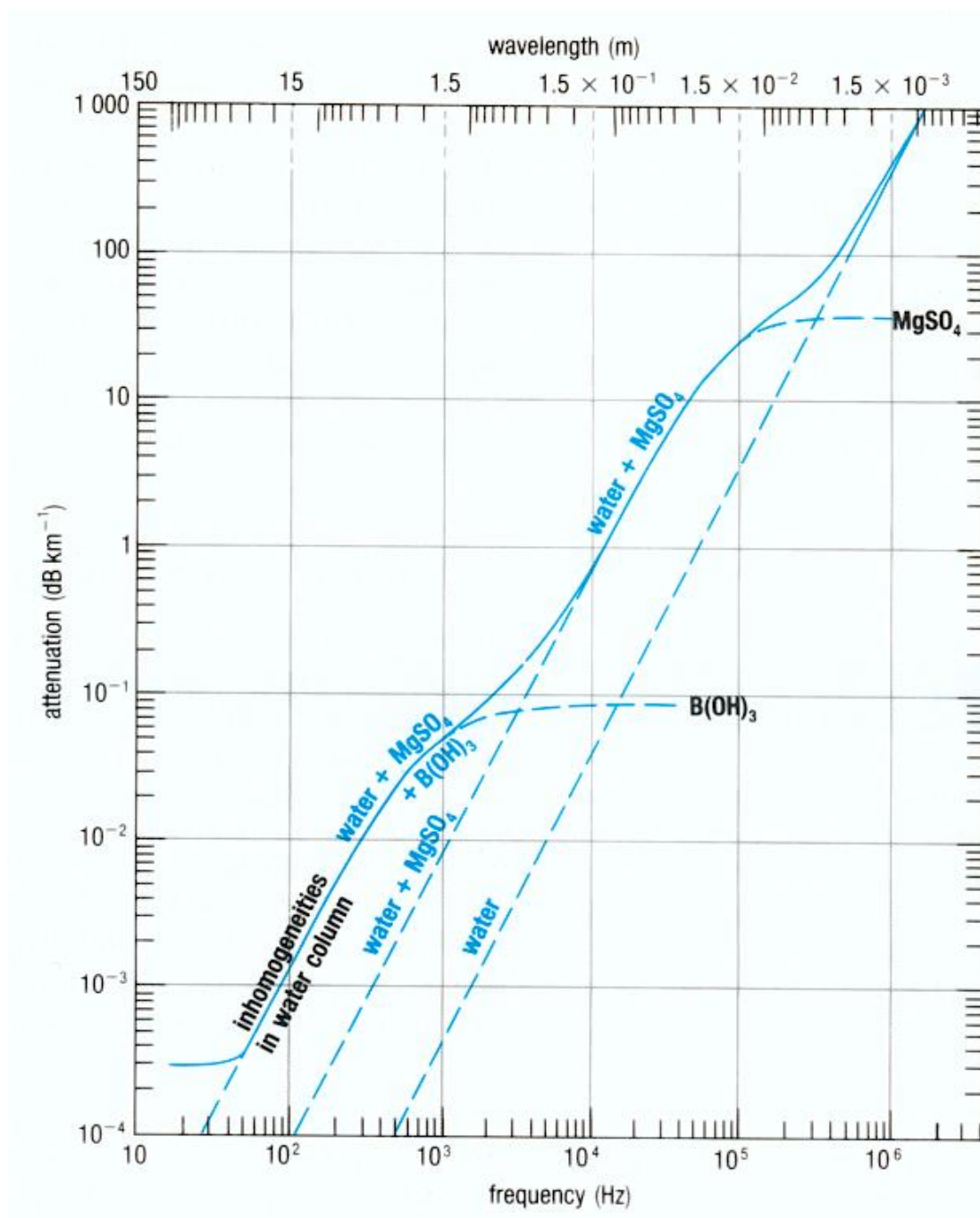


FIGURE 2.22 – Atténuation de l'énergie acoustique dans l'eau de mer en fonction de la fréquence. Source : The Open University, 1995.

## 2.6.1 Propagation

La propagation du son dans l'eau correspond au développement d'une onde de pression (avec des maxima et des minima, c'est-à-dire des zones de compression ou de raréfaction de particules).

Les ondes sonores peuvent être caractérisées par leur amplitude  $a$  et leur fréquence  $f$  (ou longueur d'onde  $\lambda$ ), liées à la vitesse  $c$  par la relation :  $c = f\lambda$ . Les longueurs d'onde utiles dans l'eau correspondent à la plage 50 m–1 mm, soit à la gamme de fréquence 30 Hz–1.5 MHz, la vitesse du son dans l'eau valant environ 1500 m/s.

Un point source va émettre une onde de pression multidirectionnelle et uniforme. L'intensité du signal va décroître avec la distance avec la source pour deux raisons :

- étalement sur la surface du front de l'onde (atténuation en  $R^{-2}$  pour un point source, en  $R^{-1}$  pour un cylindre source), ou divergence géométrique ;
- atténuation par absorption dans l'eau (et éventuellement par diffusion par les particules en suspension pour les milieux très chargés). La diffusion n'est pas une fonction de la fréquence du son (pour des particules beaucoup plus petites que la longueur d'onde), à la différence de l'absorption. L'absorption se fait par dissipation visqueuse pour les hautes fréquences, par relaxation des molécules de sulfate de magnésium (dissociation de la paire d'ions  $\text{MgSO}_4$  – liaison électrovalente) autour de 100 kHz et d'acide borique (liaison covalente du complexe  $\text{B}(\text{OH})_3$ ) autour de 1kHz (Fig. 2.22).

## 2.6.2 Vitesse du son dans l'eau

La théorie donne  $c = \sqrt{E/\rho}$ , où le module d'élasticité  $E$  est une mesure de l'élasticité du milieu. Ce module est d'autant plus grand que le milieu est apte à retrouver sa forme originelle après compression et à s'opposer à cette compression.

Le module d'élasticité de l'eau s'avère supérieur à celui de l'air. C'est une fonction complexe de la température, de la salinité et de la pression, comme l'est la masse volumique.

La vitesse du son dans l'eau peut s'obtenir à partir de la relation empirique suivante, pour la gamme de température 6°C à 17°C :

$$c = 1410 + 4.21 T - 0.037 T^2 + 1.14 S + 0.018 z.$$

- La vitesse du son augmente avec la température (par effet sur la masse volumique). En surface, une augmentation de 1°C entraîne une augmentation de la vitesse du son de l'ordre de 3 m/s.
- La vitesse du son augmente avec la salinité car elle rend l'eau moins compressible et augmente son module d'élasticité, et cet effet est supérieur à l'augmentation qui résulte sur la masse volumique. En surface, + 1 psu entraîne + 1.1 m/s. Le son se propage plus vite dans l'eau salée que dans l'eau douce.
- La vitesse du son augmente avec la pression, l'effet sur le module d'élasticité étant supérieur à l'effet sur la masse volumique : + 100 m entraîne + 1.8 m/s (Fig. 2.23).

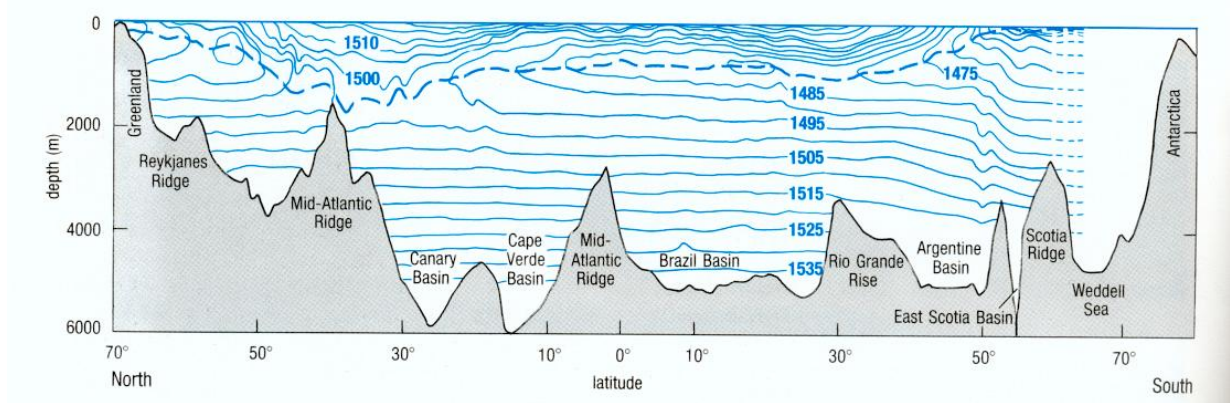


FIGURE 2.23 – Section nord-sud de la vitesse du son (exprimée en m/s) dans l’Atlantique à 30.5°W. La ligne brisée correspond à l’emplacement approximatif du guide d’ondes. Source : The Open University, 1995.

### 2.6.3 Réflexion et trajets multiples

Du fait de la limitation du milieu de propagation par la surface et le fond, les signaux émis subissent des réflexions successives sur les interfaces (Fig. 2.24).

### 2.6.4 Réfraction

Dans la mesure où l’océan est un milieu continûment stratifié, les ondes sonores vont être réfractées selon les variations de la vitesse du son dans les couches concernées. Si le signal sonore se propage sur la verticale, la réfraction est faible car le mouvement se fait selon le gradient des propriétés du fluide stratifié. Au contraire, dans la direction horizontale on obtient des angles d’incidence faibles avec la stratification, et donc des effets de réfraction élevés.

La loi de Snell donne la relation entre angle d’incidence et angle de réfraction (mesurés par rapport à la normale de la surface incidente) :  $c_1/\sin \alpha_1 = c_2/\sin \alpha_2$  (Fig. 2.25). Pour un profil océanique typique (couche de mélange, thermocline, océan profond), sans effet de salinité, on peut montrer que dans la couche de mélange les effets dominants sur la vitesse du son sont ceux de la pression ( $c$  augmente avec la profondeur). Au sein de la thermocline, les effets de température dominant, et la vitesse du son décroît avec la profondeur. Sous la thermocline, ce sont de nouveau les effets de pression qui importent, et la vitesse du son croît à nouveau avec la profondeur (Fig. 2.26).

Au sein de la couche de mélange, les ondes sonores vont donc être réfractées vers la surface. De même, dans l’océan profond les ondes sonores sont réfractées vers le haut. Au niveau de la thermocline, les ondes sonores sont au contraire réfractées vers le bas. Il y a donc existence d’un guide d’onde entre les deux dernières régions (Fig. 2.27) : les ondes sonores sont en quelque sorte piégées dans un canal à la base de la thermocline (ce qui

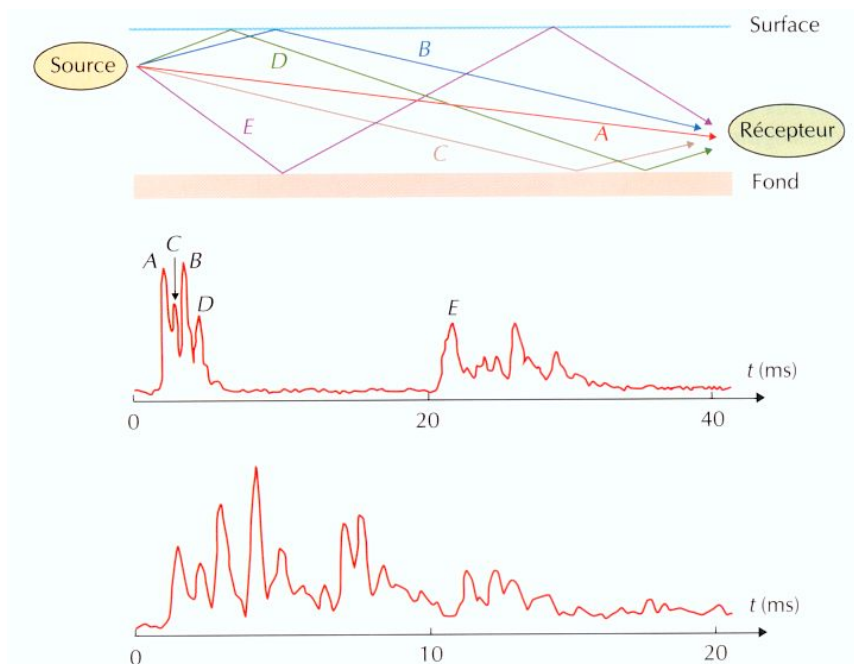


FIGURE 2.24 – Trajets multiples et influence sur la réception. Source : Lurton, 1998.

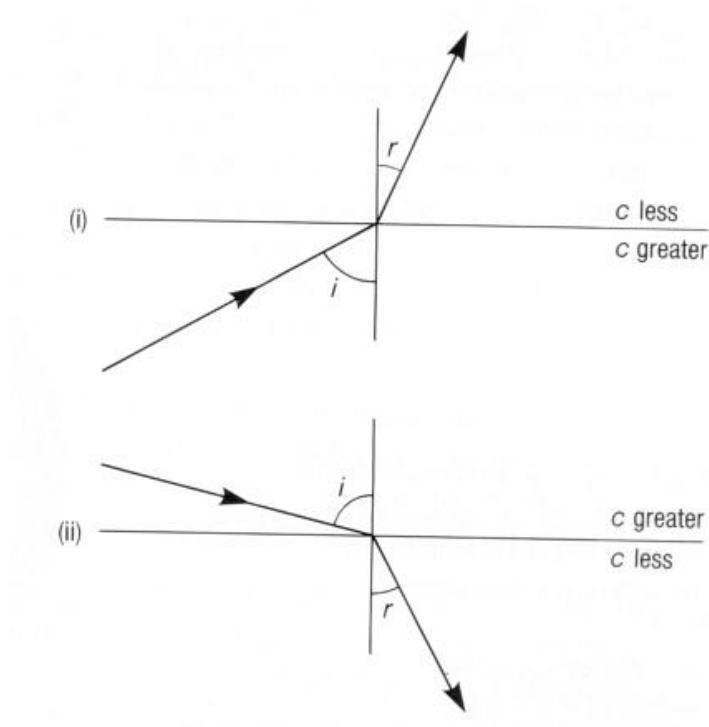


FIGURE 2.25 – Visualisation de la loi de réfraction de Snell.



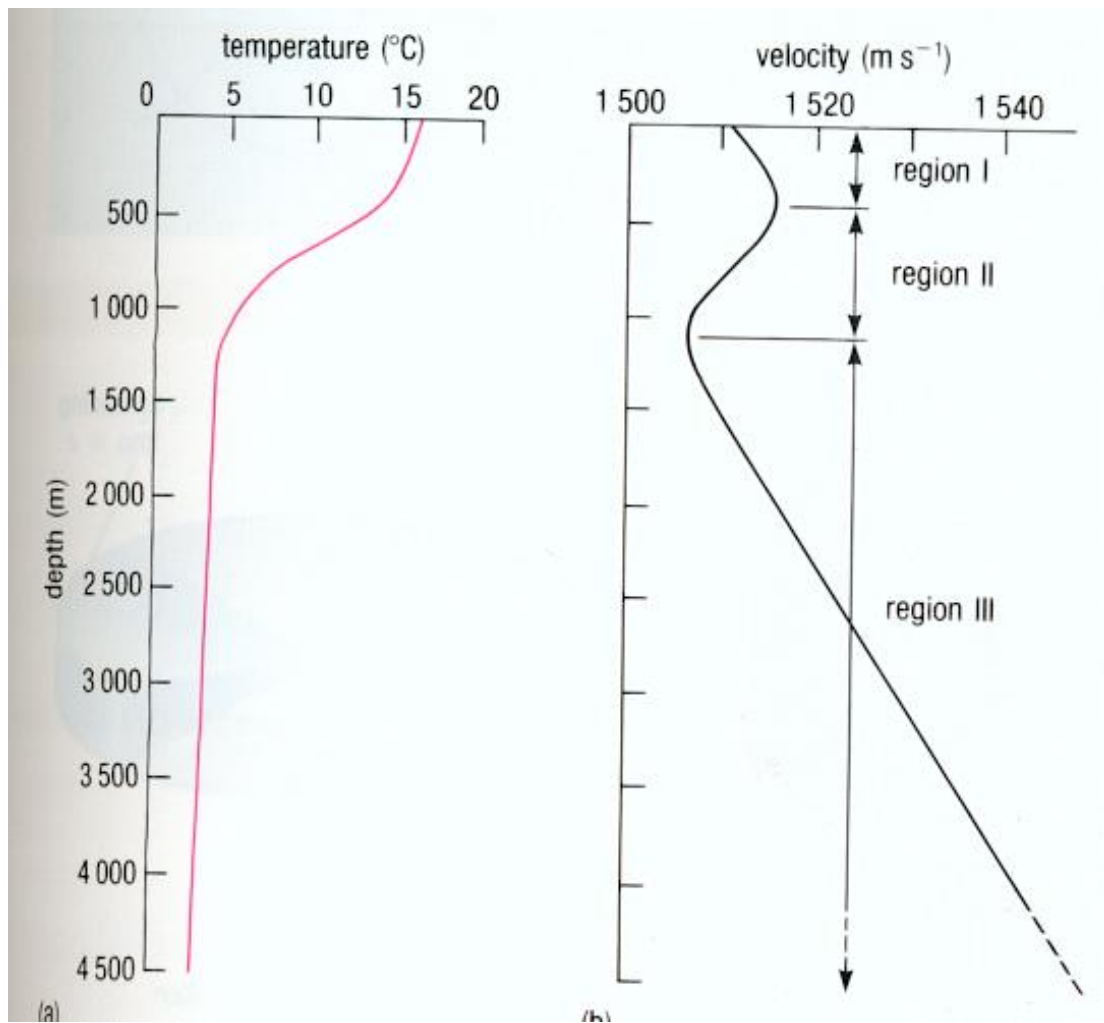


FIGURE 2.26 – Profil vertical de température typique dans l’océan, et profil vertical de vitesse du son associé. Les trois régions correspondent à des impacts distincts des variations de la pression et de la température sur la vitesse du son.

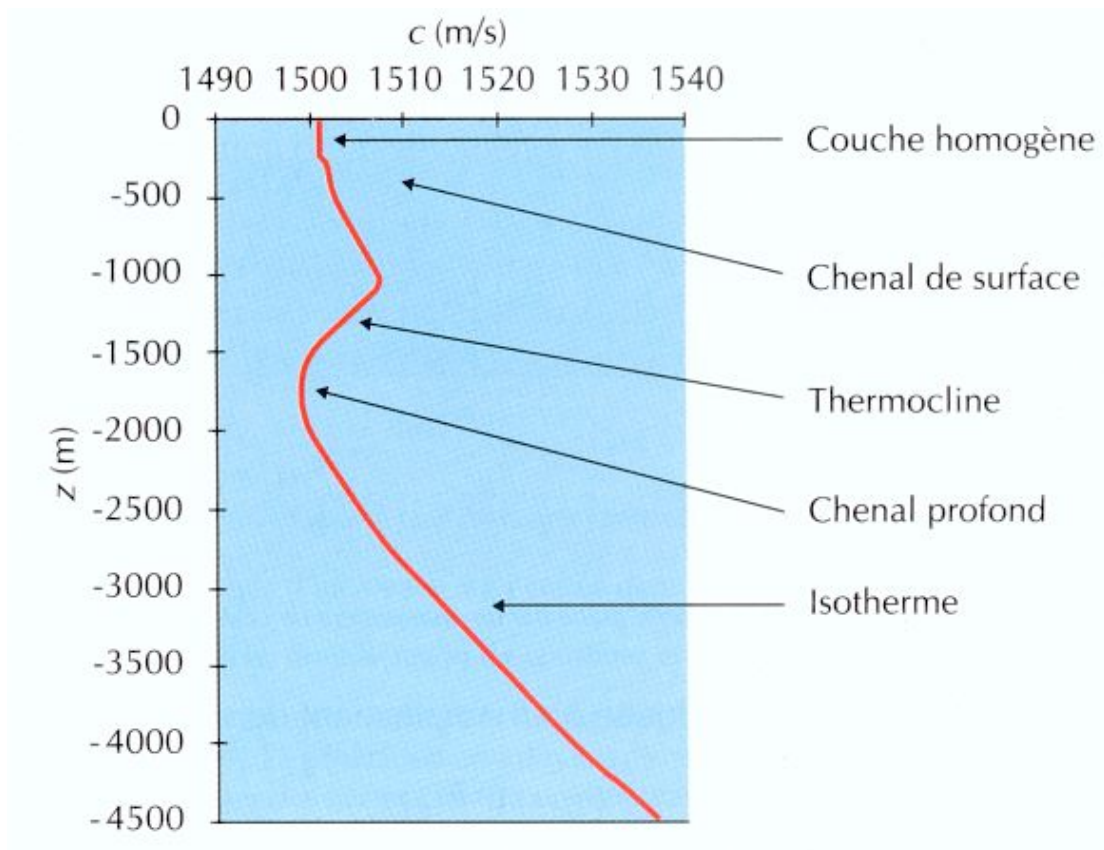


FIGURE 2.27 – Structure d'un profil bathycélérimétrique en Atlantique nord-est. Noter l'augmentation de célérité autour de 1000 m lié à la présence d'eau méditerranéenne. Source : Lurton, 1998.

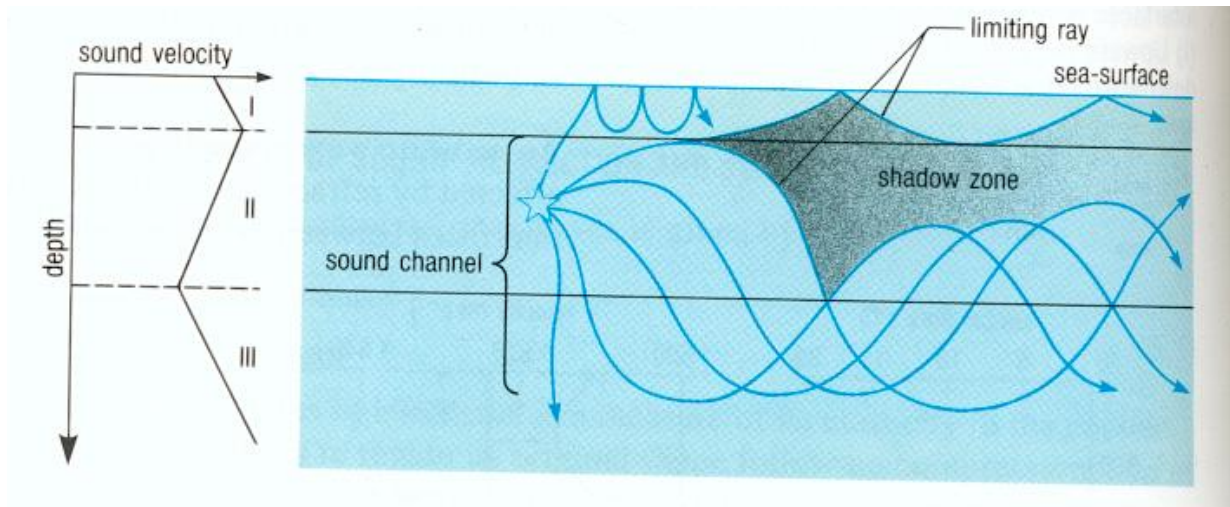


FIGURE 2.28 – Trajets de différents rayons sonores pour un son émis dans la région II précédente. Une zone d'ombre apparaît entre les rayons réfléchis à la surface et ceux réfractés à la frontière entre les régions II et III. Source : The Open University, 1995.

limite la déperdition du signal :  $R^{-1}$  au lieu de  $R^{-2}$ ). Au contraire, une zone d'ombre apparaît entre les deux premières régions à la base de la couche mélangée, uniquement affectée par la réflexion d'ondes à la surface de l'océan (Fig. 2.28).

## 2.6.5 Impédance acoustique

La notion d'impédance acoustique permet de qualifier l'aptitude d'un milieu à être repéré par un signal sonore :  $Z = \rho c$ .

La réflexion de l'énergie sonore se produit à la transition entre deux régions (ou milieux) d'impédances acoustiques distinctes. C'est également une fonction de l'angle d'incidence. Pour une réflexion normale à l'interface, la réflectivité  $R$  est donnée par la relation :

$$R = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} \times 100\%.$$

Cette réflectivité permet d'identifier les "meilleures" cibles dans l'eau de mer, comme l'air (100%), l'acier (94%), le cuivre (92%), le basalte (84%), l'aluminium (83%), le granite et le quartz (82%), et les moins bonnes comme les os (24%) ou la peau (2%) des poissons, le caoutchouc (8%), l'eau douce (0%!).

## 2.6.6 Applications : compromis portée-résolution

La plus grande longueur d'onde du son (par rapport aux rayons lumineux) conduit à une moins bonne résolution en terme de détection (compter environ 3 fois la longueur

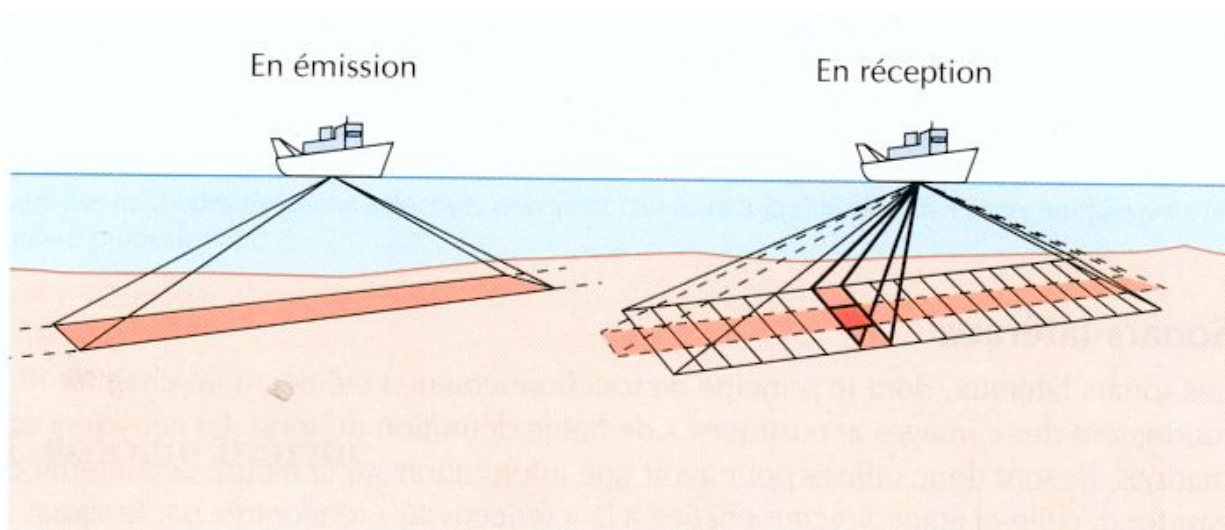


FIGURE 2.29 – Sondeur multifaisceaux : principe des faisceaux croisés. Source : Lurton, 1998.

d'onde). Néanmoins la bonne propagation du son dans l'océan, à la différence de la lumière, définit des applications très intéressantes, tant du point de vue militaire que civil.

Le choix de la gamme de fréquence résulte nécessairement d'un compromis entre différentes contraintes : une plus haute fréquence sonore améliore la résolution spatiale, mais correspond aussi à un amortissement plus fort du signal : 3% par km à 5kHz, 90% par km à 30kHz ; la plus longue portée et la plus grande pénétration dans le sédiment des ondes basse fréquence mais dont la taille des sources sonores devient prohibitive. Aux plus basses fréquences (100 Hz) utilisées pour la sismique marine, l'émission est faite par un canon à air, au détriment du contrôle précis du signal sonore émis.

#### Systèmes d'écoute actifs :

- Sondeurs avec des applications très variées pour la recherche, la pêche, l'industrie, les loisirs nautiques : bathymétriques (50 à 200 kHz), multifaisceaux (12 kHz) (Fig. 2.29), imagerie (3.5 kHz), profileurs de sédiments et sismique (100 Hz) ...
- *SOund Navigation and Ranging* (SONAR), déjà évoqué pour les mesures bathymétriques. Un signal acoustique est émis, et les réflexions sur différents obstacles (poissons, sous-marins, fond de l'océan) sont mesurées (cf. réflectivité). Connaissant la vitesse  $c$ , la mesure du temps du trajet aller/retour donne la distance de l'obstacle. Les écho-sondeurs ont un cône d'émission qui peut varier de  $5^\circ$  (ou moins) à  $30$  à  $45^\circ$  selon les applications. Une connaissance optimale de  $c$  est essentielle pour une bonne précision des mesures. L'utilisation du guide d'onde s'avère intéressante pour des applications militaires, ou même pour les mammifères marins (communications des dauphins et baleines à l'échelle d'un bassin océanique !)
- Systèmes de positionnement sous-marins destinés à l'industrie offshore par exemple, pour l'ancrage dynamique de navires de forage pétrolier ou la localisation de submersible ou d'en-

gins remorqués.

- Télémétrie et suivi d'espèces, de bouées, de navires équipés de matériel émetteur. Les bouées SOFAR (*SOund Fixing and Ranging*) fonctionnent sur ce principe. Elles sont lestées pour dériver à une profondeur déterminée. En émettant, elles peuvent être suivies, mais elles peuvent aussi communiquer de cette façon d'autres données (température in situ, ...), éventuellement à l'échelle d'un bassin (en utilisant le guide d'onde).
- Mesures courantométriques par effet Doppler (*Acoustic Doppler Current Profiler*, ADCP) : permet d'obtenir une coupe de courant sur plusieurs centaines de mètres, par mesure du déplacement en fréquence du signal réfléchi sur des particules en mouvement - fréquence : 38 kHz pour 1200 m de portée à 150 kHz pour 300 m de portée (Fig. 2.30).
- Tomographie acoustique : la mesure de temps de trajet permet de déterminer, de manière inverse, les caractéristiques du milieu ambiant (et notamment sa température), une fois estimé le guide d'onde. Les expériences peuvent se faire à petite échelle (microstructure) ou à grande échelle (celle d'un bassin par exemple, pour y détecter une variation globale de température – programme américain ATOC pour *Acoustic Thermometry of Ocean Climate*).
- Systèmes de communication sous-marins et de transmission de données numérisées.

**Systèmes d'écoute passifs** : l'analyse de la bande de fréquence permet de repérer des sous-marins, des poissons, des baleines... mais les applications sont principalement militaires pour le repérage et l'écoute des sous-marins !

Pour toutes ces applications, il faut faire attention à la pollution du signal intéressant par le bruit ambiant (qui d'ailleurs peut être essentiel dans le cas de systèmes d'études passifs). On peut distinguer le bruit d'origine physique (lié au vent), sur une plage de fréquence de 10 à  $10^4$  Hz, et le bruit d'origine biologique (dauphins, cétacés, ...) le plus souvent à des fréquences inférieures à 50 Hz.

## 2.7 Références

- The Open University, 1995 : Seawater : its composition, properties and behaviour (second edition). Pergamon Press, 168pp.
- La Recherche, N°355, numéro spécial La mer, juillet-août 2002.
- Lurton, X., 1998 : Acoustique sous-marine. Présentation et applications. Éditions IFREMER, BP 70, 29280 Plouzané, FRANCE, 110p.
- Philander, S. G. H. 1990 : El Niño, La Niña, and the southern oscillation. Academic Press, International geophysics series, 293pp.
- Schmitz, W. J., 1996 : On the world ocean circulation : Volume II. The Pacific and Indian oceans / A global update. Woods Hole Oceanographic Institution, Technical Report, WHOI-96-08, 241 pp.
- Tchernia, P., 1978 : Océanographie régionale. Description physique des océans et des mers. Ecole Nationale Supérieure de Techniques Avancées, Paris, 257pp.

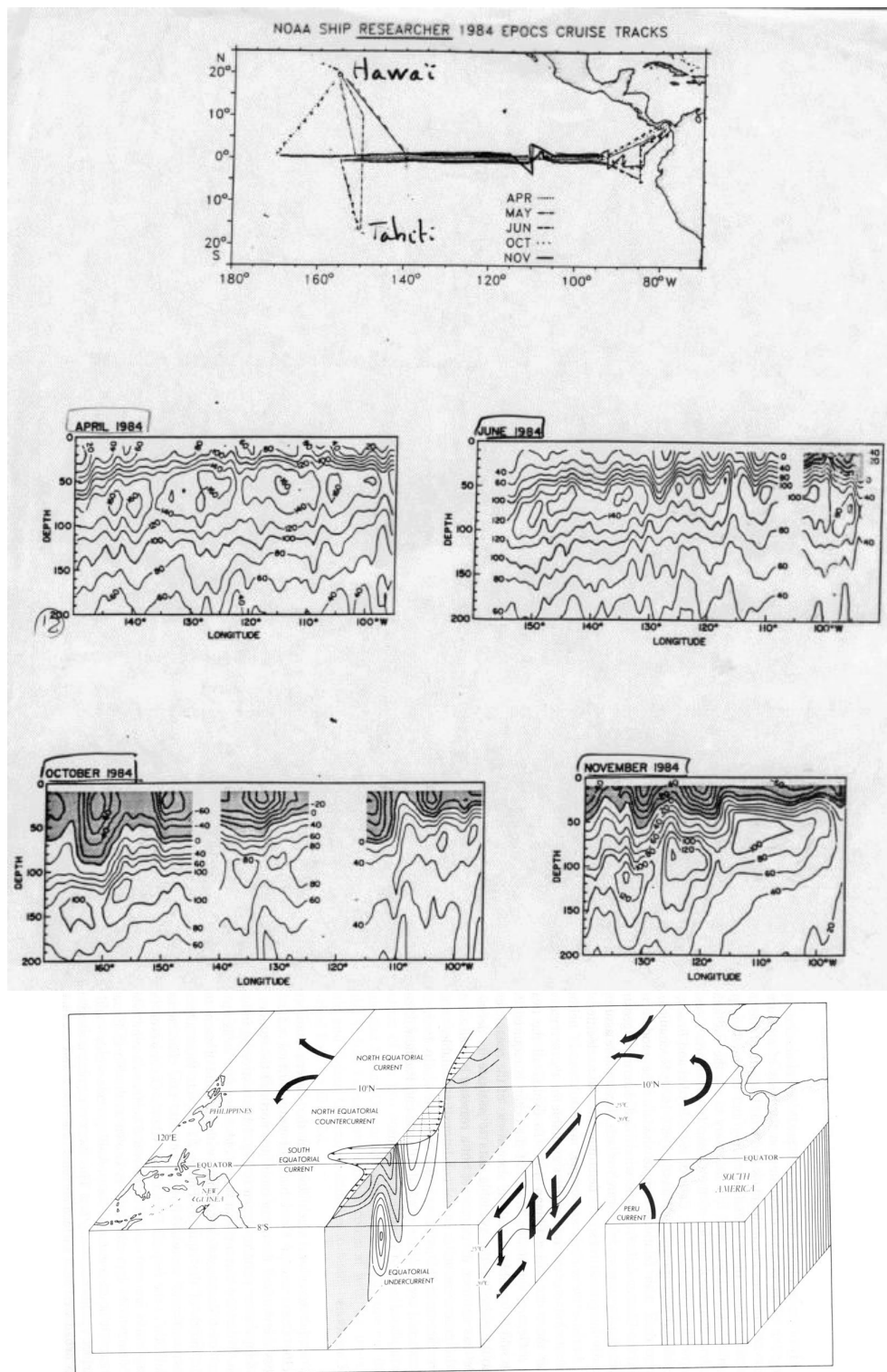


FIGURE 2.30 – Exemples de profils verticaux de vitesse zonale (ouest→est) mesurés dans le Pacifique à l'équateur à l'aide d'une instrumentation *Acoustic Doppler Current Profiler* ou ADCP (la résolution des mesures est de  $0.5^\circ$  en longitude et 6.4 m en profondeur, l'intervalle de contours est de 20 cm/s). Schéma des principaux courants dans le Pacifique équatorial. Source : Philander, 1990. 86

# Chapitre 3

## Forces et contraintes agissant sur l'océan

### Notions essentielles

L'équilibre radiatif de notre planète, au sommet de l'atmosphère, est réalisé entre les ondes courtes solaires incidentes et réfléchies, et les ondes longues (infrarouge) émises par la Terre. Il est indispensable de prendre en compte l'effet de serre, l'absorption/réémission des ondes longues par l'atmosphère. Les régions tropicales (polaires) ont un bilan radiatif positif (négatif). Leurs températures moyennes étant constantes, un transport net de chaleur doit être réalisé par l'océan et l'atmosphère des régions tropicales vers les régions polaires (plus de 5 PW, soit  $5 \cdot 10^{15}$  W). Ce sont les vents dans l'atmosphère et les courants océaniques qui réalisent ce transport de chaleur.

Les vents résultent des variations de température de l'atmosphère avec la latitude, dues aux variations d'insolation sur la sphère terrestre. On observe notamment les alizés (vent d'est) dans les régions tropicales, et les vents d'ouest dans nos régions de moyenne latitude. Ces vents transmettent directement de la quantité de mouvement aux eaux superficielles de l'océan, et génèrent les grands tourbillons subtropicaux et subpolaires océaniques.

Les échanges de chaleur et d'eau douce à la surface océanique varient notamment avec la latitude, mais les régions de forte évaporation refroidissent fortement l'océan sur les grands courants chauds comme le Gulf Stream ou le Kuroshio. Les variations de température (principalement) et de salinité (dans une moindre mesure) qui en résultent génèrent des courants océaniques "de gravité" – dus aux différences de masse volumique – qui constituent la circulation dite thermohaline.

Lorsqu'on cherche à exprimer les équations du mouvement des fluides géophysiques (air de l'atmosphère, eau de l'océan, magma terrestre) par rapport au repère terrestre en rotation  $\Omega$  par rapport à un référentiel galiléen lié aux étoiles, il apparaît naturellement une "pseudo-force", dite force de Coriolis, simplement due au changement de repère. Cette force, proportionnelle à la vitesse du fluide et à la rotation locale (mesurée par le paramètre de Coriolis  $f = 2\Omega \sin(\text{latitude})$ ), dévie les mouvements vers la droite (gauche) dans l'hémis-

phère Nord (Sud), et s'annule à l'équateur. Une autre force fondamentale dans les fluides est la force de pression, qui accélère une particule dans le sens inverse du gradient de pression, des hautes pressions vers les basses pressions.

## 3.1 Équilibre radiatif terrestre

### 3.1.1 Énergie solaire

La source primaire d'énergie est le soleil qui rayonne dans toutes les directions un flux considérable de lumière visible et proche infrarouge. La Terre reçoit une part infime de cette énergie en provenance du soleil qui équivaut tout de même à une puissance de 175 000 millions de mégawatts ( $175 \cdot 10^{15}$  W, soit 175 PW), c'est à dire 10 000 fois la production mondiale actuelle de chaleur et d'électricité combinées (une grosse centrale électrique atomique a une production de l'ordre de quelques milliers de mégawatts). La lumière du soleil est utilisée principalement sous forme de chaleur puis convertie en énergie mécanique comme dans un moteur alimenté par la combustion d'un carburant. Une petite partie de cette lumière est utilisée directement pour des transformations biologiques par photosynthèse.

Le spectre de l'énergie solaire s'étend de 0.2 à 4  $\mu\text{m}$ . Environ 40% de cette énergie est située dans le spectre visible, c'est-à-dire dans la gamme 0.4 – 0.67  $\mu\text{m}$ . Le flux d'énergie  $S_0$  envoyé par le soleil est environ de :

$$S_0 = 1368 \text{ à } 1376 \text{ W m}^{-2}.$$

$S_0$  est appelé constante solaire et représente l'énergie radiative reçue par un disque de 1  $\text{m}^2$  situé au sommet de l'atmosphère et orienté perpendiculairement à l'axe joignant le centre du disque au centre du soleil. Un tel disque de 1  $\text{m}^2$  reçoit donc assez d'énergie pour alimenter en permanence un radiateur électrique de 1 kW!

L'énergie totale reçue par la Terre vaut  $S_0$  multiplié par la surface apparente de notre planète soit :

$$Q_T = \pi R^2 S_0,$$

où  $R$  est le rayon terrestre. La surface de la Terre étant de  $4\pi R^2$ , l'énergie moyenne reçue par unité de surface (flux solaire moyen) est :

$$I_S = \frac{\pi R^2 S_0}{4\pi R^2} = \frac{S_0}{4} = 344 \text{ W m}^{-2}$$

(calculs faits avec une aire d'interception apparente égale à  $\pi R^2$  et une aire réelle de  $4\pi R^2$ ).

Si l'axe de rotation de la Terre n'était pas incliné sur le plan de l'écliptique, le flux moyen reçu aux pôles serait 0, et celui reçu sur la bande équatoriale serait :

$$I_Q = \frac{2RS_0}{2\pi R} = \frac{S_0}{\pi} = 435 \text{ W m}^{-2}$$



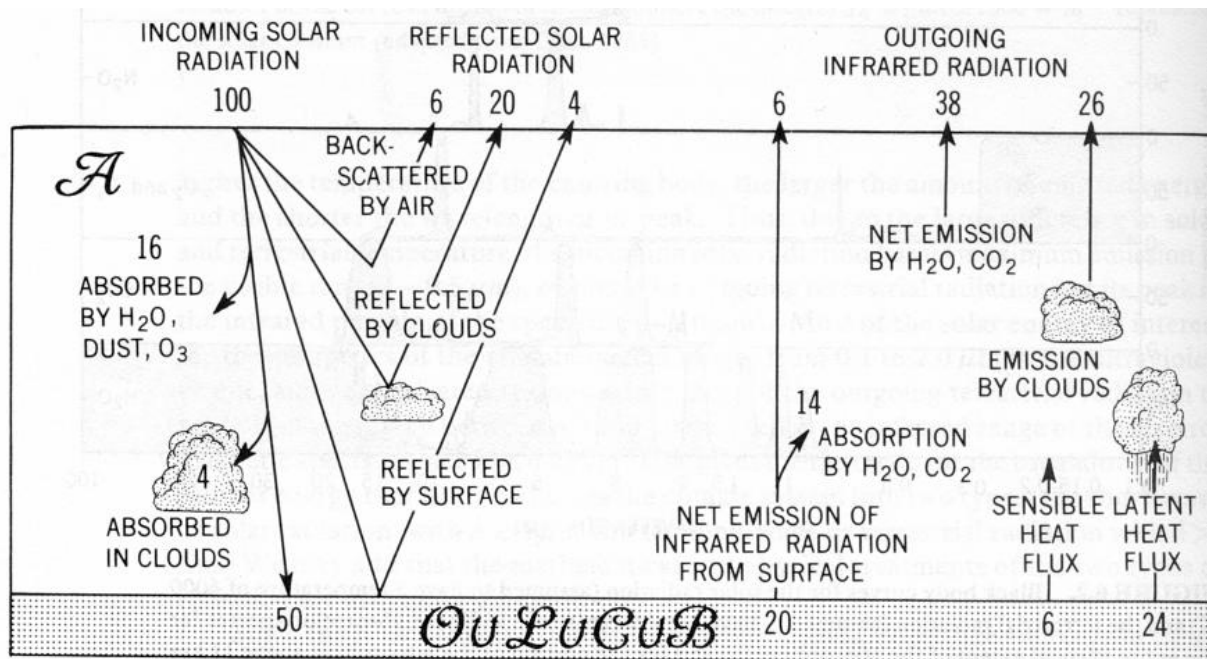


FIGURE 3.1 – Équilibre radiatif pour l'atmosphère. Source : Peixoto et Oort, 1992.

(calculs faits avec une aire d'interception apparente égale à  $2R\delta y$  et une aire réelle de  $2\pi R\delta y$ ).

On voit donc apparaître une variation de l'énergie solaire reçue par la Terre en fonction de la latitude. L'inclinaison sur le plan de l'écliptique réduit légèrement la dépendance du flux solaire reçu par unité de surface terrestre en fonction de la latitude.

### 3.1.2 Albédo

Toute l'énergie solaire n'est pas absorbée par la Terre ; une partie est réfléchi vers l'espace (Fig. 3.1). Le flux moyen absorbé  $I$  est donc différent de  $I_S$ . On a pour le flux absorbé :

$$I = I_S(1 - \alpha).$$

$\alpha$  est l'albédo de la Terre et représente le pourcentage d'énergie solaire réfléchi vers l'espace ( $\alpha = 0$  s'il n'y a aucune réflexion ;  $\alpha = 1$  s'il y a réflexion totale). La valeur moyenne pour l'atmosphère terrestre de  $\alpha$  est de 0.3 si bien que l'on a :

$$I = 240 \text{ W m}^{-2}.$$

Environ  $100 \text{ W m}^{-2}$  sont donc réfléchis vers l'espace avant d'atteindre la surface de la Terre. Noter que l'albédo est très sensible aux nuages et joue un rôle considérable dans l'équilibre radiatif de la Terre.

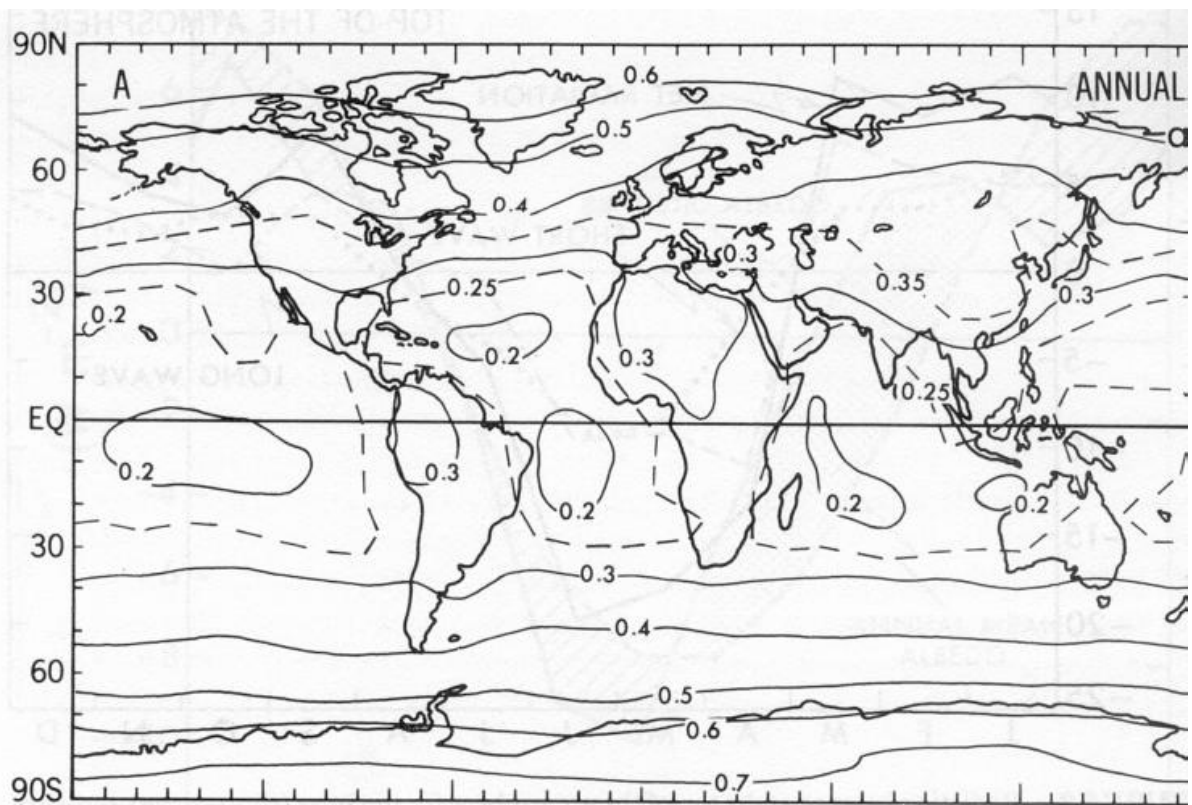


FIGURE 3.2 – Albédo moyen à la surface de la Terre, estimé à partir de données satellite.  
 Source : Peixoto et Oort, 1992.

L'albédo de la mer est peu élevé (à la différence de la neige ou de la glace). La valeur moyenne est de l'ordre de quelques % (Fig. 3.2). Il est fonction de la hauteur du soleil, de l'état de la mer, de la qualité de l'eau. L'essentiel du rayonnement pénètre dans la mer où il est absorbé et contribue au chauffage des couches marines. L'absorption de l'énergie solaire dépend fortement de la teneur en particules des couches marines. Elle se fait sélectivement selon la longueur d'onde. Pour de l'eau pure, les radiations rouges sont absorbées très rapidement (sur quelques mètres); les radiations bleues jaunes (aux alentours de 43 nm) sont celles qui pénètrent le plus profondément. Si bien que lorsque l'on s'enfonce dans la mer la couleur a tendance à virer au bleu-vert. On considère que 80% de l'énergie solaire est absorbée dans les 10 premiers mètres.

### 3.1.3 Rayonnement thermique

L'agitation thermique des atomes ou molécules de la matière produit des rayons électromagnétiques. Les caractéristiques de ce rayonnement (luminance énergétique, spectre en fréquences) dépendent de la température du milieu. Pour définir, puis préciser cette interaction entre matière et rayonnement, considérons le cas d'un corps "noir", c'est-à-dire un corps qui se trouve en équilibre thermodynamique avec le rayonnement.

Pour un tel corps noir :

- l'énergie totale  $E$  du rayonnement est proportionnelle à la puissance quatrième de la température absolue  $T$  (loi de Stefan-Boltzman) :

$$E = \sigma T^4,$$

où  $\sigma$  désigne la constante de Stefan-Boltzman ( $5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ );

- le rayonnement émis est maximal pour une valeur de la longueur d'onde inversement proportionnelle à la température (Fig. 3.3), un rayonnement plus "chaud" est émis à longueur d'onde plus courte (loi de déplacement de Wien) :

$$\lambda_m = 2898/T \text{ où } \lambda_m \text{ est exprimé en } \mu\text{m}.$$

Si nous comparons la répartition spectrale du rayonnement émis par un corps à 6000 K (soleil) et par un corps à 288 K (Terre), nous constatons qu'il n'y a pas de recouvrement important entre ces deux domaines spectraux (respectivement 0.5 et 10  $\mu\text{m}$ ).

Il sera possible de séparer le domaine du rayonnement solaire (souvent appelé ondes "courtes", *shortwave*, de courtes longueurs d'ondes) qui est situé dans l'ultraviolet, le visible et le proche infrarouge, du rayonnement terrestre (souvent appelé ondes longues, *longwave*, de "grandes" longueurs d'ondes, ou par abus de langage, rayonnement infrarouge) qui est situé dans l'infrarouge plus lointain.

### 3.1.4 Équilibre radiatif de la Terre

Des considérations intégrales simples peuvent être très utiles pour comprendre les mécanismes responsables du climat. En supposant, en première approximation, la température

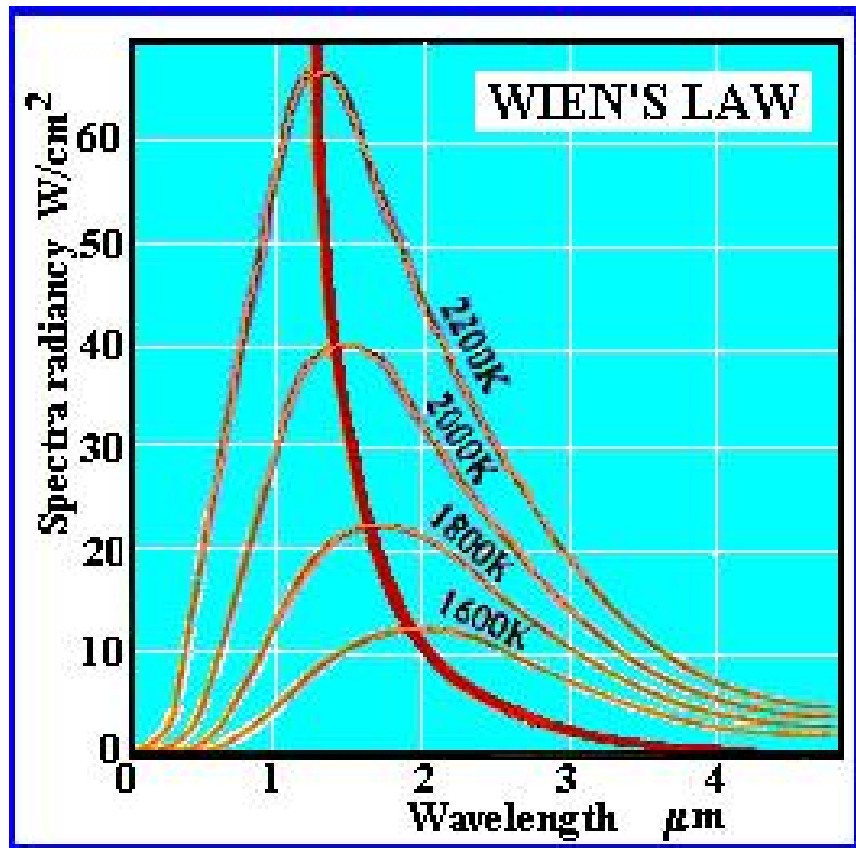


FIGURE 3.3 – Puissance émise par unité de surface et par unité de longueur d'onde (visible :  $0.4 < \lambda < 0.7\mu\text{m}$ , infrarouge :  $2 < \lambda < 4\mu\text{m}$ ). Loi de Wien :  $\lambda_{max} = 2898/T$ ,  $T$  en Kelvin et  $\lambda$  en  $\mu\text{m}$ .

moyenne annuelle de la Terre constante, le bilan radiatif de la Terre doit être nul. Il faut donc que le rayonnement moyen absorbé par la Terre soit égal au rayonnement thermique de la Terre. Le rayonnement de la Terre  $E$  est donné par la loi de Stefan qui s'écrit :

$$E = e \sigma T^4.$$

$e$  est l'émissivité de la Terre, valeur voisine de 1 (on a "presque" un corps noir), et  $\sigma$  est la constante de Stefan-Boltzman, égale à  $5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ . Ce rayonnement doit équilibrer le rayonnement moyen absorbé par la Terre  $I$  :

$$E = e \sigma T^4 = I = I_S (1 - \alpha) = 240 \text{ W m}^{-2}.$$

On a donc :  $T^4 = I/(e\sigma)$ , ce qui donne  $T = 255 \text{ K}$ .

Cette température est bien plus faible que la température moyenne de la surface de la Terre  $T_m$  qui vaut  $288 \text{ K}$ . La température  $T$  est observée dans l'atmosphère à une hauteur de  $5 \text{ km}$  environ. La différence donne une idée de l'influence de l'océan et de l'atmosphère (par leur capacité à stocker l'énergie) et de l'effet de serre atmosphérique : on a  $T - T_m = 32 \text{ K}$ .

### 3.1.5 Effet de serre

On peut évaluer schématiquement l'effet de serre en supposant qu'une couche nuageuse, insensible au rayonnement ondes courtes incident  $I$  ( $240 \text{ W m}^{-2}$ ) mais sensible au rayonnement ondes courtes réémis, vient s'intercaler entre le sommet de l'atmosphère et la surface terrestre. En notant  $E$  le rayonnement ondes longues émis par la surface terrestre,  $\gamma$  la fraction du rayonnement ondes longues ascendant absorbé par la couche nuageuse (et contribuant à élever sa température) et  $E_n$  le rayonnement ondes longues émis dans toutes les directions par la couche nuageuse, une analyse de flux au dessus et au dessous de cette couche (Fig. 3.4) conduit aux équations :

- au sommet de l'atmosphère :  $I = (1 - \gamma)E + E_n$  ;

- à la surface terrestre :  $I + E_n = E$  .

On en déduit :

$$\begin{aligned} E &= 2I/(2 - \gamma); \\ E_n &= \gamma I/(2 - \gamma) = \gamma E/2. \end{aligned}$$

Or la loi de Stefan appliquée à la surface de la Terre et à la couche nuageuse donne :

$$E = e \sigma T^4 \text{ et } E_n = e_n \sigma T_n^4.$$

On obtient ainsi :

$$T = \left[ \frac{2I}{(2 - \gamma)e\sigma} \right]^{1/4} ; T_n = \left[ \frac{\gamma I}{(2 - \gamma)e_n\sigma} \right]^{1/4} .$$

En utilisant  $e \approx e_n \approx 1$ , pour  $\gamma = 0$  on retrouve bien sûr  $T = 255 \text{ K}$ .

Pour une absorption maximale,  $\gamma = 1$ , il vient :  $T = 303 \text{ K}$  ( $30^\circ\text{C}$ ) et  $T_n = 255 \text{ K}$ .

La réalité est donc quelque part entre les 2 puisque la température moyenne à la surface du globe  $T$  est de  $288 \text{ K}$  ( $15^\circ\text{C}$ ).

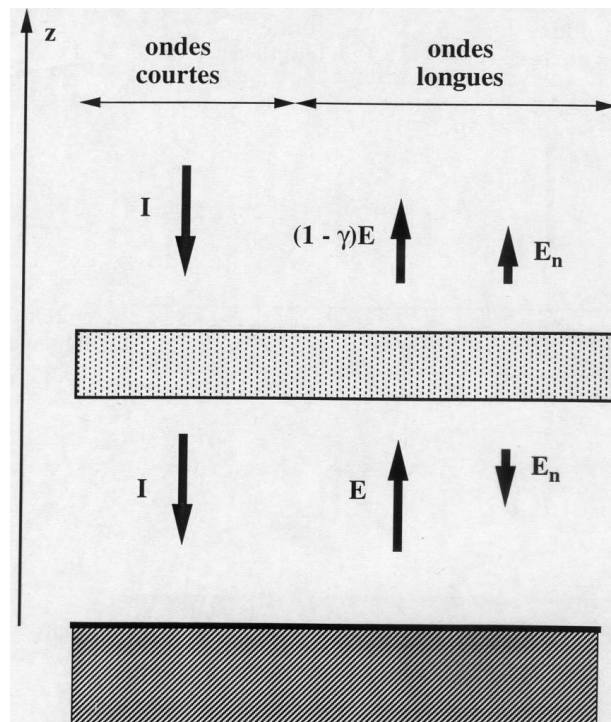


FIGURE 3.4 – Approche schématique de l'effet de serre. La couche nuageuse (grisée) est transparente aux flux total incident  $I$  (ondes courtes). Elle est par contre chauffée par une fraction  $\gamma$  du rayonnement infrarouge émis par la surface (hachurée),  $E$ , et émet à son tour dans l'infrarouge,  $E_n$ .

	ATMOSPHERE	OCEAN (70%)
Surface (m <sup>2</sup> )	5.00 10 <sup>14</sup>	3.60 10 <sup>14</sup>
Épaisseur (m)	10000	3800
Volume (m <sup>3</sup> )	5.00 10 <sup>18</sup>	1.40 10 <sup>18</sup>
Masse volumique (kg m <sup>-3</sup> )	1.2	1035
Masse totale (kg)	6.00 10 <sup>18</sup>	1.40 10 <sup>21</sup>
Capacité calorifique (J kg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )	1000	4200
Capacité calorifique totale (J K <sup>-1</sup> )	<b>6.00 10<sup>21</sup></b>	<b>6.00 10<sup>24</sup></b>

TABLE 3.1 – Caractéristiques physiques des composantes du système climatique terrestre : l’océan apparaît clairement comme la mémoire du système par son inertie thermique.

## 3.2 Les échanges océan-atmosphère

### 3.2.1 Données numériques utiles

L’atmosphère est quasiment transparente au rayonnement solaire. Ce n’est pas du tout le cas de l’océan où le rayonnement solaire pénètre peu. La discontinuité des propriétés optiques est très forte à l’interface entre les deux fluides et l’océan absorbe le rayonnement solaire très rapidement : 80% de l’énergie solaire pénétrante est absorbée dans les premiers 10 m.

L’absorption du rayonnement solaire est très stabilisant dans l’océan (les eaux les moins denses se trouvent à la surface) alors qu’il engendre la convection dans l’atmosphère (chauffée à sa base).

La masse volumique de l’eau de mer ( $\rho_0 = 1035 \text{ kg m}^{-3}$ ) est près de 900 fois plus forte que celle de l’air ( $\rho_a = 1.2 \text{ kg m}^{-3}$ ). L’interface air / océan est extrêmement stable car la force gravitationnelle tend à maintenir l’horizontalité de la surface océanique. Les déplacements de la surface de l’océan atteignent typiquement l’ordre du mètre et les transferts se font à travers une interface bien définie.

La masse de l’océan est 270 fois plus grande que celle de l’atmosphère. Le poids de la colonne d’air est en moyenne de  $10^4 \text{ kg m}^{-2}$ , ce qui fait que la pression de surface au niveau de l’océan est de l’ordre de 1 bar soit  $10^5 \text{ Pa}$  alors que dans l’océan la pression augmente de 1 bar tous les 10 mètres.

$$M_o = 270M_a$$

$p_a = 1 \text{ bar} = 1.013 \cdot 10^5 \text{ Pascal}$ , équivalent à la pression exercée par 10 m d’eau

La capacité calorifique de l’océan est très grande. Par unité de masse, la chaleur spécifique de l’eau ( $c_{po}$ ) est 4 fois plus importante que celle de l’air ( $c_{pa}$ ) : l’océan a une capacité thermique  $270 \times 4 = 1080$  fois plus forte que celle de l’atmosphère, ce qui fait que les 2.5 premiers mètres de l’océan absorbent autant de chaleur que la totalité de la colonne d’air située à sa verticale.

$$c_{po} = 4218 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}; c_{pa} = 1004 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$$

La quantité de chaleur, stockée sous forme latente dans l'océan, est énorme. L'évaporation de 4 mm dans les tropiques correspond à une augmentation de température de 1°C de l'atmosphère ou à la fonte de 30 mm de glace.

$$\begin{aligned} E (1^\circ\text{C} \times \text{colonne air}) &= E (1^\circ\text{C} \times 2.5 \text{ m d'océan}) \\ &= E (4 \text{ mm d'évaporation}) = E (30 \text{ mm de fonte de glace}) \end{aligned}$$

L'énergie thermique de l'océan est considérable. Considérons la masse d'un volume élémentaire d'eau de 1 m<sup>3</sup> soumise pendant un jour à un refroidissement de 400 W m<sup>-2</sup>. Au bout d'une journée (10<sup>5</sup> s) l'océan aura perdu 400 10<sup>5</sup> joules. Le volume élémentaire de 1 m<sup>3</sup> verra donc sa température baisser de 10 degrés Celsius (ou de 1°C si l'on considère une colonne d'eau de 10 m de profondeur et de section de 1 m<sup>2</sup>).

Si pendant le même temps sous les vents violents qui ont déclenché ce refroidissement (évaporation + chaleur sensible) le volume élémentaire d'eau a acquis une vitesse de 1 m s<sup>-1</sup>, il a alors acquis une énergie cinétique ( $\frac{1}{2} m v^2$ ) correspondant à 500 joules. Le rapport entre énergie thermique et énergie mécanique est donc de 2 10<sup>4</sup> ce qui est énorme. Ainsi, par sa masse et par son stockage de chaleur, l'océan joue un rôle fondamental dans les variations à long terme et principalement, dans l'évolution du climat.

### 3.2.2 Échanges de quantité de mouvement

Les observations directes de vent (anémomètres), la connaissance des dérives de bateaux marchands, et plus récemment les diffusiomètres embarqués sur satellite permettent d'avoir une vue cohérente des tensions exercées par l'atmosphère sur la surface de l'océan (Fig. 3.5).

En moyenne zonale, l'océan subit des vents d'est entre 30°N et 30°S, avec un minimum au nord de l'équateur, et des vents d'ouest aux latitudes tempérées. Cette distribution globale entraîne la circulation des grandes "gyres" (cellules de circulation) océaniques (Fig. 3.6).

Les vents sont le résultat du forçage radiatif dans l'atmosphère. Ils exercent une tension à la surface de l'océan et transfèrent de la quantité de mouvement dans l'océan en entraînant la circulation océanique de surface (Fig. 3.7).

Le transfert de quantité de mouvement dépend du vent ( $V_a$ ), de la masse volumique de l'air ( $\rho_a$ ). Son expression dimensionnelle fait apparaître une vitesse de frottement  $u^*$  à déterminer :

$$\tau = \rho_a u^{*2}.$$

Il est possible de relier cette vitesse de frottement à la vitesse réelle du vent à une élévation donnée (le plus souvent 10 m) et décrire ainsi pour le module et la direction de la tension de vent :

$$\tau = \rho_a C_d |V_a| V_a,$$

avec  $\rho_a = 1.2 \text{ kg m}^{-3}$ .

Le facteur  $C_d$  est appelé coefficient de frottement et dépend de la rugosité de la surface marine et de la stabilité de la couche limite atmosphérique. L'ordre de grandeur de ce coefficient est de 1.2 10<sup>-3</sup> mais ses variations peuvent être importantes et la quantification exacte des échanges de quantité de mouvement entre océan et atmosphère fait l'objet de



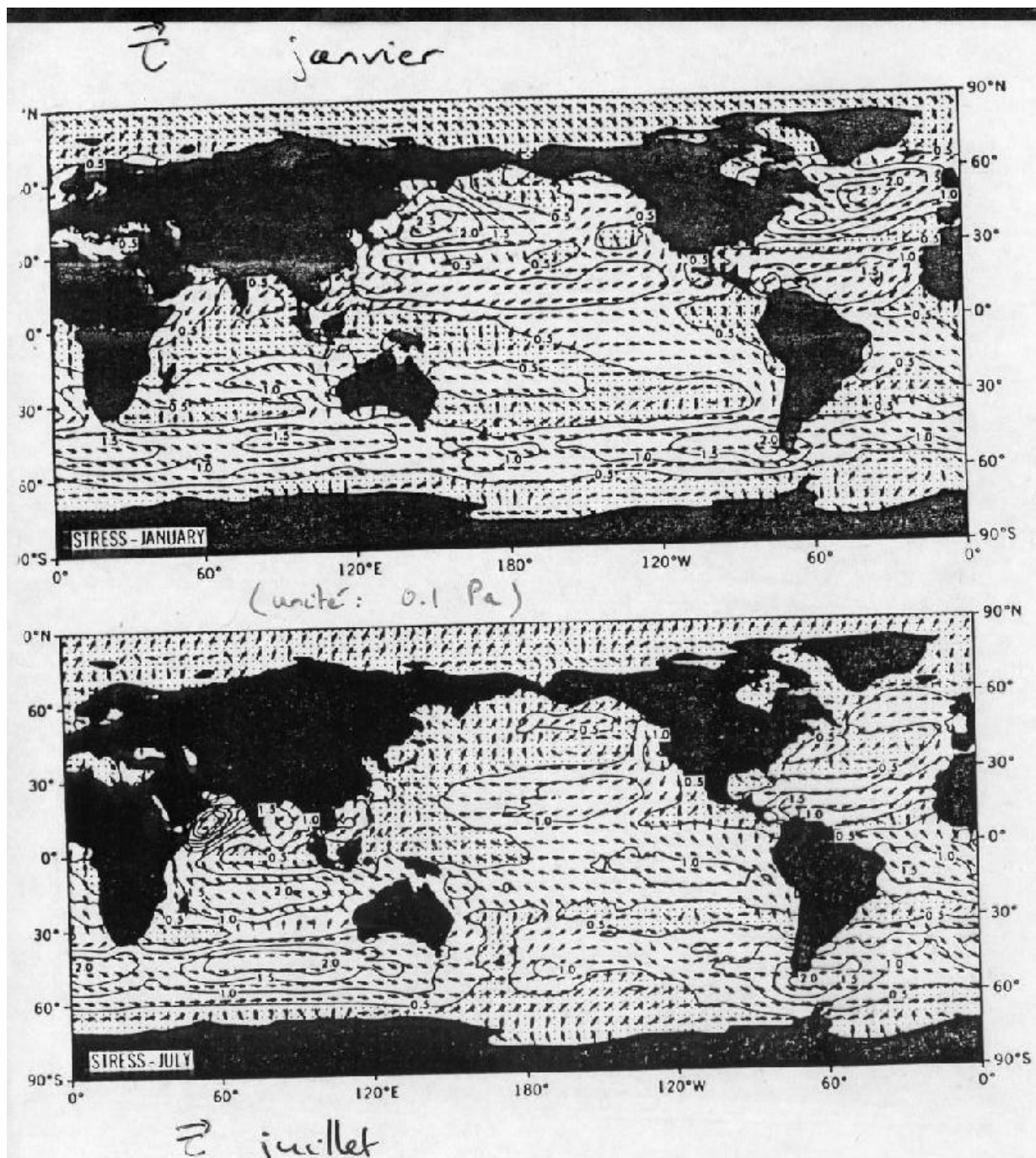


FIGURE 3.5 – Champ de tension de vent en moyenne annuelle pour les mois de janvier et juillet. L'unité adoptée est le  $\text{dyn}/\text{cm}^2$  (soit  $0.1 \text{ Pa}$ ).

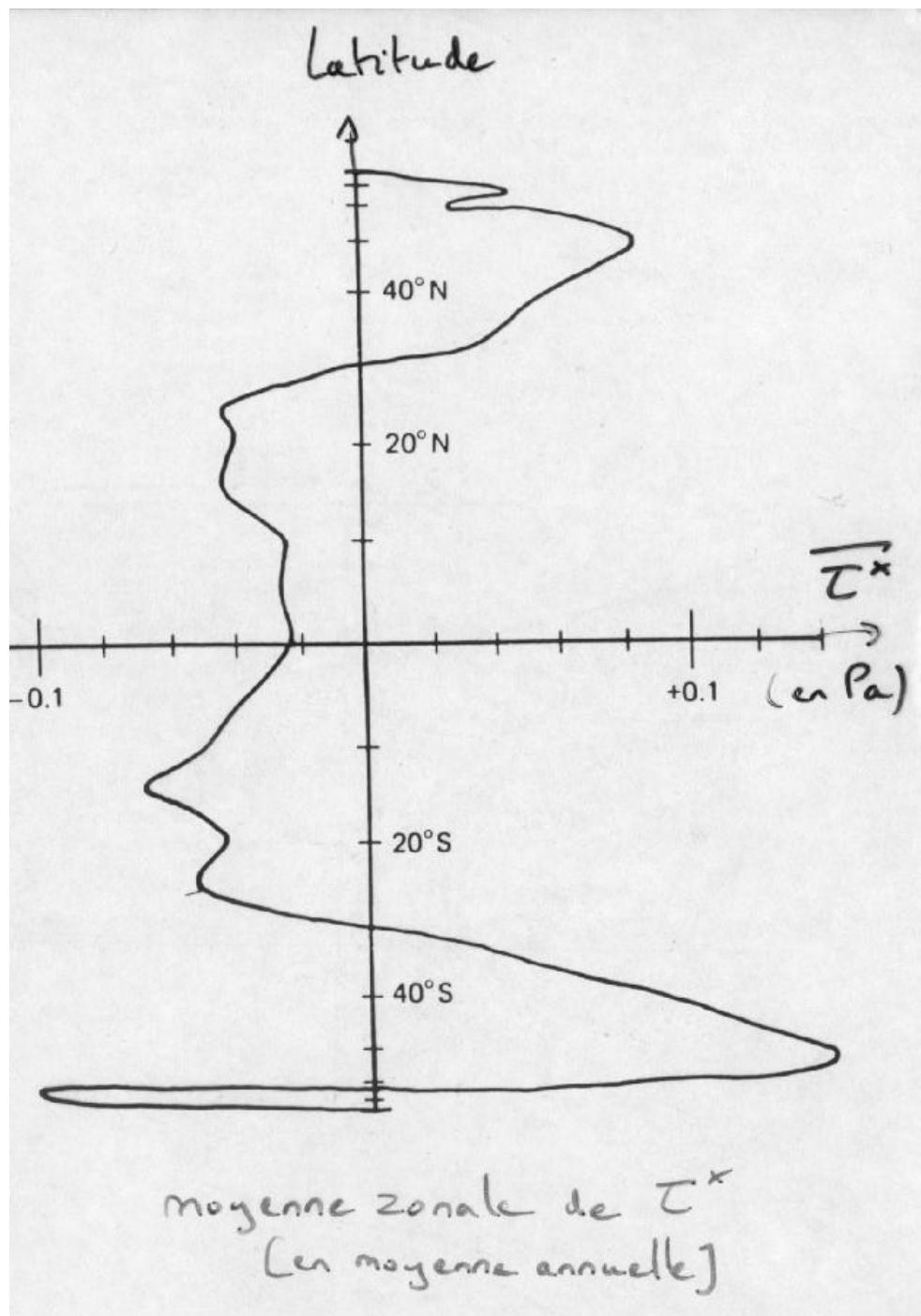


FIGURE 3.6 – Moyenne de la tension de vent zonale à la surface de l’océan (en moyenne annuelle), en fonction de la latitude. L’échelle verticale est dilatée de manière à ce que des surfaces égales correspondent à des échanges de quantité de mouvement équivalents.

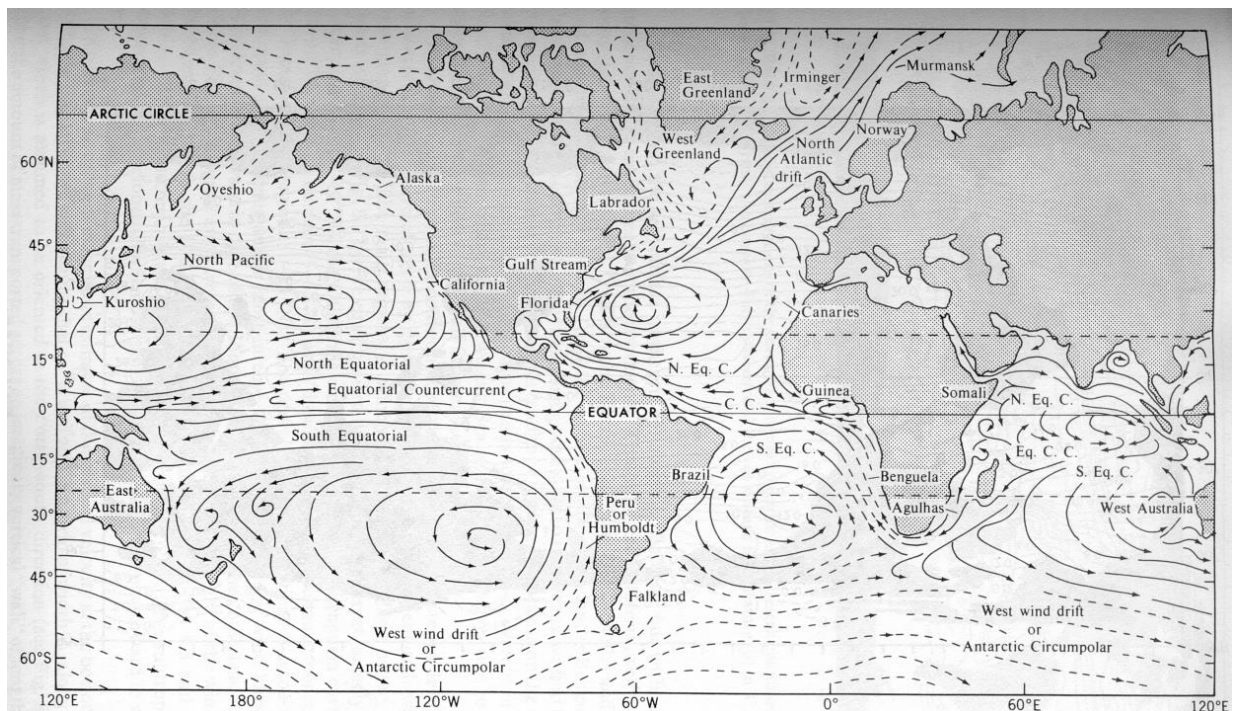


FIGURE 3.7 – Courants hivernaux à la surface de l’océan. Les flèches en traits pleins (pointillés) correspondent aux courants chauds (froids). Source : The Open Univeristy, 1989.

recherches très actives.

Noter que la relation précédente est écrite pour une vitesse du vent et un coefficient de frottement référencés à une élévation donnée (le plus souvent 10 mètres) :  $C_d \equiv C_d(10 \text{ m})$  et  $V_a \equiv U(10 \text{ m})$ .

Deux hypothèses sont utilisées pour l'évaluation empirique du coefficient de frottement  $C_d$  dans des conditions de stabilité neutre de l'atmosphère. On suppose tout d'abord que le profil vertical du vent est logarithmique :

$$U(z) = u^* \log |z/z_0|/k \quad (3.1)$$

où  $U$  est la vitesse du vent mesurée à l'élévation  $z$  (par exemple à 10 mètres),  $u^*$  est la vitesse de frottement précédemment introduite,  $z_0$  l'échelle verticale de rugosité associée à la surface océanique considérée et  $k$  est la constante de Von Karman ( $k = 0.4$ ). Cette hypothèse de profil logarithmique découle naturellement de travaux théoriques réalisés en turbulence.

La vitesse de frottement  $u^*$ , toujours dans des conditions neutres, est une constante (dans la couche logarithmique) et est donc associée au coefficient de frottement par :

$$u^{*2} = C_{dn}(z)U(z)^2 \quad (3.2)$$

où  $C_{dn}(z)$  est donc référencé au même niveau que  $U(z)$ .

Remarque : le module de la tension de vent vérifie donc la relation :

$$\tau = \rho_a u^{*2} = \rho_a C_{dn}(z)U(z)^2 \quad (3.3)$$

La combinaison des équations (3.1) et (3.2) permet d'exprimer le coefficient de frottement au niveau  $z$  en fonction de  $z$  et de l'échelle de rugosité  $z_0$  :

$$C_{dn}(z) = k^2 / \log^2 |z/z_0| \quad (3.4)$$

La deuxième hypothèse concerne l'expression utilisée pour l'échelle de rugosité  $z_0$ . Une expression classique combine les cas rugueux (avec importance de l'accélération de gravité  $g$  dans l'équilibre de la surface océanique) et lisse (prise en compte de la viscosité dynamique de l'air  $\nu$ ) :

$$z_0 = au^{*2}/g + 0.11\nu/u^* \quad (3.5)$$

avec  $a = 0.01$ .

En combinant les équations (3.1) et (3.5), on obtient une relation liant la vitesse du vent mesurée (élévation  $z$ ) à la vitesse de frottement (et à  $z$ ) :

$$kU(z) = u^* \log z - \log(au^{*2}/g + 0.11\nu/u^*) \quad (3.6)$$

C'est cette dernière expression qui est utilisée dans la pratique :

- on dispose d'une mesure de vent à un niveau  $z$  :  $U(z)$ ,
- on résout numériquement (3.6) pour obtenir la vitesse de frottement  $u^*$ ,
- on injecte  $u^*$  dans (3.5) pour diagnostiquer l'échelle de rugosité,
- on calcule le coefficient de frottement au même niveau  $z$  (ou à tout autre niveau, classiquement à 10 mètres) en utilisant (3.4).

Il est en suite nécessaire de corriger le coefficient calculé des effets de stabilité (ou d'instabilité) de l'atmosphère : des tables adéquates permettent cette correction moyennant la connaissance par exemple de la différence de température entre l'air et la mer.

Remarque : en toute première approximation on choisit usuellement  $C_d = 1.4 \cdot 10^{-3}$ .

### 3.2.3 Flux de chaleur turbulents

L'existence d'une tension de vent entre l'océan et l'atmosphère permet des échanges de type turbulent entre l'océan et l'atmosphère : un flux turbulent de chaleur sensible, et un flux turbulent d'évaporation qui se traduit par un dégagement de chaleur latente. Ces flux sont difficiles à modéliser. Ils mettent en jeu des mécanismes d'interface complexes où interviennent des transferts turbulents. Une première approche est de les paramétrer à partir de formules dites intégrales (*bulk formula*).

Le flux de chaleur sensible correspond à un échange de chaleur direct entre l'océan et l'atmosphère. Il est proportionnel à la différence de température entre les deux milieux et à l'intensité du vent :

$$Q_S = \rho_a C_{pa} C_d |V_a| (T_o - T_a),$$

où  $C_{pa}$  désigne la chaleur spécifique de l'air ( $C_{pa} = 1004 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ).

Le flux de chaleur latente dépend de la différence entre l'humidité spécifique de l'air et l'humidité spécifique à la surface de l'océan, ainsi que du vent :

$$Q_L = \rho_a C_d |V_a| L_E [q_{sat}(T_o) - q_a],$$

où  $L_E$  désigne la chaleur latente de vaporisation de l'eau ( $L_E = 2.5 \cdot 10^6 \text{ J kg}^{-1}$ ),  $q_{sat}$  désigne l'humidité spécifique (masse de vapeur d'eau par unité de masse d'air) de l'air saturé à la température de surface de l'océan et s'exprime en fonction de la pression de vapeur saturante :

$$q_{sat}(T_o) = 0.622 e_{sat}(T_o) / P_a$$

où  $P_a$  est la pression atmosphérique ( $P_a = 1.013 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ ),  $q_a$  est l'humidité spécifique de l'air à la température  $T_a$ , reliée à l'humidité spécifique de la vapeur saturante par le rapport de mélange de l'air via une humidité relative ( $r = 0.8$ ) :

$$q_a = r q_{sat}(T_a).$$

La formule intégrée de Clausius-Clapeyron donne la tension de vapeur saturante en fonction de la température :

$$e_{sat}(T) = 10^{(9.4051 - 2353/T)},$$

où  $T$  est exprimée en Kelvin.

Flux de chaleur latente et flux de chaleur sensible sont très dépendants des conditions d'interface entre l'océan et l'atmosphère et présentent une grande variabilité spatio-temporelle. Le coefficient de frottement dépend ainsi des conditions de stabilité qui prévalent dans la basse atmosphère.

### 3.2.4 Bilan thermique à la surface de l'océan

La somme des quatre flux  $Q$  correspond à l'énergie thermique échangée entre l'océan et l'atmosphère :

$$Q = I - E - Q_S - Q_L,$$

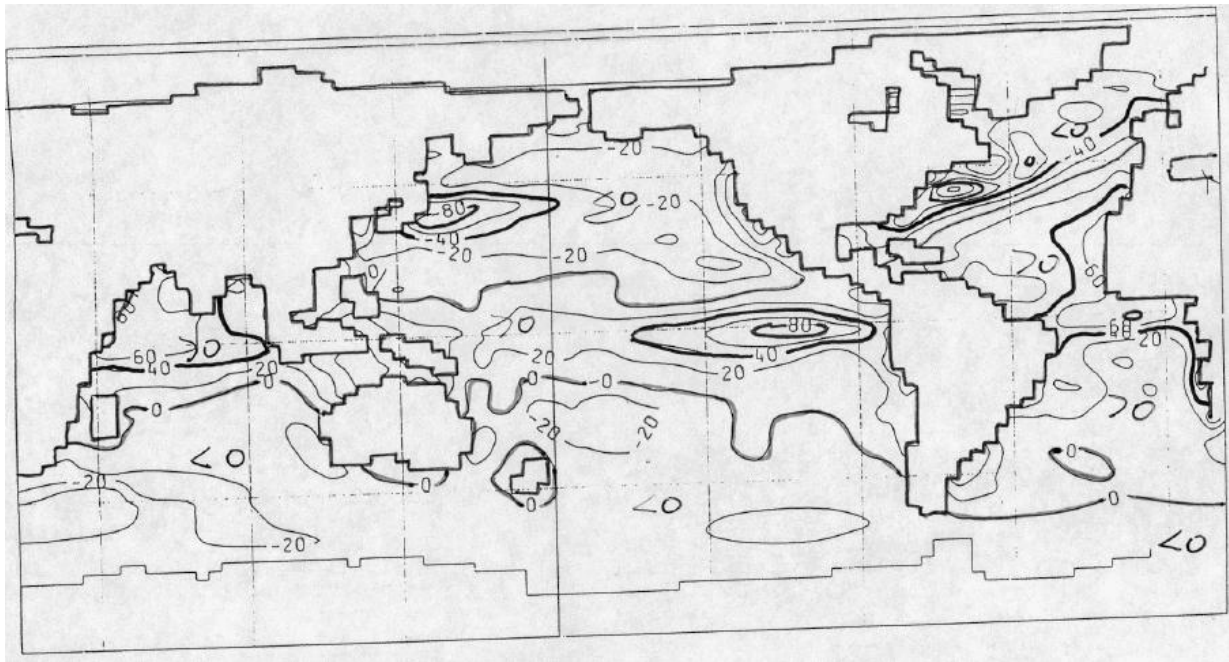


FIGURE 3.8 – Bilan net de chaleur reçu par l’océan, en moyenne annuelle (en  $W/m^2$ ).

où  $I$  représente le flux solaire absorbé à la surface des océans et  $E$  le bilan des flux thermiques de grande longueur d’onde à la surface des océans.

Le bilan est nettement positif en zone tropicale (tout en présentant une forte différenciation entre les bords est et ouest des océans), c’est-à-dire que l’océan tropical reçoit de l’énergie de la part de l’atmosphère, et devient négatif aux latitudes tempérées et polaires, c’est-à-dire que l’océan rend de la chaleur dans ces régions (Fig. 3.8). Là également une forte disparité existe entre les régions et les saisons : les échanges les plus actifs se font pendant la saison hivernale, le long des bords ouest, et dans les régions de limite de glace.

Il est possible d’analyser individuellement les quatre composantes du flux de chaleur, en région tropicale (Fig. 3.9), et de vérifier que le flux de chaleur sensible est petit devant les autres, et que la variabilité spatiale est surtout donnée par le flux de chaleur latente qui est une fonction de la température de surface de l’océan (Fig. 3.10b).

### 3.2.5 Bilan hydrique

La masse d’eau fraîche dans l’océan varie comme la quantité  $(P - E + R)$  où  $P$  désigne les précipitations,  $E$  l’évaporation et  $R$  les apports fluviaux (*runoff*). L’évaporation est directement liée au flux de chaleur latente décrit ci-dessus.

Les apports fluviaux peuvent jouer un rôle local important, mais l’apport principal d’eau douce provient des précipitations, dont la structure est très hétérogène.

En moyenne zonale, le transport d’eau fraîche dans les océans traduit globalement

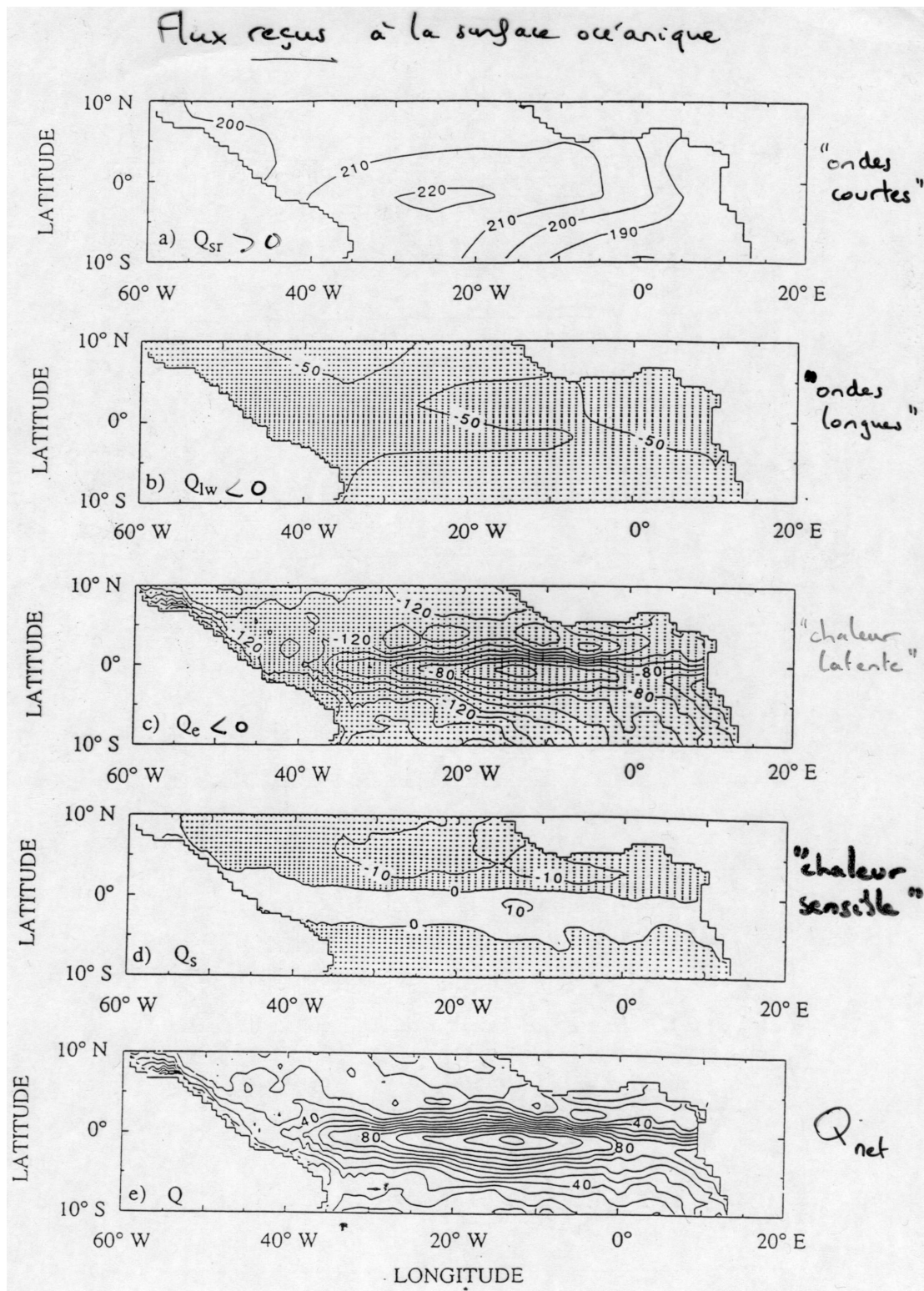


FIGURE 3.9 – Les quatre composantes du bilan de chaleur à la surface océanique en région tropicale Atlantique. De haut en bas sont représentés avec un intervalle de contour de  $10 \text{ W m}^{-2}$  (valeurs négatives en grisé) : le flux solaire, le rayonnement ondes longues, le flux de chaleur latente, le flux de chaleur sensible et le bilan net de chaleur. On note que les océans tropicaux, bien que chauds, constituent un puits pour la chaleur atmosphérique.

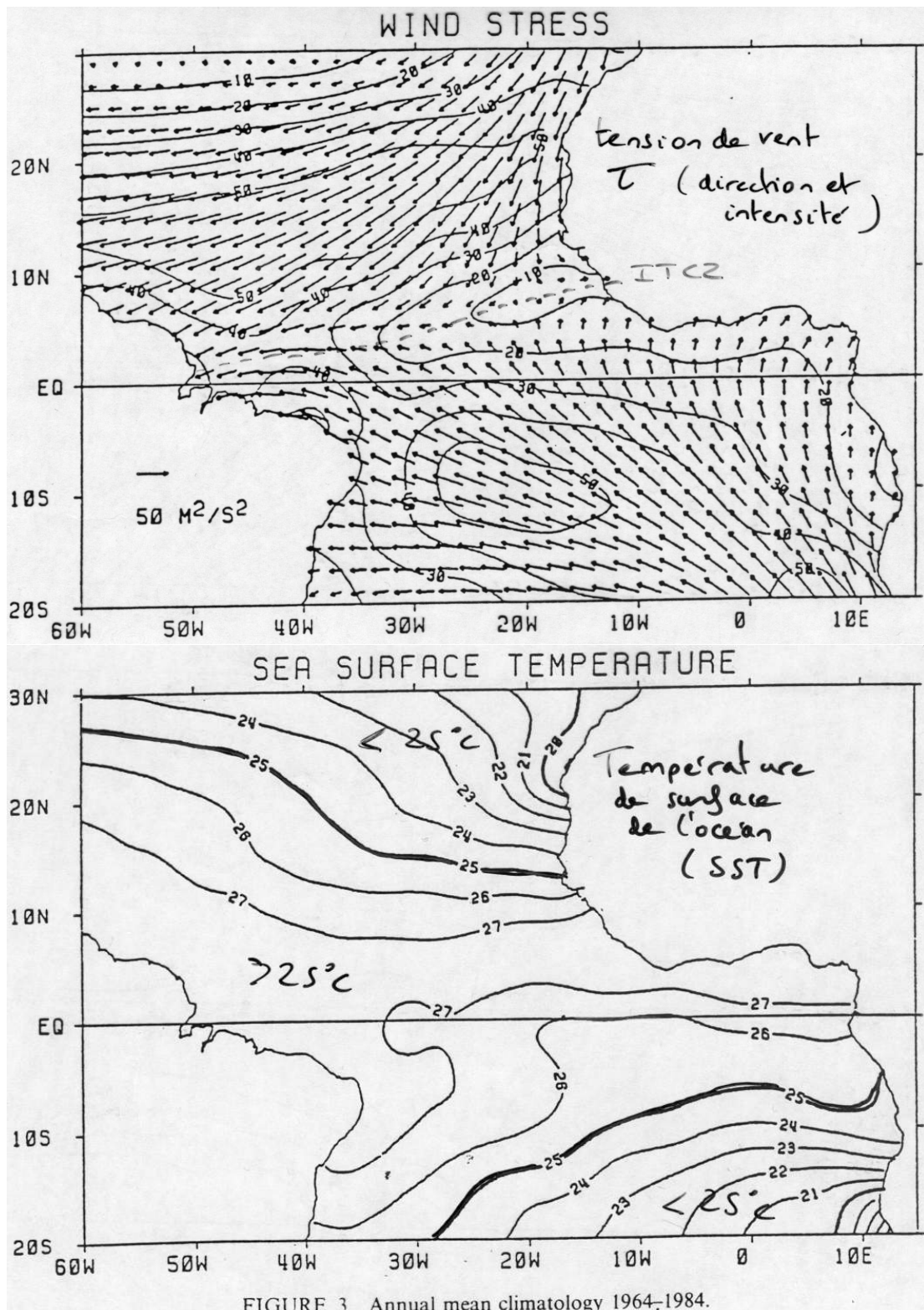


FIGURE 3.10 – (a) Tension de vent dans l'Atlantique tropical en moyenne annuelle. (b) Température de surface de la mer (SST, °C) observée dans l'Atlantique tropical en moyenne annuelle.



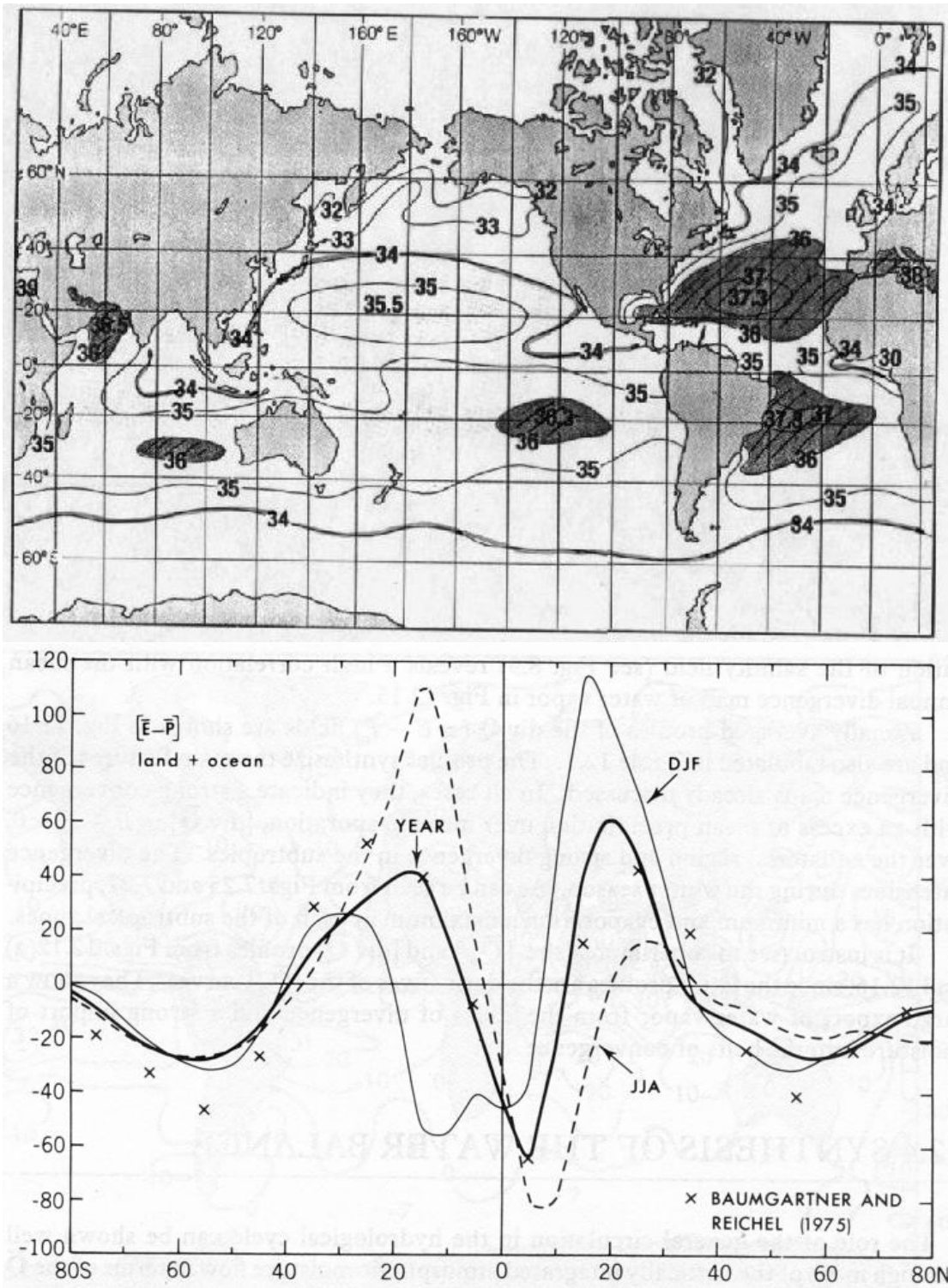


FIGURE 3.11 – (a) Salinité de surface (SSS, en psu) en moyenne annuelle. (b) Bilan "évaporation – précipitation" en moyenne annuelle et zonale, en fonction de la latitude (en cm/an). Source : Peixoto et Oort, 1992.

de fortes précipitations en zone de convergence équatoriale et aux latitudes tempérées et subpolaires et une forte évaporation en zone subtropicale (Fig. 3.11) : il est donc dirigé vers les pôles entre l'équateur et 20–30° puis s'inverse.

Si la variation de la masse globale n'est pas très importante pour l'océan, en revanche les fortes modifications en salinité qui en découlent ont un impact dynamique important.

### 3.2.6 Flux de densité

Le flux de densité  $B$  (ou inversement de flottabilité, *buoyancy flux*) apparaissant en surface qui représente une variation de poids par unité de colonne provient à la fois du budget radiatif de l'océan, de l'évaporation et des précipitations (et du ruissellement) :

$$B = g \left[ \frac{\alpha Q}{\rho_0 C_p} + \beta S(E - P) \right],$$

où  $\alpha = \rho_0^{-1} \partial \rho / \partial T$ ,  $\beta = \rho_0^{-1} \partial \rho / \partial S$ , et  $\rho \approx \rho_0(1 + \alpha T + \beta S)$ .

Le deuxième terme de l'équation représente un effet dû à la salinité. En ce qui concerne l'effet de l'évaporation seule, le poids de l'eau augmente quatre fois plus par perte de chaleur (refroidissement) que par accroissement de densité (salinisation).

Considérons en effet un élément de volume  $\delta x \times \delta y \times \delta z$  au voisinage de la surface, de température  $T$  (°C) et de salinité  $S$  (psu), soumis à son contact avec l'atmosphère au flux de chaleur  $Q$  (compté positif vers le bas, en  $\text{W m}^{-2}$ ) et au bilan hydrique  $E - P$ , pendant un intervalle de temps  $\delta t$ . L'élévation de température qui en résulte (en supposant que le volume d'eau considéré reste homogène, et isolé du reste de l'océan) vaut  $\delta T$ , avec :

$$(\delta x \delta y) Q \delta t = (\delta x \delta y \delta z) \rho_0 C_p \delta T,$$

et donc :

$$\delta T / \delta t = Q / (\rho_0 C_p \delta z),$$

où la quantité  $Q / (\rho_0 C_p)$  définit un flux de température.

La variation de salinité associée se calcule en faisant l'hypothèse que la quantité totale de sel considérée est conservée :

$$\begin{aligned} (\delta x \delta y \delta z) \rho_0 S &= [\delta x \delta y \delta z + \delta x \delta y (P - E) \delta t] \rho_0 (S + \delta S), \\ \delta S [\delta x \delta y \delta z + \delta x \delta y (P - E) \delta t] &= -\delta x \delta y (P - E) \delta t S; \end{aligned}$$

or il est légitime de négliger l'accroissement du volume devant le volume de départ, et il vient donc :

$$\delta S / \delta t = (E - P) S / \delta z,$$

où la quantité  $(E - P) S$  définit un flux de salinité.

On en déduit l'accroissement de masse volumique :

$$\delta \rho / \delta t = \rho_0 [\alpha Q / (\rho_0 C_p) + \beta (E - P) S] / \delta z.$$

La quantité  $\rho_0 [\alpha Q / (\rho_0 C_p) + \beta (E - P) S]$  équivaut à un flux de masse volumique. Le flux de flottabilité associé est obtenu par multiplication par l'accélération de gravité.

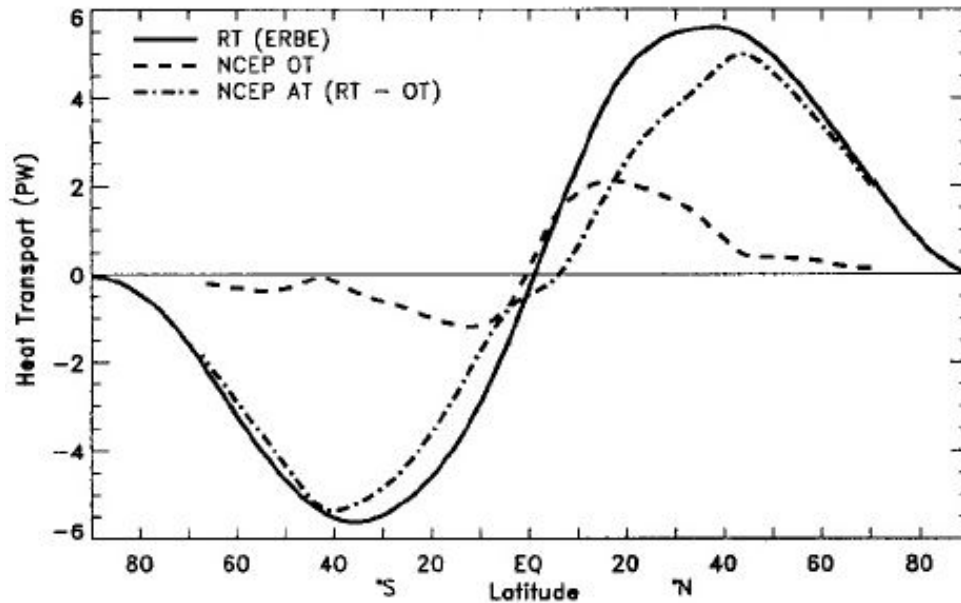


FIGURE 3.12 – Transports méridiens de chaleur océanique, atmosphérique et total, en fonction de la latitude. Source : Trenberth et Caron, 2001.

### 3.3 Transports de chaleur par l’océan

#### 3.3.1 Nécessité de l’existence de tels transports

L’étude du bilan radiatif de la Terre comme l’étude du bilan thermique net à la surface de l’océan montrent un déséquilibre important, en moyenne annuelle, qui doit être compensé par un transport de chaleur effectué par la circulation océanique : la planète et l’océan reçoivent tous deux plus d’énergie à l’équateur qu’aux pôles.

Il y a transport d’énergie des régions qui reçoivent un surplus d’énergie, les régions équatoriales, vers les régions qui ont des déficits d’énergie, les régions de hautes latitudes (Fig. 3.12). Ce transport d’énergie est réalisé à la fois par l’océan et l’atmosphère dans des proportions approximativement égales.

Pour calculer le transport océanique  $F_0$ , on peut envisager plusieurs méthodes (Fig. 3.13) :

- estimation directe à partir des mesures océaniques,
- méthode du transport résiduel,
- équilibre des flux de surface océaniques.

#### 3.3.2 Une estimation directe

Considérons une section océanique, de la surface au fond, le long d’un parallèle. Le transport de chaleur (ou flux de chaleur) à travers cette section peut être calculé de la

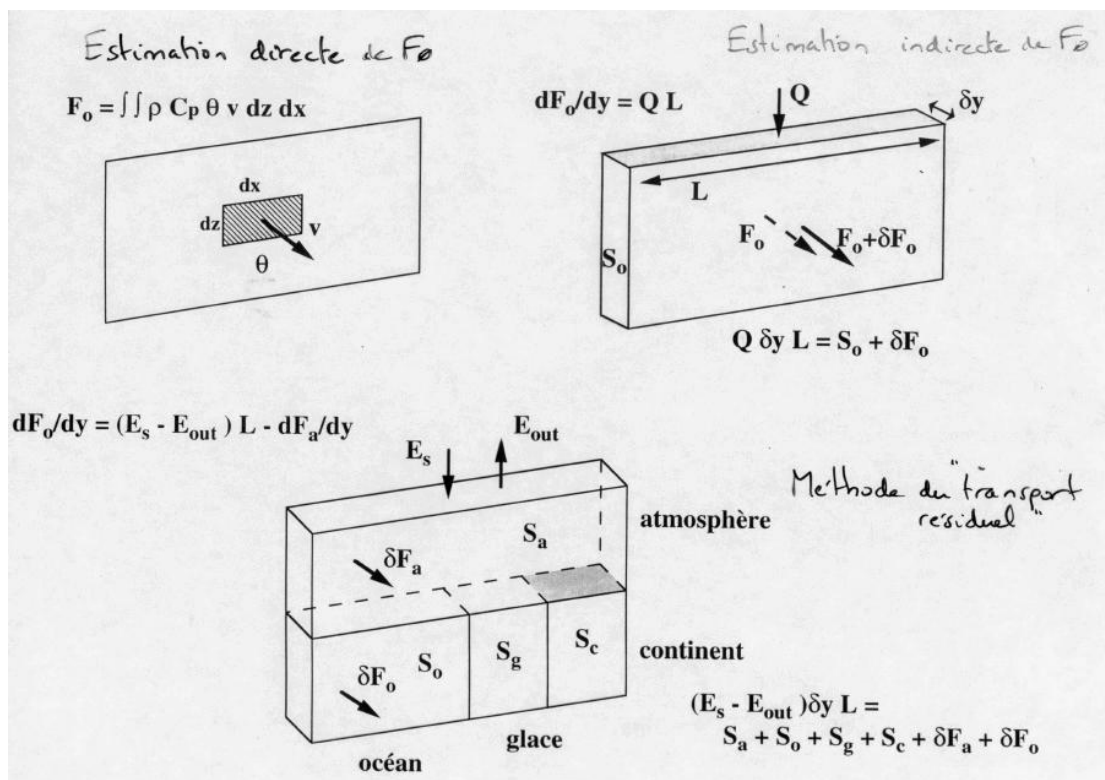


FIGURE 3.13 – Trois méthodes distinctes pour évaluer le transport océanique à travers une surface donnée.

manière suivante :

$$F_o = \int \int \rho C_p \theta v dz dx,$$

où  $C_p$  est la chaleur spécifique de l'eau,  $\theta$  est la température potentielle de l'eau (température où les effets adiabatiques de pression sont pris en compte),  $v$  la vitesse (positive vers le nord) de l'eau,  $dz$  positif selon la verticale ascendante,  $dx$  positif de l'ouest vers l'est.

Attention, ce calcul a un sens sur une section où le flux de masse est nul. Cette contrainte s'exprime par :

$$M = \int \int \rho v dz dx.$$

La détermination du transport de chaleur au sein des océans passe par la connaissance du champ de vitesse et de température dans les océans. Or, ces estimations ne sont disponibles que sur certaines sections océaniques.

### 3.3.3 Une estimation indirecte

Cette méthode est souvent préférée à la précédente car elle donne une détermination indirecte des flux. Considérons une tranche océanique (épaisseur  $H(y)$ , longueur  $L(y)$ , largeur  $\delta y$ ) allant de l'interface océan-atmosphère au fond des océans. Le bilan thermique de cette colonne s'écrit :

$$Q \delta y L(y) = S_o + \delta F_o,$$

où  $Q$  représente le flux net à la surface de l'océan, intégré sur la section,  $S_o$  le stockage thermique dans la tranche océanique,  $F_o$  le transport méridien de chaleur dans l'océan.

En moyenne annuelle les termes de stockage sont nuls, on a donc :

$$QL(y) = \delta F_o / \delta y,$$

ce qui permet d'obtenir  $F_o$  en intégrant la formule ci-dessus de boîte en boîte en partant par exemple du pôle Nord où le flux est nul vers le sud.

Cette méthode permet de calculer le transport océanique à partir de la seule connaissance du bilan net en surface. Il est obtenu par compilation des données recueillies par navire marchand ou lors de campagnes de mesure, et en appliquant les formules intégrales pour les flux de chaleur sensible et latente. Cependant, ceux-ci contiennent de grandes incertitudes qui, après intégration, donnent des estimations à prendre avec précaution.

### 3.3.4 Méthode du transport résiduel

Considérons une colonne atmosphère-océan allant du sommet de l'atmosphère au fond des océans. Le bilan thermique de cette colonne s'écrit :

$$E_{net} L \delta y = (I - E_{out}) L \delta y = S_a + S_o + S_t + S_g + \delta F_o + \delta F_a,$$

où  $I$  représente le flux solaire au sommet de l'atmosphère intégré sur la tranche,  $E_{out}$  le flux montant au sommet de l'atmosphère intégré sur la tranche,  $S_a$  le stockage thermique

dans la tranche atmosphérique,  $S_o$  le stockage thermique dans la tranche océanique,  $S_c$  le stockage thermique dans les continents,  $S_g$  le stockage thermique dans la glace,  $F_a$  le transport méridien de chaleur dans l'atmosphère,  $F_o$  le transport méridien de chaleur dans l'océan.

En moyenne annuelle les termes de stockage sont nuls, on a donc :

$$E_{net}L = \frac{dF_o}{dy} + \frac{dF_a}{dy}.$$

La méthode du transport résiduel calcule le transport océanique comme étant la différence du bilan radiatif net au sommet de l'atmosphère et du transport atmosphérique :

$$\frac{dF_o}{dy} = E_{net}L - \frac{dF_a}{dy}.$$

Ceci demande la détermination de  $E_{net}$ , qui peut être faite par satellite et de  $F_a$ . C'est en fait une méthode très utilisée par déterminer le transport océanique et de bonne précision. Une estimation récente (Trenberth et Caron 2001) a d'ailleurs considérablement réduit le rôle que l'on attribuait à l'océan.

## 3.4 Rappels de cinématique

### 3.4.1 Dérivée totale

Soit une particule repérée par ses coordonnées  $(x, y, z, t)$  et une propriété  $q$  :

$$q = q(x, y, z, t) = q(\mathbf{x}(t), t), \text{ et } \mathbf{x} = (x, y, z) = \mathbf{x}(t).$$

Le taux de changement de la propriété  $q$  le long du mouvement de la particule est donné par :

$$dq/dt = \partial q/\partial t + \partial q/\partial x dx/dt + \partial q/\partial y dy/dt + \partial q/\partial z dz/dt = \partial q/\partial t + d\mathbf{x}/dt \cdot \nabla q.$$

$d\mathbf{x}/dt$  correspond au changement de position de la particule dans son mouvement, c'est-à-dire sa vitesse :

$$d\mathbf{x}/dt = \mathbf{u} = (u, v, w).$$

On définit donc la dérivée totale comme :

$$dq/dt = \partial q/\partial t + u \partial q/\partial x + v \partial q/\partial y + w \partial q/\partial z = \partial q/\partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla q.$$

### 3.4.2 Conservation de la masse

Quand un élément matériel se déplace, sa masse est conservée mais son volume se déforme sous l'effet du champ de mouvement. Considérons un petit élément de volume

$(\delta V = \delta x \delta y \delta z)$  qui se déplace d'un point  $A$  vers un point  $B$ . Sa variation relative de volume s'écrit comme :

$$\frac{d(\delta V)/dt}{\delta V} = \frac{d(\delta x \delta y \delta z)/dt}{\delta x \delta y \delta z} = \frac{d(\delta x)/dt}{\delta x} + \frac{d(\delta y)/dt}{\delta y} + \frac{d(\delta z)/dt}{\delta z}$$

Le premier terme donne :

$$\frac{d(\delta x)/dt}{\delta x} = \frac{d[x(B) - x(A)]/dt}{\delta x} = \frac{u(B) - u(A)}{\delta x},$$

$$\lim_{\delta x \rightarrow 0} \frac{d(\delta x)/dt}{\delta x} = \partial u / \partial x.$$

Procédant de la même manière pour les trois directions, on trouve alors :

$$\frac{d(\delta V)/dt}{\delta V} = \nabla \mathbf{u} = \partial u / \partial x + \partial v / \partial y + \partial w / \partial z.$$

En écrivant cette équation en fonction de la masse volumique :

$$d\rho/dt = d(\delta m / \delta V)/dt = \delta m d(1/\delta V)/dt = \delta m (-1/\delta V^2) d(\delta V)/dt,$$

$$d\rho/dt = -(\delta m / \delta V) \nabla \mathbf{u} = -\rho \nabla \mathbf{u},$$

$$d\rho/dt + \rho \nabla \mathbf{u} = 0.$$

Cette équation est fondamentale en mécanique des fluides, elle peut également s'écrire :

$$\partial \rho / \partial t + \nabla(\rho \mathbf{u}) = 0.$$

Le raisonnement précédent peut en fait s'étendre à toute propriété scalaire de l'écoulement.

### 3.4.3 Notion de repère et accélération

Considérons d'une part le repère absolu, de centre 0, et d'autre part le repère relatif, tournant à la vitesse constante de rotation  $\Omega$  de même centre. On rappelle que pour un vecteur donné  $\mathbf{B}$ , on a la relation :

$$(d\mathbf{B}/dt)_a = (d\mathbf{B}/dt)_r + \Omega \times \mathbf{B}.$$

Dans le repère absolu, un point  $M$  est défini par sa position  $\mathbf{x}$ . On a donc :

$$(d\mathbf{x}/dt)_a = (d\mathbf{x}/dt)_r + \Omega \times \mathbf{x},$$

soit :

$$\mathbf{u}_a = \mathbf{u}_r + \Omega \times \mathbf{x}.$$

On peut écrire une relation similaire pour la vitesse dans le repère absolu :

$$(d\mathbf{u}_a/dt)_a = (d\mathbf{u}_a/dt)_r + \Omega \times \mathbf{u}_a.$$

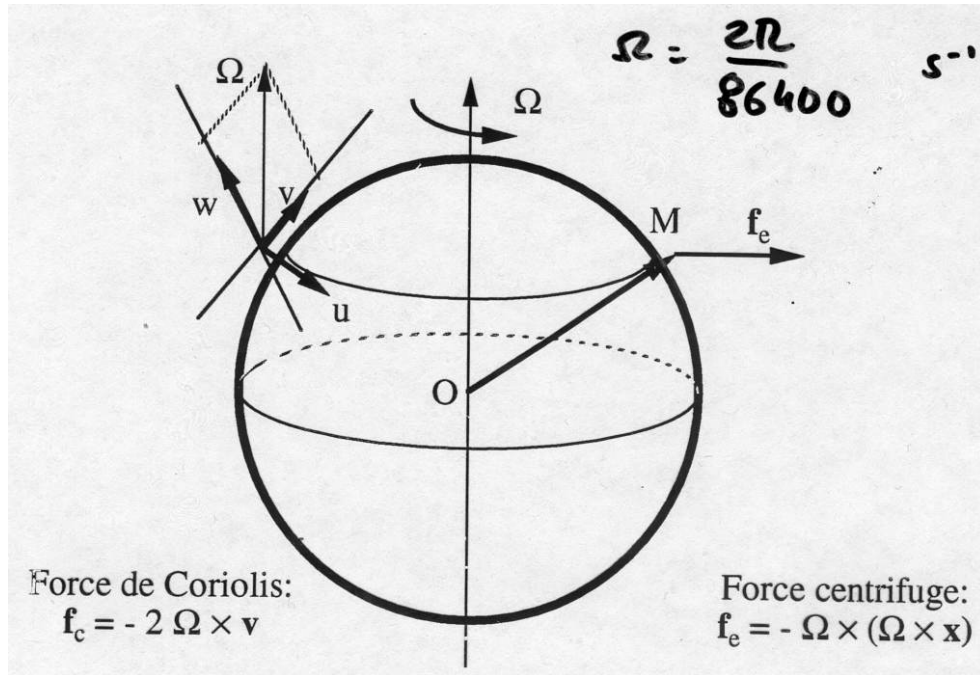


FIGURE 3.14 – Force de Coriolis et force centrifuge associées au déplacement d’un point dans le référentiel de la Terre, en rotation  $\Omega$  par rapport à un référentiel fixe. On peut noter que chacune des composantes de la vitesse ( $u, v, w$ ) est susceptible de donner naissance individuellement à un effet de Coriolis.

En remplaçant  $\mathbf{u}_a$  par son expression, on obtient :

$$\begin{aligned} (d\mathbf{u}_a/dt)_a &= (d[\mathbf{u}_r + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}]/dt)_r + \boldsymbol{\Omega} \times (\mathbf{u}_r + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \\ (d\mathbf{u}_a/dt)_a &= (d\mathbf{u}_r/dt)_r + \boldsymbol{\Omega} \times (d\mathbf{x}/dt)_r + \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}_r + \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \\ (d\mathbf{u}_a/dt)_a &= (d\mathbf{u}_r/dt)_r + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}_r + \boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}) \\ (d\mathbf{u}_a/dt)_a &= (d\mathbf{u}_r/dt)_r + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}_r + \nabla\left(\frac{1}{2}\boldsymbol{\Omega}^2 \mathbf{x}^2\right). \end{aligned}$$

Cette expression fait apparaître les termes complémentaires d’accélération (Fig. 3.14) : le terme  $2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}_r$  est proportionnel et orthogonal à la vitesse relative du fluide. C’est le terme d’accélération de Coriolis (donnant dans le repère relatif une force, égale à  $-2\rho\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}_r$ ). Le second terme  $\boldsymbol{\Omega} \times (\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x})$  est un terme d’accélération centripète. Il se met sous forme d’un gradient de scalaire, et est le plus souvent négligé devant (ou plutôt incorporé avec) les effets de la gravité.

### 3.4.4 Force de Coriolis

Dans le repère inertiel lié au centre de la Terre, la Terre est animée d’une rotation solide autour de l’axe des pôles – soit  $\Omega$  cette vitesse de rotation angulaire. Chaque point de la



surface terrestre immobile à la surface de la Terre a donc une vitesse d'entraînement vers l'est proportionnelle à sa distance à l'axe de rotation (Fig. 3.14) :

$$|\mathbf{u}_e| = |\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{x}_r| = |\boldsymbol{\Omega}|R \cos \phi,$$

où  $R$  désigne le rayon terrestre et  $\phi$  la latitude. Un point qui se déplace du pôle vers l'équateur aura une vitesse d'entraînement plus faible que son environnement : sa trajectoire semblera déviée vers l'ouest. Inversement, un point se dirigeant de l'équateur vers le pôle aura une vitesse d'entraînement supérieur au milieu ambiant et sa trajectoire sera déviée vers l'est.

Dans le repère local, en rotation avec la Terre, où est étudiée la circulation de l'océan, la rotation terrestre se traduit par une force complémentaire, dite de Coriolis, qui entraîne une rotation des mouvements vers leur droite dans l'hémisphère nord et vers leur gauche dans l'hémisphère sud.

### 3.4.5 Potentiel

Nous avons dit que les particules du fluide étaient soumises à une force de masse, dépendant d'un potentiel. Dans le repère relatif lié à la Terre en mouvement, le géopotentiel se compose de deux termes, le potentiel de gravité  $\phi_T$  et le potentiel centrifuge. Il s'écrit sous la forme :

$$\phi = \phi_T + \frac{1}{2}\Omega^2 \mathbf{x}_r^2.$$

$\phi$  n'intervient que par son gradient, il n'est donc pas dépendant de l'origine du repère.

Dans les mouvements océaniques à grande échelle qui nous intéressent, le terme d'accélération gravitationnelle  $g$  ( $\phi_T$ ) domine devant tous les autres termes d'accélération.

### 3.4.6 Forces de pression

Toute particule reçoit du milieu ambiant une force de pression. Si la pression s'exerce de façon uniforme, aucune force ne s'exerce ; en revanche, si une différence de pression existe, la particule va accélérer sous la force exercée par le gradient de pression.

A un même niveau, entre deux points voisins, la différence de pression va créer une force de gradient de pression qui va tendre à égaliser la pression entre les deux points en accélérant le fluide le plus dense vers le moins dense :

$$F = -\frac{1}{\rho} \nabla p.$$

## 3.5 Équations du mouvement

### 3.5.1 Bilan des accélérations pour une particule fluide

- termes non-linéaires (d'advection) :  $-(\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u}$ ,
- force de Coriolis (la Terre est en constante rotation par rapport un référentiel fixe) :

- $-2\Omega \times \mathbf{u}$ ,
- forces de pression (dirigées des hautes vers les basses pressions, et où  $\rho_0$  désigne la masse volumique moyenne du fluide) :  $-\rho_0^{-1}\nabla p$ ,
- accélération de gravité (pour la composante verticale du mouvement) :  $g$ ,
- friction.

### 3.5.2 Quelques hypothèses simplificatrices

On suppose que les approximations suivantes (réalistes) sont satisfaites :

- fluide incompressible (filtrage des ondes sonores notamment), hypothèse

$$c_s^2 = \partial P / \partial \rho = \infty,$$

- hypothèse de la "couche mince fluide" (on néglige certains termes de sphéricité) :

$$\delta = \frac{H}{L} \ll 1,$$

- hydrostatisme,
- hypothèse de Boussinesq (les effets de variation de masse volumique ne sont retenus que dans l'équation hydrostatique ; partout ailleurs on choisit  $\rho \equiv \rho_0$ ).

### 3.5.3 Système d'équations

Pour le mouvement horizontal :

$$d\mathbf{u}/dt = \partial\mathbf{u}/\partial t + (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} = -2\Omega \times \mathbf{u} - \rho_0^{-1}\nabla p + \text{friction}.$$

Sur la verticale, l'approximation hydrostatique conduit à :

$$dp = -\rho g dz.$$

Du fait de la conservation de la masse, la vitesse du fluide est à divergence nulle et la densité est conservée le long du mouvement (aux termes dissipatifs près).

En effet on sait que la masse volumique dépend de la température, de la salinité et de la pression :  $\rho = \rho(T, S, P)$ . On écrit donc :

$$\frac{d\rho/dt}{\rho} = \frac{\partial\rho/\partial T}{\rho} \frac{dT/dt}{dt} + \frac{\partial\rho/\partial S}{\rho} \frac{dS/dt}{dt} + \frac{\partial\rho/\partial P}{\rho} \frac{dP/dt}{dt}.$$

En l'absence de puits ou sources, la température et la salinité sont conservées le long du mouvement :

$$\frac{d\rho/dt}{\rho} = \frac{\partial\rho/\partial P}{\rho} \frac{dP/dt}{dt} = \frac{dP/dt}{\rho c_s^2}.$$

Avec l'hypothèse d'incompressibilité,  $\partial\rho/\partial p = 1/c_s^2 = 0$ , on a donc  $d\rho/dt = 0$ .  
 On utilise alors la relation de conservation de la masse :  $d\rho/dt + \rho\nabla\mathbf{u} = 0$ , et il vient :

$$\begin{aligned}\operatorname{div}\mathbf{u} = \nabla \cdot \mathbf{u} &= \partial u/\partial x + \partial v/\partial y + \partial w/\partial z = 0, \\ d\rho/dt &= \partial\rho/\partial t + (\mathbf{u} \cdot \nabla)\rho = 0.\end{aligned}$$

Les équations pour les traceurs température et salinité s'écrivent :

$$\begin{aligned}d\theta/dt = \partial\theta/\partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla\theta &= \text{diffusion} + \partial I/\partial z + \text{rayonnement "non solaire" en surface,} \\ dS/dt = \partial S/\partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla S &= \text{diffusion} + \text{bilan "E-P" en surface.}\end{aligned}$$

### 3.6 Références

- Peixoto, J. P., et A. H. Oort, 1992 : *Physics of Climate*. American Institute of Physics, New York, 520 pp.
- Schmitt, R. W., P. S. Bogden, et C. E. Dorman, 1989 : Evaporation minus Precipitation and density fluxes for the North Atlantic. *Journal of Physical Oceanography*, 19, 1208-1221.
- The Open University, 1989 : *Ocean circulation*. Pergamon, 238 pp.
- Trenberth, K. E., et J. M. Caron, 2001 : Estimates of meridional atmosphere and ocean heat transports. *Journal of Climate*, 14, 3433-3443.



# Chapitre 4

## La circulation océanique

### Notions essentielles

Les mouvements quasi stationnaires de l'atmosphère et de l'océan sont en équilibre géostrophique : ils résultent de l'équilibre des forces de pression et de la force de Coriolis. Dans l'hémisphère Nord, ils tournent autour des hautes pressions dans le sens horaire (sens des aiguilles d'une montre). Dans l'atmosphère, on mesure directement la pression à la surface terrestre avec un baromètre, et on peut en déduire les vents de surface. Dans l'océan, le calcul de la pression résulte de l'intégration verticale de l'équilibre hydrostatique : c'est la somme de la pression atmosphérique à la surface, d'une contribution due à la dénivellation de la surface océanique, et une contribution due à la structure interne en masse volumique de l'océan fonction de la température et la salinité – les 2 premières contributions sont indépendantes de la profondeur.

Pour les couches supérieures de l'océan, l'équilibre hydrostatique montre que la pression est proportionnelle au niveau de la mer (plus précisément à la dénivellation de la surface libre par rapport au géoïde) : les courants océaniques tournent dans le sens horaire autour des bosses (anomalies positives) de la surface océanique (grand tourbillon subtropical ou petit tourbillon chaud) dans l'hémisphère Nord. Au delà de quelques centaines de mètres de profondeur, la contribution de la structure interne en masse volumique de l'océan devient aussi importante que celle du niveau de la mer. En général, loin des bords, les courants océaniques sont beaucoup plus faibles en profondeur qu'en surface : les contributions du niveau de la mer et de la structure interne des océans se compensent.

Les vents à la surface de l'océan forcent directement les courants via la viscosité turbulente et créent la spirale d'Ekman limitée à une dizaine de mètres d'épaisseur. Le transport net de cette couche d'Ekman est à droite (gauche) du vent dans l'hémisphère Nord (Sud). La convergence ou la divergence de ces transports d'Ekman (pompage d'Ekman) met en mouvement l'océan profond, et génère des upwelling (remontée des eaux profondes) ou downwelling, notamment le long des côtes.

On observe que les courants sont intensifiés sur les bords Ouest des océans (Gulf Stream dans l'Atlantique, Kuroshio dans le Pacifique). Cette intensification est due à la conserva-

tion du moment angulaire (vorticité) et à la sphéricité de la Terre (variation de la rotation locale ou planétaire avec la latitude). En général, les mouvements internes de l'océan sont relativement peu influencés par la friction : c'est sur les bords que celle-ci devient importante et que les courants peuvent s'affranchir de l'équilibre géostrophique pour s'aligner le long des bords.

Autour de l'équateur, la force de Coriolis s'annule, ce qui retire un protagoniste de l'équilibre géostrophique précédent et nécessite que de nouveaux termes prennent de l'importance. Les alizés soufflent les eaux superficielles vers l'Ouest. Ainsi le gradient de pression dû à la pente de la surface de la mer équilibre les vents alizés dans les couches de surface. Plus en profondeur, la tension de vent n'est plus sensible, mais le gradient de pression persiste et génère un contre-courant vers l'Est, le Sous-Courant Equatorial. La dynamique équatoriale est fondamentale pour le développement des événements El Niño dans le Pacifique tropical, où des renversements temporaires des alizés permettent parfois à toute l'eau chaude accumulée à l'Ouest du bassin de se déplacer vers l'Est et d'influencer le climat des régions adjacentes jusqu'aux Amériques.

## 4.1 Forces et contraintes agissant sur l'océan

### 4.1.1 Interactions océan-atmosphère à la surface

#### Rappel des contraintes exercées par l'atmosphère sur l'océan

Pour la température : flux de chaleur sensible, flux de chaleur latente, rayonnement ondes courtes, rayonnement ondes longues.

Pour la salinité : évaporation, précipitation, ruissellement.

Pour la quantité de mouvement : la tension de vent (composantes zonale et méridienne).

#### Rappel de l'équation complète du mouvement horizontal

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} = \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} = -2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u} - \frac{\nabla p}{\rho_0} + D,$$

où  $D$  représente la friction verticale et latérale.

#### Formulation des termes de friction turbulente verticale

On suppose l'océan découpé en fines couches d'épaisseur  $\delta z$ . On note  $\mathbf{T} = (F, G)$  la tension turbulente horizontale s'exerçant dans l'océan (force d'entraînement communiquée d'une couche à l'autre).

La valeur de  $\mathbf{T}$  à la surface est connue : il s'agit simplement de la tension exercée par le vent ( $\tau$ ).

Le bilan des termes de friction verticale dans l'océan s'écrit, par une unité de masse :  $\rho_0^{-1} \partial \mathbf{T} / \partial z$ .

La valeur de la tension turbulente au sein du fluide s'avère délicate à diagnostiquer, mais, par analogie avec les phénomènes de diffusion moléculaire, elle est le plus souvent choisie proportionnelle au gradient de la quantité diffusée :  $\mathbf{T} = \rho_0 K \partial \mathbf{u} / \partial z$ , où  $K$  est un coefficient de viscosité turbulente (exprimé en  $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ ), éventuellement variable dans le temps et l'espace (comme une fonction des propriétés de l'écoulement).

### Formulation des termes de friction turbulente horizontale

D'une manière analogue aux phénomènes de friction verticale, il est usuel d'exprimer la force de friction horizontale qui s'applique sur le fluide d'une manière équivalente aux phénomènes de diffusion moléculaire, avec un coefficient de viscosité (horizontale) le plus souvent constant. C'est donc un terme en laplacien qui vient s'ajouter aux équations du mouvement (ou, de façon plus élémentaire pour certaines études, un simple terme de rappel linéaire) :

$$\begin{aligned}\frac{du}{dt} &= \dots + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial F}{\partial z} + A \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) = \dots + \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial u}{\partial z} \right) + A \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \\ \frac{dv}{dt} &= \dots + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial G}{\partial z} + A \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) = \dots + \frac{\partial}{\partial z} \left( K \frac{\partial v}{\partial z} \right) + A \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right)\end{aligned}$$

Dans la suite du chapitre, on s'intéressera souvent à des configurations stationnaires (indépendantes du temps), et on négligera aussi les termes d'accélération non linéaire et de friction horizontale.

Avec l'équation de non divergence, on obtient alors le système :

$$fv - \rho_0^{-1} \partial P / \partial x + \rho_0^{-1} \partial F / \partial z = 0 \quad (4.1a)$$

$$-fu - \rho_0^{-1} \partial P / \partial y + \rho_0^{-1} \partial G / \partial z = 0 \quad (4.1b)$$

$$\partial u / \partial x + \partial v / \partial y + \partial w / \partial z = 0 \quad (4.1c)$$

$$-\partial P / \partial z - \rho g = 0 \quad (4.1d)$$

avec  $F = \rho_0 K \partial u / \partial z$  (avec  $F = \tau^x$  en surface), et  $G = \rho_0 K \partial v / \partial z$  (et  $G = \tau^y$  en surface), et où l'on a utilisé :

$$\mathbf{f}_c = -2\Omega \times \mathbf{u} = -2 \begin{pmatrix} 0 \\ \Omega \cos \phi \\ \Omega \sin \phi \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} u \\ v \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2\Omega v \sin \phi \\ -2\Omega u \sin \phi \\ 0 \end{pmatrix},$$

en désignant  $\phi$  la latitude, et  $f = 2\Omega \sin \phi$  le paramètre de Coriolis, et en négligeant les vitesses verticales ( $w$ ) devant les composantes de la vitesse horizontale ( $u, v$ ). Les équations sont écrites dans le repère local, où  $z$  est la verticale locale,  $x$  augmentant vers l'est et  $y$  vers le nord.

Noter que la masse volumique de l'océan est prise constante ( $\rho_0$ ) dans ce système d'équations simplifiées, sauf dans l'équation hydrostatique ( $\rho$ ); cette approximation est connue sous le nom d'approximation de Boussinesq et peut se justifier par une analyse dimensionnelle.

#### 4.1.2 Forces principales agissant sur la circulation

Ce sont elles qui initient le mouvement et déterminent les caractéristiques essentielles de la vitesse des couches océaniques. On peut distinguer deux forces : la tension du vent et les

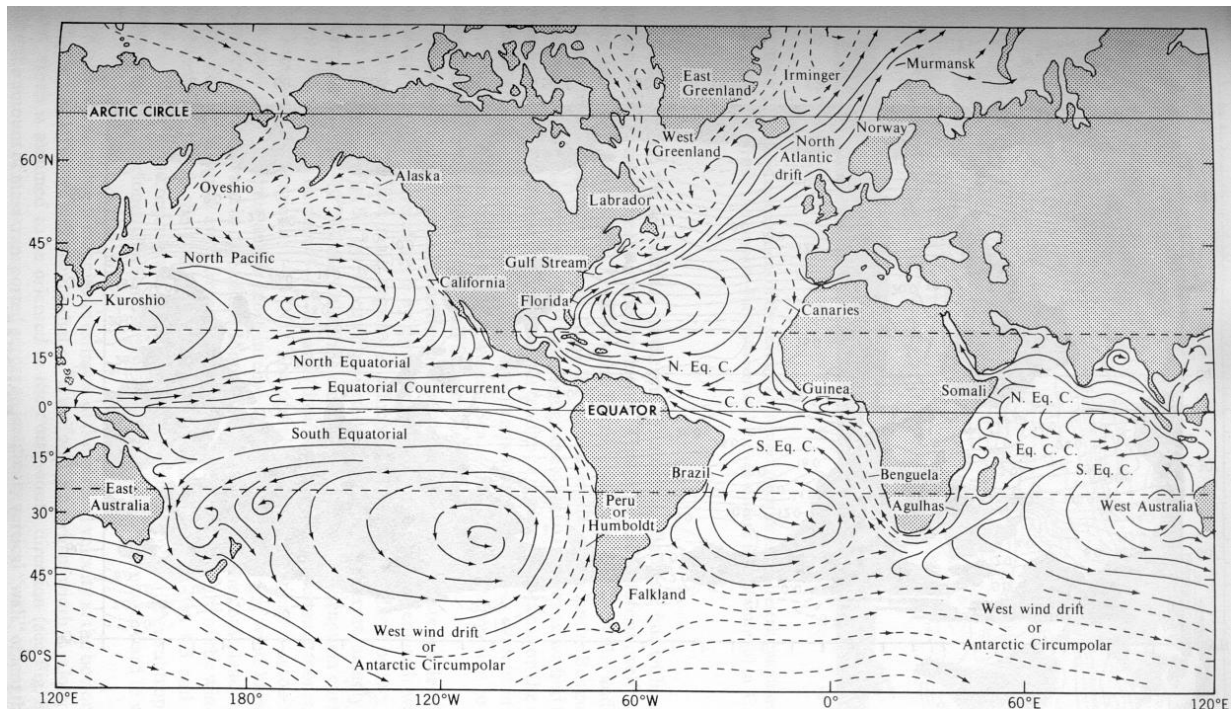


FIGURE 4.1 – Courants océaniques moyens à la surface du globe (hiver boréal) : en traits pleins, les courants chauds ; en pointillés, les courants froids. Source : The Open University, 1989.

forces de pression. La tension du vent communique de la quantité de mouvement à l'océan par entraînement frictionnel. Les différences de densité (au sens de masse volumique) entre différents points de l'océan produisent des gradients de pression horizontaux propres à accélérer le fluide.

### 4.1.3 Forces secondaires

Elles influencent la direction et la nature de l'écoulement, mais ne sont pas explicitement motrices. La force de Coriolis dévie les mouvements horizontaux de l'hémisphère nord (sud) sur leur droite (gauche), mais elle ne fournit pas de travail proprement dit (si on multiplie les équations du mouvement par la vitesse, la contribution de la force de Coriolis à cette équation pour l'énergie est nulle). La présence des continents agit comme une barrière, occasionnant un gradient horizontal de pression.

### 4.1.4 Description de la circulation océanique de surface

Une carte des courants moyens à la surface du globe (Fig. 4.1) fait apparaître 5 grands systèmes circulaires de courant qui sont des cellules de circulation (gyres) à l'échelle de



bassins océaniques : Atlantique Nord, Atlantique Sud, Pacifique Nord, Pacifique Sud, Indien. Un sixième courant, le Courant Circumpolaire Antarctique, est encore plus intense (en terme de masse transportée) et s'écoule autour du continent Antarctique

Dans l'Atlantique et le Pacifique les gyres subtropicales convergent approximativement au niveau de l'ITCZ (zone de convergence intertropicale), avec apparition d'une dynamique spécifiquement équatoriale.

Ces grand tourbillons sont intensifiés sur le bord ouest dans l'hémisphère nord comme dans l'hémisphère sud. Les transports de masse associés aux gyres sont intenses : pour le Gulf Stream, le courant de bord ouest de l'Atlantique nord, la vitesse moyenne est de l'ordre de 8 km/h (2.2 m/s), la largeur moyenne de l'ordre de 70 km, et le débit moyen de l'ordre de 55 Sv (soit  $55 \cdot 10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ , alors que le débit cumulé de tous les fleuves n'atteint que 1 Sv, et que le débit du plus grand, l'Amazone, seulement 0.2 Sv). Le transport du Courant Circumpolaire Antarctique dépasse quant à lui les 100 Sv.

Les régions équatoriales sont caractérisées par des courants vers l'est situés légèrement au nord de l'équateur (contre-courants équatoriaux), alors que les vents de surface soufflent vers l'ouest (les alizés)! Le bassin Indien fait exception, car il est marqué par un très fort cycle saisonnier du fait de l'existence du régime de mousson.

Les paragraphes qui suivent vont donner des éléments permettant de comprendre les principaux équilibres associés à cette circulation de surface.

## 4.2 Équilibre géostrophique

### 4.2.1 Équilibre entre force de pression et force de Coriolis

À l'état stationnaire, lorsque les effets non-linéaires et les effets visqueux sont négligeables, il y a équilibre sur l'horizontale entre la force de pression et la force de Coriolis (les deux premiers termes de l'équation précédente). Cet équilibre, appelé équilibre géostrophique, se traduit par un mouvement du fluide sur la droite (gauche) de la force de gradient de pression dans l'hémisphère nord (sud), c'est-à-dire un mouvement le long des isobares (Fig. 4.2) :

$$\begin{aligned}fv &= \rho_0^{-1} \partial P / \partial x, \\-fu &= \rho_0^{-1} \partial P / \partial y.\end{aligned}$$

Cet équilibre est très largement vérifié à l'intérieur de l'océan, loin de l'équateur et des couches limites.

*Exercice* : estimer en combien de temps cet équilibre géostrophique s'établit, en réintroduisant les termes de dérivée temporelle et en effectuant une analyse dimensionnelle.

### 4.2.2 Relation du vent thermique

En dérivant l'équation précédente par rapport à  $z$ , et en utilisant l'équation hydrostatique, on déduit l'équation dite du "vent thermique", qui lie en chaque point le cisaillement

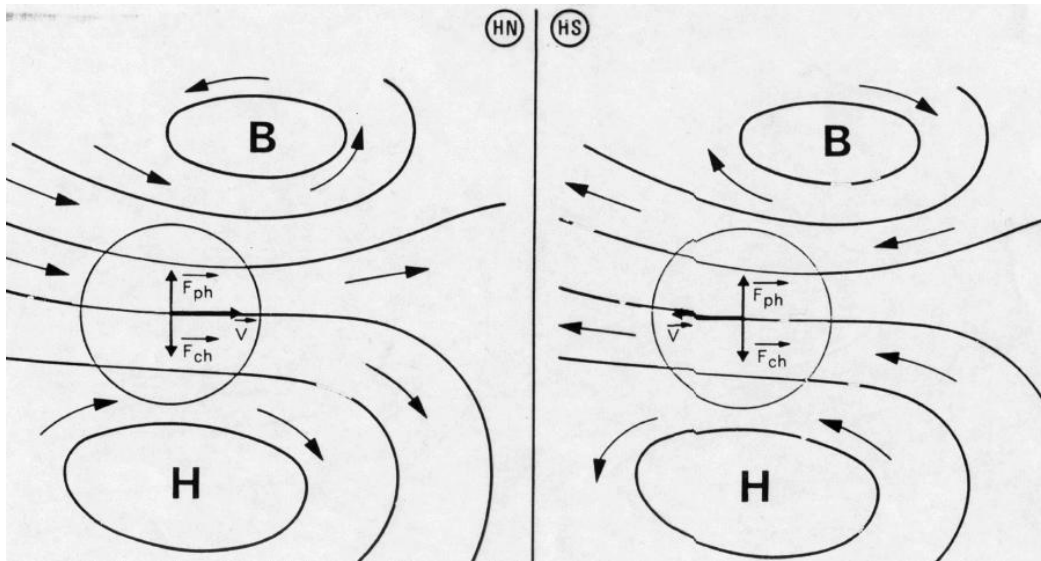


FIGURE 4.2 – Dans l’hémisphère nord (HN), le vent (courant) géostrophique est parallèle aux isobares et laisse les hautes pressions sur sa droite. L’inverse se produit dans l’hémisphère sud (HS).

vertical de vitesse au gradient horizontal de masse volumique :

$$\begin{aligned}
 (\rho_0 f) \partial v / \partial z &= -g \partial \rho / \partial x, \\
 (\rho_0 f) \partial u / \partial z &= g \partial \rho / \partial y.
 \end{aligned}$$

La masse volumique est une quantité aisément mesurable dans l’océan à partir des données de température, de salinité et de pression, alors que les mesures de vitesse sont beaucoup plus difficiles à réaliser. Les campagnes hydrologiques permettent d’établir des sections de masse volumique à partir desquelles on calcule la vitesse à chaque niveau, à partir d’une vitesse de référence à un niveau donné (par exemple mesurée directement avec un appareillage ADCP).

### 4.2.3 Visualisation de la circulation géostrophique

Pour l’atmosphère, la circulation des vents s’effectue en bonne approximation le long des isobares, en laissant sur la droite (dans l’hémisphère nord) les zones de haute pression – voir par exemple le régime de vent sur Brest (Fig. 4.3).

En présence de friction, des deux termes impliqués dans l’équilibre géostrophique, seule la force de Coriolis est modifiée (moins intense car vitesse moindre). La circulation dans un anticyclone a donc une composante "sortante", l’air expulsé est remplacé par de l’air descendant au sein de l’anticyclone – on parle de subsidence (cet air est donc en général froid et sec, comme par exemple sur les déserts africains), et la circulation dans une dépression

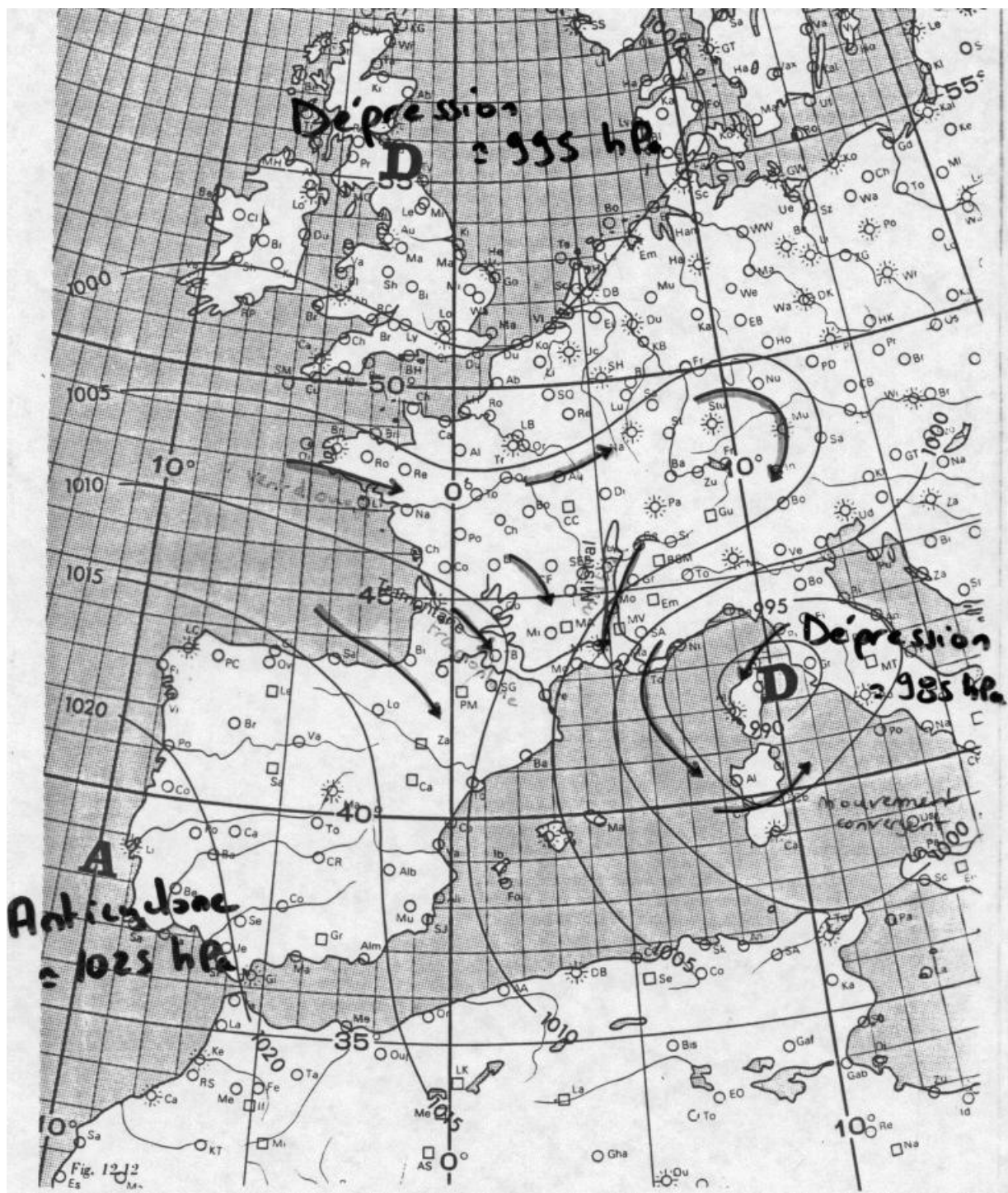


FIGURE 4.3 – Vent d'ouest, tramontane, mistral. Une dépression sur l'Islande et une dépression sur le sud des Alpes, en association avec un anticyclone sur le sud-est de l'Espagne, peuvent expliquer ces vents par simple équilibre géostrophique, avec l'aide éventuelle de vallées d'intensification.

une composante "entrante" associé à des phénomènes d'ascendance (illustrée par exemple pas les cyclones tropicaux qui aspirent les toitures...).

#### 4.2.4 Gradient horizontal de pression dans l'océan

Il est possible de dériver des relations intéressantes à partir de la simple relation hydrostatique.

On suppose que la surface de l'océan est à un niveau variable  $\eta$ , par rapport à une moyenne  $z = 0$ . On peut intégrer l'équation hydrostatique entre un niveau  $z$  donné et la surface :

$$P(\eta) - P(z) = -g \int_z^\eta \rho dz'.$$

La force horizontale de pression (permettant le calcul de la vitesse géostrophique) s'écrit donc pour sa composante zonale :

$$\text{Force}_x(z) = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P_{atm}}{\partial x} - \frac{g}{\rho_0} \rho(\eta) \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{g}{\rho_0} \int_z^\eta \frac{\partial \rho}{\partial x} dz', \quad (4.2)$$

où l'on a noté  $P(\eta) = P_{atm}$  la pression atmosphérique au niveau de la mer (une formulation identique s'applique pour la composante méridienne en remplaçant  $x$  par  $y$ ). C'est la somme de 3 termes :

- l'effet direct du poids variable (dans l'espace) de l'atmosphère, et affectant l'océan de la même façon à chaque profondeur ;
- un deuxième effet indépendant de la profondeur associé à la pente de la surface océanique ;
- un effet associé à la structure interne en masse volumique de l'océan, et donc dépendant de la profondeur considérée.

En faisant l'hypothèse qu'il existe un niveau de référence  $H$  pour lequel la vitesse géostrophique est nulle, le gradient horizontal de pression (la seule force motrice considérée ici) doit s'annuler pour  $z = H$ , ce qui conduit à la relation :

$$-\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P_{atm}}{\partial x} - \frac{g}{\rho_0} \rho(\eta) \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{g}{\rho_0} \int_H^\eta \frac{\partial \rho}{\partial x} dz' = 0. \quad (4.3)$$

On en déduit la force de pression à toute immersion, en fonction de ce niveau de référence  $H$ , par combinaison de (4.2) et (4.3) :

$$\text{Force}_x(z) = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{g}{\rho_0} \int_H^z \frac{\partial \rho}{\partial x} dz'.$$

La vitesse géostrophique (ici méridienne) se déduit de cette force après division par le paramètre de Coriolis  $f$  (et utilisation du signe approprié) :

$$u = -\frac{1}{f \rho_0} \frac{\partial P}{\partial y} = \frac{g}{f \rho_0} \int_H^z \frac{\partial \rho}{\partial y} dz'$$

$$v = \frac{1}{f \rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} = -\frac{g}{f \rho_0} \int_H^z \frac{\partial \rho}{\partial x} dz'.$$

Les effets de la pression atmosphériques sont équivalents à une correction du niveau de la mer de l'ordre de quelques centimètres sur des extensions horizontales de l'ordre de 100 km, et contribuent entre 1 à 10% au gradient horizontal de pression dans les couches de surface.

### 4.2.5 Topographie dynamique

Toute la difficulté de ce calcul dit "calcul dynamique" provient de la détermination du niveau de référence, où la vitesse est considérée comme nulle. Pour caractériser les grands traits de la circulation océanique, on présente des cartes de hauteur dynamique (qui correspondent à l'intégration des anomalies de masse volumique par rapport à un niveau de référence donné).

Ces cartes permettent d'estimer le transport géostrophique entre deux niveaux choisis. Des gradients serrés de hauteur dynamique correspondent à de forts courants géostrophiques. On les trouve en particulier le long des bords ouest océaniques.

Écrivons les relations précédentes pour la vitesse géostrophique de surface (pour  $z = 0$ ), avec le choix d'un niveau de référence  $H$  constant dans l'espace :

$$fv = -\frac{g}{\rho_0} \int_H^0 \frac{\partial \rho}{\partial x} dz' ; fu = \frac{g}{\rho_0} \int_H^0 \frac{\partial \rho}{\partial y} dz'.$$

$H$  étant supposé constant, il vient :

$$fv = -g \partial \left( \int_H^0 \frac{\rho}{\rho_0} dz' \right) / \partial x ; fu = g \partial \left( \int_H^0 \frac{\rho}{\rho_0} dz' \right) / \partial y.$$

Le champ vectoriel  $f\mathbf{u}$  apparaît donc horizontalement non divergent, il peut s'exprimer sous la forme d'une dérivée de fonction de courant  $\psi$  :

$$fv = \frac{\partial \psi}{\partial x} ; fu = -\frac{\partial \psi}{\partial y}.$$

Il est alors possible de lier  $\psi$  au champ de masse par la relation :

$$\psi = -g \int_H^0 \frac{\rho}{\rho_0} dz'.$$

En pratique on utilise en fait une expression légèrement modifiée (faisant intervenir une constante additive) :

$$\Phi = g \int_H^0 \left( 1 - \frac{\rho}{\rho_0} \right) dz' = \psi + g|H|.$$

L'intégrale définit alors une élévation, dont le tracé sur un plan horizontal renseigne sur les courants géostrophiques (Fig. 4.4).

Noter que les dénivellations de hauteur dynamique sont de l'ordre du centième des dénivellations du niveau de la mer vues par un satellite et qui correspondent principalement à la surface du géoïde (modifiée par la bathymétrie).

Topographie dynamique de la surface de la mer observée par TOPEX/POSEIDON

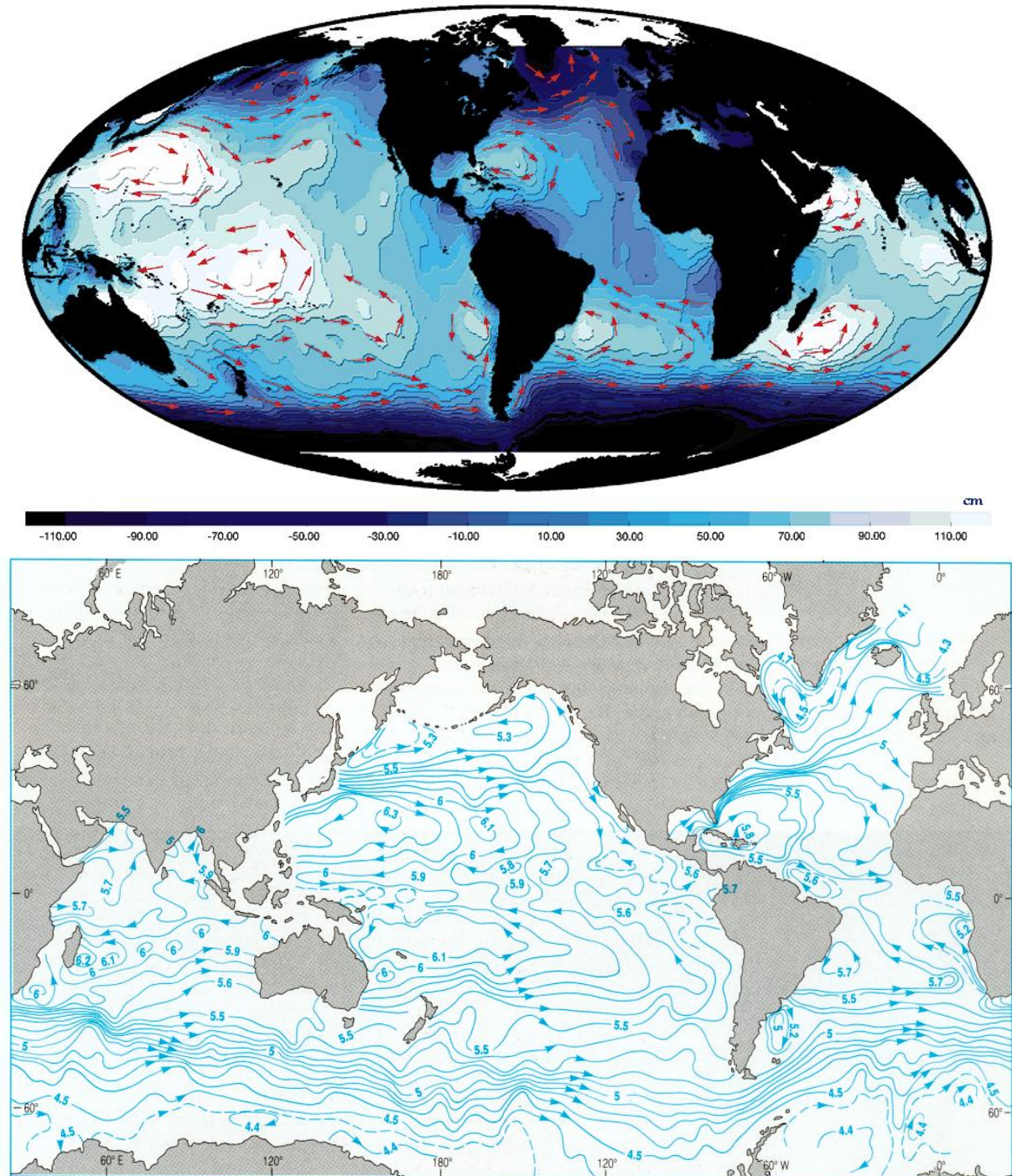


FIGURE 4.4 – (a) Topographie dynamique de la surface de la mer (cm) mesurée par l'altimètre du satellite Topex-Poseidon. (b) Topographie dynamique de la surface de la mer (m), relative à l'immersion 1500 mètres. Le courant géostrophique de surface suit les isolignes de la fonction de courant, et est d'autant plus intense qu'elles sont rapprochées. Source : The Open University, 1989.

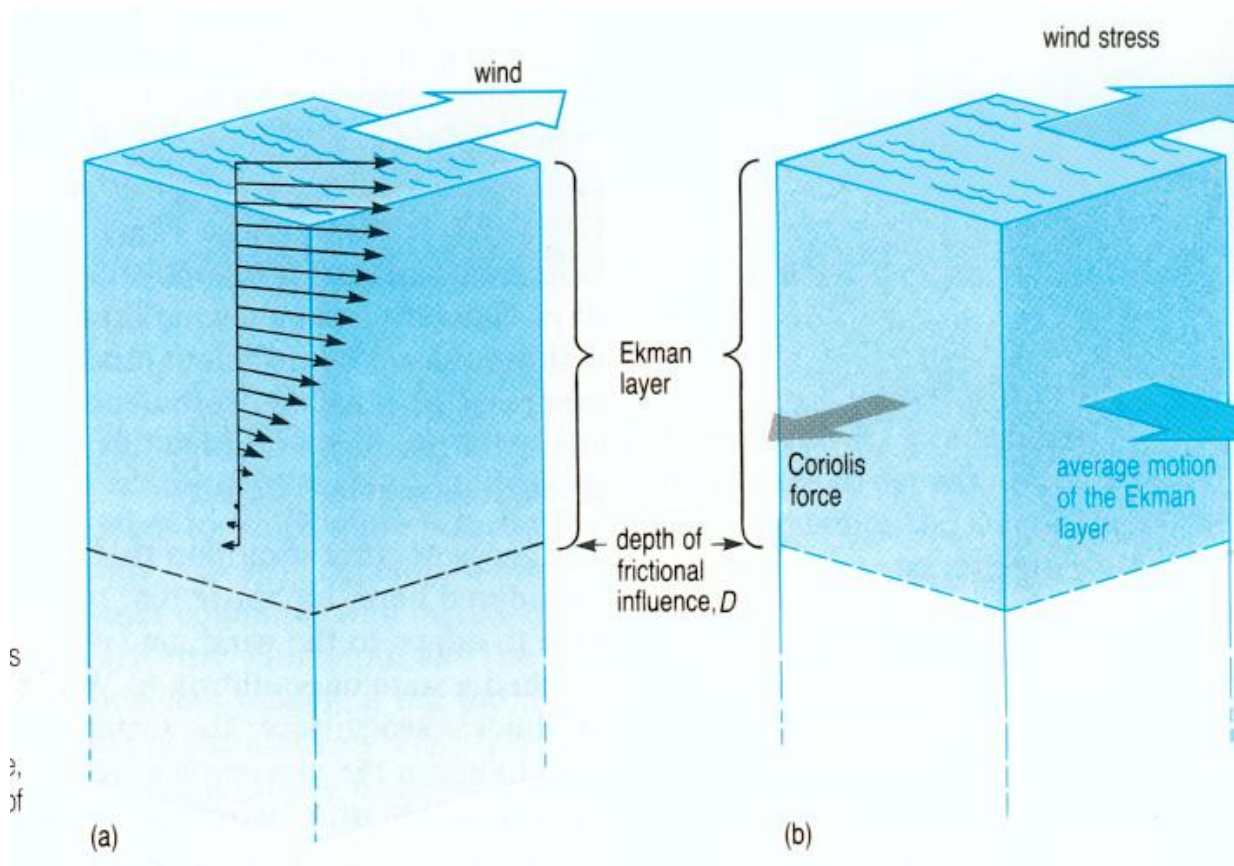


FIGURE 4.5 – Spirale d’Ekman dans l’hémisphère nord. Le courant de surface est à  $45^\circ$  sur la droite du vent, et le transport intégré sur la couche d’Ekman est à  $90^\circ$  sur la droite du vent. Source : The Open University, 1989.

## 4.3 Circulation d’Ekman

### 4.3.1 Spirale d’Ekman

Pour déterminer la structure des courants forcés par le vent avec la profondeur, il faut prendre en compte la friction verticale et la force de Coriolis (Fig. 4.5).

L’expression la plus simple pour le terme de friction (correspondant à la propagation sur la verticale du signal d’entraînement lié au vent) est une valeur constante pour le paramètre de diffusion  $K$ . En négligeant l’ensemble des autres termes, on étudie ainsi le système :

$$fv + \rho_0^{-1} \partial F / \partial z = fv + K \partial^2 u / \partial z^2 = 0, \quad (4.4a)$$

$$-fu + \rho_0^{-1} \partial G / \partial z = -fu + K \partial^2 v / \partial z^2 = 0, \quad (4.4b)$$

avec les conditions aux limites :

-  $(F, G)|_{z=0} = (\tau^x, \tau^y)$  (la valeur de la tension à la surface est imposée par le vent),

-  $\lim_{z \rightarrow -\infty} \mathbf{u} = 0$  (l'entraînement par le vent s'atténue avec la profondeur).

Le système à résoudre s'écrit alors :

$$K \partial^2 u / \partial z^2 = -fv ; K \partial^2 v / \partial z^2 = fu.$$

Il se résout aisément sous forme complexe ( $u + iv$ ), et on obtient pour le profil vertical de  $\mathbf{u}$  une spirale amortie avec la profondeur, appelée spirale d'Ekman.

On a en effet :

$$\partial^2(u + iv) / \partial z^2 = i(f/K)(u + iv),$$

dont la solution générale est :

$$u + iv = A \exp \left[ \frac{(1+i)z}{\sqrt{2K/f}} \right] + B \exp \left[ \frac{-(1+i)z}{\sqrt{2K/f}} \right].$$

De manière à satisfaire la seconde condition aux limites ( $z \rightarrow \infty$ ), il faut  $B = 0$ , et l'autre condition s'écrit :

$$\rho_0^{-1}(\tau^x + i\tau^y) = K \partial(u + iv) / \partial z |_{z=0} = KA(1+i)\sqrt{f/(2K)}.$$

On en déduit la valeur de  $A$  :

$$A = \rho_0^{-1}(\tau^x + i\tau^y)(1-i)/\sqrt{2fK},$$

et donc la solution exacte au problème :

$$u + iv = \frac{(1-i)(\tau^x + i\tau^y)}{\rho_0\sqrt{2fK}} \exp \left[ \frac{(1+i)z}{\sqrt{2K/f}} \right].$$

Soit

$$u = \frac{1}{\rho_0\sqrt{2fK}} \left[ (\tau^x + \tau^y) \cos \left( \frac{z}{\sqrt{2K/f}} \right) + (\tau^x - \tau^y) \sin \left( \frac{z}{\sqrt{2K/f}} \right) \right] \exp \left( \frac{z}{\sqrt{2K/f}} \right),$$

$$v = \frac{1}{\rho_0\sqrt{2fK}} \left[ (\tau^y - \tau^x) \cos \left( \frac{z}{\sqrt{2K/f}} \right) + (\tau^x + \tau^y) \sin \left( \frac{z}{\sqrt{2K/f}} \right) \right] \exp \left( \frac{z}{\sqrt{2K/f}} \right).$$

La norme et l'angle de la vitesse évoluent donc de la manière suivante avec la profondeur :

$$\|\mathbf{u}\| = \frac{\|\tau\|}{\rho_0\sqrt{fK}} \exp \left( \frac{z}{\sqrt{2K/f}} \right),$$

$$\alpha = \theta - \frac{\pi}{4} + \frac{z}{\sqrt{2K/f}}.$$

On note que le module de la vitesse de surface prédite par la théorie d'Ekman vaut  $|\tau|/(\rho_0\sqrt{fK})$ , et que sa direction est à 45 degrés sur la droite du vent. À une profondeur de  $\sqrt{2K/f}$ , le courant de surface est divisé par  $e$ , soit presque 3 ; à  $2 \times \sqrt{2K/f}$ , il est divisé par  $e^2$ , soit plus que 7, et à  $3 \times \sqrt{2K/f}$ , il est divisé par 20. Pour une valeur typique de



$K = O(10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1})$ , la profondeur de la couche d'Ekman est de l'ordre de 5 fois  $\sqrt{K/f}$ , soit environ 30 m.

L'exacte spirale d'Ekman est souvent difficile à observer car l'océan de surface est agité par une forte turbulence qui tend à homogénéiser les mouvements dans les premières couches. De plus les calculs sont ici faits avec une valeur constante du coefficient d'échange turbulent  $K$ , ce qui n'est pas forcément le cas pour l'océan réel.

### 4.3.2 Transport d'Ekman

Pour caractériser l'effet du vent dans les couches de surface, on préfère utiliser le concept du transport d'Ekman  $\mathbf{T}_E$  (composantes  $U_E$  et  $V_E$ , exprimés en  $\text{m}^2/\text{s}$ ) : on ne cherche pas à résoudre finement la structure verticale du mouvement mais à décrire le mouvement moyen, induit par le vent dans une couche dite "couche d'Ekman" et intégré de la surface jusqu'à la profondeur d'Ekman  $h_E$ , où l'on considère que les effets directs du vent deviennent négligeables (typiquement de l'ordre de quelques dizaines de mètres). Pratiquement, la couche d'Ekman est souvent identifiée aux latitudes tempérées avec la couche de mélange où la température est uniforme. On trouve après intégration verticale du système (4.4) et utilisation de la condition aux limites en surface :

$$U_E = \tau^y / (\rho_0 f) ; V_E = -\tau^x / (\rho_0 f).$$

Le transport d'Ekman se fait ainsi à  $90^\circ$  sur la droite du vent (pour l'hémisphère nord).

Dans l'Atlantique Nord, par exemple, la circulation des vents d'alizés dans les tropiques et des vents d'ouest aux latitudes tempérées, conduit à définir un transport d'Ekman convergent aux latitudes subtropicales.

### 4.3.3 Vitesse de pompage d'Ekman

Il est possible de diagnostiquer la vitesse verticale  $w_E$  qui apparaît à la base de la couche d'Ekman en intégrant l'équation de non divergence depuis  $h_E$  (la profondeur supposée constante de la couche d'Ekman) jusqu'à la surface, en notant que  $w = 0$  à la surface :

$$\int_{h_E}^0 (\partial u / \partial x + \partial v / \partial y + \partial w / \partial z) dz = 0 \Rightarrow w_E = \partial U_E / \partial x + \partial V_E / \partial y = \rho_0^{-1} \text{rot}_z(\tau / f).$$

Il ne faut pas oublier que le paramètre de Coriolis varie avec latitude (on ne peut donc pas le sortir du rotationnel), bien qu'en première approximation on puisse considérer que :  $w_E \approx (\rho_0 f)^{-1} \text{rot}_z \tau$ . Ces vitesses sont typiquement de l'ordre de  $10^{-6} \text{ m s}^{-1}$ , soit 30 m/an.

Un anticyclone atmosphérique va ainsi occasionner une accumulation de masse en son centre à la surface de l'océan, et une vitesse d'échappement vertical du fluide vers le bas. Cette accumulation de masse va modifier la répartition en densité dans l'océan de surface (en modifiant notamment la courbure de la surface et de la thermocline), et peut engendrer une circulation secondaire géostrophique.

### 4.3.4 Couche d'Ekman de fond

La circulation océanique est freinée par friction sur le fond marin. Cette friction correspond à un forçage de la circulation par des tensions turbulentes, analogues aux tensions de vent en surface. Il est donc possible d'introduire le concept de spirale d'Ekman de fond, équivalent à celui développé pour les couches de surface.

*Exercice* : réfléchissez à la manière d'intégrer le transport dans cette couche pour une circulation géostrophique donnée dans l'intérieur de l'océan pour en déduire le sens des vitesses verticales.

## 4.4 Les cellules de circulation subtropicales

### 4.4.1 Convergences et divergences océanique

La présence d'un anticyclone atmosphérique (hautes pressions) induit une circulation anticyclonique dans l'océan. En effet, en présence d'un anticyclone (atmosphérique), dans l'hémisphère nord, le transport d'Ekman dans la couche superficielle océanique est convergent (le vent chasse les eaux sur sa droite). Il y a alors création d'une zone de haute pression (élévation de l'interface air/mer, approfondissement de la base de la couche mélangée), propice au développement d'une circulation océanique de surface anticyclonique. Des phénomènes de downwelling apparaissent au milieu de cet anticyclone : l'eau accumulée par le transport d'Ekman s'échappe vers le fond (Fig. 4.6).

Une circulation inverse est obtenue en présence d'un cyclone (dépression) atmosphérique : le transport d'Ekman est divergent et crée une dépression propice au développement d'une circulation cyclonique, et à l'apparition de phénomènes d'upwelling (mouvements ascendants).

En présence d'une côte, où les vitesses normales sont évidemment nulles (impermeabilité), les phénomènes d'upwelling et downwelling sont alors exacerbés.

### 4.4.2 Interprétation de la circulation océanique de surface dans l'Atlantique Nord

Dès 1513, des explorateurs espagnols notent l'existence du Gulf Stream. Au cours des siècles sa description (ainsi que celle de l'ensemble de la circulation aux moyennes latitudes) a été affinée. Mais ce n'est que depuis la deuxième moitié du 20<sup>ème</sup> siècle que des théories cohérentes en expliquent les principaux rouages.

Les gyres (cellules de circulation) subtropicales sont associées aux systèmes atmosphériques anticycloniques qui les surplombent (alizés dans les régions tropicales et vents d'ouest aux moyennes latitudes). Cependant les centres des cellules atmosphériques ne coïncident pas avec les centres des cellules océaniques : les cellules atmosphériques sont plutôt centrées en milieu de bassin, tandis que les cellules océaniques ont leur centre plus à l'ouest, avec ainsi une intensification de la circulation sur les bords ouest.

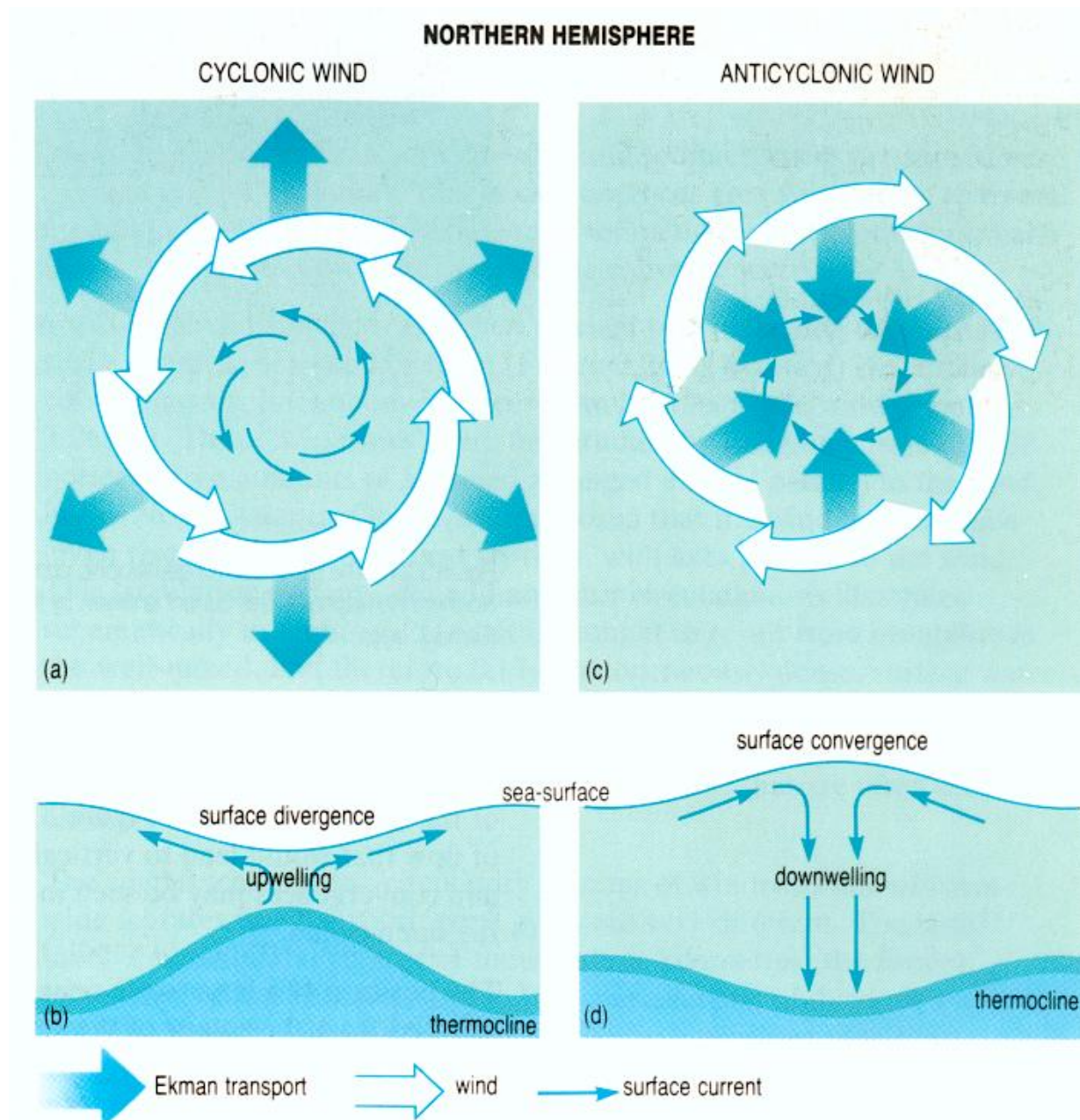


FIGURE 4.6 – Forçage de l’océan profond par pompage d’Ekman. La vitesse d’Ekman est dirigée vers la surface dans le cas d’une circulation cyclonique, et vers le fond dans le cas d’une circulation anticyclonique. Source : The Open University, 1989.

Les courants de bord ouest observés (Kuroshio dans le Pacifique Nord, Gulf Stream, ...) sont rapides, intenses, et profonds : extension caractéristique 100 km, vitesse supérieure à 2 m/s sur plusieurs centaines de mètres verticalement. Les courants de bord est (Courant de Californie, Courant des Canaries) sont généralement plus lents, larges et peu profonds.

### 4.4.3 Couple exercé par le vent sur l'océan en région subtropicale

On ne retient schématiquement que la structure zonale des vents, en négligeant de ce fait la composante nord/sud. Les vents d'ouest sont schématiquement maximaux vers 45°N, tandis que les alizés sont maximaux vers 15°N. Vers 30°N, la composante zonale du vent est très faible. Les vents exercent donc un couple sur l'océan, maximum à 30°N, et son intensité est donnée par le rotationnel du vent (sur lequel seule domine la variation méridienne de la composante zonale du vent).

### 4.4.4 Circulation méridienne de Sverdrup

Les vents ci-dessus ont tendance à accumuler les eaux vers 30°N (transport d'Ekman sur la droite du vent). Il s'y crée donc une région où de l'eau est continûment injectée vers les couches plus profondes de l'océan. C'est Sverdrup qui le premier en 1947 a décrit la circulation des gyres subtropicales, intégrée sur toute l'épaisseur de l'océan, en considérant la valeur de la vitesse verticale (pompage d'Ekman) à la base de la couche de surface.

En partant des équations (simplifiées) du mouvement valables pour l'océan loin des côtes (océan intérieur) :

$$\begin{aligned} 0 &= fv + \rho_0^{-1} \partial F / \partial z - \rho_0^{-1} \partial P / \partial x, \\ 0 &= -fu + \rho_0^{-1} \partial G / \partial z - \rho_0^{-1} \partial P / \partial y. \end{aligned}$$

Et en prenant le rotationnel, on obtient une équation où la pression est absente :

$$f(\partial u / \partial x + \partial v / \partial y) + (\partial f / \partial y)v + \rho_0^{-1} \partial^2 F / \partial y \partial z - \rho_0^{-1} \partial^2 G / \partial x \partial z = 0.$$

En intégrant cette équation de la base de la couche active océanique, c'est-à-dire la profondeur au delà de laquelle il n'y a plus de mouvement, à la surface (deux immersions où la vitesse verticale s'annule), et en utilisant la relation de non divergence et le fait que la valeur de surface de la tension turbulente vaut  $\tau$ , il vient :

$$(\partial f / \partial y)V = \rho_0^{-1} \text{rot}_z \tau,$$

soit encore, en désignant par  $\beta$  le taux de variation du paramètre de Coriolis avec la latitude :

$$V = (\rho_0 \beta)^{-1} \text{rot}_z \tau,$$

où l'on note  $V$  le transport méridien moyen (en m<sup>2</sup>/s) dans l'océan.

Cette relation est connue comme la relation de Sverdrup. Le transport total de masse méridien est déterminé à partir du rotationnel du vent uniquement (et est fonction de la latitude considérée par l'intermédiaire du paramètre  $\beta = 2\Omega a^{-1} \cos \phi$ , où  $a$  est le rayon de la Terre).

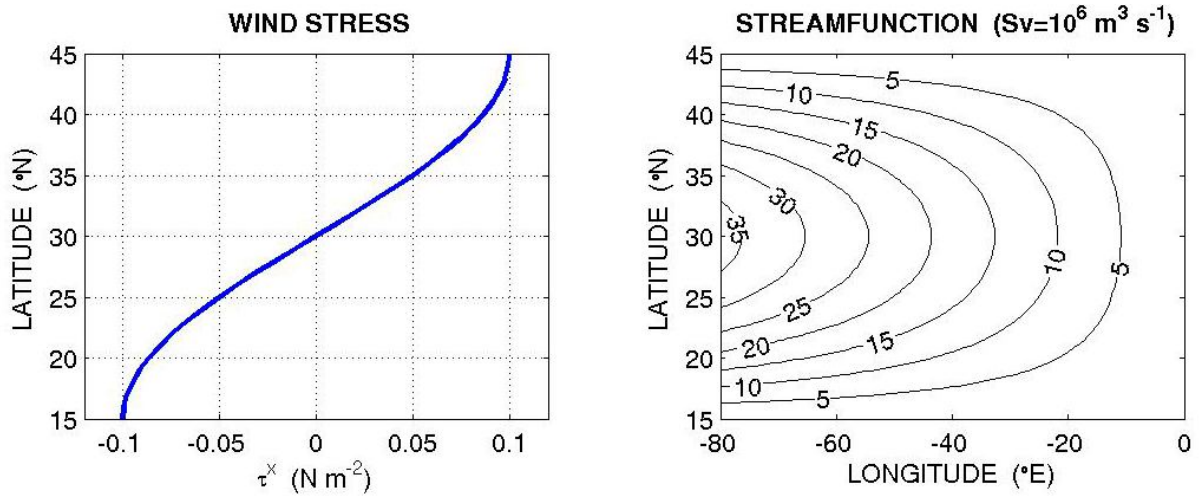


FIGURE 4.7 – Circulation de Sverdrup obtenue pour un transport zonal choisi nul à la paroi orientale. Une solution symétrique serait obtenue avec une condition analogue appliquée à la paroi occidentale. L’ambiguïté est levée en étudiant le comportement de la couche limite où se produit le courant de retour.

#### 4.4.5 Transport zonal

Connaissant la vitesse méridienne, il est possible d’obtenir la vitesse zonale, moyennée sur l’épaisseur de l’océan, en intégrant la relation de non divergence depuis le fond de la couche active vers la surface :

$$\partial U / \partial x + \partial V / \partial y = 0,$$

ce qui permet d’écrire, en supposant que le transport zonal est nul à la longitude  $x_0$  :

$$U = - \int_{x_0}^x \frac{\partial V}{\partial y} dx,$$

soit :

$$U = - \frac{1}{\rho_0} \int_{x_0}^x \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\text{rot}_z \tau}{\beta} \right) dx.$$

En prenant  $\beta$  constant, et en considérant que le champ de vent ne dépend pas de  $x$ , la relation devient simplement :

$$U = -(\rho_0 \beta)^{-1} (x - x_0) \partial \text{rot}_z \tau / \partial y.$$

Il s’agit donc d’une dépendance linéaire du transport avec la longitude.

En choisissant  $\tau = (\tau_x, \tau_y) = (\tau_0 \sin[(y - y_0) / \Delta y], 0)$  pour approximer le régime de vent autour de  $30^\circ \text{N}$  ( $y_0$ ), on obtient :  $\partial \text{rot}_z \tau / \partial y = -\partial^2 \tau_x / \partial y^2 = [\tau_0 / (\Delta y)^2] \sin[(y - y_0) / \Delta y]$ , c’est-à-dire un changement de signe autour de  $y_0$ .

Deux conventions sont possibles : choisir la côte est ou choisir la côte ouest pour la longitude à laquelle s'annule le transport zonal. Dans le cadre des travaux de Sverdrup, aucun argument ne permet en fait de motiver sérieusement l'un ou l'autre choix, et il est impossible de déduire le sens de la circulation qui s'installe dans le plan horizontal (Fig. 4.7).

Le transport méridien intégré sur toute l'étendue zonale d'un bassin comme l'Atlantique doit être nul (conservation de la masse), et il faut donc qu'au voisinage des côtes (là où les approximations faites ne sont plus valables) existe un courant de retour, violent, vers le nord. Si l'on choisit un transport zonal nul à la côte est, on fait implicitement l'hypothèse que c'est à la côte ouest que se produit le courant de retour vers le nord, et la circulation est anticyclonique. Dans le cas contraire, choix d'un transport zonal nul à la côte ouest, le courant de retour doit se faire à la côte est et la circulation dans le bassin doit être cyclonique (ce qui n'est pas vérifié par les observations). Ce sont les travaux de Stommel, puis Munk, qui ont permis d'éclaircir cette ambiguïté en introduisant l'effet de termes jusqu'à présent négligés comme la friction horizontale (voir plus loin).

#### 4.4.6 Structure en densité

Il est possible de déterminer analytiquement la structure zonale de l'anticyclone ou du cyclone qui se crée dans l'océan en réponse au forçage de surface. Il suffit pour cela d'intégrer les équations du mouvement sur toute la hauteur de l'océan actif. On note  $\eta$  l'élévation de la surface. La pression à une immersion donnée est donnée par :

$$P = \rho_0 g(\eta - z).$$

On note  $h_E$  la profondeur de la couche d'Ekman, choisie constante dans l'espace, et  $H$  la profondeur de la couche océanique active (plus bas l'océan est supposé au repos, et de densité  $\rho_0 + \Delta\rho$ ). Les deux profondeurs sont algébriques (ici valeurs négatives). De manière à assurer l'absence de mouvement dans la dernière couche profonde, il faut que les gradients horizontaux de pression  $y$  soient nuls. Or la pression en dessous de l'immersion  $H$  est donnée par :

$$P(H) - P(z) = (\rho_0 + \Delta\rho)g(H - z),$$

soit encore :

$$P(z) = \rho_0 g(\eta - H) + (\rho_0 + \Delta\rho)g(H - z).$$

Pour obtenir  $\nabla P = 0$ , il faut et il suffit que :

$$\Delta\rho \nabla H + \rho_0 \nabla \eta = 0.$$

Et donc la force de pression dans la couche active :

$$-\rho_0^{-1} \nabla P = -g \nabla \eta = g \rho_0^{-1} \nabla H = g' \nabla H,$$

où l'on a noté  $g'$  la gravité "réduite" ( $g\Delta\rho/\rho_0$ ).

En utilisant les indices 1 et 2 pour dénoter les courants moyens dans la couche d'Ekman et dans la couche comprise entre les immersions  $h_E$  et  $H$ , et en intégrant les équations du mouvement sur ces couches respectives on obtient (en supposant  $\eta$  petit devant  $h_e$ ) :

$$\begin{aligned} u_1 &= -(f\rho_0 h_E)^{-1}\tau_y + g'f^{-1}\partial H/\partial y \\ v_1 &= (f\rho_0 h_E)^{-1}\tau_x - g'f^{-1}\partial H/\partial x \\ u_2 &= g'f^{-1}\partial H/\partial y \\ v_2 &= -g'f^{-1}\partial H/\partial x \\ -h_E(\partial u_1/\partial x + \partial v_1/\partial y) &= w|_{z=h_e} = -(h_E - H)(\partial u_2/\partial x + \partial v_2/\partial y) \end{aligned}$$

La vitesse verticale à l'immersion  $H$  étant nulle parce que :

$$w|_{z=H} = dH/dt = \partial H/\partial t + u_2\partial H/\partial x + v_2\partial H/\partial y = 0 + g'f^{-1}(\partial^2 H/\partial y\partial x - \partial^2 H/\partial x\partial y) = 0.$$

En remplaçant les vitesses par leur expression en fonction de  $H$  dans la relation de non-divergence, on obtient simplement :

$$H\partial H/\partial x = (\beta\rho_0 g')^{-1}f^2\text{rot}_z(\tau/f).$$

Dans le cas d'une circulation atmosphérique anticyclonique, le second terme de l'équation est négatif.  $H$  étant choisi négatif, cela entraîne que  $H$  (algébrique) croît vers l'est, c'est-à-dire que l'océan actif est plus profond (et avec une surface plus élevée, du fait de la relation liant  $\eta$  à  $H$ ) dans l'ouest que dans l'est du bassin. La vitesse à la base de la couche d'Ekman est ici :

$$w|_{z=h_e} = \rho_0^{-1}\text{rot}_z(\tau/f) - \beta h_E f^{-2}g'\partial H/\partial x.$$

Le premier terme est le pompage déjà diagnostiqué à la base de la couche d'Ekman. Le second terme est la correction apportée par les effets de pression (négligés dans le cadre de la théorie d'Ekman).

## 4.5 Courant de bord ouest

### 4.5.1 Quelques mots à propos de vorticité

En plus de l'énergie et de la masse, la quantité de mouvement (linéaire et angulaire) est conservée (sous certaines conditions). En océanographie, il est pratique de raisonner en termes de conservation de vorticité plutôt que de conservation du moment angulaire, mais les deux quantités sont liées. La vorticité d'un fluide est une quantité algébrique, et on la compte positive pour les écoulements dans le sens inverse des aiguilles d'une montre (règle du tire-bouchon). On peut distinguer :

- **la vorticité relative**  $\xi$  : il s'agit de la vorticité d'une particule en raison de son mouvement relatif par rapport à la Terre ;
- **la vorticité planétaire**  $f$  : il s'agit de la vorticité d'une particule acquise du fait du

mouvement de la Terre (en rotation par rapport à un référentiel absolu et fixe) ;

- **la vorticité totale (ou absolue)** : c'est la somme de la vorticité relative et de la vorticité planétaire.

En l'absence de frottement et de forçage extérieur, la vorticité totale d'une particule se déplaçant sur l'horizontale est conservée. Par exemple, une particule issue de l'équateur et se déplaçant vers le nord voit sa vorticité planétaire augmenter ( $f = 2\Omega \sin \phi$ ), et doit donc acquérir de la vorticité relative négative (anticyclonique). On peut s'en convaincre en remarquant que la particule, en l'absence de friction, va être "distancée" par la Terre en rotation, et donc acquérir, par rapport à la Terre, de la vorticité relative.

Pour un fluide (et non plus une particule isolée) la situation est un peu plus complexe puisque la vorticité est à définir comme la somme des vorticités des particules individuelles. Pour une colonne fluide donnée, des phénomènes d'extension ou d'aplatissement vont occasionner une diminution ou une augmentation du diamètre de la colonne, et donc une augmentation ou une diminution de sa vorticité (exemple classique du patineur qui resserre ses bras, et s'allonge, pour tourner plus vite). On introduit donc pour un fluide la notion de **vorticité potentielle**,  $(\xi + f)/H$ , où  $H$  est l'épaisseur de la colonne considérée (pour le patineur,  $f$  est négligeable devant  $\xi$ ). Dans l'océan ouvert, la valeur de  $f$  est généralement bien plus grande que la vorticité relative, et la conservation de la vorticité potentielle ( $\approx f/H$ ) se traduit donc par des changements de latitude associés à des variations de l'épaisseur d'une colonne fluide. Une illustration atmosphérique est par exemple la déflexion vers le sud du régime de vent d'ouest au passage du massif alpin.

**Mise en équations :**

On adapte les équations du mouvement pour un milieu à deux couches (une couche de surface active, de masse volumique  $\rho_0$ , d'épaisseur  $H$ , une couche de fond immobile de masse volumique  $\rho_0 + \Delta\rho$ ), avec une formulation simplifiée pour la friction horizontale (un simple terme de rappel linéaire) et avec l'hypothèse d'une tension de vent distribuée sur toute l'épaisseur de la couche active :

$$\begin{aligned} du/dt &= \partial u/\partial t + u\partial u/\partial x + v\partial u/\partial y = g'\partial H/\partial x + fv + \rho_0^{-1}\tau_x/H - \alpha u, \\ dv/dt &= \partial v/\partial t + u\partial v/\partial x + v\partial v/\partial y = g'\partial H/\partial y - fu + \rho_0^{-1}\tau_y/H - \alpha v, \\ dH/dt &= \partial H/\partial t + u\partial H/\partial x + v\partial H/\partial y = -H(\partial u/\partial x + \partial v/\partial y). \end{aligned}$$

En dérivant la première équation par rapport à  $y$  et la seconde par rapport à  $x$  on obtient une équation pour la vorticité relative ( $\xi = \partial v/\partial x - \partial u/\partial y$ ) qui s'écrit :

$$\partial \xi/\partial t + u\partial \xi/\partial x + v\partial \xi/\partial y = -(f + \xi)(\partial u/\partial x + \partial v/\partial y) - \beta v + \rho_0^{-1}\text{rot}_z(\tau/H) - \alpha \xi,$$

soit encore, en utilisant le fait que  $df/dt = \partial f/\partial t + u\partial f/\partial x + v\partial f/\partial y = 0 + 0 + \beta v$ ,

$$d\xi/dt = H^{-1}(f + \xi)dH/dt - df/dt + \rho_0^{-1}\text{rot}_z(\tau/H) - \alpha \xi,$$

soit :

$$H^{-1}d\xi/dt + H^{-1}df/dt - (f + \xi)H^{-2}dH/dt = (\rho_0 H)^{-1}\text{rot}_z(\tau/H) - \alpha H^{-1}\xi$$



ce qui permet d'écrire :

$$d[(\xi + f)/H]/dt = (\rho_0 H)^{-1} \text{rot}_z(\tau/H) - \alpha H^{-1} \xi.$$

Il y a donc bien conservation de la vorticité potentielle sur une trajectoire, en l'absence de forçage ( $\tau = 0$ ) et de dissipation ( $\alpha = 0$ ).

## 4.5.2 Le courant de retour vers le nord

Avec des arguments liés à la conservation de la vorticité, il est possible de montrer que le courant de retour violent vers le nord doit nécessairement apparaître sur le bord ouest des océans. Des phénomènes de friction sont à prendre en compte, et c'est Stommel qui le premier a résolu le problème en 1948, en considérant le frottement du fluide au fond de l'océan. Munk a obtenu ensuite (1950) des résultats plus probants à partir de la friction latérale. Mais l'argumentation physique est identique.

On considère une particule qui effectue un trajet dans la cellule de circulation subtropicale, partant d'une latitude tropicale et se dirigeant vers le pôle (via un courant de bord), puis retournant à sa latitude initiale (transport vers le sud dans l'océan intérieur, cf. relation de Sverdrup).

On suppose atteint un régime stationnaire, et on suppose que l'épaisseur de la couche active est identique dans les parties nord et sud de l'écoulement. La vorticité relative de l'écoulement est également supposée petite en dehors des bords ouest et est du domaine où apparaissent sans doute des phénomènes frictionnels. Une variation de vorticité potentielle entre les régions sud et nord du domaine est donc directement (et seulement) liée à une variation de la vorticité planétaire  $f$ . La vorticité totale augmente de la quantité  $\Delta f$  pour un mouvement vers le nord, et diminue de la même quantité pour un mouvement vers le sud.

Les sources de vorticité potentielle pour l'écoulement sont :

- le couple exercé par le vent sur l'océan : source de vorticité négative ( $-|\xi_\tau|$ ), virtuellement identique sur tout le bassin ;
- la friction latérale à proximité des côtes : elle tend à s'opposer au mouvement du fluide, et elle est donc une source de vorticité positive ( $+|\xi_{fo}|$ ) quand le mouvement est anti-cyclonique, ou négative quand le mouvement est cyclonique ( $-|\xi_{fe}|$ ) – son intensité est d'autant plus forte que la vorticité de l'écoulement est grande.

L'équation de conservation de vorticité totale permet alors d'écrire (à gauche pour un écoulement anticyclonique, et à droite pour un écoulement cyclonique) :

$$\begin{cases} \Delta f = +|\xi_{fo}| - |\xi_\tau| \\ -\Delta f = -|\xi_\tau| \end{cases} \quad \begin{cases} \Delta f = -|\xi_{fe}| - |\xi_\tau| \\ -\Delta f = -|\xi_\tau| \end{cases}$$

ce qui conduit à :

$$\begin{cases} |\xi_{fo}| = |\xi_\tau| + \Delta f \\ \Delta f = |\xi_\tau| \end{cases} \quad \begin{cases} |\xi_{fe}| = -\Delta f - |\xi_\tau| \\ \Delta f = |\xi_\tau| \end{cases}$$

On trouve donc une incompatibilité physique à l'existence d'une circulation cyclonique :  $|\xi_{fe}|$  ne saurait être négatif! La seule circulation susceptible de s'installer est donc de type anticyclonique. La première relation de gauche permet de vérifier que la dissipation sera intense sur le bord ouest, dans la mesure où elle doit équilibrer un gain de vorticité planétaire et l'apport de vorticité par le vent. La seconde relation de gauche énonce simplement le fait que dans l'océan intérieur, l'apport de vorticité (négative) par le vent conduit à un mouvement vers l'équateur (baisse de la vorticité totale).

**Le courant de retour, violent, de la gyre anticyclonique subtropicale est donc nécessairement dans la partie ouest des bassins (Fig. 4.8).**

Noter que de façon à retrouver les caractéristiques exactes des courants de bord ouest (intensité, échelle spatiale), il est nécessaire de prendre en compte précisément l'ensemble des termes de l'équation du mouvement, et notamment les termes non linéaires (advectifs), comme l'a proposé Charney en 1955.

### 4.5.3 Interprétation de la relation de Sverdrup

Le mouvement méridien vers le sud des eaux de la couche profonde peut s'interpréter en termes de vorticité par la compression des colonnes de fluide occasionnée par l'injection d'eau continue vers le bas qui existe à la base de la couche d'Ekman. La vorticité planétaire doit diminuer pour compenser l'écrasement de la colonne de fluide, on peut négliger  $\xi$  devant  $f$  dans  $(\xi + f)/H$ , et il y a donc mouvement vers l'équateur. Le mouvement étant anticyclonique, c'est une région de haute pression qui se crée au centre de la gyre subtropicale (en fait plutôt décalée vers le bord ouest du bassin).

### 4.5.4 Une autre approche fondée sur les équations simplifiées du mouvement

On peut repartir des équations de la section "circulation méridienne de Sverdrup", en incluant un terme de friction horizontale (rappel linéaire) dans les équations pour  $u$  et  $v$ . On écrit donc :

$$\begin{aligned} 0 &= fv + \rho_0^{-1} \partial F / \partial z - \rho_0^{-1} \partial P / \partial x - \alpha u, \\ 0 &= -fu + \rho_0^{-1} \partial G / \partial z - \rho_0^{-1} \partial P / \partial y - \alpha v. \end{aligned}$$

Comme précédemment, on calcule le rotationnel de ces équations :

$$f(\partial u / \partial x + \partial v / \partial y) + \beta v + \partial^2 F / \partial y \partial z - \partial^2 G / \partial x \partial z + \alpha \xi = 0.$$

On intègre ensuite cette équation de la base de la couche active (où les termes de friction verticale et la vitesse verticale sont nulles) à la surface de l'océan (où la vitesse verticale est nulle, et où la friction verticale est donnée par la tension du vent) :

$$0 + \beta V - \rho_0^{-1} \text{rot}_z \tau + \alpha \int_z \xi dz = 0,$$

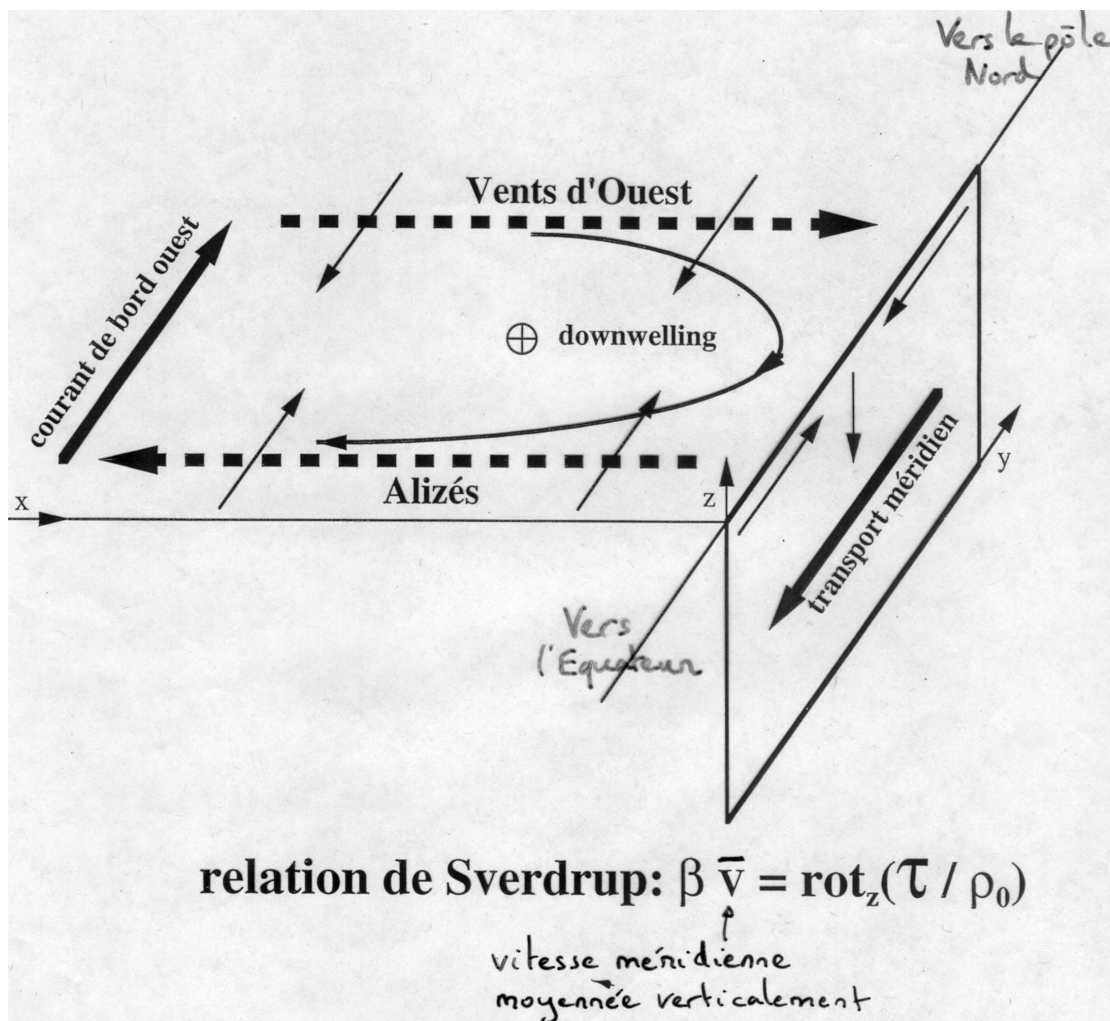


FIGURE 4.8 – Circulation océanique forcée par le vent aux moyennes latitudes. La relation de Sverdrup donne le mouvement méridien dans le centre du bassin, tandis que le courant de retour vers le nord se fait dans une étroite couche limite de bord ouest.

soit :

$$V = (\rho_0\beta)^{-1}\text{rot}_z\tau - \alpha\rho_0^{-1} \int_z \xi dz.$$

Dans l'océan intérieur où la friction horizontale est négligeable on retrouve bien sûr la relation de Sverdrup habituelle.

Dans les régions où les phénomènes frictionnels vont dominer, il va y avoir un équilibre entre le courant de retour vers le nord, violent, et le terme de friction horizontale : dans ce cas  $V$  est positif, donc la vorticité relative de l'écoulement (intégrée sur la verticale) doit être négative, c'est-à-dire associée à une circulation localement anticyclonique. Ceci ne peut se produire que si le courant de retour se place sur le bord ouest.

## 4.6 Éléments de dynamique équatoriale

### 4.6.1 Rappels sur les moyennes latitudes

Aux moyennes latitudes, la rotationnel du vent exercé sur l'océan (vents d'ouest à 45°N et alizés à 15°N) tend à accumuler les eaux au milieu du bassin subtropical. Le transport d'Ekman convergent s'accompagne d'une injection continue de fluide dans les couches plus profondes de l'océan. La théorie de Sverdrup indique que c'est vers le sud que se fait dans l'intérieur de l'océan (et loin des côtes) le mouvement méridien moyen. Le courant de retour (nécessaire pour conserver la masse sur une section méridienne) s'effectue sur une couche limite sur le bord ouest (modèles de Stommel ou Munk).

### 4.6.2 Spécificité des régions équatoriales

Le premier point essentiel est ici l'annulation du paramètre de Coriolis à l'équateur : il n'y a pas de force de Coriolis. Néanmoins, dès quelques degrés au nord ou au sud de l'équateur, la force devient suffisante pour affecter de façon notable les grands équilibres. Ensuite, chaque océan est caractérisé par une zone de convergence intertropicale (là où les deux régimes d'alizés se rencontrent) située préférentiellement au nord de l'équateur (en moyenne annuelle), typiquement autour de 5 à 10°N. Cette asymétrie partiellement liée à l'inégalité de la répartition méridienne des continents a des répercussions importantes sur la structure des courants de surface.

### 4.6.3 Régions de convergence et de divergence

Les régions de convergence à 30°N et S ont déjà été décrites : transport d'Ekman vers l'équateur associé aux vents d'ouest des latitudes moyennes, et transport vers les pôles associé aux alizés des basses latitudes (Fig. 4.9a).

La position plutôt nord de la zone de convergence intertropicale permet aux alizés du sud-est de traverser l'équateur. Au delà de 1°N et S, la dérive d'Ekman se fait sentir, et le transport d'Ekman est ainsi vers le pôle nord pour la composante des alizés du sud-est

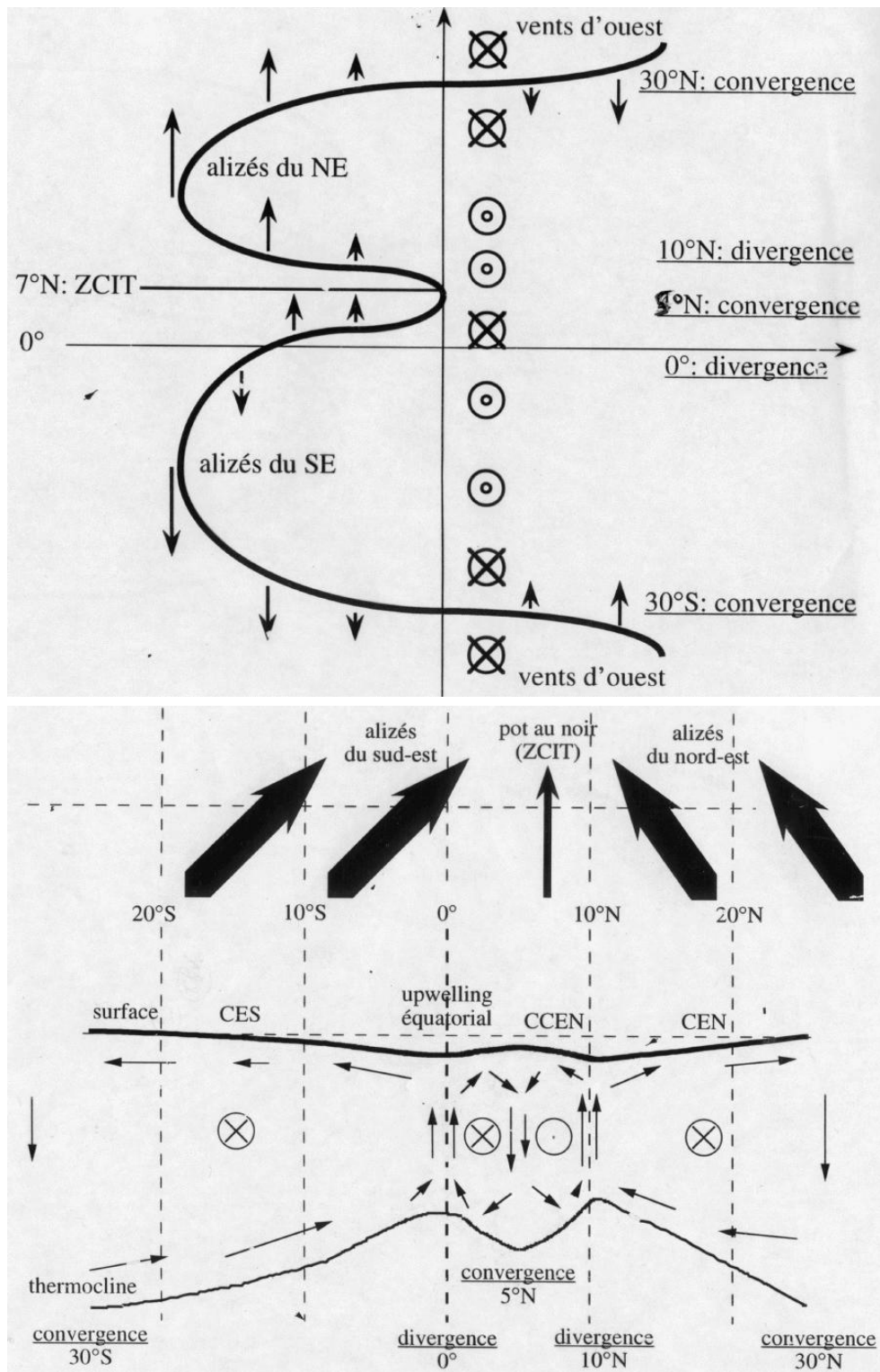


FIGURE 4.9 – (a) Vision méridienne du régime des vents dans les tropiques, avec mention des régions de convergence et de divergence associée (transport d'Ekman), en fonction de la latitude en ordonnée. (b) Courants zonaux géostrophiques de surface, en réponse aux zones de convergence et de divergence présentes en région équatoriale (latitude en abscisse, profondeur en ordonnée).

située au nord de l'équateur, et vers le pôle sud pour la composante des alizés du sud-est située au sud de l'équateur. L'équateur correspond donc à une région de divergence. Du fait de l'affaissement des alizés au niveau de la zone de convergence équatoriale (zone des "calmes équatoriaux"), entre 5°N et 10°N, une région de convergence apparaît vers 5°N (accumulation d'eau par les alizés du sud-est), et une région de divergence apparaît vers 10°N (eaux chassées par les alizés du nord-est). Chaque région de convergence est associée à une élévation de la surface de la mer, et à un affaissement de la thermocline. L'opposé se produit pour les régions de divergence.

#### 4.6.4 Courants géostrophiques de surface

En dehors de l'équateur même, où la force de Coriolis est virtuellement nulle, il est possible de définir le sens d'écoulement des courants géostrophiques sur l'axe ouest-est à partir de la pente de la surface, en écrivant que l'équilibre des forces se fait entre gradient méridien de pression et force de Coriolis. Une élévation de la surface de l'océan, associée à un enfoncement de la thermocline, conduit à une zone de haute pression, laissée à sa droite par un courant géostrophique dans l'hémisphère nord, et à sa gauche dans l'hémisphère sud (Fig. 4.9b).

Voici l'inventaire que l'on peut faire pour les courants de surface :

- à 30°S (convergence) : downwelling ;
- entre 30°S et 0° : courant vers l'est, le Courant Équatorial Sud ;
- à 0° (divergence équatoriale) : upwelling équatorial ;
- entre 0° et 5°N : courant vers l'est, la composante nord du même Courant Équatorial Sud ;
- à 5°N (convergence) : downwelling ;
- entre 5°N et 10°N : courant vers l'ouest, le Contre Courant Équatorial Nord ;
- à 10°N (divergence) : upwelling ;
- entre 10° et 30°N : courant vers l'est, le Courant Équatorial Nord ;
- à 30°N (convergence) : downwelling.

#### 4.6.5 Le Sous-Courant Équatorial

Alors qu'aux latitudes moyennes la rotation de la Terre entraîne l'apparition d'une spirale pour le courant directement induit par le vent, à l'équateur même les effets de friction correspondent à un signal de vitesse simplement transmis dans l'océan dans la direction du vent. Le signal le plus fort est bien sûr en surface, puis décroît avec la profondeur pour devenir imperceptible à la base de la couche mélangée (au voisinage de la thermocline). À ce signal de friction vient se superposer un signal de pression : les alizés chassant en continu les eaux équatoriales vers l'ouest du bassin, il s'y crée une accumulation d'eau (enfoncement de la thermocline et élévation de la surface) propre à l'apparition d'une force horizontale de pression dirigée d'ouest en est.

Cette force de pression est relativement homogène sur toute l'épaisseur de la couche de mélange, à la différence de la force de friction maximale en surface. Ainsi dans les couches

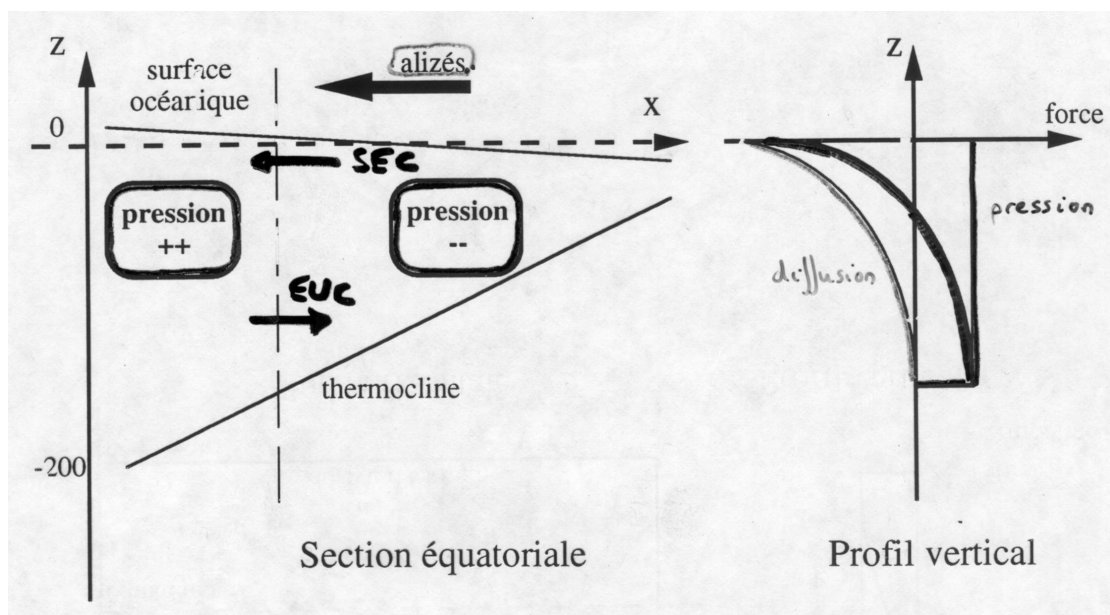


FIGURE 4.10 – Vision zonale, à l'équateur, des équilibres dynamiques entre terme de friction (entraînement des couches océaniques du fait du régime des vents de surface) et terme de pression (du fait de l'accumulation d'eau dans l'ouest du bassin). Les courants de surface (vers l'ouest) résultent d'un effet dominant du terme d'entraînement, alors qu'au niveau de la thermocline le Sous-Courant Équatorial coule en réponse au gradient zonal de pression.

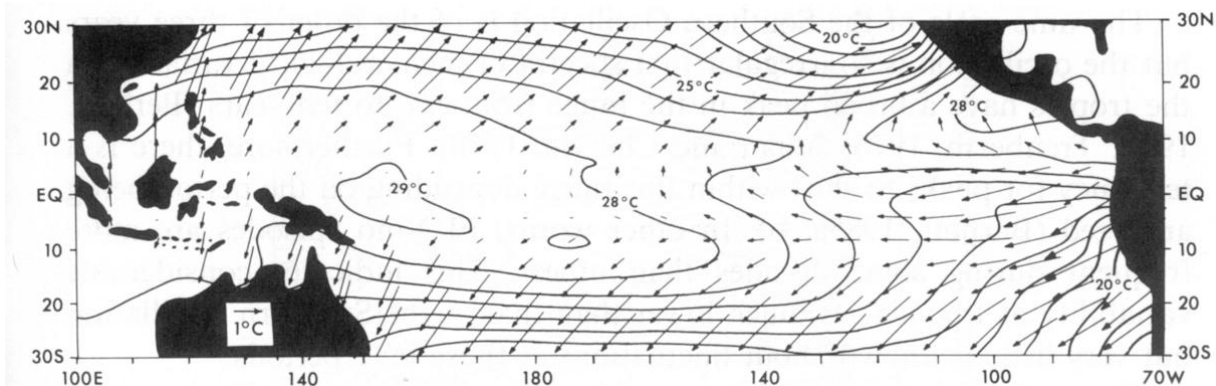


FIGURE 4.11 – Température de surface de la mer ( $^{\circ}\text{C}$ ) dans le Pacifique tropical. Les flèches indiquent l'amplitude et la phase du cycle annuel (Janvier pour une flèche vers le bas, Avril pour une flèche vers la gauche). Source : Philander, 1990.

de surface les effets directs du vent dominant, et le courant est principalement accéléré vers l'ouest du bassin (Courant Équatorial Sud).

Plus en profondeur, mais toujours au dessus de la thermocline principale, les effets de pression dominant par contre les effets de friction, et le courant est principalement accéléré vers l'est (en sens contraire du vent de surface!) : il s'agit du Sous-Courant Équatorial (Fig. 4.10).

Remarque : ce sont par exemple les phénomènes de diffusion (horizontale) ou les termes non linéaires qui permettent un équilibre des forces local.

#### 4.6.6 Champ de température de surface à l'équateur

Les alizés accumulent les eaux dans la partie ouest des bassins équatoriaux, la thermocline s'avère profonde dans l'ouest des bassins, et peu profonde dans l'est des bassins, et la surface a une structure opposée. Cette simple dissymétrie zonale permet d'expliquer notamment l'existence du sous-courant, mais ne renseigne pas sur l'origine des gradients de température à la surface (Fig. 4.11).

Ce sont les mouvements verticaux à l'équateur qui sont responsables du gradient zonal de température équatorial : la divergence équatoriale entraîne en effet un upwelling, perceptible sur tout le bassin, mais maximum au niveau du maximum de vent (centre du bassin). Les vitesses verticales positives ramènent vers la surface des eaux froides (les eaux les plus chaudes sont au dessus des eaux froides, car la température domine largement la salinité dans les effets sur la masse volumique). Les eaux ramenées à la surface seront d'autant plus froides que la thermocline est proche de la surface. Ainsi, les eaux upwellées au milieu de bassin ont une température assez proche de la SST, et n'ont pas de signature sensible en surface. Au contraire les eaux upwellées dans la partie orientale des bassins tropicaux proviennent de la thermocline, et sont froides. Ceci explique le développement des eaux les



plus froides dans la partie orientale des bassins équatoriaux, en liaison également avec les processus d'upwelling côtier.

L'existence de ces eaux froides (23 à 24°C) dans les tropiques est fondamentale puisque c'est à ce niveau que se produisent les plus grands emmagasinages de chaleur par l'océan : la mer est chauffée par le soleil, mais il y a peu de perte par évaporation parce que les eaux sont relativement froides.

## 4.7 Références

- Charney, J. G., 1955 : The Gulf Stream as an inertial boundary layer. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 41, 10, 731-740.
- Munk, W. H., 1950 : On the wind-driven ocean circulation. *Journal of Meteorology*, 7, 2, 79-93.
- Philander, S. G. H., 1990 : El Niño, La Niña, and the southern oscillation. Academic Press, International geophysics series, 293pp.
- Stommel, H., 1948 : The westward intensification of wind-driven ocean currents. *Eos, Transactions American Geophysical Union*, 29, 2, 202-206.
- Sverdrup, H., 1947 : Wind driven currents in a baroclinic ocean, with application to the equatorial currents of the eastern Pacific. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 33, 1, 318-326.
- The Open University, 1989 : Ocean circulation. Pergamon, 238 pp.



# Chapitre 5

## Ondes océaniques

### Notions essentielles

Les ondes océaniques réalisent l'ajustement des courants océaniques aux forçages : vent, flux de chaleur, champ de gravité lié à la position des astres.

Les vagues et la houle, encore appelées ondes de gravité externes, sont générées par le vent : elles ont des périodes de la dizaine de secondes et ne sont donc pas affectées par la rotation de la Terre. Les vagues naissent et croissent en interagissant avec le vent, puis continuent leur propagation sous forme de houle même en absence de vent. Les mouvements associés décroissent avec la profondeur sur une échelle verticale de l'ordre de leur longueur d'onde horizontale. On distingue alors 2 régimes de ces ondes selon la profondeur de la région de propagation : en *eau profonde*, ces ondes sont dispersives (les plus longues sont les plus rapides) et leur vitesse de propagation ne dépend pas de la profondeur ; alors qu'en *eau peu profonde*, ces ondes sont non dispersives et leur vitesse de propagation augmente avec la profondeur  $H$  selon la formule  $\sqrt{gH}$ , où  $g$  est l'accélération de la gravité à la surface, soit  $9.81 \text{ m s}^{-2}$ . A l'approche de la côte, ces ondes sont réfractées, voient leur amplitude augmenter quand le fond remonte, et finalement déferlent.

La marée est la variation cyclique du niveau de la mer en réponse aux modifications du champ de gravité terrestre lié aux déplacements des astres, principalement la lune et le soleil. L'amplitude des marées est d'autant plus grande que ces astres sont en conjonction (pleine lune) ou en opposition (nouvelle lune). La vitesse de rotation de la Terre ne permet pas à la surface océanique d'être en équilibre avec ce forçage astronomique, et elle est donc en perpétuel ajustement par des ondes de gravité externes. La marée au large a une amplitude de moins d'un mètre, et c'est en interagissant avec la côte que les amplitudes peuvent augmenter énormément, jusqu'à la dizaine de mètres autour de la Manche. Selon les régions du globe et la forme de la côte, l'amplification et l'atténuation des ondes de marée par la bathymétrie conduit à des marées semi-diurnes (12h25 entre 2 marées hautes comme sur nos côtes atlantiques), diurnes ou mixtes.

## 5.1 Généralités

**ondes : phénomènes capables de transporter de l'énergie sans transport de matière**

### 5.1.1 Introduction

Cette partie du cours est notamment consacrée à l'étude des vagues et de la houle, aussi appelées ondes de gravité externes parce que leur dynamique est gouvernée par la gravité,  $g$ , et que l'amplitude des mouvements associés est maximale en surface et décroît très vite avec la profondeur. Les périodes de ces ondes est de l'ordre de la dizaine de secondes :  $\omega \gg N \gg f$  (dans l'océan  $N \approx 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  vaut environ 10 fois le paramètre de Coriolis  $f \approx 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ ). Elles affectent les premières couches océaniques, où la densité de l'eau de mer est pratiquement constante ( $\rho = \rho_0 \approx 10^3 \text{ kg m}^{-3}$ ), et les effets de la stratification peuvent être négligés pour leur étude.

Elles sont excitées par le forçage atmosphérique (fluctuations de pression et frottement). Les longueurs d'onde étant assez petites, elles sont assez peu influencées par les conditions aux limites latérales, et peuvent être considérées comme des ondes libres, à caractère fortement aléatoire : la description du champ de vagues fait appel à des notions statistiques (hauteurs et périodes significatives), qui varient sur des échelles spatiales très grandes devant les longueurs d'onde des vagues les plus longues, caractéristiques du forçage atmosphérique synoptique.

Les champs de vagues ont une action sur la navigation et les installations offshore, et peuvent dans certains cas compromettre la sécurité ou le rendement des exploitations. S'il est évident qu'une mer forte entrave la progression d'un navire (et augmente d'autant sa consommation de carburant), l'impact sur les plates-formes de forage est moins connu. Certains types de vagues peuvent engendrer des phénomènes de résonance mécanique de certaines structures offshore (accroissement incontrôlable du pilonnement, roulis, tangage, ...) susceptibles d'endommager un matériel très coûteux si les mesures préventives n'ont pas été prises grâce à une prévision d'état de mer. Quoi qu'il en soit, les états de mer extrêmes diminuent le rendement économique moyen des installations offshore, et la prévision des états de mer peut avoir un impact économique sur ces activités, comme sur le routage des navires.

Par leur vocation opérationnelle de gestion et de diffusion de l'information concernant l'environnement, les offices météorologiques sont tout désignés pour mener à bien la prévision opérationnelle des états de mer et sa valorisation : en effet les champs de vent prévus sont les "moteurs" des modèles de prévision de vagues. De plus, les observations des navires étant rares, le plus souvent subjectives (observations visuelles), partielles et souvent de qualité médiocre, les champs de vagues sont diagnostiqués et prévus par les modèles, qui fournissent la seule image cohérente, tant du point de vue de la cohérence spatiale du champ que celui de la cohérence avec le forçage atmosphérique. C'est ainsi que la prévision opérationnelle des états de mer relève naturellement de la météorologie marine.

L'archivage des champs issus de tels modèles constitue une information climatologique

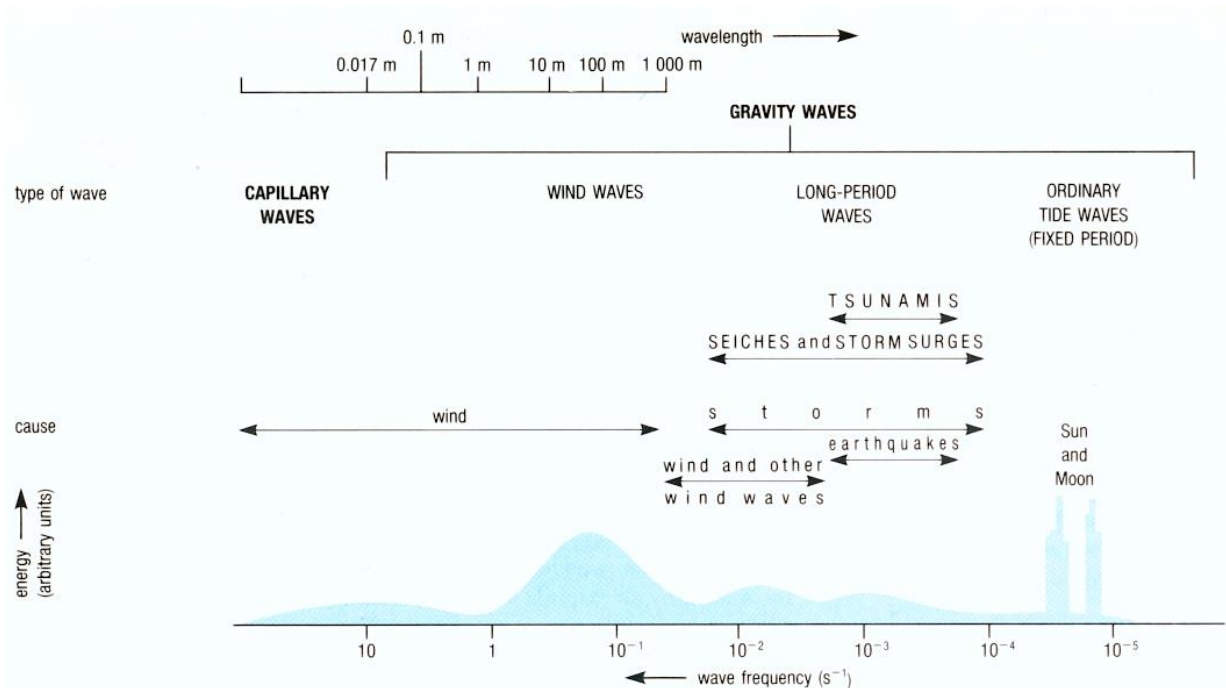


FIGURE 5.1 – Types d’ondes de surface, en fonction de leur longueur d’onde et de leur fréquence. Source : The Open University, 1989.

bidimensionnelle. Des études statistiques sur de telles données permettent, pour un site donné, l’évaluation des risques d’exploitation et du rendement potentiel d’une installation offshore : on peut ainsi en fonction de la statistique d’état de mer et des contraintes d’exploitation de forage choisir un type de plate-forme adapté.

Le spectre couvert par les ondes de surface est vaste (Fig. 5.1). Un paragraphe de ce chapitre traite plus particulièrement des phénomènes de marée. Du fait de leurs échelles, ces ondes océaniques ne peuvent être assimilées à des ondes libres (à la différence des vagues).

### 5.1.2 Grandeurs caractéristiques d’une onde idéalisée (sinusoïde)

**hauteur**  $h$ , entre creux et pic, double de l’**amplitude**  $a$  de l’onde

**longueur d’onde**  $\lambda$ , distance entre deux pics successifs, et **nombre d’onde**  $k = 2\pi/\lambda$

**cambrure**  $h/\lambda$

**période**  $T$ , **fréquence**  $f = 1/T$ , et **pulsation**  $\omega = 2\pi/T$

### 5.1.3 Généralités sur les ondes à la surface d’un fluide

Une onde transmet une perturbation d’un endroit à un autre dans un milieu considéré, comme les rides à la surface d’un étang (après jet d’un caillou).

Le mouvement général du fluide est peu affecté par la propagation de l'onde, comme le montre par exemple le comportement d'un bouchon de liège à la surface d'un étang perturbé par des "rides".

La forme de l'onde est peu modifiée au cours de son déplacement.

La propagation (de la perturbation) paraît se faire à vitesse constante.

Bien que le fluide ne soit pas en apparence modifié, il y a bien transport d'une quantité : l'énergie.

En fait, une observation attentive des particules du fluide au moment où l'onde se propage à la surface d'un étang permet de vérifier qu'il y a en fait mouvement, presque circulaire, dans un plan vertical parallèle à la direction de propagation de l'onde.

Les particules d'eau s'écartent donc d'un état d'équilibre sous l'effet d'une force donnée, puis y reviennent sous l'effet d'une autre force à préciser. La nature de ces forces est souvent utilisée pour classer le type du mouvement ondulatoire.

#### 5.1.4 Types d'ondes

Les ondes les plus couramment étudiées sont des ondes dites **progressives** : l'énergie se propage à travers le fluide (où à sa surface). Une onde **stationnaire** (comme celle qui correspond à une corde de guitare qui vibre) peut être considérée comme la somme de deux ondes progressives de mêmes dimensions, mais de directions de propagation opposées.

Selon la force qui tend à ramener vers l'équilibre les particules de l'eau en mouvement lors du passage d'une onde, on peut différencier :

- **les ondes capillaires**, où ce sont les phénomènes de tension superficielle qui agissent – leur longueur d'onde est a priori inférieure à 1.7 cm ;
- **les ondes de gravité**, où l'accélération verticale de gravité agit ; ces ondes englobent les ondes créées par le vent, les tsunamis, les marées – leurs longueurs d'onde s'étendent entre quelques centimètres et plusieurs kilomètres (tsunamis).

**Une onde interne** dans l'océan correspond à une onde qui se propage à l'interface entre deux couches de caractéristiques différentes. **Une onde de surface** intéresse exclusivement la frontière entre l'océan et l'atmosphère. Les ondes internes océaniques sont a priori plus aisées à créer que les ondes à l'interface air/mer, puisque la différence de masse volumique concernée est moindre (et moins d'énergie est ainsi nécessaire, à amplitude d'onde donnée égale).

Les ondes de surface peuvent être créées par un différentiel de mouvement entre la couche océanique et la couche atmosphérique (effet du vent sur la mer), ou par une force extérieure qui agit sur le fluide.

Les ondes océaniques causées par des forces **périodiques**, comme l'effet de la lune ou du soleil pour les marées, vont avoir une période qui coïncide avec celle du forçage. Les autres ondes (les plus courantes) résultent d'une perturbation apériodique de l'océan.

Toutes les ondes océaniques ne correspondent pas à un déplacement dans un plan vertical. La variation de la vorticité planétaire (taux de rotation local dû à la rotation de la Terre) tend à infléchir la direction des courants océaniques et atmosphériques, et fournit

une force qui établit des oscillations dans un plan horizontal (ondes planétaires, appelées aussi ondes de Rossby).

## 5.2 Les ondes de gravité externe (ou de surface)

Comme précédemment mentionné, la différence de vitesse entre les fluides atmosphérique et océanique donne naissance à des ondes de surface, par transfert d'énergie (existence de tensions frictionnelles).

On peut noter que l'essentiel de l'énergie transférée est utilisée pour la création de ces ondes, alors qu'une petite fraction seulement est utilisée pour créer les courants océaniques. Lorsque les échelles spatiales sont très petites, on parle d'ondes capillaires.

### 5.2.1 Les ondes infinitésimales de surface

La gamme de fréquences (hautes) couverte par les champs de vagues est telle que l'hypothèse hydrostatique n'est pas vérifiée. Par contre l'effet de stratification peut être négligé parce que seules les couches de surface sont affectées par le phénomène. La force de Coriolis peut également être négligée ( $\omega/f \gg 1$ ). Enfin, l'aspect ondulatoire des grandes houles suggère que les effets non-linéaires sont négligeables vis-à-vis des termes de tendance temporelle : les vagues constituent un mouvement à propagation rapide.

L'océan peut être considéré comme incompressible (seules les ondes acoustiques demanderaient une prise en compte de la compressibilité du fluide), et on peut alors utiliser le fait que la divergence du champ de vitesse tridimensionnel est nulle.

En prenant le rotationnel de l'équation vectorielle du mouvement, on obtient l'équation d'évolution pour la vorticité,  $\xi = \nabla \times \mathbf{u}$  :

$$d\xi/dt - (\xi \cdot \nabla)\mathbf{u} = 0,$$

qui montre qu'une perturbation initialement irrotationnelle ( $\xi = 0$  à  $t = 0$ ) le reste indéfiniment. Il est donc possible de considérer que le mouvement de ces ondes est irrotationnel. Dans ces conditions on peut exprimer le champ de vitesse à l'aide d'un potentiel :

$$\mathbf{u} = \nabla\phi.$$

L'utilisation de la relation de non divergence permet ensuite d'obtenir :

$$\Delta\phi = \nabla^2\phi = 0.$$

C'est une équation de Laplace, linéaire. Ce sont dans les conditions aux limites (vitesse à la surface) que les non linéarités interviennent et donnent toute sa complexité au problème.

Après résolution pour des ondes de petite amplitude  $a$  et dans un milieu de profondeur constante  $H$ , par exemple par une technique de développement en série de petits

paramètres, on aboutit au système :

$$\begin{aligned}\eta_1 &= a \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t), \\ \omega^2 &= g k (1 + g^{-1} \gamma k^2) \tanh(kH), \\ \mathbf{u}_1 &= \nabla \phi_1, \\ \phi_1 &= a \omega [k \sinh(kH)]^{-1} \cosh[k(z + H)] \sin(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t),\end{aligned}$$

où l'on a noté  $\gamma$  le coefficient de tension superficielle. Ces équations ne sont valables que pour un petit paramètre  $\epsilon$  lié à la cambrure des vagues :

$$\epsilon = ak / \tanh(kH) \ll 1.$$

## 5.2.2 Les ondes de capillarité et ondes de gravité

Les ondes de capillarité sont par définition celles pour lesquelles le terme  $g^{-1} \gamma k^2$  est prépondérant dans la relation de dispersion précédente. Elles sont gouvernées par les forces de tension superficielle. Ce sont des ondes très courtes, à la différence des ondes de gravité.

Domaine des ondes de capillarité :  $g^{-1} \gamma k^2 \gg 1$ , soit pour  $\gamma = 7.4 \cdot 10^{-5} \text{ m}^3 \text{ s}^{-2}$ ,  $k > 364 \text{ m}^{-1}$  ( $\lambda < 1.7 \text{ cm}$ ).

Pour de plus longues longueurs d'onde, on parlera d'ondes de gravité.

## 5.2.3 Domaines de validité des résultats précédents

Selon la valeur de  $kH$ , il est possible de distinguer deux régimes possibles (Tab. 5.1).

- Si  $kH \gg 1$ , on se place en "**eau profonde**" (notion relative à la longueur d'onde considérée). En pratique, on utilise souvent le critère  $H > \lambda/2$  (c'est-à-dire  $\lambda < 10 \text{ km}$  sur un fond de 5000 m et alors  $T < 80 \text{ s}$ , ou encore  $\lambda < 20 \text{ m}$  sur un fond de 10 m avec  $T < 3.6 \text{ s}$ ). On doit aussi avoir  $\epsilon = ak \ll 1$ , soit de petites amplitudes. La cambrure de ces ondes est aussi petite (car  $\epsilon$  est la cambrure, à un facteur près).

La relation de dispersion est alors :  $\omega^2 = gk(1 + g^{-1} \gamma k^2)$ .

Pour des ondes de gravité pures, pour lesquelles on ignore  $\gamma$ , on peut écrire les expressions pour la pulsation, la vitesse de phase et la vitesse de groupe (Fig. 5.2) :

$$\begin{aligned}\omega &= \sqrt{gk}, \\ c_\phi &= \omega/k = \sqrt{g/k}, \\ c_g &= \partial\omega/\partial k = \frac{1}{2} \sqrt{g/k} = \frac{1}{2} c_\phi.\end{aligned}$$

Ces ondes sont donc **dispersives** : les ondes les plus longues sont les plus rapides. Il y a donc séparation de la houle.

L'expression de la période est ici :  $T = \sqrt{2\pi\lambda/g}$ .

- Si  $kH \ll 1$ , on est au contraire en "**eau peu profonde**". On utilise souvent le critère  $H < \lambda/20$  pour définir ce cas ( $\lambda > 100 \text{ km}$  pour  $H = 5000 \text{ m}$  et alors  $T > 7.5 \text{ minutes}$ , ou



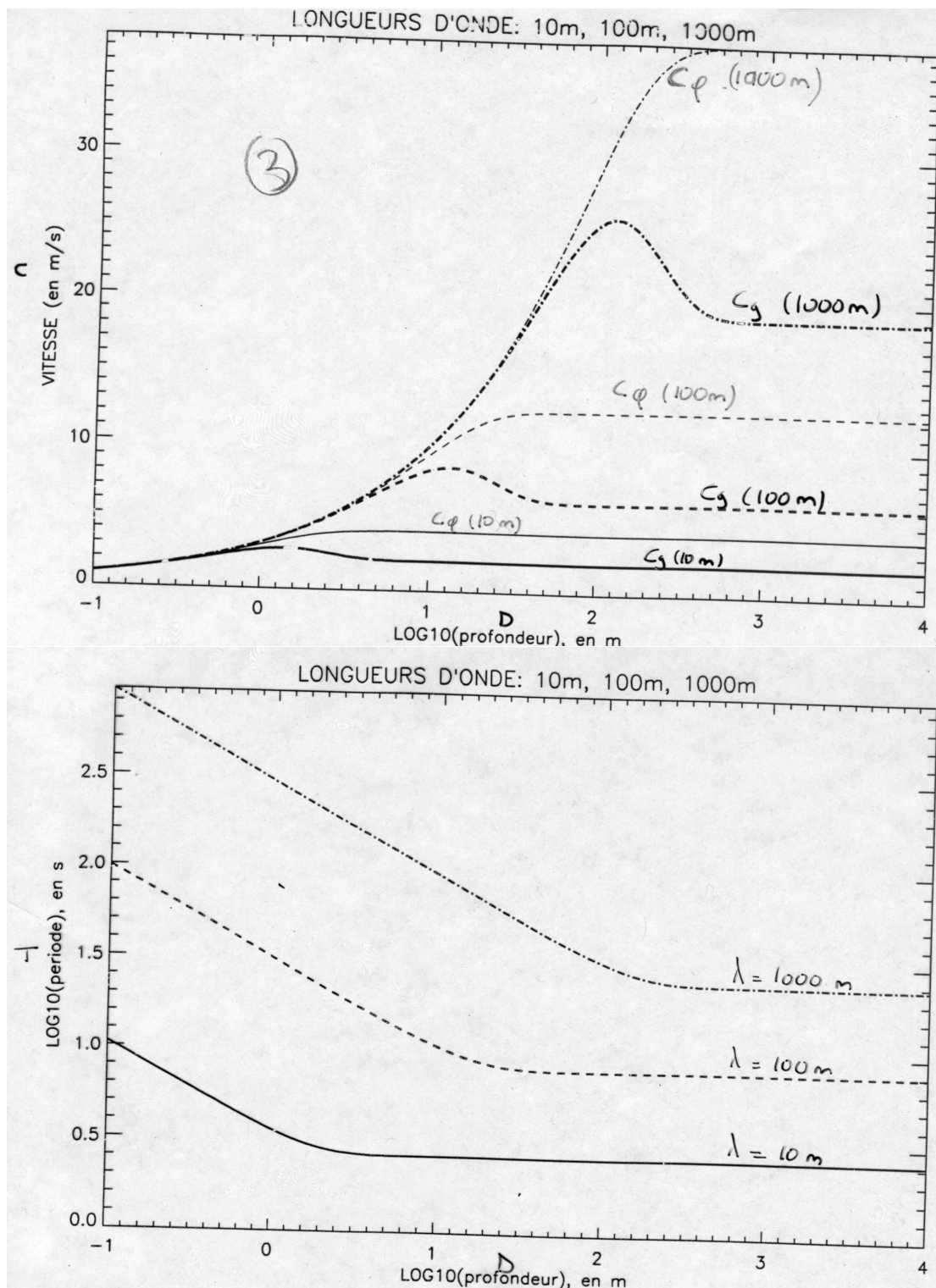


FIGURE 5.2 – Vitesses de phase et vitesse de groupe (a), période (b) de trois ondes qui diffèrent par leur longueur d'onde (respectivement 10 m, 100 m et 1000 m).

relation de dispersion : $\omega^2 = gk(1 + \gamma k^2/g) \tanh(kH)$ ondes de gravité pures : $\omega^2 = gk \tanh(kH)$		
	<b>Eau profonde</b> ( $H > \lambda/2$ )	<b>Eau peu profonde</b> ( $H < \lambda/20$ )
relation de dispersion	$\omega^2 = gk$	$\omega^2 = gHk^2$
vitesse de phase ( $c_\phi = \omega/k$ )	$c_\phi = \sqrt{\frac{g}{k}}$	$c_\phi = \sqrt{gH}$
vitesse de groupe ( $c_g = \partial\omega/\partial k$ )	$c_g = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{g}{k}} = \frac{1}{2}c_\phi$	$c_g = \sqrt{gH} = c_\phi$
	(milieu dispersif)	(milieu non-dispersif)
mouvement :	circulaire amorti avec z	elliptique se tassant au fond
horizontal $\mathbf{u}$	$a\sqrt{\frac{g}{k}} \exp(kz) \cos(\mathbf{k}\mathbf{u} - \sqrt{gk}t)\mathbf{k}$	$\frac{a}{k}\sqrt{\frac{g}{H}} \cos(\mathbf{k}\mathbf{u} - \sqrt{gH}kt)\mathbf{k}$
vertical $w$	$a\sqrt{\frac{g}{k}} \exp(kz) \sin(\mathbf{k}\mathbf{u} - \sqrt{gk}t)k$	$a(z+H)\sqrt{\frac{g}{H}} \sin(\mathbf{k}\mathbf{u} - \sqrt{gH}kt)k$
	énergie cinétique : $E_C = \frac{1}{4}\rho_0ga^2$	
	énergie potentielle : $E_P = \frac{1}{4}\rho_0ga^2$	
	énergie totale : $E_T = \frac{1}{2}\rho_0ga^2$	

TABLE 5.1 – Caractéristiques des ondes de gravité en milieu "profond" et "peu profond".

$\lambda > 200$  m pour  $H = 10$  m avec dans ce cas  $T > 20$  s). On doit alors avoir  $\epsilon = a/H \ll 1$ , soit une amplitude petite devant la profondeur locale.

La relation de dispersion devient :  $\omega^2 = gk^2H(1 + g^{-1}\gamma k^2)$ .

Pour des ondes de gravité pures, on écrit :

$$\omega = k\sqrt{gH},$$

$$c_\phi = c_g = \sqrt{gH}.$$

Le milieu est donc **non dispersif** : une déformation initiale de la surface se propage sans se déformer (Fig. 5.3).

L'expression de la période devient :  $T = \lambda/\sqrt{gH}$ .

## 5.2.4 Quelques propriétés intéressantes

### • Mouvements orbitaux des particules

L'expression détaillée du mouvement horizontal et vertical des particules d'eau est donnée par :

$$\mathbf{u} = a\omega[k \sinh(kH)]^{-1} \cosh[k(z+H)] \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)\mathbf{k},$$

$$w = a\omega[k \sinh(kH)]^{-1} \sinh[k(z+H)] \sin(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)k.$$

En eau profonde ( $kH \ll 1$ ), la simplification donne :

$$\mathbf{u} = a\omega k^{-1} \exp(kz) \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)\mathbf{k},$$

$$w = a\omega k^{-1} \exp(kz) \sin(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)k,$$

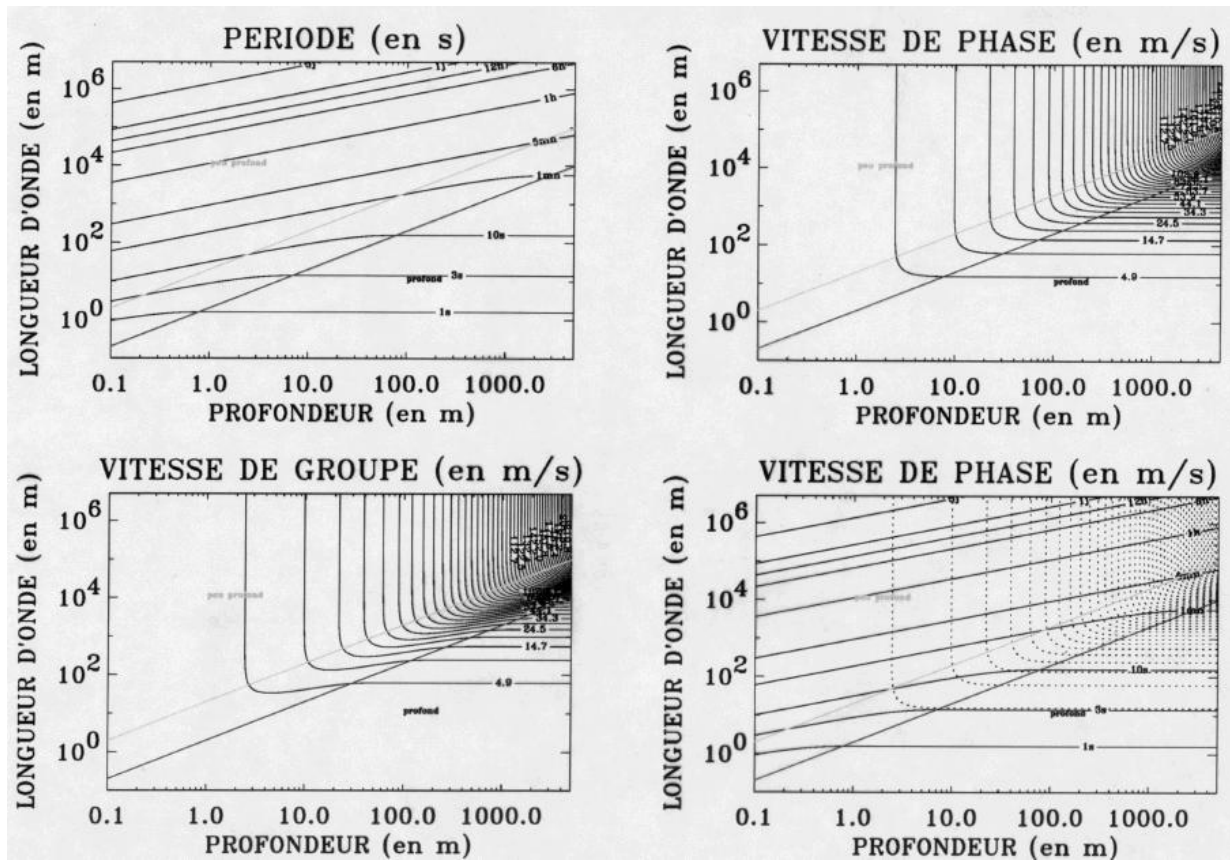


FIGURE 5.3 – Période, vitesse de phase et vitesse de groupe, en fonction de la profondeur locale et de la longueur d’onde considérée (échelles logarithmiques). Le quatrième diagramme permet notamment à partir de la connaissance de la période de l’onde de suivre l’évolution de sa vitesse quand elle se rapproche d’un rivage.

c'est-à-dire un mouvement circulaire, amorti avec la profondeur.  
En eau peu profonde ( $kH \gg 1$ ), il vient :

$$\begin{aligned} \mathbf{u} &= a\omega k^{-2} H^{-1} \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t) \mathbf{k}, \\ w &= a\omega H^{-1} (z + H) \sin(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t), \end{aligned}$$

c'est-à-dire des ellipses qui se tassent vers le fond.

• **Énergie moyenne sur une colonne d'eau**

On peut définir l'énergie cinétique d'une colonne d'eau par :

$$E_c = \int_{-H}^{\eta} 0.5 \rho_0 (\overline{\mathbf{u}^2} + \overline{w^2}) dz,$$

où les valeurs surlignées sont des moyennes sur une période (ou une longueur d'onde) de l'onde.

On peut montrer que la troncature de l'intégrale à 0 (au lieu de  $\eta$ ) fournit une approximation correcte à l'ordre 2. On écrit donc :

$$\begin{aligned} \overline{\mathbf{u}^2} &= a^2 \omega^2 [k \sinh(kH)]^{-2} \cosh^2[k(z + H)] 0.5 k^2, \\ \overline{w^2} &= a^2 \omega^2 [k \sinh(kH)]^{-2} \sinh^2[k(z + H)] 0.5 k^2. \end{aligned}$$

Il vient donc :

$$E_c = 0.25 \rho_0 a^2 \omega^2 \sinh^{-2}(kH) \int_{-H}^0 \{\sinh^2[k(z + H)] + \cosh^2[k(z + H)]\} dz,$$

soit finalement :

$$E_c = 0.25 \rho_0 a^2 \omega^2 k^{-1} / \tanh(kH) = 0.25 \rho_0 g a^2 (1 + g^{-1} \gamma k^2),$$

ou encore pour les ondes de gravité :  $E_c = 0.25 \rho_0 g a^2$ .

L'énergie potentielle moyenne se détermine à partir de l'intégrale verticale de  $\rho_0 g z$ , et à partir de l'énergie moyenne d'un état de référence (sans mouvement) :

$$E_p = \text{moyenne} \left( \int_{-H}^{\eta} \rho_0 g z dz \right) - \int_{-H}^0 \rho_0 g z dz,$$

soit  $E_p = 0.5 \rho_0 g \overline{\eta^2} = 0.25 \rho_0 g a^2$ .

Comme pour le pendule en l'absence de forces de dissipation, on retrouve l'égalité entre énergie cinétique moyenne et énergie potentielle moyenne.

L'énergie totale moyenne de la colonne d'eau est alors :  $E_t = 0.5 \rho_0 g a^2$ .

• **Quantité de mouvement moyenne des ondes : dérive de Stokes**

Il s'agit de déterminer :

$$\mathbf{M} = \text{moyenne} \left( \int_{-H}^{\eta} \rho_0 \mathbf{u} dz \right).$$

Au premier ordre la quantité de mouvement moyenne est nulle, mais au premier des ordres non nuls il y a bien transfert d'une quantité de mouvement moyenne (provenant entièrement de la région située entre les crêtes et les creux des vagues) dans la direction de propagation de l'onde :

$$\mathbf{M} = 0.5 \rho_0 a^2 \omega \tanh^{-1}(kH) k^{-1} \mathbf{k}.$$

C'est ce que l'on appelle la dérive de Stokes.

## 5.3 Spécificités des vagues

### 5.3.1 Ondes créées par le vent

On distingue la **mer du vent** (vagues directement forcées par le vent) de la **houle** (vagues après propagation, loin de la source, en l'absence de vent). Les vagues s'étalent en effet au delà de la zone de formation (appelée *fetch*), dans la direction du vent, avec un angle d'ouverture de  $\pm 30$  à  $\pm 45^\circ$

Empiriquement, les cambrures  $h/\lambda$  des vagues créées par le vent sont de l'ordre de 0.03 à 0.06. Plus la vitesse du vent excède celle de la vague, plus la vague est cambrée.

Cependant, la vitesse d'une vague n'est pas associée à sa cambrure, mais à sa longueur d'onde. Plus grande est la longueur d'onde, plus rapide est la vague :

$$\omega^2 = g k \tanh(kH),$$

$$c_\phi = \sqrt{\frac{g}{k} \tanh(kH)} \approx \sqrt{\frac{g}{k}} \text{ en milieu profond.}$$

Le processus selon lequel les vagues sont créées par le vent est schématiquement le suivant :

- il faut un minimum de vent (environ 1 m/s) pour qu'un champ de vagues apparaisse ;
- de petites vagues se forment alors, au fur et à mesure que le vent s'intensifie – ce sont des ondes de haute fréquence, avec une courte longueur d'onde et une faible amplitude ;
- après un temps suffisant, le spectre des vagues est pleinement développé, et ne varie plus beaucoup. Sa fréquence dominante est celle du vent et il faut attendre d'autant plus longtemps pour atteindre cet état quasi-stationnaire que le vent est plus fort.

La croissance des vagues (jusqu'à une vitesse d'environ un tiers de celle du vent) est limitée par :

1. le transfert tangentiel d'énergie entre le vent et l'océan (c'est un courant qui se crée) ;
2. la dissipation d'énergie mécanique par friction ;
3. le "moutonnement" des vagues.

Lorsque le champ de vagues est pleinement développé, c'est-à-dire quand le vent a atteint depuis suffisamment longtemps son intensité maximale, les caractéristiques des vagues (direction, vitesse, taille) ne varient plus.

Des variations dans le champ de vent (direction, intensité) conduisent à l'apparition d'un champ de vagues, superposition de types de vagues différents.

Force	Vent (km/h)	Effets visibles	Etat de la mer	Hauteur de vague (m)
0	0	La fumée s'élève verticalement	Calme	0
1	1 à 5	Le vent incline la fumée	Calme, ridée	0.1-0.2
2	6 à 11	Bruissement des feuilles	Vaguelettes	0.3-0.5
3	12 à 19	Le vent agite les feuilles	Peu agitée	0.6-1.0
4	20 à 28	Les petites branches remuent	Agitée, petits moutons	1.5
5	29 à 38	Les arbustes remuent	Houleuse, embruns éventuels	2.0
6	39 à 49	Les grandes branches bougent	Très houleuse. Les lames se forment, crêtes d'écume.	3.5
7	50 à 61	Les arbres entiers s'agitent	Grosse. Lames déferlantes, trainées d'écume.	5.0
8	62 à 64	Les petites branches se cassent	Très grosse. Tourbillons d'écume.	7.5
9	75 à 82	Le vent arrache les cheminées	Lames déferlantes, grosses à énormes. Visibilité réduite.	9.5
10	89 à 102	Le vent déracine ou brise les arbres	Très grosses lames déferlantes, en rouleaux, larges bancs d'écume. Visibilité réduite.	12.0
11	103 à 117	Rare. Ravages considérables	Lames exceptionnellement hautes, mer blanche d'écume.	15.0
12	118 et plus	Très rare. Ouragan	Enorme. Visibilité fortement réduite.	> 15

FIGURE 5.4 – Échelle de Beaufort et caractéristiques des vagues associées.

Lorsque le vent tombe, la mer du vent se disperse et se dissipe assez rapidement. Seules les ondes longues aux fréquences voisines ou inférieures à la fréquence dominante du vent se propagent en dehors de la zone où les vagues ont été formées. Ces ondes longues, relativement directionnelles et de spectre en fréquence très étroit, forment la houle. La houle peut se propager sur de grandes distances.

### 5.3.2 Hauteur de vagues

Puisque le champ de vagues comporte des vagues de caractéristiques (et donc de hauteurs) différentes, il est nécessaire d'avoir une mesure "statistique" de ce paramètre.

Les océanographes retiennent souvent la notion de  $h_{1/3}$ , à savoir la hauteur moyenne du tiers supérieur des vagues observées à un endroit donné.

La hauteur maximale observée pour le champ de vagues est aussi un paramètre crucial, dans la mesure où ce paramètre affecte le choix de nombre d'installations portuaires ou de protection côtière. Ainsi, le  $h_{max(25ans)}$  est une donnée souvent utilisée, mais n'a qu'un sens statistique.

L'échelle de Beaufort (Fig. 5.4) exprime des liens entre force du vent, état de la surface

et hauteur des vagues ( $h_{1/3}$ ). À titre indicatif, un ouragan (vent de force 12, supérieur à 32.7 m/s) correspond à  $h_{1/3} > 15$  m, alors qu'une brise modérée (vent de force 4, entre 5.5 et 7.9 m/s) correspond à  $h_{1/3} \approx 1.5$  m

### 5.3.3 Interaction avec le rivage

Étudions qualitativement l'arrivée d'une vague sur un rivage (Fig. 5.5).

Loin du bord, la vitesse des vagues est donnée par  $c = \sqrt{g/k}$  (milieu "profond") et la vitesse à laquelle se propage effectivement l'énergie est moitié moindre. On se place ici dans l'hypothèse  $H \gg k^{-1} = \lambda/2\pi$ .

À proximité du rivage (profondeur  $H$ ), la bathymétrie est telle que la vitesse des vagues, et de l'énergie, devient égale à  $\sqrt{gH}$ , avec  $H \ll \lambda/2\pi$ , c'est-à-dire bien plus faible que ce qu'elle est au large.

Si le flux d'énergie (produit de la vitesse de groupe par l'énergie, en  $h^2$ ) est conservé au niveau de la transition entre le large et la côte, il faut que ce ralentissement des vagues s'accompagne d'une augmentation de leur taille (typiquement d'un facteur 1.5 à 2).

### 5.3.4 Phénomènes de réfraction

Une vague se rapprochant du rivage va éventuellement se propager avec un angle avec les courbes isobathes. En milieu peu profond ( $H \ll \lambda/2\pi$ ), la vitesse de la vague est seulement déterminée par la profondeur locale, et une ligne de crête va ainsi se déformer selon l'angle d'attaque.

L'effet moyen est en fait de rabattre la ligne de crête parallèlement au rivage, car c'est la partie de la vague sur la zone la moins profonde qui est la plus lente.

La loi de réfraction est de type Snell (comme pour les ondes sonores dans l'eau). En désignant par  $\theta$  l'angle entre la direction d'incidence et les isobathes, on a :

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{c_{\phi 1}}{c_{\phi 2}} = \sqrt{\frac{H_1}{H_2}}.$$

Si l'on désigne par rayon les lignes perpendiculaires aux lignes de crête, le resserrement de deux rayons (enserrant une ligne de crête) va correspondre à une augmentation de la taille de la vague (puisque le flux d'énergie doit être conservé). Au contraire une région où les rayons divergent est une région peu propice au développement de forte houle. En effet le flux d'énergie est ici donné par le produit de la taille de la ligne de crête par le carré de la hauteur de vague.

Cette méthode est couramment utilisée pour l'étude du champ de vagues au voisinage d'un rivage, en effectuant les calculs de rayons pour la période de houle la plus fréquemment rencontrée. Il est évident que la méthode ne s'applique bien que si les rayons ne se recouvrent pas (on dépasse alors le cadre de la théorie linéaire).

Noter qu'au large, il est possible d'avoir des régions de création de grandes vagues, par resserrement des rayons. Par exemple, un courant de surface intense et localisé dans

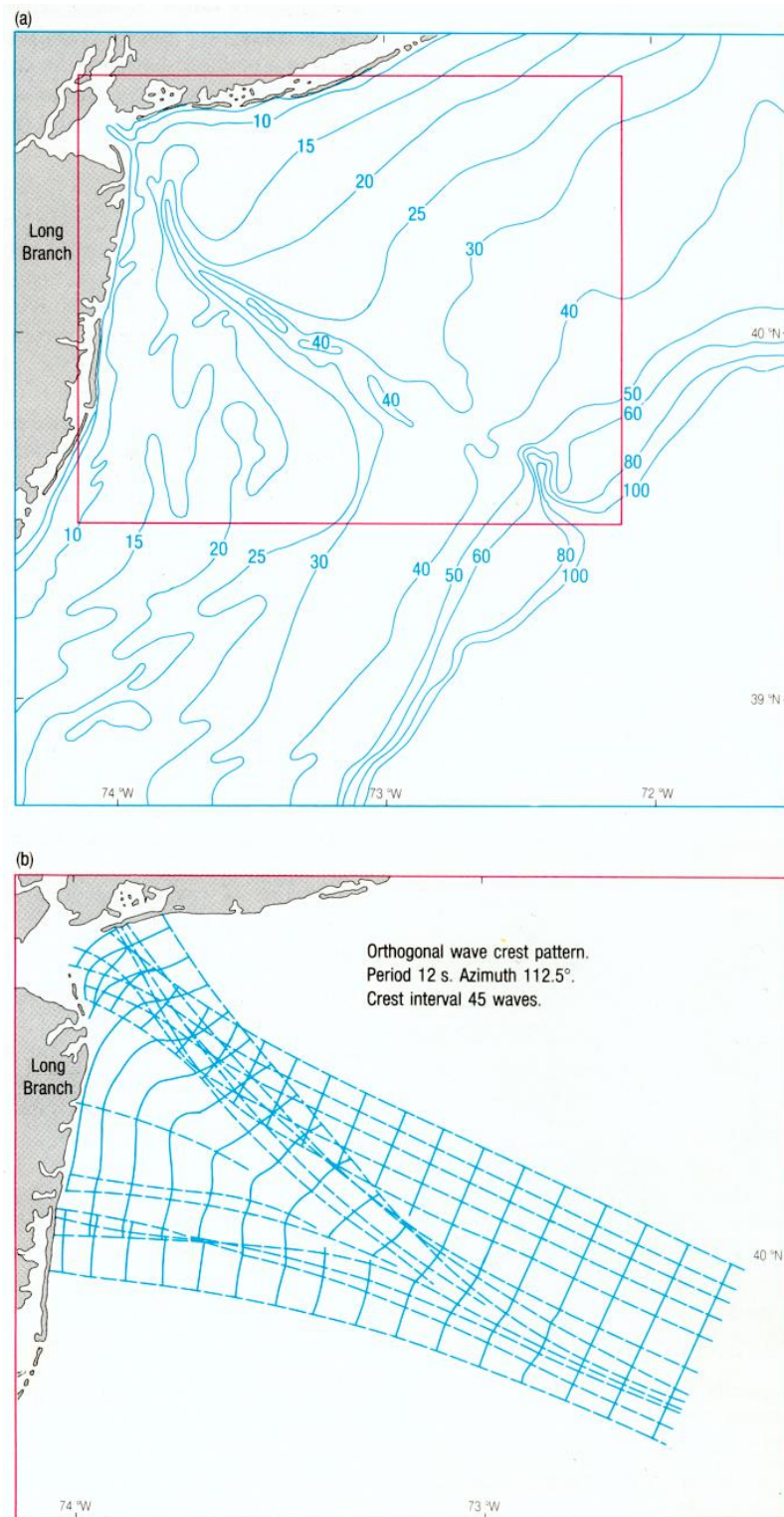


FIGURE 5.5 – Phénomène de réfraction de la houle au voisinage d'une côte. Le profil bathymétrique du plateau continental à l'entrée de l'Hudson River, New York (a) affecte la vitesse de la houle, et donc modifie le chemin des rayons associés (b). Source : The Open University, 1989.



l'espace, coulant en sens contraire de la direction de propagation des vagues, a tendance à incurver les rayons, qui se mettent alors à converger (avec création de hautes vagues).

### 5.3.5 Tsunamis et seiches

Si le forçage atmosphérique (le vent) est capable de créer des ondes (vagues) à la surface de l'océan, d'autres ondes océaniques sont créées par d'autres types de force.

Les tremblements de terre, fréquents dans le Pacifique, sont susceptibles de produire des vagues de très grande longueur d'onde (plusieurs centaines de kilomètres) appelées **tsunamis**. Malgré les vitesses très rapides associées (plusieurs centaines de mètres par seconde – faire le calcul avec  $\sqrt{gH}$ , pour un milieu considéré "peu profond"), la hauteur de vague n'est que de l'ordre du mètre et n'est pas aisément détectée. Au voisinage de la côte, la vitesse diminue, et la hauteur de la vague augmente dramatiquement.

Les **seiches** sont au contraire des ondes stationnaires, pouvant être considérées comme la somme de deux ondes progressives de directions de propagation opposées (comme la vibration d'une corde de guitare). Elles apparaissent dans les lacs, les estuaires ou les ports, ouverts à la mer sur un bord. Le phénomène correspond approximativement à l'état de l'eau dans une baignoire dans laquelle on applique continuellement en son centre un mouvement de va-et-vient : le niveau de l'eau est stationnaire au milieu de la baignoire, mais alternativement haut et bas aux extrémités. Il s'agit d'un phénomène de résonance : la longueur d'onde de la seiche est quatre fois la longueur du bassin : au niveau de l'ouverture du bassin sur la mer apparaît le minimum de déplacement vertical (et maximum de déplacement horizontal), tandis que le maximum de déplacement vertical est à la côte. Pour un port d'extension moyenne 90 mètres, la longueur d'onde de la seiche associée vaut 360 m. Pour une profondeur moyenne de 10 mètres, on obtient comme vitesse de phase 9.85 m/s (l'approximation d'un milieu peu profond  $\sqrt{gH}$  peut être utilisée car la longueur d'onde considérée est grande). La pulsation est alors  $0.172 \text{ s}^{-1}$ , soit une période de 36.5 secondes. Une houle de période 18 s entrant dans le port est susceptible de créer des phénomènes de résonance, et d'endommager les installations et les navires du port, car la période de résonance du bassin est alors un petit multiple de la période de l'onde incidente.

### 5.3.6 Méthodes de mesure

- instrumentation in situ (houlographe, sondeur inversé)
- altimétrie radar, environ 1000 impulsions par seconde (précision de l'ordre de 10% sur le  $H_{1/3}$ , une fois déterminée la distance moyenne entre le satellite et la surface de l'océan)
- mesure de rugosité par effet Doppler (angle d'incidence radar oblique)
- photographies dans le visible

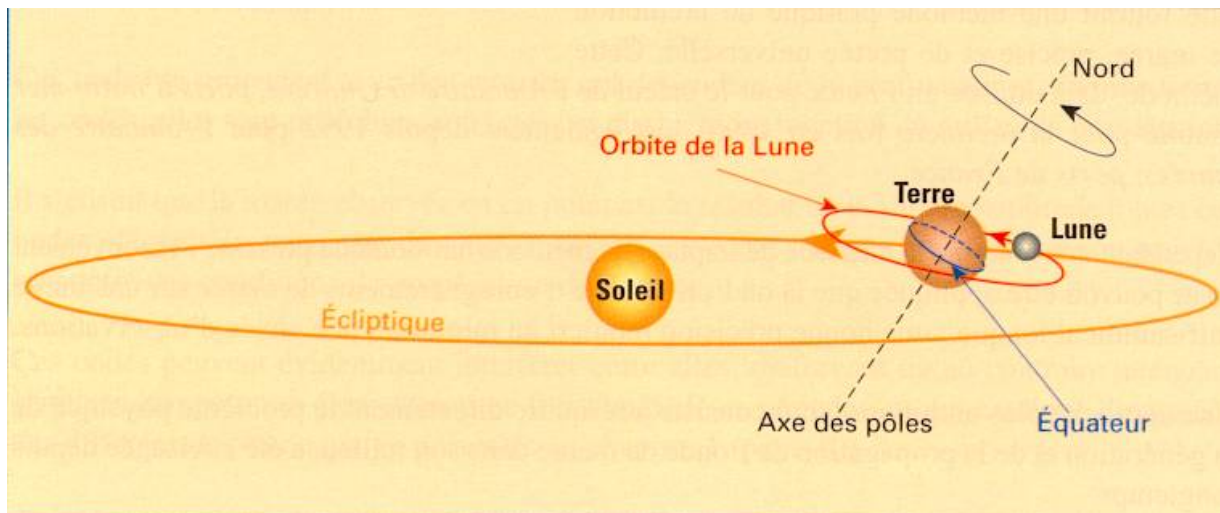


FIGURE 5.6 – Mouvement des astres. Source : SHOM, 1997.

## 5.4 Les marées

### *Quelques repères historiques*

1687 : Newton pose les bases de toutes les études ultérieures sur les marées, à savoir la théorie de la gravitation.

1775 : le mathématicien Laplace fournit les premières formules permettant le calcul prévisionnel des marées, utilisées par le SHOM jusqu'en 1992.

1807 : début à Brest de la série de mesures de hauteur d'eau de mer la plus longue aujourd'hui disponible dans le monde (depuis, une élévation de + 18 cm du niveau a été enregistrée).

1839 : l'ingénieur hydrographe Chazallon publie le premier "Annuaire des marées, ports de France".

Source : [http://www.ifremer.fr/francais/ocean/ocean\\\_dates.htm](http://www.ifremer.fr/francais/ocean/ocean\_dates.htm).

### 5.4.1 Présentation

Très tôt l'homme a constaté la régularité des marées qui entraînent une élévation du niveau de la mer, parfois de plusieurs mètres, à peu près deux fois par jour. La marée dominante (semi-diurne) a en fait une période de 12h25', ce qui fait que l'heure de la marée haute change régulièrement (en moyenne 50 minutes par jour).

Toutefois les observations montrent que la marée haute survient toujours un nombre fixe d'heures avant ou après le passage de la lune au dessus du méridien local. La relation avec celle-ci est donc évidente.

Les marées sont les ondes océaniques associées aux longueurs d'onde les plus longues, avec une période de plusieurs heures.

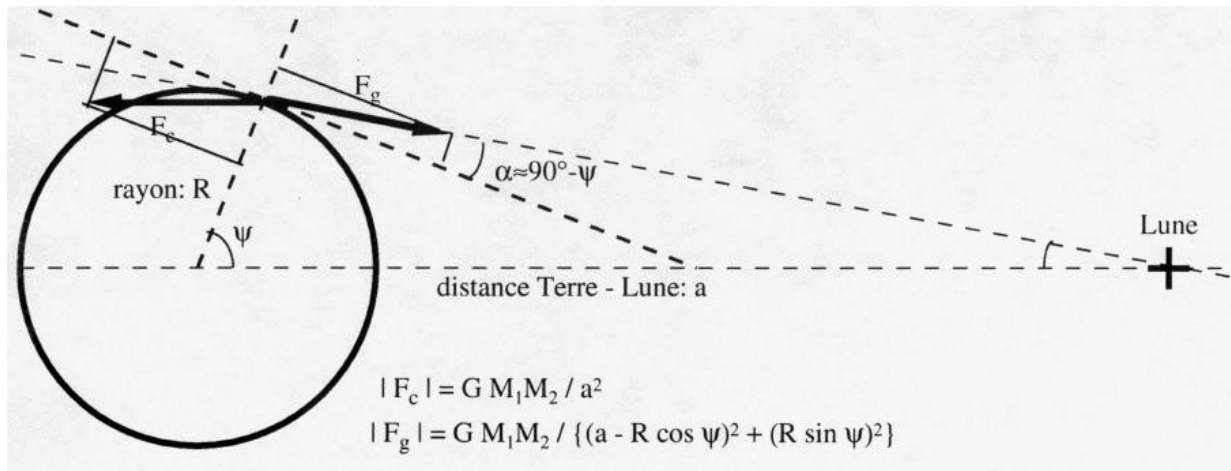


FIGURE 5.7 – Force centrifuge et force de gravitation donnent naissance à la force de marée.

La force génératrice des marées est la différence qui existe localement à la surface de la Terre entre l'attraction d'un astre (Lune ou Soleil) et la force centrifuge associée au mouvement excentrique du système Terre–Lune ou Terre–Soleil autour de son centre de gravité (Fig. 5.6).

#### 5.4.2 L'exemple des marées lunaires

Le dipôle Terre–Lune effectue une rotation autour de son centre de masse en 27.3 jours. Cela veut notamment dire qu'un point à la surface de la Terre voit la Lune au zénith toutes les  $24 + 24/26.3$  heures, soit toutes les 24h50' environ : en l'espace de 24 heures, la Lune s'est en effet déplacée du fait de la rotation du dipôle. C'est cette fluctuation qui est à l'origine de la marée lunaire notée  $M_2$  (de lune en anglais *moon*).

La force centrifuge en chaque point de la surface terrestre est la même (en intensité et en direction).

Par contre la force de gravité est maximale pour les points les plus rapprochés de la Lune, et minimale aux points les plus éloignés. Au centre de la Terre, la force de marée est virtuellement nulle.

Pour un point à la surface terrestre on a comme expression de la force de centrifuge :

$$F_c = GM_1M_2/a^2,$$

et pour expression de la force gravitationnelle :

$$F_g = GM_1M_2/[(a - R \cos \psi)^2 + (R \sin \psi)^2],$$

où  $\psi$  désigne l'angle de la direction du rayon terrestre avec l'axe Terre–Lune,  $R$  désigne le rayon de la Terre,  $a$  désigne la distance Terre–Lune, et  $G=6.67 \cdot 10^{-11} \text{ kg}^{-1} \text{ m}^3 \text{ s}^{-2}$  la constante d'attraction universelle (Fig. 5.7).

	Rayon (km)	Masse (kg)	Distance à la Terre (km)	$F_C$ (kg m s <sup>-2</sup> )	$\Delta F_G$ (kg m s <sup>-2</sup> )
Terre	6371	5.98 10 <sup>24</sup>	–		
Lune	1738	7.35 10 <sup>22</sup>	384 10 <sup>3</sup>	1.98 10 <sup>20</sup>	6.58 10 <sup>18</sup>
Soleil	696000	1.99 10 <sup>30</sup>	150 10 <sup>6</sup>	3.55 10 <sup>22</sup>	3.00 10 <sup>18</sup>

TABLE 5.2 – Quelques chiffres astronomiques.

La variation de cette force gravitationnelle sur la couche superficielle de la Terre mesure l'influence de l'astre sur l'océan :

$$\Delta F_g = 2GM_1M_2R/a^3 \quad (R \ll a).$$

On peut ainsi comparer l'influence du soleil et de la Lune sur les marées terrestres (Tab. 5.2).

### 5.4.3 Projections horizontale et verticale du bilan de force

Il est possible d'étudier en détail les projections de ces deux forces sur un repère local : les composantes horizontale et verticales de la force de marée (Fig. 5.8).

La composante verticale est extrémale (dirigée vers le haut) pour  $\psi=0^\circ$  et  $180^\circ$ , extrémale (dirigée vers le bas) pour  $\psi=89.9^\circ$ , et nulle pour  $\psi=54.7^\circ$  et  $125.2^\circ$ .

La composante horizontale est nulle pour  $\psi=0^\circ$ ,  $89.9^\circ$  et  $180^\circ$ . Elle est maximale en  $\psi=45.0^\circ$  et  $134.8^\circ$ . En ces deux points c'est réellement une force de traction horizontale qui s'exerce sur l'océan, a priori non contrecarrée. Puisqu'il y a deux points où simultanément la force de traction est maximale, la marée  $M_2$  s'avère semi-diurne.

La composante verticale de la force de marée est environ  $10^7$  fois plus faible que la force de gravité, et a donc un effet négligeable. La force motrice de marée aux points de la Terre dans l'alignement de l'axe Terre–Lune est négligeable.

### 5.4.4 Ellipsoïde induit par la force de marée

Si un état d'équilibre devait être atteint, en l'absence d'effet de rotation de la Terre, l'océan prendrait la forme d'un ellipsoïde, avec son grand axe dans la direction Terre–Lune, bien que les forces de marée soient minimales aux deux points de la Terre situés sur l'axe Terre–Lune (Fig. 5.9).

En fait, la Terre est en constante rotation, et la situation d'équilibre n'est jamais atteinte. Pour maintenir une position constante de l'ellipsoïde (par rapport à la Lune), il faut qu'il se déplace à la surface de la Terre avec la même période de rotation que celle de la Terre par rapport à la Lune.

Cette période est d'environ 24 heures et 50 minutes (compte tenu de la période de rotation du système Terre–Lune autour de son centre de masse, égale à 27.3 jours). En

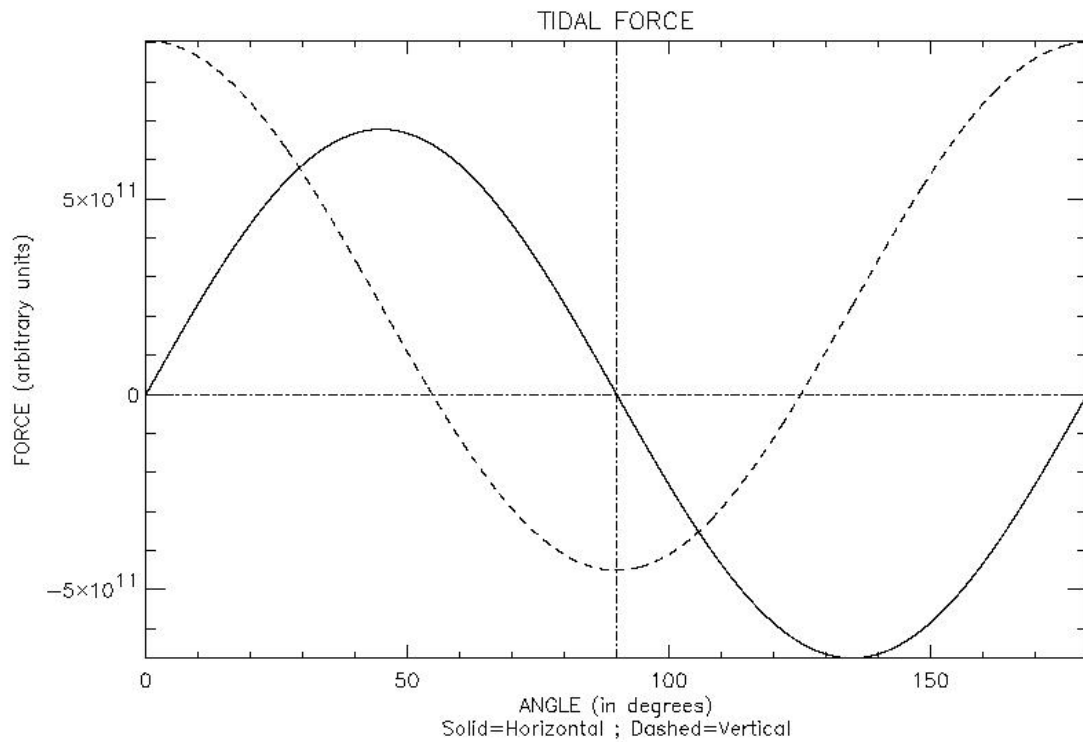


FIGURE 5.8 – Composantes horizontale et verticale (dans un repère local) du bilan de la force centrifuge et de la force de gravitation.

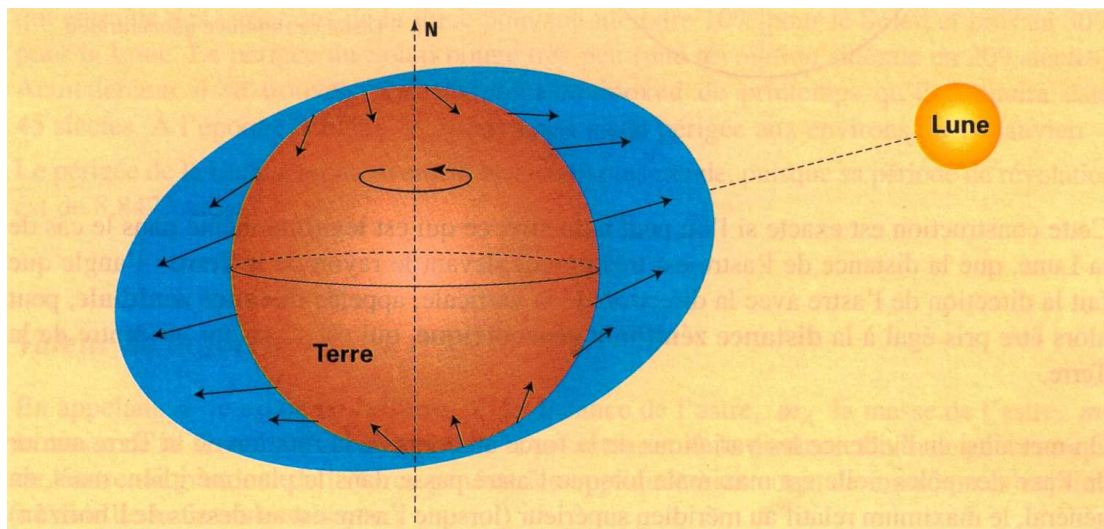


FIGURE 5.9 – Ellipsoïde équipotentiel et force génératrice de la marée. Source : SHOM, 1997.

assimilant les marées à des ondes en eau peu profonde, cela demande une vitesse de l'ordre de 450 m/s, soit des profondeurs océaniques supérieures à 20 km (jamais vérifié).

Néanmoins, ces constantes de temps expliquent pourquoi, en de nombreux endroits, les hauteurs des vives eaux sont décalées d'environ une heure chaque jour.

#### 5.4.5 Variabilité des paramètres lunaires

La déclinaison de la Lune : l'astre n'est pas dans le plan de l'équateur, mais son orbite fait un angle de  $28^\circ$  avec le plan équatorial. La période d'un cycle de montée et de descente dans le ciel est de 27.2 jours.

Le caractère elliptique de l'orbite de la Lune : la force de marée est augmentée de 20% environ lorsque la Lune est à son **périgée** (distance minimale de la Terre), et réduite de 20% lorsqu'elle est à son **apogée**. La période du cycle est de 27.5 jours.

#### 5.4.6 Marées solaires

Tout comme la Lune exerce une force de marée sur la Terre, le Soleil produit une force environ égale à 0.46 fois celle de la Lune (bien que beaucoup plus lourde que la Lune, le Soleil est néanmoins à une distance très grande, ce qui limite l'effet de la marée solaire).

Selon la position des astres, les marées lunaire et solaire peuvent s'additionner ou se soustraire (Fig. 5.10).

Les marées les plus intenses sont obtenues par superposition lorsque les deux astres sont en **conjonction** (pleine lune) ou en **opposition** (nouvelle lune). Au contraire, lorsque les deux astres sont en **quadrature**, les deux effets ne se superposent pas.

En tenant compte de l'ensemble des paramètres qui affectent le mouvement des astres par rapport à la Terre, on peut arriver à une situation "optimale" pour laquelle l'intensité des marées est maximale (dans l'absolu). Le prochain tel état ne sera atteint qu'en l'an 6580... mais correspondrait à une augmentation de 20% de l'amplitude maximale des marées.

#### 5.4.7 Limitations de la méthode

Dès Newton, qui formula les premières théories gravitationnelles des marées, les scientifiques se sont aperçu que les résultats théoriques ne recoupaient pas correctement les observations. Les raisons en sont multiples :

- Les ondes de marée ne se propagent pas assez vite pour assurer un équilibre ellipsoïdal théorique (dans l'axe Terre-Lune). La vitesse théorique maximale est 230 m/s en plein océan (et moins dans les zones côtières, moins profondes). De plus les masses d'eau ont leur propre inertie et ne répondent pas instantanément à l'effet de traction de la force de marée.
- La présence des continents est un autre obstacle au développement des ondes de marée.
- Les effets de rotation de la Terre (et notamment la force de Coriolis) incurvent les courants de marée.

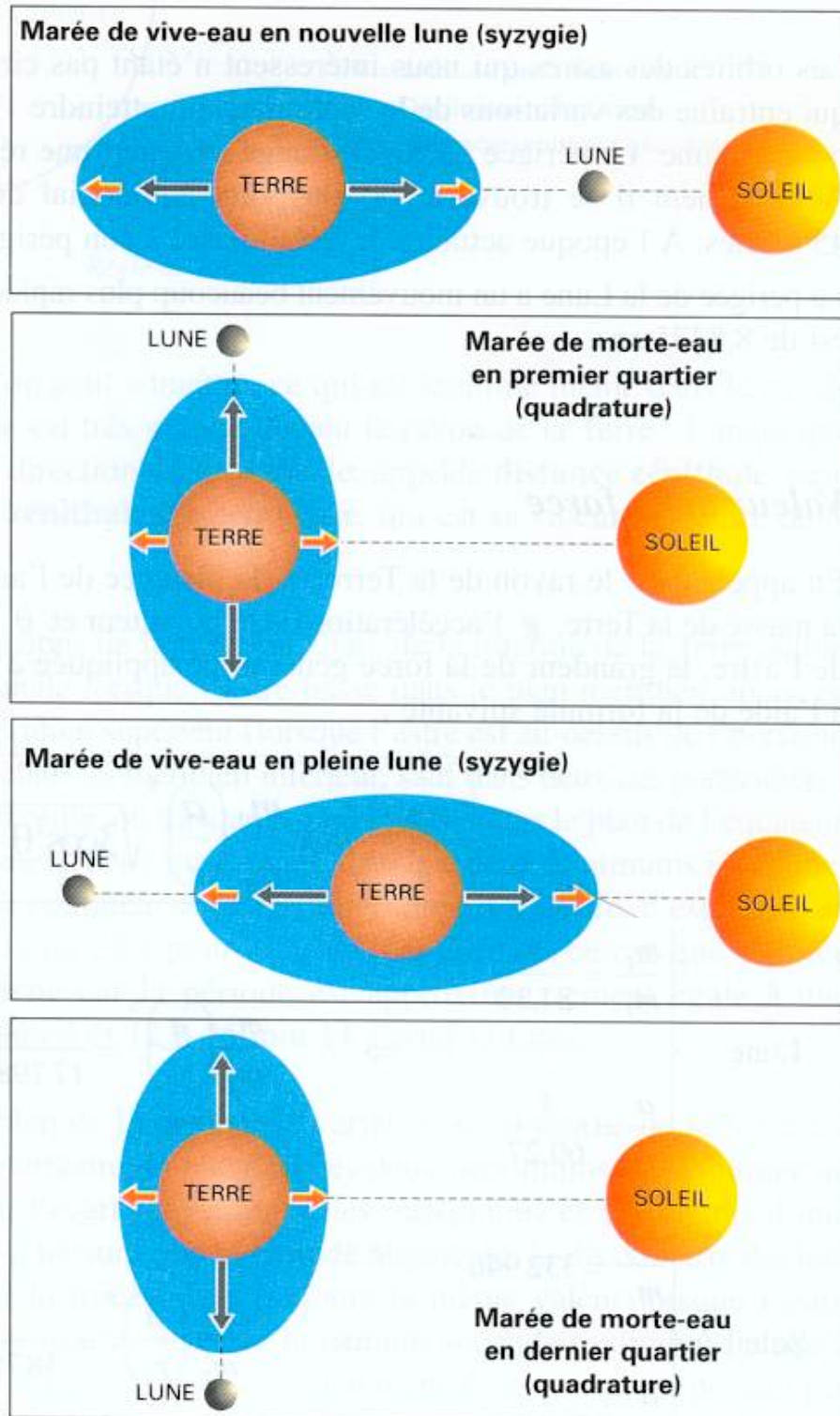


FIGURE 5.10 – Différentes configurations pour le système Terre–Lune–Soleil, affectant l’amplitude totale des marées à la surface de la Terre (lunaison). Source : SHOM, 1997.

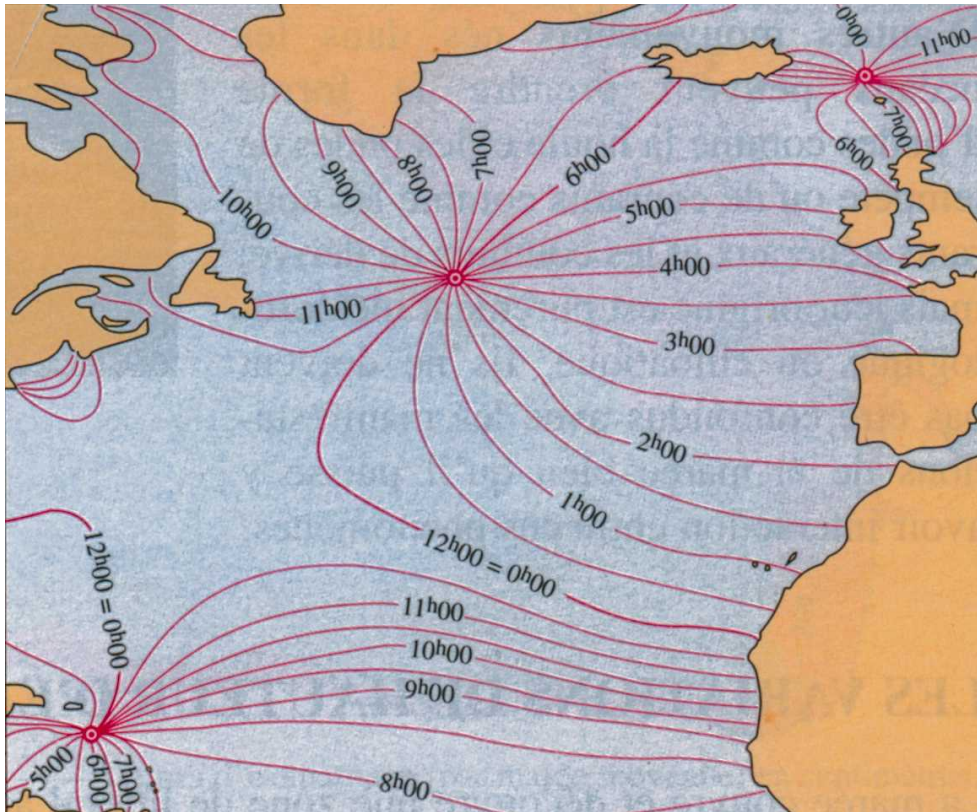


FIGURE 5.11 – Points amphidromiques en Atlantique Nord (les heures de pleine mer sont rapportées au passage de la Lune au méridien de Greenwich). Source : SHOM, 1997.

- L'effet du vent et des variations de la pression atmosphérique sur la marée (renforcement ou atténuation).

#### 5.4.8 Théorie dynamique des marées

Les modèles de prévision de marées essaient en fait de prendre en compte l'ensemble des effets juste évoqués. La solution des équations complètes est ainsi très complexe. L'effet combiné de la force de Coriolis et de la géométrie des bassins définit l'existence de points **amphidromiques** autour desquels les ondes de marée se développent (Fig. 5.11).

#### 5.4.9 Méthode harmonique

La marée étant le résultat de l'action de la Lune et du Soleil sur la Terre, le cycle est répétitif et met en jeu l'ensemble des cycles associé aux mouvements des astres. Le signal total de marée est ainsi la somme de signaux "partiels" (près de 400 !), qui ont chacun une amplitude et une phase déterminées en un point donné (Fig. 5.12). C'est la méthode la plus couramment adoptée pour les prévisions des marées dans les zones portuaires.



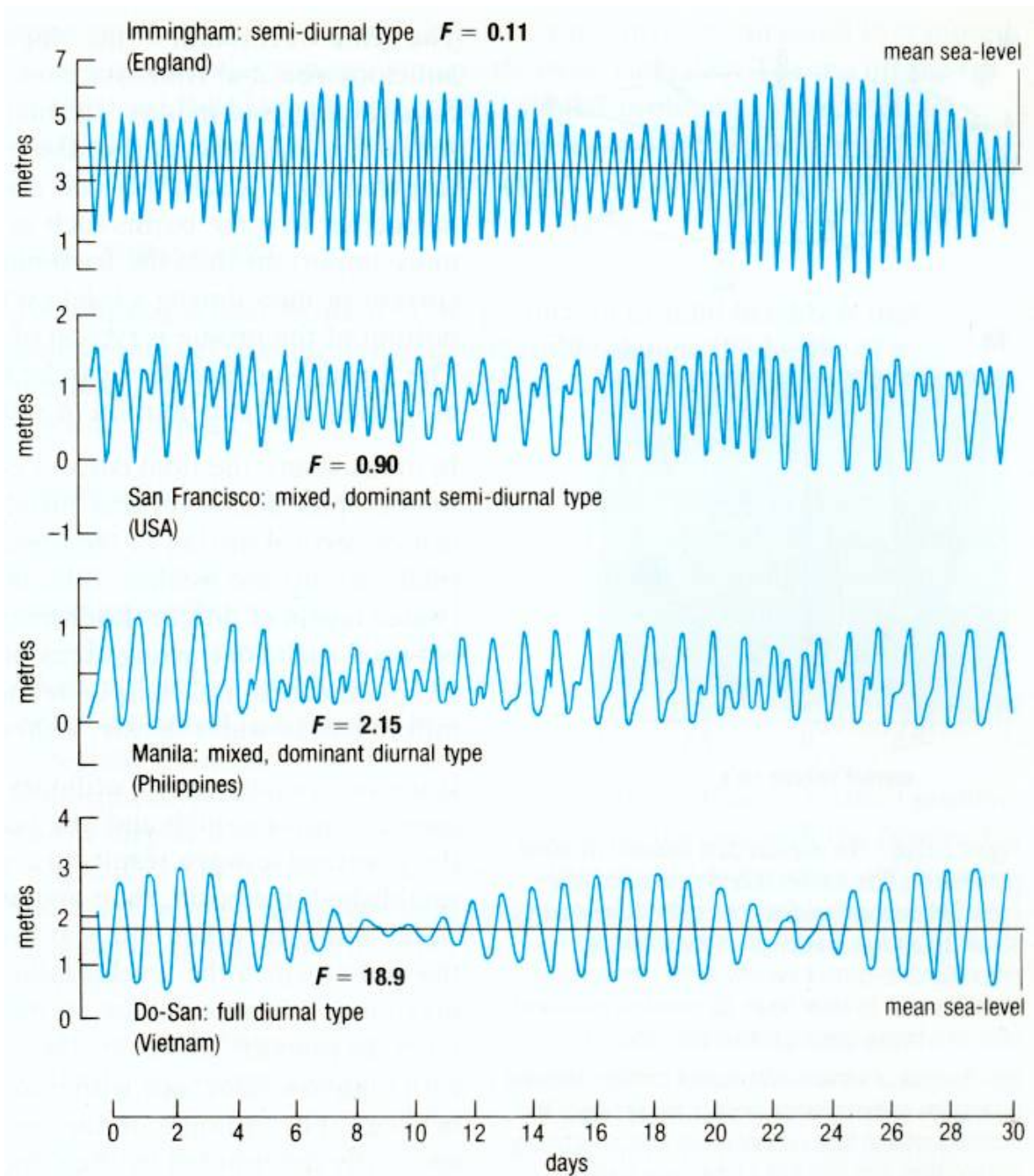


FIGURE 5.12 – Différents signaux de marée observés dans quelques ports. Selon l'endroit considéré, le signal dominant peut être de type diurne, semi-diurne, ou encore mixte. Source : The Open University, 1989.

#### 5.4.10 Usines marémotrices

De l'énergie électrique peut être produite à partir du flux montant ou descendant de la marée : des turbines sont entraînées par la force de la marée et créent du courant électrique. L'amplitude des marées en un point donné doit excéder 5 m pour que l'usine soit économiquement rentable. Cela introduit de très grosses contraintes sur le choix des sites possibles (amplitude suffisante des marées + environnement géographique adéquat). L'impact sur l'environnement (du fait de la construction du barrage) doit aussi être contrôlé : courants affectés, mouvements des sédiments. L'usine marémotrice de la Rance est en activité depuis 1966 et produit environ  $550 \cdot 10^6$  kWh par an à un prix légèrement inférieur à celui d'une centrale nucléaire.

#### 5.4.11 Rôle de la dissipation de la marée sur le mélange dans l'océan

Le rôle de la marée sur la circulation grande échelle des océans a été remis au goût du jour récemment pour expliquer la source du mélange vertical dans l'océan, nécessaire pour réchauffer les eaux froides formées par convection.

La marée est au premier ordre un phénomène barotrope dans l'océan : la force génératrice varie peu sur la profondeur des océans, très faible devant le rayon de la Terre, et la stratification océanique ne semble pas très importante. On obtient ainsi des vitesses océaniques qui ne dépendent pas de la profondeur. La dissipation de l'énergie des marées se fait en partie sur le fond (on doit donc connaître la vitesse induite sur le fond des océans), principalement dans les régions de petits fonds, en Manche par exemple. Mais une partie de cette dissipation se fait aussi par interaction de ces courants homogènes sur la verticale avec le relief du fond des océans. Ces interactions génèrent des phénomènes qui ne sont plus homogènes sur la verticale, on parle alors de marées internes (longueur d'onde de l'ordre de la centaine de km). Une partie de ces ondes internes est dissipée rapidement, donc assez localement, et induit un mélange vertical des masses d'eau, alors qu'une partie est radiée à longues distances et se dissipe on ne sait où.

Actuellement, une grande partie du mélange des masses d'eau, nécessaire à l'équilibre de la stratification et de la circulation grande échelle, pourrait être due à ce phénomène.

### 5.5 Références

Simon, B., et A. Lahaye-Collomb, 1997 : La marée. Les guides du SHOM, 75pp. ISSN 1245-2858.

The Open University, 1989 : Waves, tides and shallow-water processes. Pergamon, 187 pp.

<http://surfouest.free.fr/> Prévisions de vague et houle pour la façade Atlantique.

# Chapitre 6

## Le phénomène ENSO : *El Niño* – *Southern Oscillation*

### Notions essentielles

El Niño est un phénomène climatique majeur et récurrent, qui affecte le Pacifique tropical tous les 2 à 7 ans avec des amplitudes variables, mais parfois très importantes avec des réchauffements des eaux de surface de plusieurs degrés Celsius, des déplacements importants des zones de précipitations, des impacts sur l'écosystèmes, et des conséquences socio-économiques dramatiques. En situation normale, l'eau chaude s'accumule dans l'ouest du Pacifique tropical alors qu'un upwelling d'eau froide maintient une grande richesse des eaux sur les côtes du Pérou et de l'équateur, et les alizés maintiennent cette pente du niveau de la mer. Un renversement temporaire des alizés suffit parfois à déstabiliser cet équilibre, les eaux chaudes de l'Ouest se répandent vers l'Est à travers le bassin et les zones de convection tropicale suivent ces eaux chaudes. Ce phénomène fait intervenir à la fois la dynamique océanique par les ondes équatoriales, et la dynamique atmosphérique avec des modifications des vents alizés et un déplacement des zones de convection et précipitations, ce qui affecte le climat de toute la région Pacifique. Un réseau de bouées instrumentées (TOGA TAO) transmettant en temps réels des mesures océanographiques et météorologiques est maintenu dans le Pacifique tropical pour suivre au jour le jour le développement de ces phénomènes. La prévision de ces événements par les modèles couplés océan-atmosphère est un enjeu majeur de la recherche climatique actuelle.

### 6.1 Pourquoi prévoir le climat ?

La marche des saisons imprime un rythme à la vie sur Terre. Presque partout, le climat oscille comme un pendule entre été et hiver. Même sous les tropiques, où le climat est chaud tout l'année, des saisons pluvieuses (les moussons) alternent avec des saisons sèches, avec chacune leurs régimes de vent caractéristiques.

Pour se faire "une place au soleil", les hommes ont appris à s'adapter au rythme des

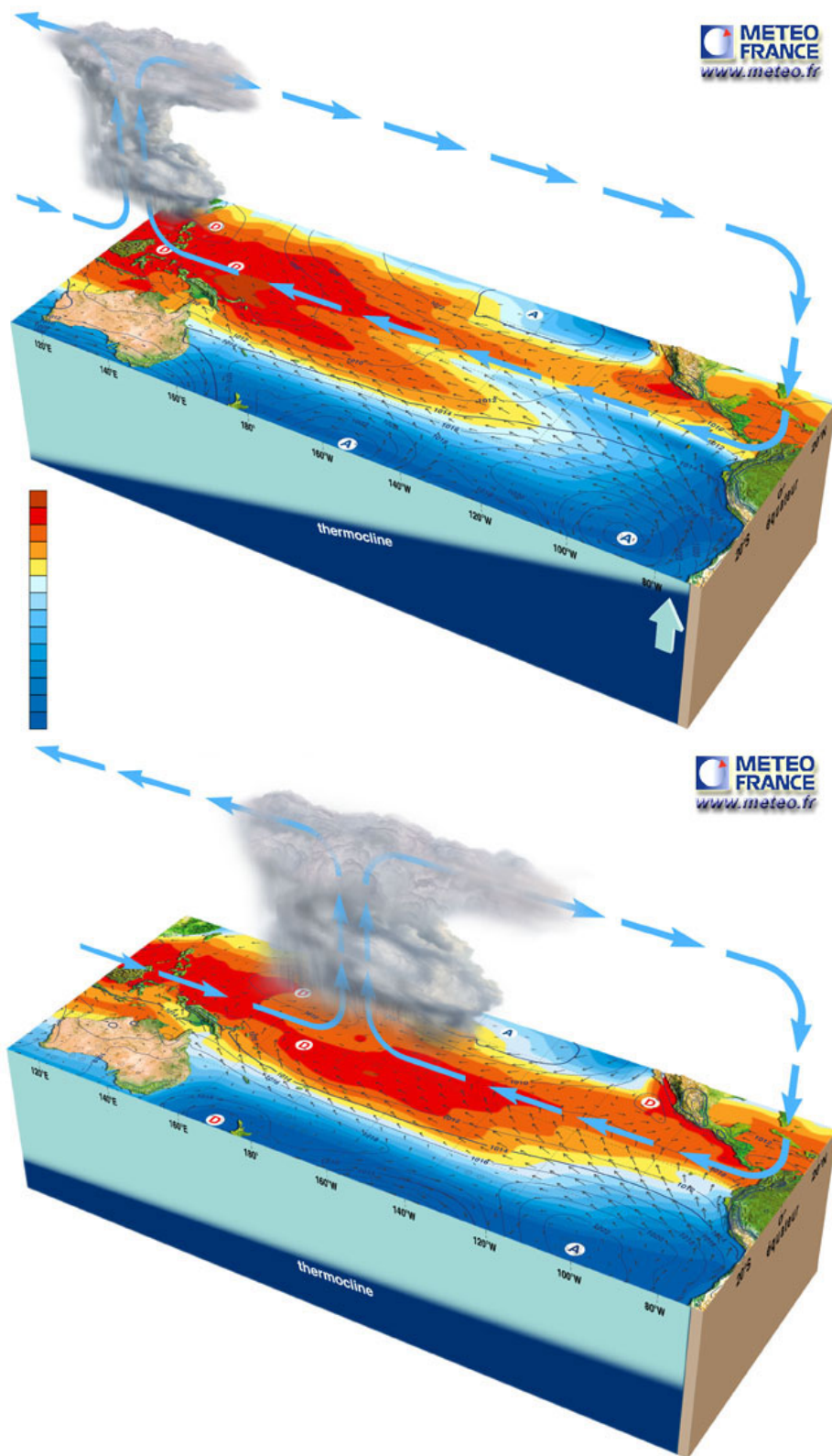


FIGURE 6.1 – Illustration des conditions normales (Septembre 1996) et d'un événement El Niño (1997). Source : Météo-France.

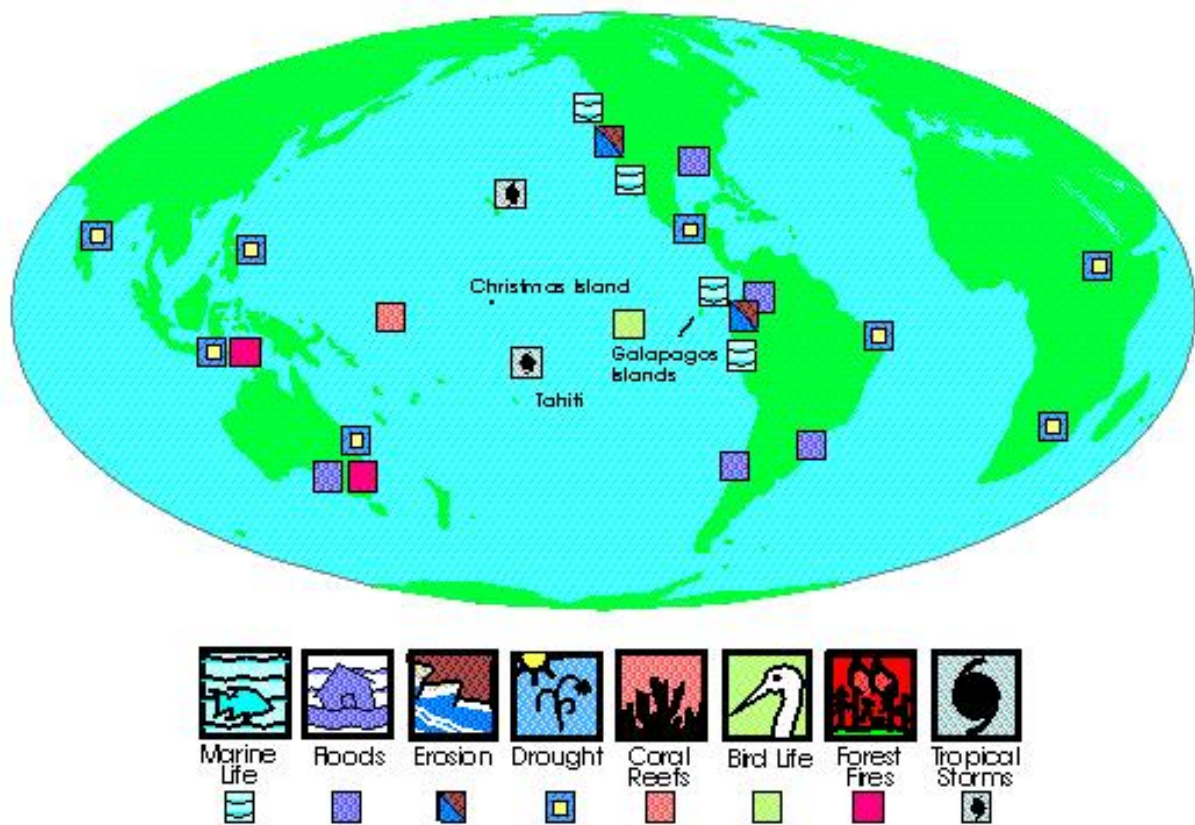


FIGURE 6.2 – Des changements subtils dans l'interaction entre vent et mer dans le Pacifique tropical peuvent affecter des écosystèmes locaux et des vies humaines dans des régions distantes du globe. Certains des impacts sur l'environnement du El Niño de 1982-83, le plus intense du siècle jusqu'en 1997, sont représentés ici par des symboles.

saisons. Année après année, ils ont semé et récolté, élevé du bétail, déployé des bateaux de pêche, préparé des expéditions de chasse, selon un calendrier bien défini. Des siècles de tradition ont influencé la manière dont nous organisons aujourd'hui nos activités, comme les projets de construction, les campagnes militaires, les vacances scolaires, ...

Mais il n'est pas toujours possible de se fier au rythme des saisons. Quelquefois l'Océan Pacifique tropical et une grande fraction de l'atmosphère globale semblent obéir à une musique différente, modifiant les habitudes et perturbant d'innombrables espèces animales et végétales, et de millions d'êtres humains. De manière à permettre d'anticiper ces à-coups occasionnels dans la marche des saisons et d'aider une meilleure planification des économies, les scientifiques cherchent de comprendre ces rythmes rivaux, dont le plus marqué se nomme El Niño et présente une alternance entre un climat "normal" et un ensemble de conditions climatiques "différentes" (mais récurrentes) dans le Pacifique (Fig. 6.2).

## 6.2 El Niño, qu'est-ce que c'est ?

L'expression El Niño (signifiant "l'Enfant Jésus" en espagnol) était utilisée à l'origine par les pêcheurs le long des côtes de l'Équateur et du Pérou et s'appliquait à un courant océanique chaud qui apparaît habituellement au moment de Noël pour ne disparaître que quelques mois plus tard. Les poissons sont alors moins abondants pendant ces intervalles chauds, et les pêcheurs en profitent souvent pour réparer leur équipement de pêche et rester avec leurs familles. Certaines années, cependant, l'eau est particulièrement chaude, et l'arrêt de la saison de pêche s'éternise jusqu'à mai ou quelquefois juin. Avec le temps, l'utilisation de l'expression "El Niño" a été réservée à ces intervalles exceptionnellement chauds et marqués, qui non seulement perturbent les vies de ces pêcheurs sud-américains, mais également apportent des pluies intenses.

Au cours des 40 dernières années, dix El Niño ont affecté la côte sud américaine. Le dixième, peut-être le plus marquant, s'est terminé en 1999... La plupart ont coïncidé avec une augmentation du niveau de la mer non seulement le long de la côte mais également aux Îles Galápagos, et sur une ceinture qui s'étend environ 8000 km à travers le Pacifique équatorial. Les événements les moins marqués correspondent à une augmentation des températures d'environ 1°C et à un impact mineur sur les pêcheries sud-américaines. Mais les plus violents, comme celui de 1982-1983 ou le dernier de 1997-1998, ont non seulement laissé leur empreinte sur la vie marine et le climat locaux, mais aussi sur des conditions climatiques à l'échelle de la planète.

## 6.3 L'événement de 1982-1983

Le El Niño de 1982-83, qui était souvent considéré comme le plus intense de ce siècle jusqu'en 1997, n'avait pas été prévu ni même reconnu par les scientifiques pendant les premières étapes de son développement. Rétrospectivement ses origines peuvent être détectées en mai 1982 quand les vents d'est de surface (les alizés) qui habituellement s'étendent des Îles Galápagos jusqu'en Indonésie ont commencé à décroître. À l'ouest de la ligne de changement de date, les vents se sont inversés, associés au début d'une période de temps orageux.

Au cours des quelques semaines qui ont suivi, l'océan a commencé à réagir aux changements d'intensité et de direction du vent. Le niveau de la mer aux Îles Christmas dans le Pacifique central s'est élevé de près de 10 cm. En octobre, le niveau de la mer était anormalement élevé de près de 25 cm sur près de 6000 km à partir de l'Équateur. Alors qu'il s'élevait dans le Pacifique est, il s'affaissait simultanément dans le Pacifique ouest, exposant (et détruisant) les couches supérieures des fragiles récifs coralliens qui entourent de nombreuses îles. Les températures de surface aux Îles Galápagos et le long de la côte de l'Équateur étaient passées de 22°C à plus de 27°C !

En réponse à ces modifications de l'Océan Pacifique, la flore et la faune marines ont rapidement réagi (Fig. 6.3). Après les augmentations de niveau de la mer aux Îles Christmas, les oiseaux de mer abandonnèrent leur progéniture et se dispersèrent sur tout l'océan

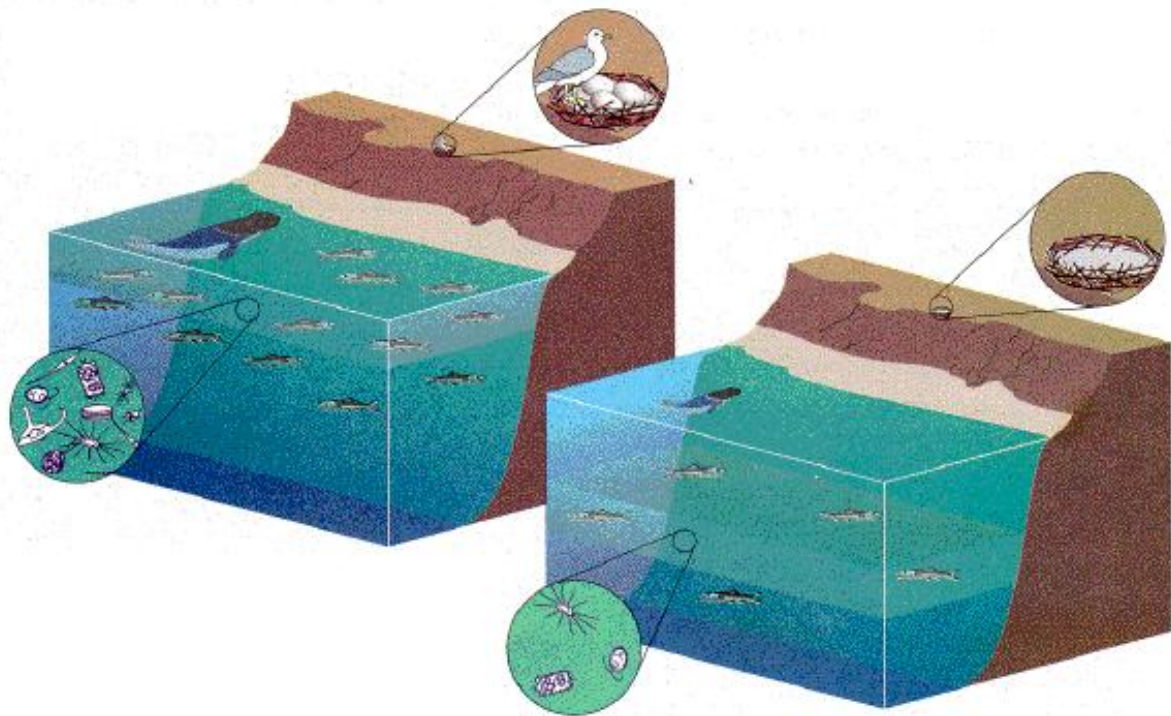


FIGURE 6.3 – Ces figures montrent le contraste saisissant qui existe pour l'écosystème marin le long des côtes du Pérou et de l'Équateur entre une année normale (à gauche) et une année El Niño (à droite). L'eau chaude et pauvre en nutriments apportée par un El Niño ne peut abriter que peu de phytoplancton (petites créatures qui sont à la base de la chaîne alimentaire marine). Les poissons, otaries et autres animaux marins doivent plonger plus profondément dans l'océan pour chercher de la nourriture. Les oiseaux de mer se dispersent sur les océans, en abandonnant leurs petits.

en quête désespérée de nourriture. Lors du retour à la normale de la mi 83, 25% des phoques et otaries adultes et tous les nouveaux nés étaient décédés. De nombreuses espèces de poisson connurent un sort équivalent. Le long des côtes qui s'étendent du Chili à la Colombie Britannique les températures de la mer étaient supérieures à la normale, et les poissons qui vivent habituellement dans les eaux tropicales ou subtropicales avaient migré vers les pôles. En contrepartie certaines espèces ont bénéficié de ces conditions inhabituelles comme en attestent les récoltes inattendues de coquilles Saint-Jacques sur les côtes équatoriennes.

Le El Niño de 1982-1983 a aussi produit des effets dramatiques sur les continents. En Équateur et dans le nord du Pérou environ 250 cm de pluie tombèrent pendant 6 mois, transformant le désert côtier en prairie, avec l'apparition de 6 lacs. L'apparition d'une nouvelle végétation a entraîné l'arrivée d'essaims de sauterelles, permettant l'expansion des colonies d'oiseaux. Les nouveaux lacs ont également fourni un habitat temporaire pour les poissons qui avaient remonté le courant des rivières depuis la mer pendant les inondations, et qui étaient désormais prisonniers. Beaucoup d'entre eux furent attrapés par les riverains lorsque ces lacs s'asséchèrent. Dans certains estuaires inondés, la production de crevettes a atteint des records, comme d'ailleurs le nombre de cas de malaria induits par la recrudescence des moustiques.

Comme le montrent ces exemples, les impacts économiques de ce El Niño furent très étendus. Le long de la côte sud-américaine, les pertes ont dépassé les bénéfices. Les industries de pêche de l'Équateur et du Pérou ont terriblement souffert quand leurs prises d'anchois se sont évanouies et quand les sardines se sont enfuies vers les eaux chiliennes plus froides. Plus vers l'ouest, les anomalies de vent ont dévié les typhons de leurs routes habituelles, vers Hawaï ou Tahiti non préparées à de telles conditions météorologiques. Ces anomalies ont aussi déplacé les pluies des moussons sur le Pacifique central, au lieu du Pacifique ouest. Sécheresses et feux de forêt se sont alors déclenchés en Indonésie et en Australie. Des orages se sont abattus sur la Californie méridionale en hiver, et ont causé des inondations sur tout le sud des États-Unis, tandis que les stations de sport d'hiver du nord avaient à se plaindre d'une saison trop peu froide et d'un manque évident de neige. Le coût total de cet El Niño pour la planète a été évalué à plus de 16 milliards d'euros. Les impacts psychologiques, ou même le nombre de victimes, sont plus difficiles à évaluer.

## 6.4 El Niño et le climat

Le lien entre ces effets climatiques disséminés sur le globe et El Niño est maintenant bien établi. Il a pourtant fallu du temps aux scientifiques pour comprendre comment s'assemblaient les différents morceaux du puzzle, des courants océaniques aux vents et aux pluies intenses. Voici plusieurs dizaines d'années, le scientifique britannique Sir Gilbert Walker (Fig. 6.4) a en fait posé les premiers éléments de la réflexion.

Pendant les années 20, tandis que les scientifiques d'Amérique du Sud étaient occupés à documenter les effets locaux de El Niño, Walker était affecté en Inde, et essayait de trouver des moyens utiles à la prévision de la mousson asiatique. En étudiant les données atmosphériques à sa disposition, il s'aperçut d'une corrélation remarquable entre les



## THE WALKER CIRCULATION

(non-El Niño conditions)

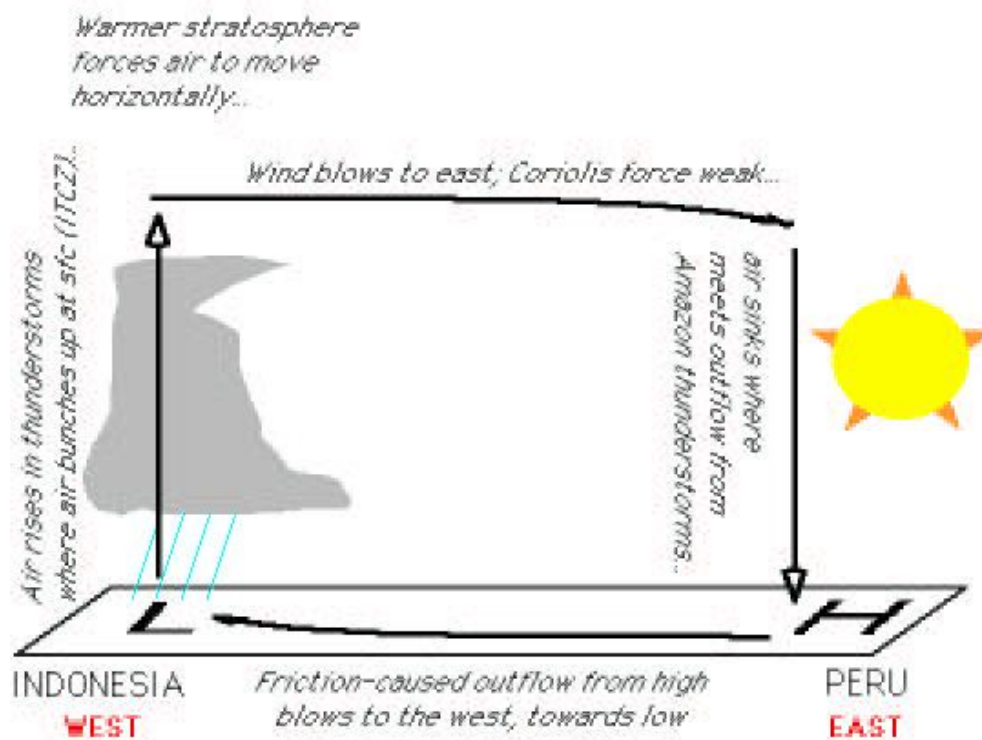


FIGURE 6.4 – Cellule de Walker (conditions normales) : les alizés soufflent d’est en ouest entre les hautes pressions sur le Pérou et les basses pressions sur l’Indonésie, où l’air s’élève dans les orages tropicaux et circule d’ouest en est en altitude.

relevés barométriques de l'est et de l'ouest du Pacifique. Il se rendit compte que la pression augmentait dans l'ouest quand elle s'affaissait dans l'est, et inversement. Il utilisa l'expression "Southern Oscillation" pour caractériser ce mouvement de balançoire visible dans les données barométriques.

Pendant les phases d'indice haut de ce mouvement oscillant, la pression est élevée dans l'est du Pacifique et basse dans l'ouest. Le long de l'équateur, le contraste zonal (longitudinal) de pression accélère les vents de surface d'est en ouest, des Îles Galápagos jusqu'en Indonésie. Pendant les phases d'indice bas, la différence de pression entre les deux extrémités du bassin s'atténue, et les alizés de surface s'affaissent. C'est dans le Pacifique ouest que se produisent les modifications de vent les plus marquées. À l'ouest de la ligne de changement de date les alizés disparaissent, alors qu'ils sont juste atténués à l'est (Fig. 6.5).

Walker se rendit compte que les saisons de mousson associées à un indice bas étaient souvent caractérisées par des sécheresses en Australie, en Indonésie, en Inde et dans différents secteurs de l'Afrique. Il énonça aussi le fait que ces indices bas étaient également associés à des hivers particulièrement doux dans le Canada occidental. Un de ses collègues l'attaqua dans une revue scientifique pour oser suggérer que des conditions climatiques dans des régions du globe aussi distantes pouvaient être liées. Dans sa réponse Walker prédit, correctement, qu'une explication devait exister mais qu'elle devait vraisemblablement exiger une connaissance des structures du vent à des niveaux autres que le sol (ce qui était à l'époque difficilement observable).

Pendant les décennies qui suivirent, les chercheurs ont ajouté de nouveaux morceaux à ce puzzle de l'oscillation australe. Une information nouvelle provint d'une région du monde distante, sur laquelle Walker n'avait que peu de renseignements : les îles désertiques du Pacifique central équatorial. Selon les statistiques climatiques, ces îles stériles reçoivent autant de pluie que de nombreuses autres îles qui présentent au contraire une végétation luxuriante. L'origine de ce paradoxe devient triviale lorsqu'on examine les statistiques pour ces îles année par année : le plus souvent les précipitations sont en fait très faibles, voire nulles, mais à l'occasion de certaines années "de bas index" ce sont de véritables déluges qui s'y abattent jour après jour, mois après mois. Ainsi l'index de pression de Walker s'avère lié à des changements dramatiques de la distribution des précipitations dans les tropiques.

Vers la fin des années 60, le professeur Jacob Bjerknes (1897–1975) mit en place une nouvelle pièce importante du puzzle. En fait, alors qu'il était jeune chercheur, Bjerknes avait établi sa renommée en publiant la première description complète et intelligible du cycle de vie des tempêtes aux moyennes latitudes. Près de 50 ans plus tard, il était le premier à voir une connexion entre les températures de surface de l'océan anormalement chaudes, les alizés faibles et les fortes chutes de pluie qui accompagnent les conditions d'indice bas. C'est donc Bjerknes qui le premier établit que El Niño et l'oscillation australe étaient deux parties d'un même phénomène, désormais souvent désigné par ENSO.

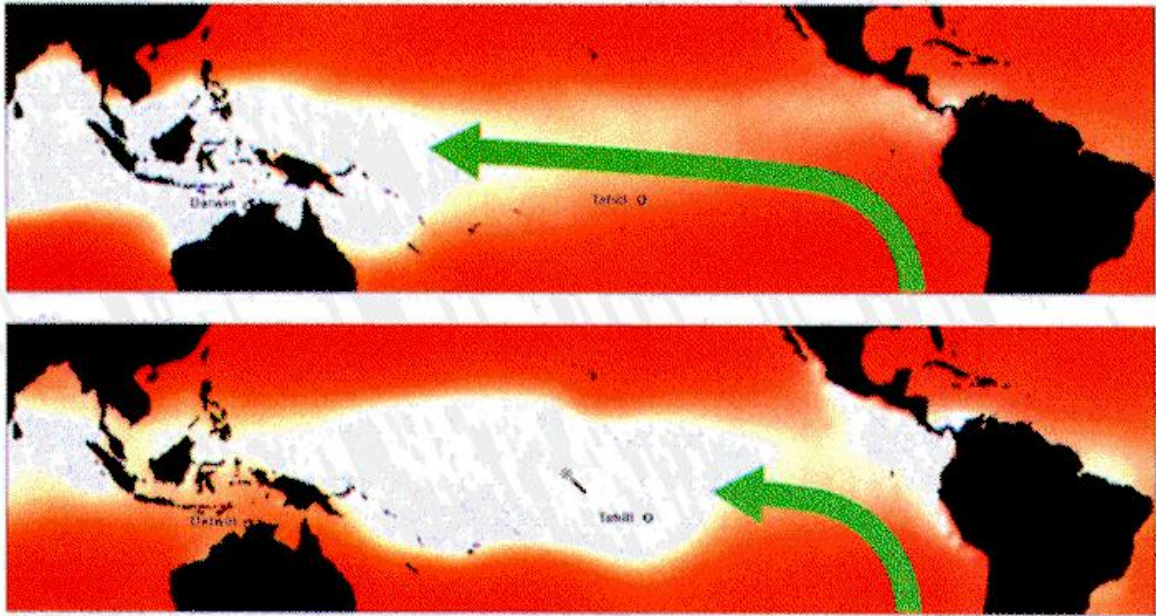


FIGURE 6.5 – Sir Gilbert Walker a fourni un élément important à la compréhension de El Niño quand il découvrit que les pressions au niveau de la mer dans le Pacifique sud oscillaient entre deux états distincts. Pendant une phase d'indice haut de ce que Walker a dénommé "Oscillation Australe" (en haut, pour novembre 1988), la pression est plus élevée (rouge sombre) près et à l'est de Tahiti que plus à l'ouest de Darwin au nord de l'Australie. Ce gradient de pression le long de l'équateur entraîne l'air vers l'ouest (flèche longue). Quand l'atmosphère bascule dans une phase d'indice bas (en bas, pour novembre 1982), les baromètres sont à la hausse dans l'ouest et à la baisse dans l'est, signalant une réduction, voire une inversion, de la différence de pression entre Darwin et Tahiti. L'aplatissement de cette structure de pression provoque l'affaiblissement des alizés de surface, et leur retrait vers l'est. On sait que cette phase d'indice bas est habituellement accompagnée de conditions El Niño.

## 6.5 Tirer les leçons du passé

Contrairement à la marche des saisons, régulière et par conséquent facilement prévisible, El Niño se produit avec des intervalles de temps irréguliers, allant de 2 à 10 ans, et deux événements ne sont jamais tout à fait les mêmes. Ainsi, celui de 1982-83 prit les scientifiques par surprise parce qu'à la différence des événements précédents il n'avait pas été précédé par une période d'alizés renforcés à l'équateur. De plus, il se produisit de façon exceptionnellement tardive dans l'année.

De manière à se préserver de la possibilité de telles surprises (c'est-à-dire de l'arrivée d'un El Niño "dissident"), les scientifiques ont continué de documenter autant d'événements passés que possible, en agençant des petits bouts d'évidences historiques issues de sources très variées (Fig. 6.6) :

- Enregistrements de température de surface de la mer. Des millions de rapports de navires marchands ayant traversé l'équateur ont été recueillis pendant plus d'un siècle. Puerto Chicama sur la côte péruvienne dispose de données de température depuis les années 30.
- Observations quotidiennes de pressions atmosphériques, de précipitations. Des stations météorologiques comme celle de Darwin en Australie disposent de données depuis plus de 100 ans.
- Archives des pêcheries d'Amérique du Sud.
- Écrits des colons espagnols implantés le long des côtes du Pérou et de l'Équateur, datant de la fin du 15ème siècle.

D'autres évidences "indirectes", fondées sur des échantillons de corail (Fig. 6.7), fournissent des renseignements sur la façon dont la fréquence des El Niño passés a varié à l'échelle des siècles voire des millénaires. Des données tirées des arbres les plus vieux (espacement variable entre deux anneaux de croissance consécutifs) renseignent également sur les événements du passé.

## 6.6 Vents, upwelling, et la chaîne alimentaire

Pour comprendre comment El Niño affecte l'océan, il faut d'abord apprendre comment les vents de surface déplacent l'eau de l'océan pendant les années normales et comment les mouvements induits affectent les températures et les contenus en nutriments chimiques, disponibles à la base de la chaîne alimentaire. Nous allons considérer deux régions distinctes : le Pacifique équatorial qui s'étend vers l'ouest depuis les Îles Galápagos jusqu'à la ligne de changement de date, et les eaux côtières le long du Pérou et du sud de l'Équateur.

Les alizés qui soufflent le long de l'équateur et les vents du sud-est qui soufflent le long des côtes sud-américaines ont tendance à entraîner les eaux de surface sur leur chemin (Fig. 6.8). Du fait de la rotation de la Terre, les courants sont déviés vers leur droite dans l'hémisphère nord, et vers leur gauche dans l'hémisphère sud. Les eaux de surface sont ainsi repoussées vers les pôles au niveau de l'équateur, et vers le large le long de la côte sud-américaine. Là où l'eau de surface est chassée, elle est remplacée par une eau plus profonde (phénomène d'upwelling), plus froide et riche en nutriments. L'upwelling équatorial et

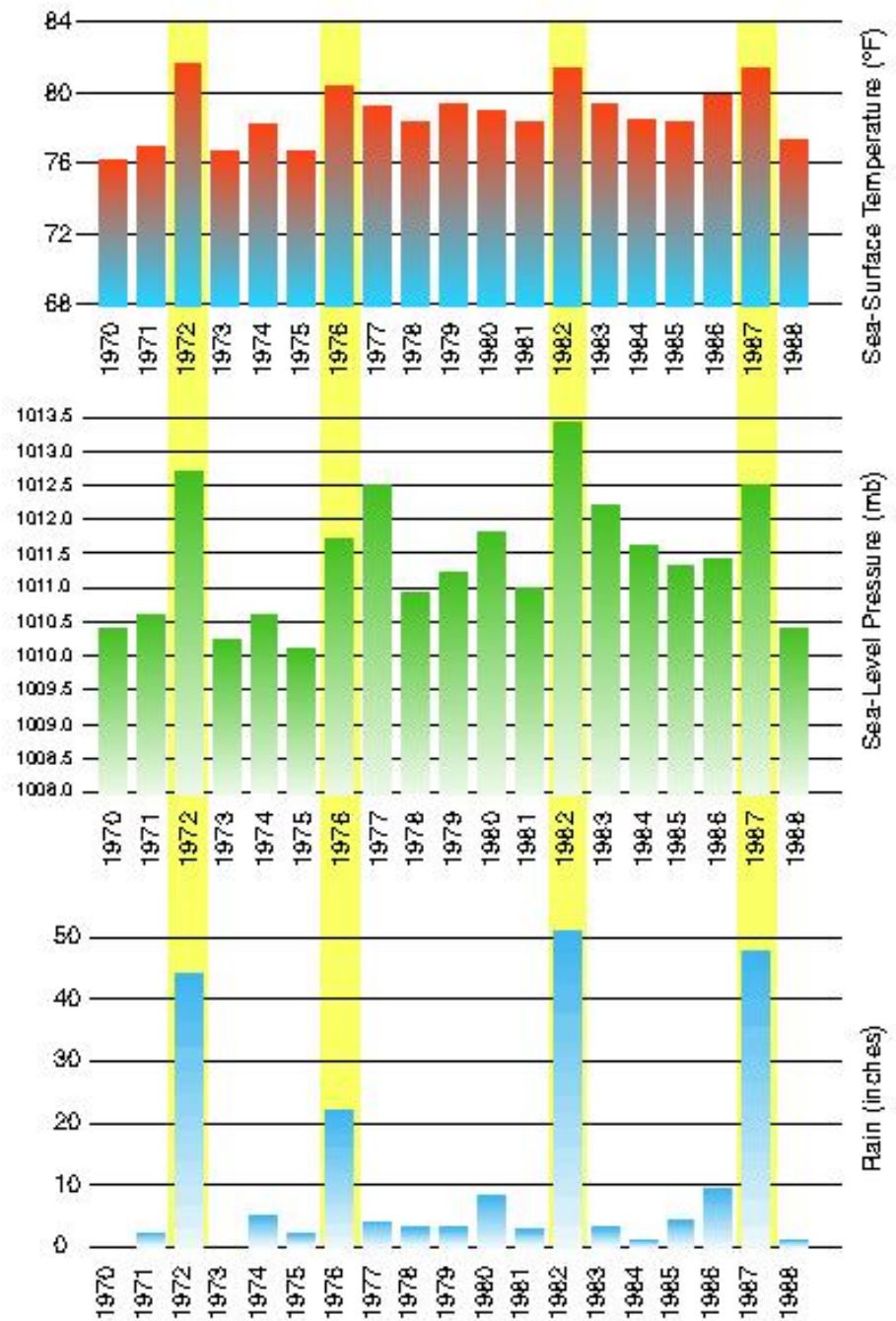
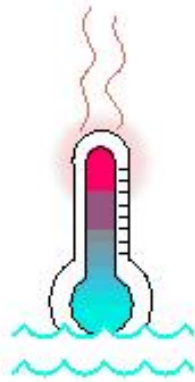


FIGURE 6.6 – Les années El Niño (surlignées en jaune) ressortent clairement dans ces enregistrements de température de surface de la mer le long de l'équateur dans le Pacifique est, dans les données barométriques de Darwin, et dans les mesures de pluie aux Îles Christmas dans le Pacifique central.



FIGURE 6.7 – Les coraux tropicaux voient leur structure enrichie chaque année d'une nouvelle bande. Un corail comme celui représenté ici est assez vieux pour avoir acquis 100 de ces bandes de croissance. Leur composition chimique révèle la température et la salinité de l'eau à l'époque où elles ont été formées. Les scientifiques s'appuient entre autres sur ces évidences du passé pour déterminer le comportement de El Niño dans des scénarios du climat futur.

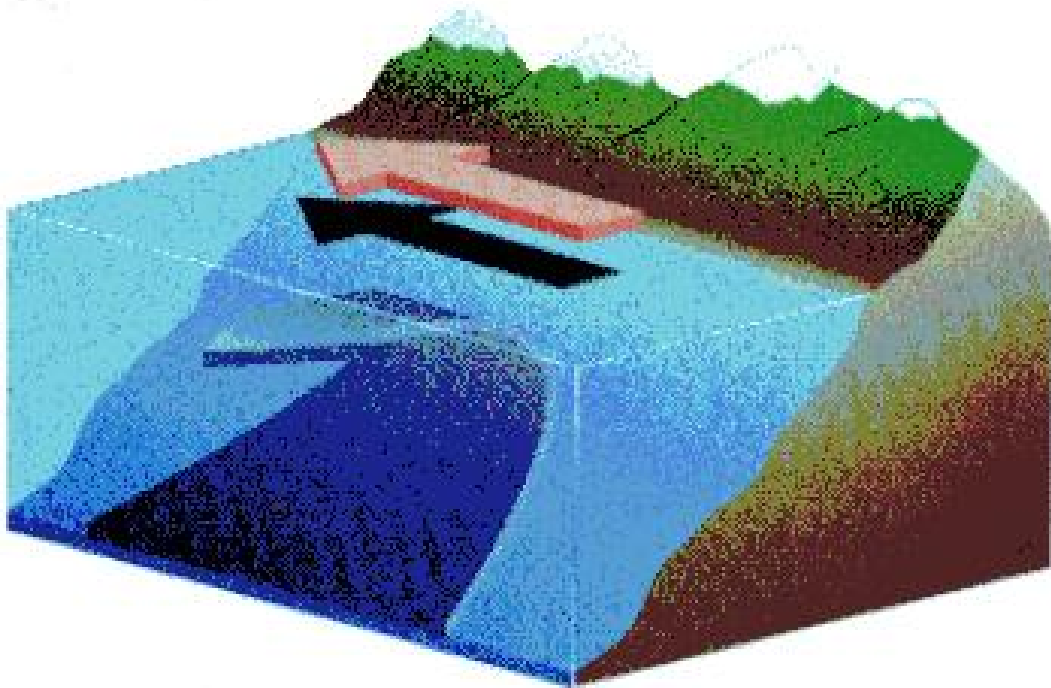


FIGURE 6.8 – D'intenses vents du sud-est (flèche rouge) dominant le long de la côte de l'Équateur et du Pérou. Ces vents qui soufflent pendant les années normales et les années El Niño entraînent l'eau de surface vers le nord-ouest, et occasionnent la remontée vers la surface d'eaux froides et riches en nutriments (bleu foncé) le long de la côte du Pacifique est.

l'upwelling côtier sont tous deux concentrés dans des régions très étroites (de l'ordre de 150 km), et sont aisément visibles par satellite.

Les vents qui soufflent le long de l'équateur affectent aussi les propriétés de l'eau upwellée (Fig. 6.9). En absence de vent, la couche limite entre l'eau chaude de surface et l'eau froide profonde (la thermocline) serait pour ainsi dire plate à l'échelle du Pacifique équatorial. Lorsque les alizés entraînent les eaux de surface vers l'ouest, la thermocline bascule en affleurant la surface dans le Pacifique est, et en s'enfonçant dans l'ouest.

L'eau froide sous la thermocline est riche en nutriments. Lorsque la thermocline est assez proche de la surface, le brassage induit par les vents est capable de la mélanger avec l'eau de surface. En présence de lumière (solaire), des espèces végétales minuscules (phytoplancton) utilisent ces nutriments pour produire une substance végétale verdâtre, la chlorophylle. La floraison du phytoplancton est très rapide, explosive, et en une semaine tous les nutriments disponibles sont utilisés. Ensuite le phytoplancton meure et coule. Ces floraisons sont observables par satellite (tâches vertes à la surface de l'océan) pendant leur durée de vie. Ces tâches peuvent servir de marqueurs des endroits où les phénomènes d'upwelling apportent des nutriments à la surface (Fig. 6.10).

L'eau nouvellement upwellée est plus froide que son environnement. Elle peut être suivie pendant plusieurs jours par de l'imagerie infrarouge qui révèle la température de la surface de la mer (Fig. 6.11a). Cette signature prend la forme d'une langue froide qui s'étend vers l'ouest le long de l'équateur depuis la côte sud-américaine.

Ainsi, les vents contrôlent l'upwelling, qui lui-même contrôle la production de phytoplancton. Cette production affecte en retour les évolutions des minuscules animaux marins qui forment le zooplancton, qui le broutent, et finalement l'effet se fait ressentir à tous les échelons de la pyramide alimentaire marine. Les vents sont aussi responsables de l'apparition de la langue froide dans la structure horizontale de la température de surface de la mer.

## 6.7 Quand les vents faiblissent

Pendant des années El Niño, lorsque les alizés sont cantonnés dans le Pacifique est, l'océan répond de la manière suivante (Fig. 6.11b) :

- La thermocline s'aplatit le long de l'équateur, remontant dans l'ouest et plongeant dans l'est de plusieurs dizaines de mètres. L'affaissement dans l'est est assez fort pour que l'upwelling côtier ne soit plus en mesure d'aspirer l'eau sous-jacente, froide et riche en nutriments.
- L'upwelling équatorial décroît, réduisant d'autant plus l'apport en nutriments pour la chaîne alimentaire.
- La langue d'eau froide se rétracte ou disparaît (Fig. 6.12).
- Le niveau de la mer s'aplatit, en remontant dans l'est et s'affaissant dans l'ouest. L'eau de surface déferle vers l'est du bassin.

Quand cet afflux d'eau relativement chaude atteint la partie est du bassin, quelques mois plus tard, la présence du continent l'oblige à s'étendre vers le sud et vers le nord le long



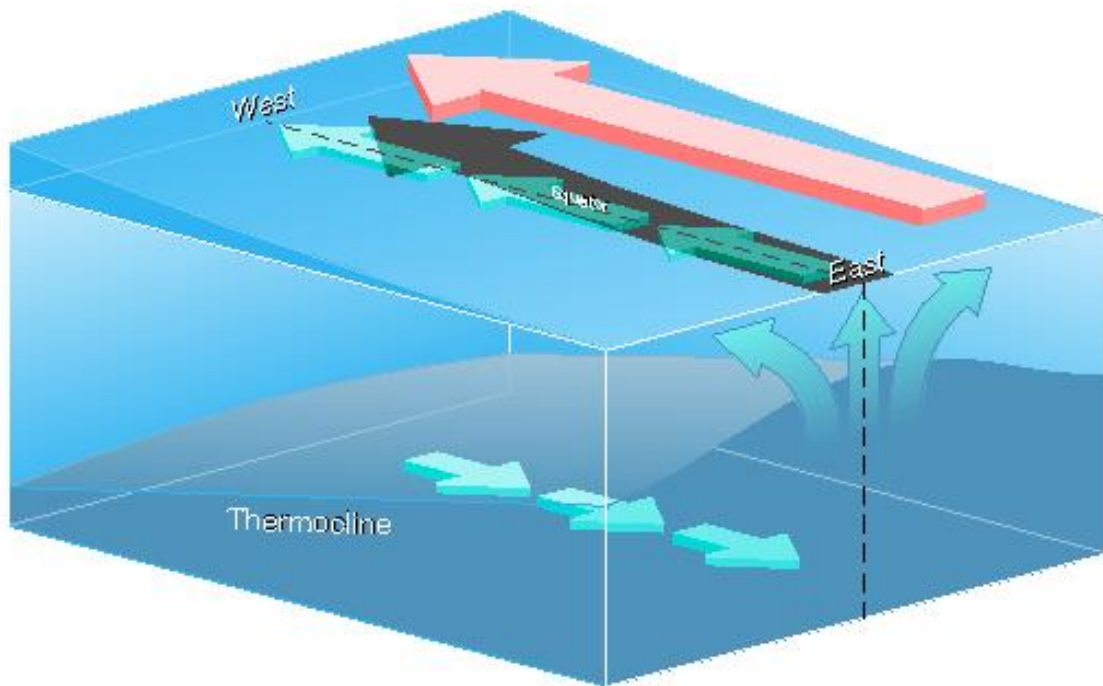


FIGURE 6.9 – Les vents d’est (flèche rouge) entraîne l’eau de surface vers l’ouest le long de l’équateur. La rotation de la Terre dévie ce courant vers le nord dans l’hémisphère nord et vers le sud dans l’hémisphère sud, écartant les eaux de l’équateur et les remplaçant par de l’eau issue de couches plus profondes (flèches vers le haut). De plus, les vents provoquent l’accumulation des eaux dans la partie ouest du Pacifique. Parce que de plus l’eau plus chaude est moins dense, le niveau de la mer est plus élevé dans la partie ouest du bassin que dans la partie est, où les vents soufflent à pleine puissance. La thermocline qui marque la limite entre les eaux chaudes de surface et les eaux froides plus profondes (bleu foncé) est inclinée. Elle affleure la surface dans le Pacifique équatorial oriental.

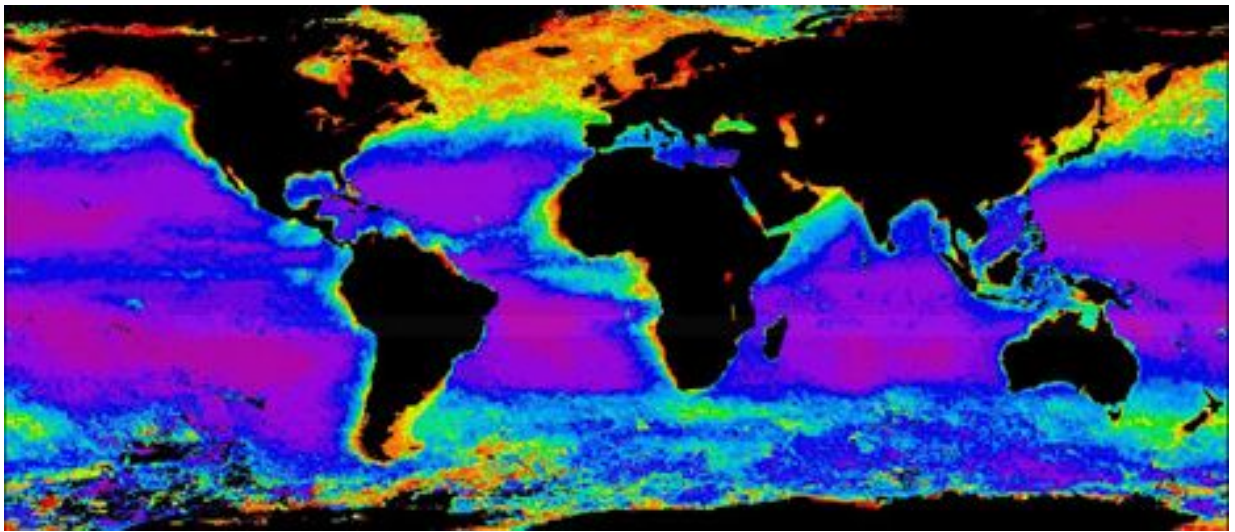


FIGURE 6.10 – Cette image satellite prise par le Coastal Zone Color Scanner (CZCS) représente des conditions moyennes sur plusieurs années. Elle montre la concentration de chlorophylle dans les couches supérieures de l'océan, avec des couleurs chaudes pour les quantités les plus importantes. La chlorophylle est produite par le phytoplancton, l'échelon le plus bas de la chaîne alimentaire de l'écosystème marin. Le phytoplancton "fleurit" dans les eaux froides et riches en nutriments apportées depuis l'océan profond vers la lumière du soleil, où la photosynthèse peut se développer.

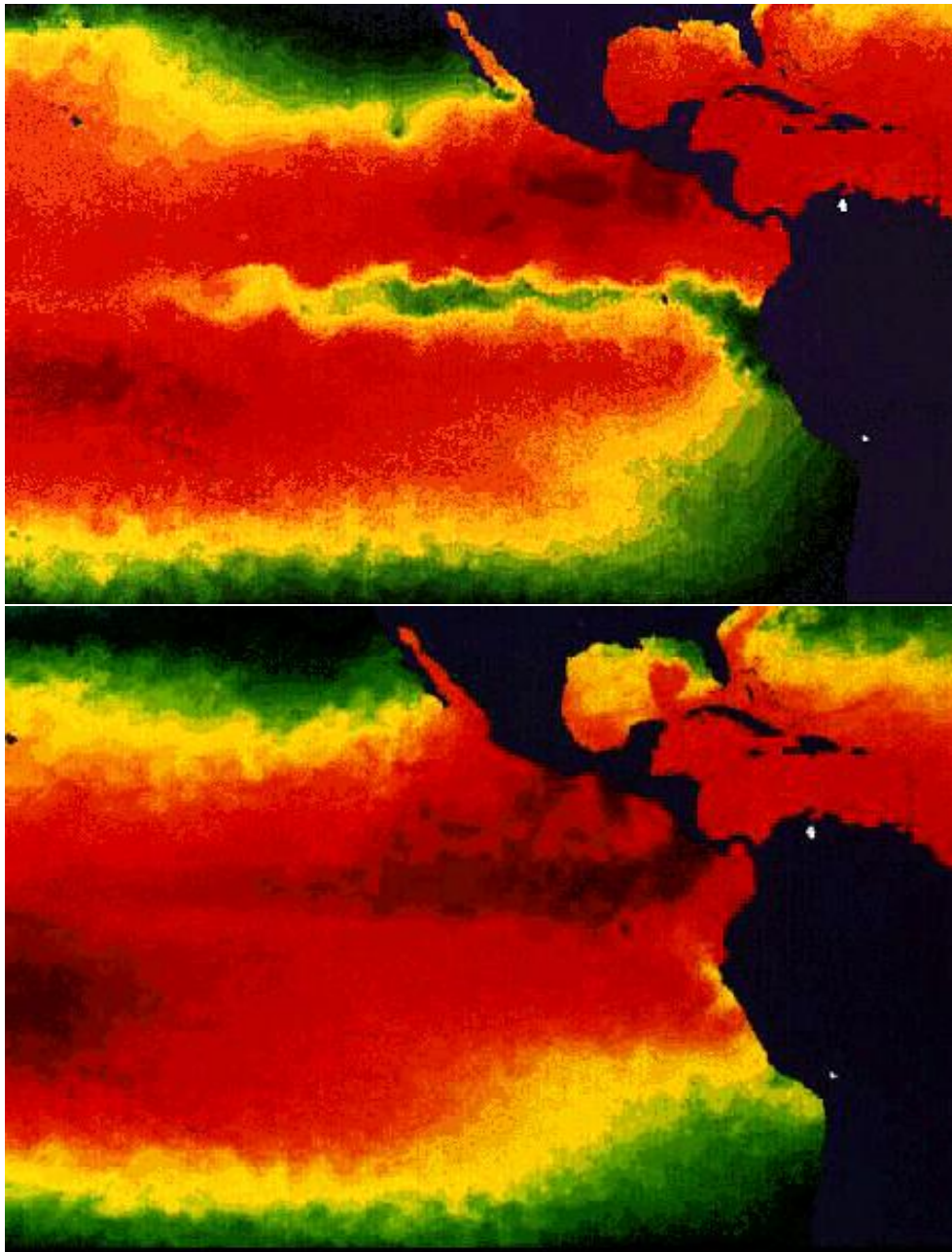


FIGURE 6.11 – (a) Distribution de la température de surface de la mer le 31 mai 1988, quand le Pacifique équatorial était froid. Les eaux les plus chaudes sont indiquées en rouge foncé, et les eaux plus froides par du jaune puis du vert. On peut noter la langue d'eau froide récemment upwellée qui s'étend le long de l'équateur depuis la côte sud-américaine. (b) La température de surface de la mer apparaît très différente le 13 mai 1992, pour des conditions El Niño, quand la thermocline dans le Pacifique oriental était plus profonde que la normale et quand l'upwelling équatorial était supprimé. On peut noter l'absence d'une langue froide bien définie.

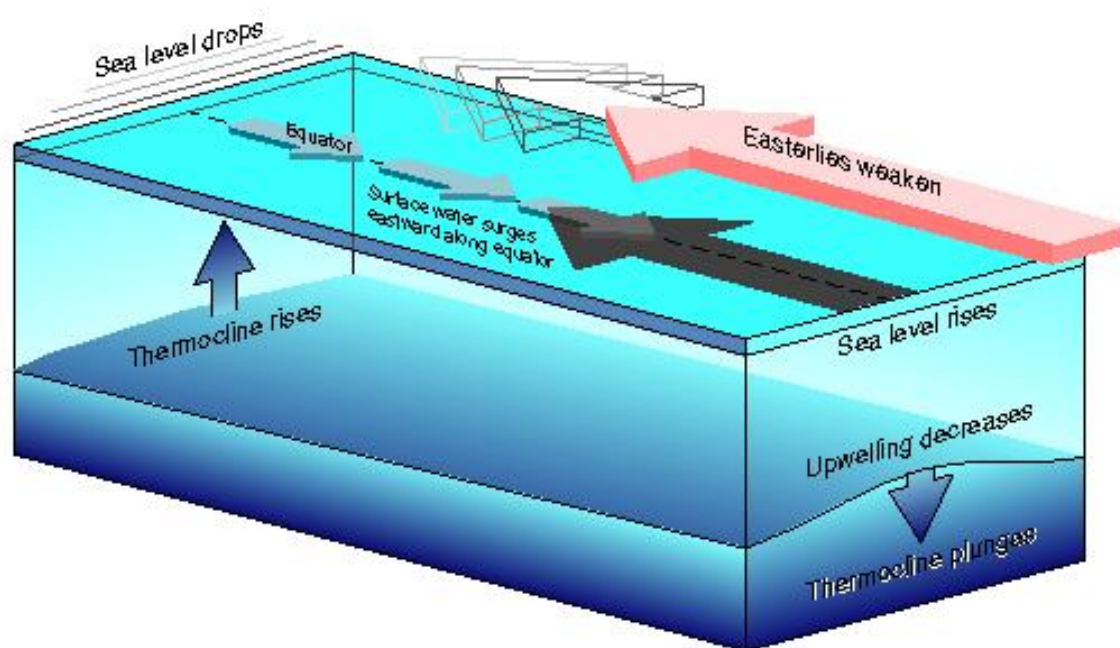


FIGURE 6.12 – Les alizés (flèche rouge) qui s’étendent habituellement sur tout le Pacifique équatorial régressent vers l’est lors du déclenchement de conditions El Niño. Ceci déclenche des changements dans la couche supérieure de l’océan. Le long de l’équateur, la pente de la surface et la pente de la thermocline s’aplatissent toutes les deux.

de la côte. Les sardines et autres espèces de poissons quittent cette zone, et le niveau de la mer monte. Ces effets ont pu être ressentis jusqu'au Canada au nord, et au milieu du Chili au sud.

## 6.8 Ou comment la mer affecte les vents en retour

Les océans et l'atmosphère entretiennent un dialogue continu, en s'écoutant et se répondant mutuellement. Jusqu'à présent nous nous sommes concentrés sur l'un des côtés de la conversation : comment les vents le long de l'équateur influencent la pente de la thermocline et l'intensité de l'upwelling. Les modifications induites sur la température de surface de la mer vont cependant affecter en retour les vents.

Quand les alizés soufflent à leur pleine puissance, l'upwelling d'eau froide le long du Pacifique équatorial refroidit l'air qui le surplombe, le rendant trop dense pour qu'il s'élève assez haut pour permettre à la vapeur d'eau de se condenser et de former des nuages et des gouttes de pluie. Ainsi l'air reste libre de nuages pendant les années "normales", et la pluie dans la ceinture équatoriale est largement confinée dans l'extrême ouest du bassin, au voisinage de l'Indonésie (Fig. 6.13).

Mais lorsque les alizés s'affaiblissent et régressent vers l'est pendant les premiers stades d'un événement El Niño, l'upwelling se ralentit et l'océan se réchauffe. L'air humide à la surface de l'océan se réchauffe également. Il devient assez léger pour former des nuages épais qui produisent de fortes pluies le long de l'équateur. Cette modification des températures de surface océaniques est donc responsable du déplacement vers l'est du maximum de pluie sur le Pacifique central. Les ajustements atmosphériques associés correspondent à une baisse de pression dans le Pacifique central et oriental, et à une augmentation de pression dans le Pacifique ouest (Indonésie et Australie), propice à une plus grande relaxation et un plus grand retrait des alizés (Fig. 6.14).

De cette manière, le dialogue entre le vent et la mer dans l'Océan Pacifique peut devenir de plus en plus intense, chaque interlocuteur renvoyant une réponse à chaque fois amplifiée. De petites perturbations dans l'océan ou l'atmosphère peuvent s'amplifier jusqu'au déclenchement éventuel d'un fort El Niño. De la même façon qu'il est souvent difficile d'incriminer l'un ou l'autre des partenaires dans la dégénérescence d'un dialogue, il est difficile d'identifier le changement subtil dans le système océan-atmosphère qui initie une transition hors de ou vers des conditions El Niño. C'est fondamentalement un mécanisme couplé océan-atmosphère.

## 6.9 Les conséquences d'un El Niño à l'échelle du globe

Les à-coups du dialogue qui s'établit entre l'océan et l'atmosphère dans le Pacifique peuvent affecter par ondes de choc les conditions climatiques dans les régions les plus éloignées du globe. Ce message d'échelle planétaire est convoyé par des déplacements des régions de pluies tropicales, qui affectent ensuite les structures de vent sur toute la planète.

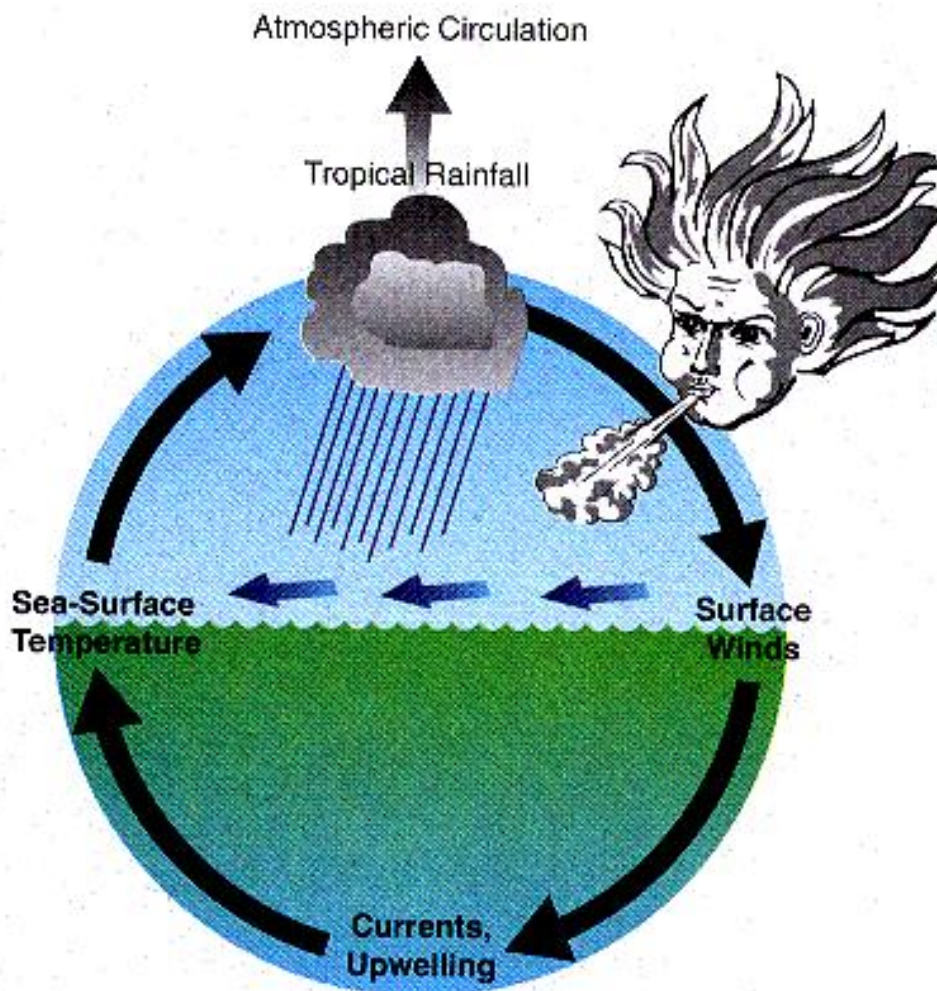


FIGURE 6.13 – Comme des interlocuteurs engagés dans un dialogue, l’Océan Pacifique tropical et l’atmosphère qui le recouvre s’influencent mutuellement et interagissent. Des modifications dans la force des alizés (vents d’est) le long de l’équateur induisent des modifications des courants océaniques et de l’upwelling, qui induisent des modifications de la température de surface de la mer, qui en retour altèrent la distribution des pluies, qui altère la force des alizés, ...

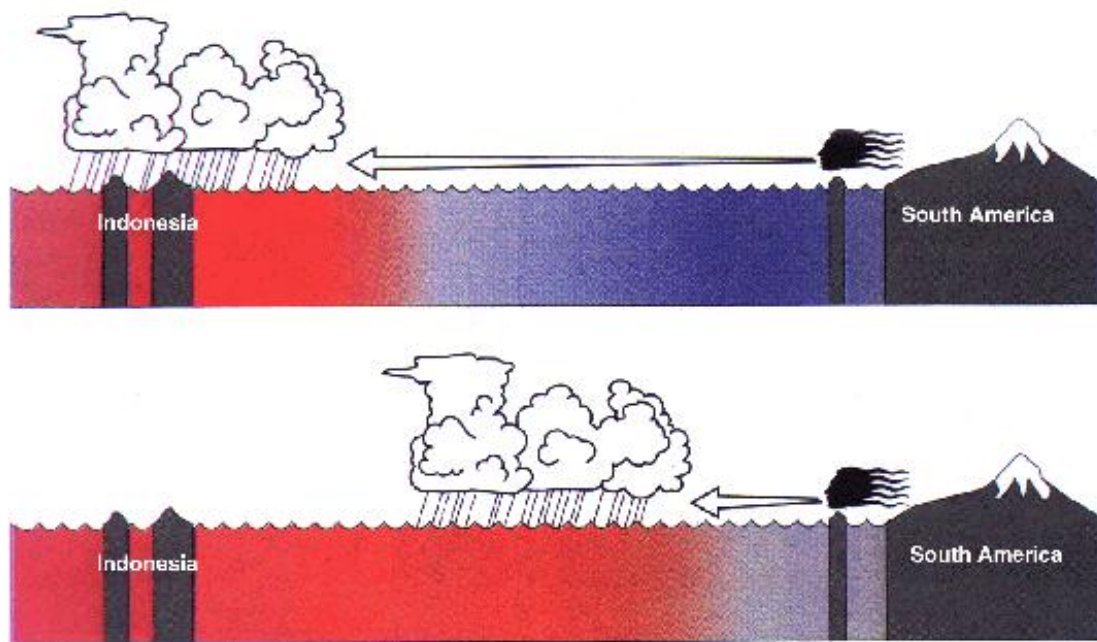


FIGURE 6.14 – El Niño réarrange les distributions de pluie dans le Pacifique équatorial. Pendant des années normales (en haut), l’upwelling induit par les alizés de surface (flèche) maintient les eaux de surface du Pacifique central froides (bleu). Les fortes pluies sont confinées au dessus des eaux chaudes (rouge) qui entourent l’Indonésie sur le bord ouest du Pacifique. Pendant un El Niño (en bas), les alizés faiblissent et régressent dans le Pacifique est, permettant au Pacifique central de se réchauffer, et aux zones de pluie de se déplacer vers l’est.

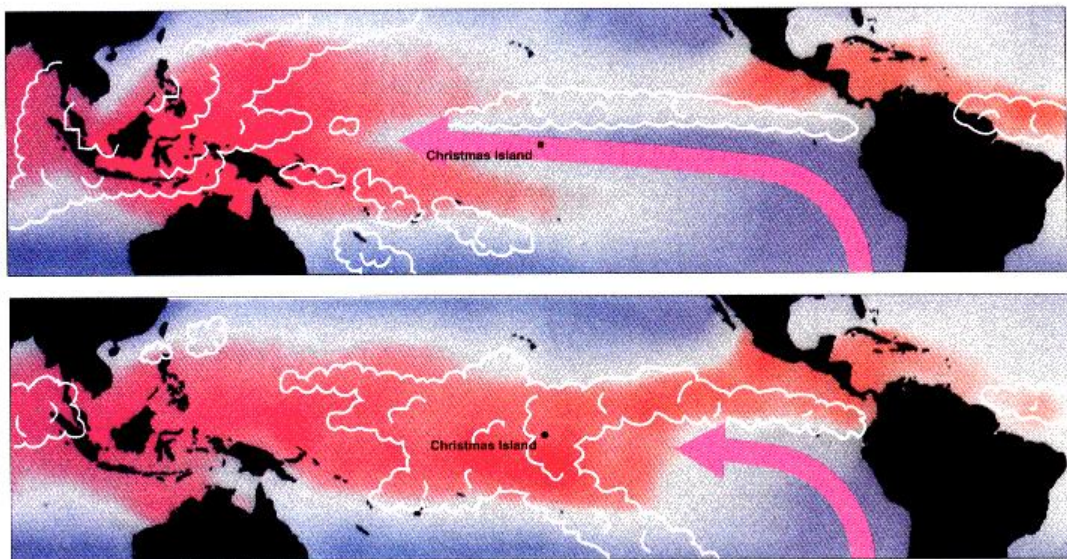


FIGURE 6.15 – Voici une vision plus détaillée de la façon dont El Niño réarrange les régions de pluie sur le Pacifique tropical. Les couleurs indiquent la répartition des températures de surface de la mer pour le mois froid de novembre 1988 et pour le mois chaud (El Niño) de novembre 1982, c'est à dire pour les mêmes mois que ceux de la figure 4. Le rouge correspond aux eaux les plus chaudes, et le bleu correspond aux régions les plus froides. Les zones de fortes pluies, telles qu'elles étaient vues par satellite, sont indiquées par des nuages. Les vents de surface à l'équateur sont indiquées par des flèches. On peut noter la suppression des précipitations tropicales là où les températures de surface de la mer sont inférieures à  $27^{\circ}\text{C}$  (couleurs bleutées).



On peut imaginer un courant par dessus de larges rochers. Ces rochers créent des trains d'onde, avec des creux et des crêtes, qui apparaissent à des positions fixes. Si l'un des rochers venait à changer de position ou de forme, l'allure du train d'onde serait modifiée et les creux et les crêtes apparaîtraient à des endroits différents (Fig. 6.15).

Les nuages tropicaux porteurs de pluie déforment l'air qui les surplombe (8 à 16 km au dessus du niveau de la mer), comme des rochers affectent le cours d'un courant ou comme les îles modifient le profil de vent qui souffle sur elles (sur des milliers de km). Les ondes qui sont formées dans l'air au dessus de ces nuages vont déterminer les positions des moussons, et les routes des cyclones et ceintures des vents intenses qui les surplombent ("jet streams") séparant les régions chaudes et froides à la surface de la Terre. Pendant des années El Niño, quand la zone de pluie habituellement centrée sur l'Indonésie se déplace vers l'est vers le Pacifique central, les ondes présentes dans les couches hautes de l'atmosphère sont affectées, causant des anomalies climatiques sur de nombreuses régions du globe.

Les impacts de El Niño sur le climat aux latitudes tempérées sont les plus évidents pendant l'hiver. Par exemple, la plupart des hivers El Niño sont doux sur le Canada occidental et sur des régions du nord-ouest des États-Unis, et pluvieux sur le sud des États-Unis (du Texas à la Floride). El Niño affecte également les climats tempérés durant les autres saisons. Mais, même pendant l'hiver, El Niño n'est qu'un des nombreux facteurs qui influencent le climat des régions tempérées. Les années El Niño ne sont donc pas toujours marquées par des conditions aussi typiques que celles répertoriées dans les tropiques (Fig. 6.16).

## 6.10 La prévision de El Niño

Nous avons considéré jusqu'ici la façon dont un événement El Niño se développe, comment il perturbe le monde marin dans le Pacifique, comment il influence les caractéristiques du climat à travers tout le globe, et comment les conditions atmosphériques et océaniques anormales nous affectent. Les scientifiques vont maintenant plus loin dans la connaissance du phénomène en incorporant les descriptions des événements passés dans des modèles de prévision (des programmes informatiques conçus pour représenter, en termes d'équations, les processus qui se développent dans la nature). Ces modèles sont nourris d'informations, représentées par des nombres, qui décrivent l'état présent du système atmosphère-océan, comme par exemple des observations de vitesses du vent, de courants océaniques, de niveaux de la mer, de profondeurs de la thermocline le long de l'équateur (Fig. 6.17). Les modèles de prévision produisent en retour des séries de chiffres (!) susceptibles d'indiquer la façon dont le système va évoluer au cours des quelques saisons ou années à venir (Fig. 6.18).

De tels modèles permettent aux scientifiques de tester leur compréhension du comportement de systèmes complexes, et par exemple de voir si ces modèles sont capables de simuler des El Niño passés. Si les modèles s'avèrent assez réalistes, les chercheurs peuvent les utiliser pour effectuer des prévisions du climat futur.

De tels modèles numériques fondés sur les lois de la physique ont été utilisés en météorologie depuis les années 60, à des fins de prévision. Au début, ces prévisions numériques

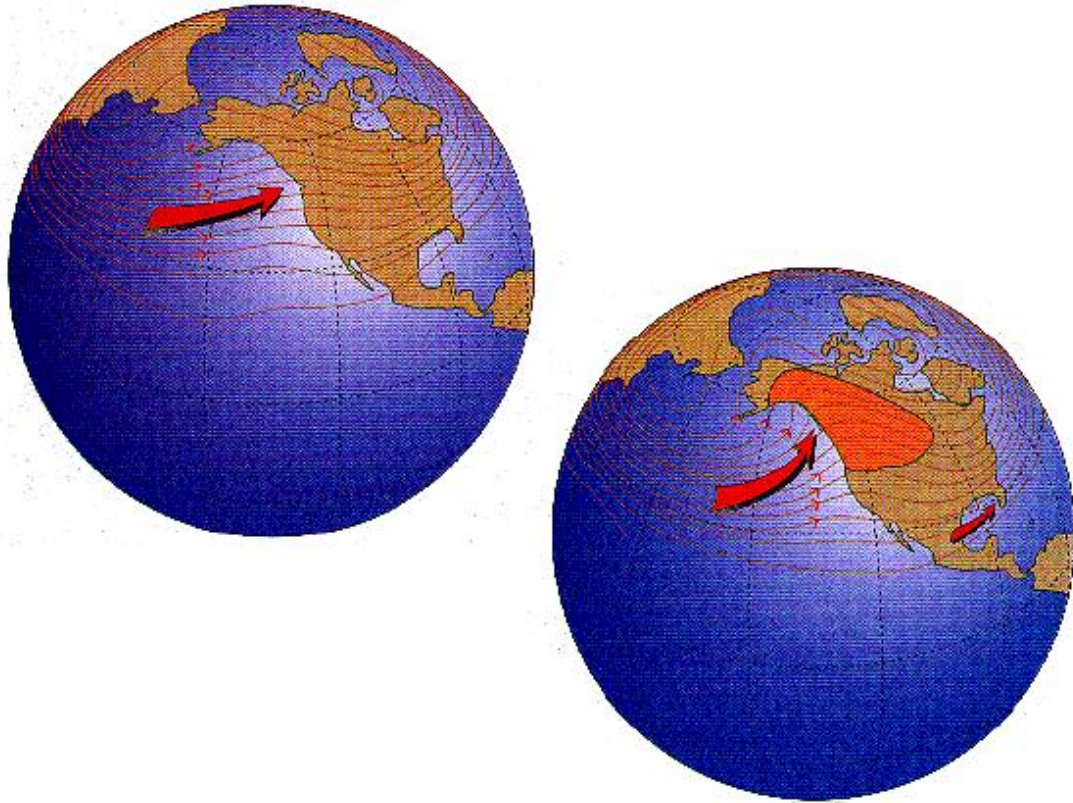


FIGURE 6.16 – Les vents au niveau du jet-stream (petites flèches noires), 8 à 25 km au dessus du niveau de la mer, changent de parcours entre un hiver normal (en haut) et un hiver El Niño (en bas). Une dorsale de haute pression présente sur la côte ouest de l'Amérique du Nord pendant les hivers El Niño préserve des températures supérieures à la normale dans les régions dessinées en orange, et dirige les orages qui habituellement affectent les états de Washington et de l'Oregon plus vers le nord, au niveau de la côte de l'Alaska (flèche épaisse). Les conditions El Niño créent aussi un environnement favorable pour le développement d'orages dans le Golfe du Mexique, apportant des pluies intenses à presque tout le sud des États-Unis. Un phénomène analogue de renforcement des vents d'ouest se produit dans l'hémisphère sud pendant son hiver, apportant de fortes pluies à des régions du sud du Brésil, et du nord du Chili et de l'Argentine.

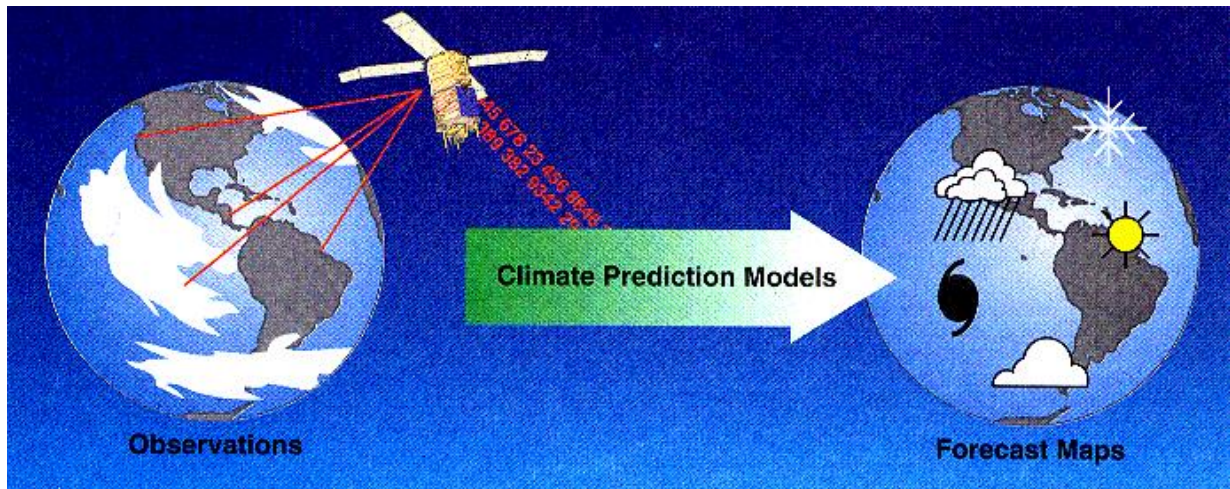


FIGURE 6.17 – Des données de qualité (non entachées d’erreur) sur les conditions du moment, et des modèles numériques réalistes pour projeter cet état dans le futur sont au coeur des efforts des chercheurs, non seulement pour comprendre El Niño, mais aussi pour prévoir quand de tels événements se produiront dans le futur, et quels seront leurs impacts physiques et économiques.

n’étaient pas meilleures que celles réalisées par les prévisionnistes chevronnés qui ne comptaient que sur leur propre expérience à analyser et comprendre le temps qu’il faisait. Mais, grâce aux avancées dans notre connaissance des systèmes climatiques et aux progrès des modèles numériques utilisés pour les représenter, les modèles de prévision d’aujourd’hui font systématiquement mieux que les meilleurs prévisionnistes.

Les modèles numériques de El Niño ne sont pas encore aussi performants que ceux utilisés dans la prévision du temps, mais ils sont maintenant capables de reproduire les caractéristiques d’un événement typique. Récemment, plusieurs groupes de recherche se sont investis dans l’utilisation de ces modèles pour prévoir le déclenchement et l’évolution de El Niño individuels, et leurs effets sur les structures météorologiques à travers le monde, avant même que ces El Niño se soient réellement produits. Les résultats jusqu’à présent, bien qu’imparfaits, donnent une meilleure indication des conditions climatiques qui prévaudront pendant la ou les saisons suivantes que de simples raisonnements fondés sur la persistance du phénomène ou sur un retour systématique à des conditions normales.

## 6.11 Un exemple d’utilisation des prévisions

Le Pérou fournit un excellent exemple de l’utilité de prévisions de El Niño, même à court terme. Comme dans la plupart des pays en voie de développement dans les tropiques, l’économie (et la production de nourriture en particulier) y est extrêmement sensible aux fluctuations climatiques.

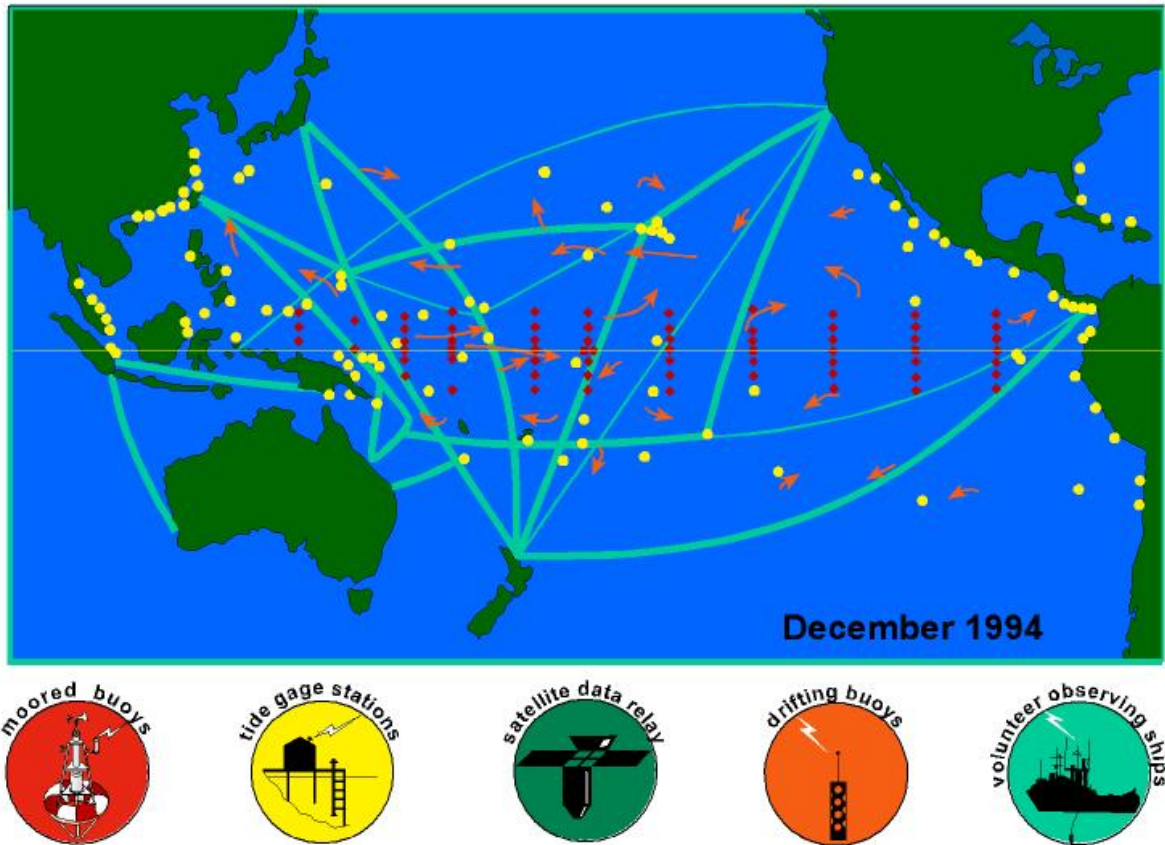


FIGURE 6.18 – Système d’observation de l’océan Pacifique tropical TOGA. Ce diagramme représente quelques unes des composantes du système d’observation de l’océan qui ont été déployées pour aider à la prévision de El Niño. Les points rouges correspondent à des relevés automatiques du niveau de la mer. Les carrés jaunes et les losanges montrent l’emplacement de bouées fixes (ancrées au fond de la mer) assurant le contrôle des vents de surface et d’autres quantités atmosphériques, ainsi que la mesure de la température de l’océan à différents niveaux. Elles fonctionnent en continu pendant des mois sans intervention humaine. Les flèches roses décrivent les trajectoires de bouées dérivantes, mesurant la température de l’océan et renseignant sur le mouvement des eaux de surface. Les lignes bleues représentent les lignes des navires marchands qui sont disposés à effectuer des profils verticaux dans l’océan (à l’aide de sondes bathythermographes jetables). La plupart de ces observations sont envoyées directement par satellite aux centres de prévision météorologiques disséminés sur le globe.

Année après année, les va-et-vient entre température de surface de la mer, le long de la côte du Pérou, au dessus ou en dessous des valeurs normales produisent une grande variété d'impacts locaux. Les années chaudes (El Niño) sont plutôt défavorables à la pêche et certaines d'entre elles ont été caractérisées par des inondations dévastatrices dans la plaine côtière et sur les pentes occidentales de la Cordillère des Andes. Les pêcheurs se réjouissent au contraire des années froides, mais pas les agriculteurs qui se retrouvent confrontés à des sécheresses et des récoltes insignifiantes. De telles années froides surgissent souvent après le déroulement d'un fort El Niño. Ainsi les Péruviens ont de bonnes raisons d'être attentifs non pas aux seuls événements El Niño, mais plutôt aux deux extrêmes du cycle El Niño.

Avant même que les inondations issues du phénoménal El Niño de 1982-83 aient totalement disparu, les fermiers du Pérou commençaient déjà à craindre que les températures de surface de l'océan ne tombent sous la normale l'année suivante, apportant la sécheresse et un manque à gagner dans les récoltes. C'est à ce moment que le gouvernement péruvien a décidé de développer un programme apte à prévoir les bascules futures du climat.

La première tâche était d'effectuer une prévision pour la saison pluvieuse suivante, attendue pour début 1984. Les informations disponibles début novembre 1983 indiquaient que les conditions climatiques dans le Pacifique équatorial étaient proches de la normale et le resteraient vraisemblablement tout au long de la saison pluvieuse, favorisant de ce fait l'agriculture. Ces informations furent transmises à de nombreuses organisations et au Ministère de l'Agriculture, qui les incorporèrent dans leurs plans pour la période de pousse 1983-84 à venir. La prévision s'est avérée judicieuse, et les récoltes furent abondantes. Depuis, des prévisions pour la saison pluvieuse suivante ont été émises chaque mois de novembre, à partir d'observations de vents et de températures de l'océan dans la région du Pacifique tropical, et à partir de modèles numériques. Les prévisions sont présentées sous la forme de 4 possibilités :

- conditions proches de la normale ;
- un El Niño faible avec une période de pousse légèrement plus humide que la normale ;
- un El Niño intense, avec des inondations ;
- des eaux côtières plus fraîches que la normale, avec une plus grande probabilité de sécheresse.

Une fois la prévision émise, les représentants des agriculteurs et le gouvernement se rencontrent pour décider de la combinaison appropriée des plantes à semer de manière à maximiser le rendement global. Le riz et le coton, deux des principales plantations dans le nord du Pérou, sont très sensibles à la quantité et à la chronologie des précipitations. Le riz est florissant pour des conditions humides lors de la période de pousse, suivies de conditions plus sèches pendant la phase de maturation. Le coton, avec son système de racines plus profond, peut tolérer un climat plus sec. Par conséquent, une prévision d'un hiver El Niño peut indiquer aux fermiers de planter plus de riz et moins de coton que pour un hiver d'une année sans El Niño.

## 6.12 Le futur

Le Pérou est l'un des nombreux pays qui utilise déjà avec succès les prévisions de El Niño, en liaison avec une planification de l'agriculture. Les autres pays qui ont pris des initiatives similaires sont notamment l'Australie, le Brésil, l'Éthiopie et l'Inde. Ce n'est pas par hasard que tous ces pays se situent au moins partiellement dans les tropiques. Les états tropicaux ont énormément à gagner de prévisions réussies de El Niño parce qu'ils sont concernés par une fraction majeure des impacts que l'on a résumés plus haut, et parce qu'ils occupent les régions du monde où la précision des modèles de prévision du climat est justement la meilleure. Mais pour d'autres pays en dehors des tropiques, comme le Japon et les États-Unis, des prévisions plus précises de El Niño aideront la planification stratégique dans des secteurs comme l'agriculture ou la gestion des ressources en eau ou encore les réserves de blé et de pétrole (utilisé à des fins de chauffage). Encouragés par les progrès accomplis au cours de la dernière décennie, les scientifiques et les gouvernements de nombreux pays travaillent ensemble de manière à concevoir et réaliser un système global pour :

- Observer les océans tropicaux.
- Prévoir El Niño et les autres rythmes climatiques irréguliers.
- Effectuer des prévisions climatiques systématiques, immédiatement disponibles à ceux qui en ont besoin à des fins de planification, de la même façon que les prévisions météorologiques sont diffusées auprès du public de nos jours.

La capacité d'anticiper les changements climatiques d'une année sur l'autre conduira à une meilleure gestion des productions agricoles, des réserves en eau, des pêcheries, et autres ressources. En incorporant les prévisions du climat dans ses décisions de gestion, l'humanité devient mieux préparée pour affronter les rythmes irréguliers du climat.

## 6.13 Références

Philander, S. G. H., 1990 : El Nino, La Nina, and the southern oscillation. Academic Press, International geophysics series, 293pp.

Report to the Nations, El Niño and climate prediction. UCAR / NOAA. <http://www.atmos.washington.edu/gcg/RTN/>

Cours d'Océanographie : L'océan en mouvement. Laboratoire de Physique des Océans, IFREMER. <http://www.ifremer.fr/lpo/cours/>

# Glossaire des acronymes

**CLS Argos** Collecte Localisation Satellites <http://www.cls.fr/>

**CNES** Le Centre National d'Etudes Spatiales, créé en 1962, emploie actuellement 2580 personnes réparties en 4 centres : Paris (261), Evry (248), Toulouse (1765) et Kourou (306), et gère un budget de 1723 millions d'euros en 2001. <http://www.cnes.fr/>

**CNRS** Centre national de la recherche scientifique – INSU Institut des Sciences de l'Univers <http://www.cnrs.fr/>

**DORIS** Détermination d'orbite et radiopositionnement intégré par satellite

**IFREMER** Institut français de recherche pour l'exploitation de la mer <http://www.ifremer.fr/>

**IGN** Institut Géographique National <http://www.ign.fr/>

**IPEV** Institut polaire français Paul Emile Victor (ex IFRTP) : agence de moyens pour la recherche en régions polaires (Groupement d'Intérêt Public, GIP) <http://www.ifremer.fr/ifrtp/>

**IRD** Institut de Recherche pour le développement (ex ORSTOM) <http://www.ird.fr/>

**GPS** Global Positioning System – système de positionnement par satellite installé par la défense américaine et permettant un positionnement tridimensionnel à quelques mètres près en tout point du globe.

**SHOM** Service hydrographique et océanographique de la marine <http://www.shom.fr/>