

Chapitre 5. Le Développement Numérique du Modèle 1D de l'Ecosystème Planctonique

5.1. La modélisation de la structure physique verticale des couches supérieures de la colonne d'eau

La description physique du système marin nécessite la connaissance d'un grand nombre de variables indépendantes telles que la masse m , la température T , etc. Ces variables d'états sont régies par les équations de Navier-Stokes, issues de la mécanique des fluides et traduisant les lois de conservation. Nihoul (1986) exprime l'équation générale d'évolution, d'une variable biologique associée à l'écoulement d'un fluide géophysique, par une expression identique. Cette expression est la base de l'ensemble des modèles géohydrodynamiques et environnementaux, développés au GHER (GeoHydrodynamics and Environmental Research), à l'Université de Liège. Ces équations sont composées de différents termes qui reflètent notamment la dépendance temporelle des variables, l'advection, la dispersion turbulente, les sources ou les puits. La non-linéarité, et la complexité de ces équations rendent leur résolution analytique impossible et des méthodes numériques de résolution seront utilisées.

La forme générale des équations:

$$\frac{\partial Y}{\partial t} + \nabla \cdot (\Phi_a^Y) = Q^Y - \nabla \cdot (\Phi_d^Y) \quad 5.1$$

exprime la variation dans le temps d'une variable Y (exprimée par unité de masse). Cette variation dépend: (i) de sa production ou de sa destruction locale par interactions au sein du système ou avec l'extérieur, par sédimentation ou par migration $[Q^Y]$; (ii) de l'advection ou transport par le fluide $[\Phi_a^Y = Y \mathbf{v}]$; et (iii) de la diffusion moléculaire $[\Phi_d^Y = -\lambda^Y \nabla Y]$. \mathbf{v} est la vitesse du fluide et λ^Y la diffusivité moléculaire de Y ; ∇ représente l'opérateur:

$$\nabla = \mathbf{e}_1 \frac{\partial}{\partial x_1} + \mathbf{e}_2 \frac{\partial}{\partial x_2} + \mathbf{e}_3 \frac{\partial}{\partial x_3} \quad 5.2$$

Cette équation peut être appliquée à toutes les variables tant physiques que biologiques. Seul le terme $[Q^Y]$ dépend de la variable considérée.

Les équations de Navier-Stokes s'expriment par les formes suivantes.

(i) L'équation de continuité (ou équation de conservation de la masse) implique qu'il n'y a pas de production ni de diffusion moléculaire de la masse:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad 5.3$$

ρ = masse volumique de l'eau de mer.

\mathbf{v} =vecteur vitesse

(ii) L'équation de conservation de la quantité de mouvement. Les variables sont exprimées par unité de volume. $Y = \rho y$, c'est à dire la variable exprimée par unité de masse, multipliée par la masse volumique ρ .

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) = -2\rho \boldsymbol{\Omega} \wedge \mathbf{v} + \rho \mathbf{g} + \xi - \nabla p + \mathbf{F} \quad 5.4$$

=force de Coriolis + force de pesanteur+ forces atmosphériques + gradient de pression +friction visqueuse.

$\boldsymbol{\Omega}$ = vecteur de rotation de la terre

\mathbf{g} = accélération de la gravité.

ξ = la résultante des forces astronomiques par unité de volume (i.e. les forces de marées)

p = la pression

\mathbf{F} = force de friction visqueuse. Elle peut se mettre sous forme de la divergence d'un vecteur flux $[-\nabla \Phi]$.

L'application des équations de Navier Stokes à la modélisation des couches supérieures de la colonne d'eau, implique diverses hypothèses et approximations (e.g. Nihoul, 1984).

5.1.1. L'approximation de Boussinesq

Selon cette approximation, un fluide géophysique est caractérisé par des variations ρ' relativement faibles de sa masse spécifique ρ , des variations de sa température T , etc., par rapport aux valeurs d'un état de référence (ρ_0 = masse spécifique de l'état de référence).

$$\rho = \rho_0 + \rho' \quad 5.5$$

L'équation de continuité (5.3) est remplacée par la condition d'incompressibilité (sans imposer une masse spécifique strictement constante). Elle devient:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho_0 + \rho') \mathbf{v}] = 0 \quad 5.6$$

c'est à dire:

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad 5.7$$

Dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement, on peut négliger les termes dans lesquels apparaissent $(\rho - \rho_0)$, sauf dans le cas de l'accélération de la pesanteur (\mathbf{g}) qui est beaucoup plus grande que toutes les accélérations des fluides. Cette correction permet de déterminer le terme de poussée \mathbf{b}

$$\mathbf{b} = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \mathbf{g} = b \mathbf{e}_3 \quad 5.8$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \mathbf{v}) + 2 \boldsymbol{\Omega} \wedge \mathbf{v} = -\nabla q + \mathbf{b} + \nabla \cdot (\nu \nabla \mathbf{v}) \quad 5.9$$

$$q = \frac{P}{\rho_0} + g x_j + \zeta$$

ν représente la viscosité moléculaire, e_3 est l'axe vertical et x_3 la coordonnée selon cet axe.

L'équation de conservation pour la salinité (S), la température (T) et l'énergie cinétique (E) sont:

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \nabla \cdot (S \mathbf{v}) = Q^S - \nabla \cdot \Phi^S \quad 5.10$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (T \mathbf{v}) = Q^T - \nabla \cdot \Phi^T \quad 5.11$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot (E \mathbf{v}) = Q^E - \nabla \cdot \Phi^E \quad 5.12$$

Φ^T, Φ^E et Φ^S = flux de T et S , $\Phi^{S,T,E} = -\lambda^{S,T,E} \nabla S, T, E$.

Q^T, Q^S, Q^E = production nette de T, S et E .

$\lambda^T, \lambda^S, \lambda^E$ = les diffusivités moléculaires pour la température, la salinité et l'énergie cinétique.

5.1.2. L'approximation hydrostatique.

L'approximation hydrostatique consiste à délimiter l'équation de conservation de la quantité de mouvement selon la verticale au profit de l'équilibre hydrostatique.

L'état du système est considéré comme très proche de l'état d'équilibre hydrostatique dans lequel le gradient de pression équilibre la force de pesanteur. L'état d'équilibre hydrostatique est caractérisé par le fait que le gradient de pression et la force de pesanteur s'égalisent: ($\rho g - \nabla p = 0$; $\chi \ll g$).

Toute perturbation de l'équilibre hydrostatique fait apparaître une poussée, qui agit comme une force de rappel tendant à ramener l'élément de fluide à sa position d'équilibre, c'est à dire la force qui évite à toute particule du fluide de s'écarter de sa position d'équilibre hydrostatique.

Si on néglige les effets de pression, la poussée peut s'exprimer en fonction de la température et de la salinité par l'équation d'état (*International Equation of State*, 1980).

Pour les basses températures (Pond et Packard, 1983):

$$\mathbf{b} = + \mathbf{g} \frac{(6.794 10^{-2} T - 9.095 10^{-2} T^2 + 8.244 10^{-1} S - 4.089 10^{-3} T S - 28.03)}{(999.84 + 28.03)} \quad 5.13$$

La masse volumique de référence étant choisie pour $S = 34$ et $T = 0$

5.1.3. L'influence de la turbulence et l'application d'un filtre temporel.

Les processus physiques concernés pouvant être étalés sur toutes les échelles spatiales et temporelles, il faut filtrer et paramétrer les mouvements que l'on ne désire pas reproduire. Ceci se traduit par une fermeture turbulente du modèle (e.g. Nihoul *et al.*, 1989). La valeur des variables d'état oscille en permanence autour d'une valeur moyenne. Les équations d'évolution donnent des valeurs instantanées des variables d'état, c'est-à-dire la superposition de la valeur moyenne et de la fluctuation. Pour notre propos, il faut en déduire des équations pour des valeurs moyennes.

La valeur instantanée Y d'une variable d'état est égale à la moyenne $\langle Y \rangle$ + la fluctuation Y' :

$$Y = \langle Y \rangle + Y' \quad \text{avec} \quad \langle Y' \rangle = 0$$

En prenant la moyenne de l'équation générale d'évolution (éq. 5.1), on obtient l'équation de dispersion:

$$\frac{\partial \langle Y \rangle}{\partial t} + \underbrace{\nabla \cdot (\langle Y \mathbf{v} \rangle)}_{\text{advection}} = \underbrace{\langle Q^Y \rangle}_{\text{prod / destruct}} - \underbrace{\nabla \cdot \Phi^Y}_{\text{diffmoléculaire}} - \underbrace{\nabla \cdot (\langle Y' \mathbf{v}' \rangle)}_{\text{flux turbulent}} \quad 5.14$$

dans laquelle les fluctuations des termes linéaires disparaissent mais celles des termes non linéaires subsistent sous forme de moyenne du produit des fluctuations. C'est par l'intermédiaire de ce terme que les fluctuations agissent sur l'écoulement moyen. Ce terme est responsable d'une diffusion turbulente de la variable, beaucoup plus importante que la diffusion moléculaire.

L'équation 5.14 exprime les causes de variation de la variable Y en fonction du temps à savoir:

- (i) l'advection de Y par le courant moyen;
- (ii) la production-destruction moyenne locale; elle résulte d'actions extérieures, de migrations ou d'interactions internes telles que les interactions entre le champ moyen et les fluctuations;
- (iii) la diffusion moléculaire, dont le flux peut s'exprimer en fonction du gradient de la variable:

$$\Phi^Y = -\lambda^Y \nabla Y \quad 5.15$$

λ^Y est la diffusivité moléculaire par unité de masse; il dépend de la nature de Y ;

- (iv) le flux turbulent, responsable d'une diffusion semblable à la diffusion moléculaire mais nettement plus efficace; il est paramétrisé de la même manière que le flux moléculaire, à savoir, par une fonction linéaire des gradients, soit:

$$\langle Y' \mathbf{v}' \rangle = \Phi^Y = -\tilde{\lambda}^Y \nabla \langle Y \rangle \quad 5.16$$

où $\tilde{\lambda}^Y$ est le coefficient de diffusion turbulente associé à la variable Y .

Comme la diffusion associée au flux turbulent est beaucoup plus importante que la diffusion moléculaire, on peut négliger cette dernière et l'équation 5.14 devient:

$$\frac{\partial \langle Y \rangle}{\partial t} + \nabla \cdot (\langle Y \rangle \langle \mathbf{v} \rangle) = \langle Q^Y \rangle + \nabla \cdot [\tilde{\lambda}^Y \nabla \langle Y \rangle] \quad 5.17$$

Les équations de conservation pour la masse, la vitesse, la température et la salinité s'écrivent:

$$\mathbf{v} = \langle \mathbf{v} \rangle + \mathbf{v}'; \quad S = \langle S \rangle + S'; \quad T = \langle T \rangle + T'; \quad \nabla \cdot \langle \mathbf{v} \rangle = 0 \quad 5.18$$

$$\frac{\partial \langle S \rangle}{\partial t} + \nabla \cdot (\langle S \rangle \langle \mathbf{v} \rangle) = \nabla \cdot (\lambda_s \nabla \langle S \rangle) - \nabla \cdot \langle S' \mathbf{v}' \rangle \quad 5.20$$

$$\frac{\partial \langle T \rangle}{\partial t} + \nabla \cdot (\langle T \rangle \langle \mathbf{v} \rangle) = \nabla \cdot (\lambda_T \nabla \langle T \rangle) - \nabla \cdot \langle T' \mathbf{v}' \rangle \quad 5.21$$

L'intégration sur un temps caractéristique fait donc apparaître des produits de fluctuations ($\langle \mathbf{v}' \mathbf{v}' \rangle$, $\langle S' \mathbf{v}' \rangle$, $\langle T' \mathbf{v}' \rangle$). Ils sont dus à la non-linéarité des équations et expriment l'impact des mouvements à petite échelle sur les mouvements à plus grande échelle.

5.1.4. La paramétrisation de la turbulence: l'application du modèle de fermeture k-1 aux équations géophysiques

La méthode utilisée pour fermer le système d'équations 5.18 à 5.21 est d'exprimer ($\mathbf{v}' \mathbf{v}'$), ($S' \mathbf{v}'$) et ($T' \mathbf{v}'$), en fonction de paramètres caractéristiques de l'état local de la turbulence (e.g. Nihoul *et al.*, 1989).

Si on fait l'hypothèse de la diffusivité turbulente (éq. 5.16), c'est-à-dire que, par analogie avec les flux visqueux, les tensions turbulentes sont supposées proportionnelles aux gradients des grandeurs moyennes, on a:

$$\langle \mathbf{v}' \mathbf{v}' \rangle = \tilde{\nu} \nabla \langle \mathbf{v} \rangle \quad 5.22$$

$$\langle S' \mathbf{v}' \rangle = \tilde{\lambda}_s \nabla \langle S \rangle \quad 5.23$$

$$\langle T' \mathbf{v}' \rangle = \tilde{\lambda}_T \nabla \langle T \rangle \quad 5.24$$

où $\tilde{\nu}$ est la viscosité turbulente et $\tilde{\lambda}_s$ et $\tilde{\lambda}_T$ sont les diffusivités turbulentes pour la salinité et la température. Ces paramètres sont fonction des vitesses et des longueurs caractéristiques de la turbulence (Nihoul *et al.*, 1989):

$$\tilde{\nu} \approx c_\mu k^{1/2} l_m \quad 5.25$$

La fermeture du modèle nécessite la paramétrisation, c'est à dire la détermination algébrique de ces inconnues supplémentaires, les coefficients ϵ , $\tilde{\nu}$ et $\tilde{\lambda}^b$. Elle se fait au moyen du modèle de fermeture k- ϵ , car il utilise une équation d'évolution pour l'énergie cinétique turbulente mais juste une expression algébrique pour ϵ .

On détermine la turbulence par le biais de l'énergie cinétique des fluctuations c'est à dire l'énergie cinétique turbulente k (Nihoul, 1986):

$$k = \frac{1}{2} \langle \mathbf{v}' \bullet \mathbf{v}' \rangle$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \nabla \bullet (\langle \mathbf{v} \rangle k) = \tilde{\nu}_k (\nabla \langle \mathbf{v} \rangle : \nabla \langle \mathbf{v} \rangle) - \tilde{\lambda}_b \frac{\partial b}{\partial z} - \varepsilon + \nabla \bullet [(v_k + \tilde{\nu}_k) \nabla k] \quad 5.26$$

ou sous une autre forme:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \nabla \bullet (\langle \mathbf{v} \rangle k) = P(k) - D(k) - \nabla \bullet \Phi^k \quad 5.27$$

$P(k)$ et $D(k)$ sont les termes de production et de destruction de l'énergie cinétique turbulente. Compte tenu que les variations de vitesses sont essentiellement verticales:

$$P(k) = \tilde{\nu}_k \left\| \frac{\partial \langle \mathbf{v} \rangle}{\partial z} \right\|^2 - \tilde{\lambda}_b \frac{\partial b}{\partial z} \quad 5.28$$

$\tilde{\nu}_k \left\| \frac{\partial \langle \mathbf{v} \rangle}{\partial z} \right\|^2$ représente l'énergie mécanique fournie à la turbulence par le champs moyen des vitesses; $\tilde{\lambda}_b \frac{\partial b}{\partial z}$ est l'inhibition (énergie extraite ou restituée au champs de poussée) de la turbulence par la stratification; $\tilde{\nu}_k$ est le coefficient de viscosité (verticale) ou diffusivité turbulente de l'énergie cinétique turbulente; $\tilde{\lambda}_b$ est le coefficient de diffusion (ou diffusivité) turbulente associé à la poussée.

$$D(k) = \varepsilon \quad 5.29$$

ε représente le taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente (par viscosité).

L'équation 5.27 devient:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \nabla \bullet (\mathbf{v} k) = \tilde{\nu} \left\| \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z} \right\|^2 - \tilde{\lambda}_b \frac{\partial b}{\partial z} - \varepsilon - \nabla \bullet \Phi^k \quad 5.30$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \nabla \bullet (\mathbf{v} k) = \tilde{\nu} \left\| \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z} \right\|^2 - \tilde{\lambda}_b \frac{\partial b}{\partial z} - \varepsilon - \nabla \bullet \Phi^k \quad 5.31$$

où t est le temps et z la cordonnée selon l'axe vertical.

Le taux de dissipation d'énergie cinétique turbulente par la viscosité ε , se calcule par l'expression algébrique:

$$\varepsilon = \frac{\alpha_k k^2}{16 \tilde{\nu}} \quad 5.32$$

où α_k est une constante ($\alpha_k \approx 1$).

$$\tilde{\nu} = 0.5 \alpha_k^{1/4} k^{1/2} l_m \quad 5.33$$

La longueur de mélange (l_m) est exprimée algébriquement par le produit de la longueur de mélange (de Prandtl) en milieu non stratifié (l_0) et une fonction de la stratification:

$$l_m = l_0 \Psi(Ri) \quad 5.34$$

Cette fonction $\Psi(Ri)$ est exprimée en termes de Ri , le nombre de Richardson, qui, avec le nombre de Richardson de flux (R_f), expriment l'importance relative de l'inhibition de la turbulence à cause de la stratification:

$$Ri = \frac{N^2}{M^2} \quad R_f = \frac{\tilde{\lambda}_h}{\tilde{v}} \cdot Ri \quad 5.35$$

$$N = \left| \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial z} \right|^{1/2} \quad M = \left\| \frac{\partial \langle \mathbf{v} \rangle}{\partial z} \right\| \quad 5.36$$

où N et M sont respectivement les fréquences de Brünt-Vaisälä et la fréquence de Prandtl. On utilisera pour l_0 et Ψ (Nihoul, 1984, 1986)

$$l_0 = \kappa z \left(1 - \delta \cdot \frac{z}{H} \right) \quad 5.37$$

$$\Psi = (1 - R_f) \quad 5.38$$

κ est la constante de von Karman (=0.4), H la profondeur totale de la couche de mélange et δ une constante comprise entre 0.5 et 1. ($\delta \approx 0.75$). La profondeur de la couche "non-perturbée", z est mesurée à partir du fond.

Nihoul (1984) utilise la fermeture turbulente suivante:

$$\tilde{v} = \alpha l_0 (1 - R_f) k^{1/2} \quad 5.39$$

Pour le coefficient de diffusion turbulente $\tilde{\lambda}^y$:

$$\tilde{\lambda}^y = \Phi^y (R_f) \tilde{v} \quad 5.40$$

dans laquelle:

$$\Phi^y (R_f) = 1.4 (1 - R_f)^{1/2} \quad 5.41$$

d'où:

$$\tilde{\lambda}^y = 1.4 (1 - R_f)^{1/2} \tilde{v} \quad 5.42$$

$Y = (\mathbf{v}, T, S, B \text{ ou } k)$

Dans tous les modèles de turbulence existant, les termes de diffusion et d'advection sont les mêmes quelle que soit la variable.

Quand k est petit, les valeurs de diffusivité et de viscosité sont trop petites (Mellor et Kantha, 1989). On impose une valeur minimum de $5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ sec}^{-1}$ pour $\tilde{\lambda}$ et \tilde{v} (Goosse et Hecq, 1994). En pratique, cette valeur minimale, supérieure à la diffusivité thermique et à la viscosité moléculaire représente le bruit de fond océanique.

Cette paramétrisation nous permet de décrire la dynamique de la couche de mélange de manière satisfaisante. Dans la plupart des modèles couplés de la littérature, les variations du coefficient de diffusion turbulent $k_{(z,t)}$ dans l'océan, ne sont représentées qu'au moyen d'une approximation à 2 couches. $k_{(z,t)}=0.02 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ dans la couche de mélange et $k_{(z,t)}=5.10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ en dessous de la couche de mélange (Taylor *et al.* 1991).

Tab. 5.1. Valeurs des coefficients $\tilde{\lambda}$ et $\tilde{\nu}$ utilisés dans diverses conditions du modèle. D'après Goosse et Heq (1994).

	moléculaire	Get H	H Standard.	H "agité"
$\tilde{\lambda}$	1.E-7	5.E-5	1.E-5	1.E-4
$\tilde{\nu}$	1.E-6	5.E-5	5.E-5	5.E-4

5.1.5. L'approximation de sphéricité de la terre

L'approximation de la sphéricité de la terre consiste à développer la surface de la terre, au centre de la région d'intérêt, sur le plan tangent à la surface terrestre en ce point. La gravité g est alors supposée perpendiculaire à ce plan et le paramètre de Coriolis f varie selon la latitude. Ceci permet de travailler dans un repère cartésien où x peut éventuellement varier en fonction de la latitude. Le changement de variable est le suivant:

$$x = R (\Phi - \Phi_0) \cos \varphi ; y = R (\varphi - \varphi_0) ; z = r - R$$

où r , φ , et Φ sont respectivement la distance au centre de la terre, la latitude et la longitude du point considéré. R est le rayon terrestre, φ_0 et Φ_0 sont la latitude et la longitude du point où on calcule le plan tangent. Cette approximation du plan tangent reste valable si le domaine ne dépasse pas l'ordre du millier de kilomètres.

5.1.6. L'homogénéité horizontale de l'océan

A l'échelle des processus biologiques de l'écosystèmes, c'est essentiellement la variation verticale des facteurs de contrôle qui influence la structure spatiale des variables d'état. Les variations horizontales sont très inférieures (2 à 3 ordres de grandeur) aux variations verticales. On peut donc supposer le système homogène horizontalement:

$$\frac{\partial Y}{\partial x} = \frac{\partial Y}{\partial y} = 0 \tag{5.43}$$

Nous pouvons donc appliquer un modèle unidimensionnel (1D vertical) et l'équation 5.30 de l'énergie cinétique turbulente k , servant à fermer le modèle, devient:

$$\frac{\partial k}{\partial t} = \tilde{\nu} M^2 - \tilde{\lambda} N^2 - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial z} \left(\tilde{\nu} \frac{\partial k}{\partial z} \right) \tag{5.44}$$

$$\frac{\partial \langle \mathbf{v} \rangle}{\partial t} + \nabla \bullet (\langle \mathbf{v} \rangle \langle \mathbf{v} \rangle) + 2 \boldsymbol{\Omega} \wedge \langle \mathbf{v} \rangle = -\nabla \langle q \rangle + \langle \mathbf{b} \rangle + \nabla \bullet (\nu \nabla \langle \mathbf{v} \rangle) - \nabla \bullet \langle \mathbf{v}' \mathbf{v}' \rangle \tag{5.19}$$

où rappelons le, N et M sont respectivement les fréquences de Brunt-Väisälä et de Prandl (équation 5.36) et ε est le taux de dissipation de l'énergie.

Les équations pour les deux composantes horizontales de la vitesse, u et v , la température T , la salinité S deviennent:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = f\mathbf{v} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\tilde{\nu} \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} \right) \quad 5.45$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -f\mathbf{u} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\tilde{\nu} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z} \right) \quad 5.46$$

où f est le paramètre de Coriolis:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\tilde{\lambda}_T \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad 5.47$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\tilde{\lambda}_S \frac{\partial S}{\partial z} \right) \quad \tilde{\lambda}_T = \tilde{\lambda}_S = \tilde{\lambda} \quad 5.48$$

$\tilde{\lambda}_T$ et $\tilde{\lambda}_S$ sont respectivement les coefficients de diffusion pour la température et la salinité et sont supposés égaux.

5. 2. Le calcul des flux atmosphériques

D'un point de vue biologique, l'éclairement de la surface de la mer et la pénétration de la lumière dans l'eau sont des éléments fondamentaux, puisqu'une certaine proportion de la lumière totale incidente (environ 0.1%; Flos, 1985) est absorbée par le phytoplancton et fournit, par le biais de la photosynthèse, l'énergie biochimique nécessaire à l'ensemble du système écologique. Les équations de notre modèle tiennent compte de la latitude, de la saison, du cycle diurne, de l'angle de pénétration de la lumière dans l'eau et de la couverture nuageuse. La radiation solaire assure également les flux de chaleur responsables de l'agitation moléculaire.

5.2.1. Le flux de radiations solaires de haute fréquence ou de courte longueur d'onde F_{sw}

Le flux de radiations solaires est essentiellement composé de lumière visible, de longueur d'onde de 250 à 500 nm, le rayonnement ultraviolet étant absorbé par l' O_2 et l' O_3 . La valeur maximale de ce flux représente l'énergie reçue par unité de temps, à la distance moyenne de la terre au soleil, hors de l'atmosphère, par une surface perpendiculaire aux rayons du soleil. Cette valeur maximale (la constante solaire C_{sol}) est estimée à 1368 w m^{-2} . Cette valeur n'est que légèrement influencée par la variation de la distance de la terre au soleil, en raison de la trajectoire elliptique de la terre. On négligera son effet dans notre étude.

Le flux de radiations de courte longueur d'onde, juste au sommet de l'atmosphère, dépend essentiellement de l'angle solaire, c'est-à-dire, l'angle de pénétration du rayonnement dans l'atmosphère (h); celui-ci est fonction de la latitude (lat), de la déclinaison ($declin$) au jour julien ($tday$) et de l'angle horaire (ha) à l'heure (hj):

$$E_{top} = C_{sol} \sin(h) \quad 5.49$$

$$\sin(h) = \sin(lat) \sin(declin) + \cos(lat) \cos(declin) \cos(ha) \quad 5.50$$

Ces angles sont exprimés en radians; $\sin(h) = \cos(z)$ ou cosinus de l'angle zénithal:

$$declin = 23.44^\circ \frac{\pi}{180^\circ} \cos\left[\frac{\pi}{180^\circ} (172 - tday)\right] \quad 5.51$$

$$ha = \pi \frac{12 - hj}{12} \quad 5.52$$

Le flux solaire net F_{sw} , effectivement absorbé par la surface de la mer, doit tenir compte de la variation de la réflexion des radiations solaires sur l'eau et des différentes formes et épaisseurs de glace et de neige, ainsi que des multiples réflexions entre le sol et les nuages. Il est calculé par la formulation de Shine (Shine et Henderson-Sellers, 1985; Fichet et Gaspar, 1988; Goosse et Hecq, 1994).

Pour un ciel clair, F_{sw} s'exprime par:

$$F_{sw,clair} = \frac{C_{sol} \sin^2(h) (1 - \alpha_{clair})}{1.2 \sin(h) + (1 + \sin(h)) e_w 10^{-3} + 0.0455} \quad 5.53$$

où α représente l'albédo ou facteur de réflexion moyen, c'est-à-dire la fraction du rayonnement solaire (rayonnement direct ou diffus) qui est réfléchi par une surface. α_{clair} est l'albédo par temps clair et e_w est la pression de vapeur de l'air près de l'interface [mb] elle s'exprime par:

$$e_w = h_{humid} e_{ws} \quad 5.54$$

où e_{ws} est la pression de vapeur saturante (ou pression de saturation) et h_{humid} l'humidité relative (e.g. 0.7):

$$e_{ws} = aT^4 + bT^3 + cT^2 + dT + e \quad 5.55$$

où $a = 2.7798202 \cdot 10^{-6}$; $b = -2.6913393 \cdot 10^{-3}$; $c = 0.97920849$; $d = -155.63779$; $e = 9653.1925$. T est la température en degrés Kelvin; $T^\circ K = T^\circ C + 273.15$.

La valeur de ce flux est modifiée par la présence de nuages qui réfléchissent une partie du rayonnement solaire, et devient:

$$F_{sw,nuageux} = \frac{\left[(53.5 + 1274.5 \sin(h)) \sin(h)^{0.5} (1 - 0.0996 \alpha_{nuageux}) \right]}{1 + 0.139 (1 - 0.9345 \alpha_{nuageux}) opn} \quad 5.56$$

$\alpha_{nuageux}$ est l'albédo par temps nuageux et opn est l'épaisseur optique des nuages dont une valeur raisonnable de 7 à 7.5 pour les zones polaires peut être admise (Goosse et Hecq, 1994).

La radiation disponible à l'interface est donc:

$$F_{sw} = c_{nuage} F_{sw,nuageux} + (1 - c_{nuage}) F_{sw,clair}$$

5.57

c_{nuage} est la fraction de couverture nuageuse; ($0 < c_{nuage} < 1$).

L'albédo varie fortement suivant l'état de l'atmosphère mais aussi celui de la surface de la mer et l'épaisseur de la glace et de la neige. Il est un coefficient essentiel pour le bilan thermique et pour l'éclairement de la couche de surface.

L'albédo de la glace et de la neige est plus élevé pour la lumière visible que pour le rayonnement infrarouge à cause de l'absorption élevée de ce dernier (Maykut et Perovich, 1987). Les nuages diminuent de même la disponibilité en infrarouges pour le sol. L'albédo global intégré sur tout le spectre est plus important par ciel nuageux que par ciel clair, les longueurs d'onde fortement réfléchies étant les mieux représentées (Goosse et Hecq, 1994).

Tab. 5.2. Valeurs de l'albédo utilisées dans diverses conditions du modèle; h_i et h_s sont les épaisseurs de la glace et de la neige [m]. D'après Shine et Henderson-Sellers (1985).

α_{clair}	Etat du substrat
<u>neige sèche</u>	
0.8	($h_s > 0.05$) (alphi)
$0.72 + (h_i - 0.8 - 0.72) / 0.05$	($h_s < 0.1$) ($h_i > 1.5$)
$0.472 + 2(0.72 - 0.472)(h_i - 1.0)$	($h_s < 0.1$) ($1.0 < h_i < 1.5$)
$0.2467 + 0.7049 h_i - 0.8608 h_i^2 + 0.3812 h_i^3$	($h_s < 0.1$) ($0.05 < h_i < 1.0$)
$0.1 + 3.6 h_i$	($h_s < 0.1$) ($0.0 < h_i < 0.05$)
<u>neige fondante</u>	
0.65	($h_s > 0.1$) (alphs)
$0.53 + ((0.65 - 0.53) / 0.1) h_s$	($h_s < 0.1$)
<u>glace sèche</u>	
0.72	($h_i > 1.5$) (alphdi)
$0.472 + 2(0.72 - 0.472)(h_i - 1.0)$	$1.0 < h_i < 1.5$
$0.2467 + 0.7049 h_i - 0.8608 h_i^2 + 0.3812 h_i^3$	$0.05 < h_i < 1.0$
$0.1 + 3.6 h_i$	$0.0 < h_i < 0.05$
<u>glace fondante</u>	
0.53	($h_i > 1.5$) (albic)
$0.472 + 2(0.53 - 0.472)(h_i - 1.0)$	$1.0 < h_i < 1.5$
$0.2467 + 0.7049 h_i - 0.8608 h_i^2 + 0.3812 h_i^3$	$0.05 < h_i < 1.0$
$0.1 + 3.6 h_i$	$0.0 < h_i < 0.05$
<u>océan</u>	
0.1	

Pour l'albédo par ciel nuageux, on imposera (Maykut et Perovich, 1987):

$$\alpha_{nuage} = \alpha_{clair} + 0.06 \quad \text{si } \alpha_{clair} > 0.28$$

$$\alpha_{nuage} = \alpha_{clair} \quad \text{dans les autres cas}$$

Pendant l'été polaire, ces régions reçoivent plus d'énergie que les zones équatoriales et ceci pendant une quarantaine de jours.

Pour Géron (non publié):

$$\alpha_{clair} = \frac{0.05}{1.1 \cdot (\sin(h))^{1.4} + 0.15}$$

5.58

$$\alpha_{nuage} = 0.07 \text{ pour l'eau}$$

5.2.2. Le flux de radiations atmosphériques F_{lw}

Compte tenu de sa température, l'atmosphère émet des radiations de grande longueur d'onde (5 à 100 μm). Cette émission, due à la vapeur d'eau, au gaz carbonique et à l'ozone, atteint la surface de la mer par transfert radiatif. La présence des nuages, qui se comportent approximativement comme des corps noirs, va sensiblement accroître l'émission atmosphérique.

Une partie de ce flux sera perdue par diffusion et par absorption par le CO_2 et par la vapeur d'eau située entre la mer et les nuages mais ceci est négligeable par rapport à l'émission des nuages.

Le flux de radiation atmosphérique F_{lw} est calculé par l'équation de Idso et Jackson, (1969) modifiée pour tenir compte de l'émissivité des nuages et la réflexion sur la surface de la mer (Parkinson et Washington, 1979).

$$F_{lw} = \varepsilon_s (1 + 0.275c) \sigma T_a^4 \left[1 - 0.261 \exp \left(- 7.7710^{-4} (273 - T_a)^2 \right) \right] \quad 5.59$$

T_a est la température de l'air en $^\circ\text{K}$; σ est la constante de Stephan-Boltzman ($5.67 \cdot 10^{-8} \text{ w m}^{-2} \text{ }^\circ\text{K}^{-4}$);

ε_s est l'émissivité de la surface de la mer qui vaut 0.97, pour la glace et l'eau, et 0.99 pour la neige.

5.2.3. Le flux de chaleur sensible F_h

Le flux de chaleur par conductibilité thermique moléculaire est négligeable au niveau de la surface de la mer sauf au niveau de rares cas tels que les chenaux (*leads*) en mers de glace en hiver (Andreas, Tuckler et Ackley, 1984).

La circulation d'un air de température différente de celle de la surface de la mer et l'agitation turbulente qui en découle vont entraîner un flux de chaleur sensible F_h dans le sens du gradient de température.

$$F_h = \rho_a c_p c_h V (T_a - T_{sfe}) \quad 5.60$$

ρ_a est la masse volumique de l'air (1.3 kg m^{-3})

c_p est la chaleur massique de l'air ($1004 \text{ J kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{K}^{-1}$)

V est la vitesse du vent à 10 m ($V = (u^2 + v^2)^{0.5}$) [m s^{-1}]

T_a est la température de l'air à l'interface air- glace/mer [$^\circ\text{K}$]

T_{sfe} est la température de la surface (glace-mer) [$^\circ\text{K}$]

c_h est le coefficient de transfert de chaleur sensible, et dépend de la stabilité de la colonne d'air. Il est considéré comme constant pour chaque type de surface: $c_h = c_e = 1.75 \cdot 10^{-3}$ pour la glace et la neige, $1.2 \cdot 10^{-3}$ pour les chenaux et $1.0 \cdot 10^{-3}$ pour l'océan libre de glace (Andreas, Tuckler et Ackley, 1984; Goosse et Hecq, 1994)

5.2.4. Le flux de chaleur latente F_{le}

Le flux de chaleur latente F_{le} provient des transferts d'énergie thermique entre l'atmosphère et l'océan responsables des échanges d'eau, entre l'atmosphère et la mer ou la glace (évaporation, condensation, sublimation, etc.). Le flux de chaleur latente est calculé suivant la formule (Maykut, 1978):

$$F_{le} = \rho_a L c_e V (q_{10} - q_s) \quad 5.61$$

L est la chaleur latente de sublimation ($2.854 \cdot 10^6 \text{ J kg}^{-1}$) ou de vaporisation ($2.508 \cdot 10^6 \text{ J kg}^{-1}$); q_{10} est l'humidité spécifique à 10m; q_s est l'humidité spécifique à la surface; c_e est le coefficient de transfert de chaleur latente. Faute d'information contraire, c_e est pris égal à c_h (Goosse et Hecq, 1994). L'humidité spécifique est calculée à partir de la pression de vapeur e au niveau considéré et la pression atmosphérique en mb.

A la surface de la glace (ou de l'eau), l'air est considéré comme saturé (Maykut, 1978, Parkinson et Washington, 1979) de sorte que:

$$q = \frac{0.622 e}{p - 0.378 e} \quad 5.62$$

$$e = f_w e_{ws} \quad 5.63$$

e_{ws} est la pression de saturation (ou pression de vapeur saturante) en mb et f_w est l'humidité relative.

$$e_{ws} = aT^4 + bT^3 + cT^2 + dT + e,$$

$$a = 2.7798202 \cdot 10^{-6}$$

$$b = -2.6913393 \cdot 10^{-3}$$

$$c = 0.97920849$$

$$d = -158.63779$$

$$e = 9653.1925$$

T est exprimé en °Kelvin.

D'après Mathieu, (1992), pour une mer froide, $e \ll p$, à 0m, $q_0 = \frac{0.622 e_{ws0}}{p_0}$ et à 10 m, il

$$n'y a pas saturation et $q_0 = \frac{0.622 f_w e_{ws10}}{p_0}$ ($f_w < 100\%$);$$

E_{ws0} et e_{ws10} sont les pressions de vapeur saturantes à 0 et à 10 m.

Le flux de chaleur latente devient:

$$F_0 = \frac{0.622 \rho L C_e V_{wg}}{p_0} [a(f_w T_a^4 - T_0^4) + b(f_w T_a^3 - T_0^3) + c(f_w T_a^2 - T_0^2) + d(f_w T_a - T_0) + e'(f_w - 1)]$$

5.64

Ces formules peuvent s'utiliser avec des températures variant entre 253.15 et 273.15°K.

5.2.5 Le flux de chaleur océanique F_w

En zones polaires, il arrive fréquemment que les eaux profondes aient des températures plus élevées que celles de surface (la densité est alors contrôlée par la salinité), ce qui induit un flux de chaleur suivant le gradient de température existant. En pratique, ce flux est considéré comme constant et d'une valeur de 2 w m^{-2} (Maykut, 1978; Parkinson et Washington, 1979; Fichet et Gaspar, 1988).

5.3. Le bilan énergétique aux interfaces et la formation de la glace

En mer de glace, le bilan des flux atmosphériques résulte des divers échanges verticaux au travers de l'interface air glace et eau glace et horizontaux au travers des chenaux (*leads*). Il est réalisé à partir de formulations multiples, impliquant des contraintes telles que le vent, la température de l'air, de l'eau et de l'épaisseur de la glace. Il permet de calculer la température, l'épaisseur et la concentration de la glace (Semtner 1976; Maykut, 1978, Parkinson et Washington, 1979). Le développement utilisé (Goosse et Hecq, 1994; Hecq *et al.*, 1999; Petit et Norro, 2000) s'adapte à la Mer de Ross en conditions estivales, mais reste transposable à d'autres océans où la glace ne se forme pas.

5.3.1. Le cas de la mer libre

En absence de glace et de neige, le flux net d'énergie, à l'interface atmosphère-océan, est:

$$Q_{net} = F_h + F_{lc} + \varepsilon_w F_{lw} + (1 - \alpha_w) F_{sw} + F_w - \varepsilon_w \sigma_w T_w^4 \quad 5.65$$

ε_w est l'émissivité de l'eau, α_w est l'albédo de l'eau, T_w est la température de l'eau en surface [°K], F_h, F_{lc}, \dots sont les flux décrits précédemment [w m^{-2}].

5.3.2. Le cas de la mer entièrement couverte de glace

La glace de mer, figurée dans le modèle par une plaque horizontalement homogène recouverte éventuellement par une couche de neige, se forme pour équilibrer le bilan entre les flux de chaleur et la température de l'eau et de l'atmosphère (Semtner, 1976). La température et le flux de chaleur sont considérés comme continues à l'interface glace-neige.

A l'équilibre:

$$(1 - E_0) F_{sw} + \varepsilon_{su} F_{lw} + F_{le} + F_h + F_{cs} - \varepsilon_{su} \sigma_s T_s^4 = 0 \quad 5.66$$

F_{sw} est le flux de radiations solaire net, de courte longueur d'onde, (la fraction réfléchie n'est pas incluse). E_0 est la part de la radiation solaire qui n'est pas absorbée dans les 10 premiers cm superficiels et qui ne contribue pas à la fonte de surface (0% pour la neige, 17% pour la glace; Maykut et Untersteiner, 1971). ε_{su} est l'émissivité de la surface. F_{lw} représente la radiation atmosphérique de grande longueur d'onde. F_h et F_{le} sont les flux de

chaleur sensibles et de chaleur latente. F_{cs} est le flux conductif au travers de la glace et de la neige. T_s est la température de surface.

A l'équilibre le premier membre de l'équation 5.66 s'annule. S'il est positif, la température devient théoriquement plus grande que le point de fusion (273.15 °K pour la neige, 273.05 °K pour la glace) et l'excès d'énergie est utilisé pour faire fondre la neige ou la glace. S'il est négatif, la glace se forme. En pratique, toute différence énergétique entre le flux sortant au bas de la glace et le flux entrant venant de l'eau (F_{wi}) est compensé par un incrément ou une fonte de la glace.

5.3.3. Le cas de la mer irrégulièrement couverte de glace.

La présence de chenaux entre les glaces (*leads*) joue un rôle important dans le démarrage du processus de fonte des glaces, particulièrement en Antarctique où la réduction de surface de la glace est difficile (Andreas et Ackley, 1982). En effet, l'énergie solaire reçue par la surface des chenaux est plus grande que celle de la glace et surtout celle de la neige, à cause de l'albédo plus petit de l'eau. Une part importante de la fonte latérale et même basale est due à ce flux.

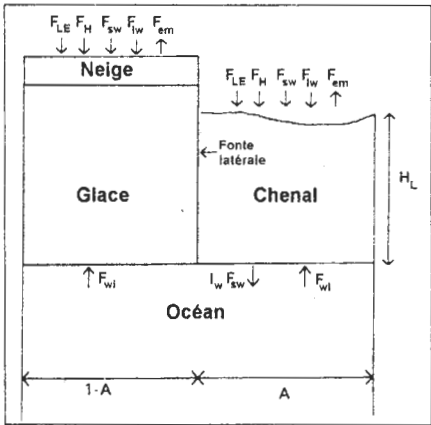


Fig. 5.4. Représentation schématique des flux de chaleur entre l'océan, les chenaux (*leads*) et la glace. D'après Goosse et Hecq (1994).

La détermination de la surface relative des chenaux (A) et des glaces ($1-A$) (fig. 5.4) dépend du bilan des flux énergétique entre air, mer et glace (Maykut et Perovich, 1987).

$$F_{lead} = F_{sw} (1 - E_w) + \epsilon_{su} F_{lw} - \epsilon_{su} \sigma T_l^4 + F_h + F_{le} + F_{wl} + F_{TS} \tag{5.67}$$

F_{lead} est le flux de chaleur total au travers des chenaux, F_{wl} est le flux de chaleur venant de l'océan au travers des chenaux et E_w est la fraction de radiation solaire passant au travers du chenal qui n'est pas absorbée par la couche superficielle. Les autres flux sont identiques à ceux définis dans les équations précédentes. Dans le modèle, la température de l'eau du chenal (T_l) est fixée au point de fusion de l'eau de mer et la salinité (S_0) est celle de la couche superficielle (Doronin et Kheisin, 1977):

$$T_l = -\left(3 + 52.75 S_0 + 0.045 S_0^2 + 0.0004 S_0^3\right) 10^{-3} \tag{5.68}$$

On a pour un ciel clair:

$$(1 - E_w)_{clair} = 0.63 + 0.12 \ln(H_L) \quad 5.69$$

Pour un ciel nuageux:

$$(1 - E_w)_{nuag} = 0.44 + 0.13 \ln(H_L) \quad 5.70$$

et on a donc:

$$(1 - E_w) = (1 - c)(1 - E_w)_{clair} + c(1 - E_w)_{nuag} \quad 5.71$$

H_L est la hauteur du chenal (fig. 5.4) calculé par simple équilibre hydrostatique. c est la couverture nuageuse [s.d.]. F_{TS} est le flux de chaleur libéré par le chenal à cause de la variation de sa température due au changement de sa salinité:

$$F_{TS} = -\rho c_w H_L \frac{dT_L}{dt} \quad 5.72$$

c_w est la chaleur spécifique de l'eau de mer.

En période de fonte, le budget est toujours positif et la fonte latérale est donnée par (Goosse et Hecq, 1994):

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \frac{A F_{wad}}{Q_i h_i + Q_s h_s} \quad 5.73$$

où h_i et h_s sont l'épaisseur de la glace et de la neige. Q_i et Q_s sont la chaleur volumétrique de fusion de la glace ($110 \cdot 10^6 \text{ J m}^{-3}$) et de la neige ($302 \cdot 10^6 \text{ J m}^{-3}$).

En période d'accrétion, la glace croît verticalement, par le bas (congélation de l'eau de mer) et par le haut (chute de neige), et toute la surface de la mer prend en glace (Petit et Norro, 2000; Hecq *et al.*, Hecq Norro et Goffart, soumis pour publication). Un flux de sel (F_{salt}) depuis la glace vers les couches de surface est généré lors de la formation de la glace.

5.4. La détermination des flux de sédimentation

La sédimentation est responsable de l'exportation verticale des particules qu'elle soit positive ou négative. Elle affecte surtout les petites particules et le phytoplancton dont les mouvements propres sont faibles.

Des pelotes fécales enrichies en éléments inorganiques ont une densité élevée et peuvent atteindre des vitesses de sédimentation 10 à 200 m j^{-1} pour les Copépodes et 1000 m j^{-1} pour les Salpes.

La vitesse de sédimentation w_s d'une particule est calculée par la fonction de Stokes:

$$w_s = \frac{1}{18} g d_p^2 \frac{(\rho_p - \rho)}{\rho \nu} = \frac{2}{9} g r_p^2 \frac{(\rho_p - \rho)}{\rho \nu} \quad 5.74$$

où r_p représente le rayon de la particule, ρ_p sa densité, ρ la densité du fluide, ν la viscosité cinématique du fluide ($10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) et g l'accélération de la gravité [m s^{-2}]. La loi de Stokes montre que le fluide ralentit la chute d'un corps en exerçant une force F de résistance égale

à $6\pi\rho\eta r$. Cette force doit être égale au poids de la particule moins la poussée (poids du volume déplacé). Le poids d'une sphère est égal à la masse (m) fois l'accélération. La masse est le produit du volume ($4/3 \pi r^3$) par la densité:

$$F = 6 \pi \rho v r_p = \frac{4}{3} \pi r_p^3 g (\rho_p - \rho) \quad 5.75$$

Pour le phytoplancton, la sédimentation est un des facteurs favorables à la prise de nutriments par les cellules, qui se dissocient ainsi du petit volume d'eau épuisé en sels nutritifs (Ruiz *et al.*, 1996). Le taux de sédimentation des Diatomées dépend de la taille et la forme, de la dimension des colonies, des conditions physiologiques et de l'âge (Smayda, 1970). L'apparition d'extensions siliceuses, d'épines ainsi que des mécanismes physiologiques de régulation du volume cytoplasmique, de production de gaz, via la photosynthèse et de sudation de mucus augmentent la flottabilité. Par contre, la formation de colonies denses augmente la sédimentation. La flottabilité diminue avec l'âge (Small *et al.*, 1979).

Les Diatomées vivantes descendent à une vitesse de 0 à 30 m j⁻¹, dans la colonne d'eau mais des cellules mortes peuvent atteindre plus de 60 m j⁻¹ dans certains cas. Dans certains cas, les Diatomées peuvent floculer et sédimenter au delà de la zone euphotique, sous forme de particules de l'ordre du centimètre endéans les 2 à 3 jours (Alldredge et Gotschalk, 1989).

La densité est tributaire de la teneur en silice du frustule qui varie, de 4 à 50% du poids sec, selon les espèces et la teneur en silicates du milieu (Raymont, 1963, Smayda, 1971). La densité du cytoplasme varie entre 1.03 et 1.10 g cm⁻³ alors que celle de l'eau varie entre 1.021 et 1.028 g cm⁻³. Les Diatomées ont un frustule de silice de densité égale à 2.6 g cm⁻³. Les Coccolithophoridées ont des plaques de calcite, d'aragonite ou de valérite de densité égale à 2.7 à 2.95 g cm⁻³ (Mann et Lazier, 1991).

La loi de Stokes s'applique à des particules sphériques dont le nombre de Reynold (Re) est inférieur à 1. Pour des valeurs ≤ 0.5 , la loi peut s'appliquer même à des particules non sphériques (Hutchinson, 1967), c'est-à-dire à du phytoplancton d'une taille atteignant 500 μm . Pour des particules non sphériques à grande valeur de Re , la loi s'applique moins bien et doivent tenir compte de la géométrie. Pour des tailles élevées, la vitesse des différentes formes tend à s'égaliser.

Des formulations souvent empiriques tiennent compte de la géométrie des particules. Ainsi pour une pelote fécale cylindrique de Copépode de hauteur l et de diamètre d (Kumar *et al.*, 1981):

$$w_s = 0.079 g l^2 \left(\frac{l}{d} \right)^{-1.664} \frac{(\rho_p - \rho)}{\rho v} \quad 5.76$$

$\rho_p = 1.19 \text{ g cm}^{-3}$ (Smayda, 1970).

Aux basses températures rencontrées en Zone Marginale des Glaces, le coefficient de viscosité cinématique de l'eau est fonction de la température: à 20°C, $\nu = 1.0 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ sec}^{-1}$; à 10°C, $\nu = 1.3 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ sec}^{-1}$; à 0°C, $\nu = 1.8 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ sec}^{-1}$. Ainsi à 0°C les accroissements de la viscosité et de la densité de l'eau se manifestent par un doublement de la vitesse de sédimentation d'une particule de 20 μm . Par exemple, en passant de 20 à 0°C, un organisme planctonique devrait diviser son rayon par 74 pour rester en équilibre.

Les organismes planctoniques luttent contre la sédimentation par divers mécanismes. Les tailles sont généralement petites et des adaptations morphologiques (soies, prolongements, cils, flagelles, voiles, etc.) ont pour effet d'augmenter la surface du corps par rapport au volume. Les pièces squelettiques sont moins lourdes, comme c'est le cas des frustules poreux des Diatomées et des coquilles décalcifiées des Mollusques planctoniques. La teneur en eau est augmentée (plancton 96%, benthos 87%). Les liquides physiologiques ont une teneur élevée en ions plus légers que chez les organismes benthiques. Des flotteurs apparaissent (e.g. Siphonophores et Physophores). La Cyanobactérie *Trichodesmium* possède des bulles de gaz intracellulaires. Les Copépodes stockent des lipides légers, constitués d'acides gras polyinsaturés, sous forme de gouttelettes d'huile.

5.5. La formulation des équations des variables biologiques du modèle 1D de l'écosystème planctonique océanique

L'équation d'évolution de chacune des variables biologiques, identifiées dans le schéma conceptuel de l'écosystème planctonique (fig. 7.25), est une fonction d'un terme représentant les processus métaboliques de gains et de pertes, d'un terme de sédimentation, d'un terme de migration et d'un terme de diffusion.

Comme la variabilité des processus verticaux est supérieure de 10 ordres de grandeur à celle des processus horizontaux, nous postulons que l'ajustement écohydrodynamique se fait essentiellement sur le temps (t) et la verticale (z) et le modèle couplé calculera la variation des composants sur ces deux dimensions. Pour une modélisation de la dynamique des premiers niveaux des réseaux alimentaires, nous pouvons donc appliquer les mêmes approximations d'homogénéité horizontale que pour les équations du modèle 1D physique, du moins en mer ouverte.

Les substances dissoutes (NO_3 , NH_4 , Si, Fe, matières organiques dissoutes) sont soumises aux mêmes forces de diffusion turbulente que les molécules d'eau, la température et la salinité (Jamart *et al.*, 1979). Les variables correspondantes sont donc gouvernées par des équations similaires à celles utilisées pour les variables physiques (T , S):

$$\frac{\partial N_i}{\partial t} = + \frac{\partial}{\partial z} \left(\tilde{\lambda}^{N_i} \frac{\partial N_i}{\partial z} \right) + f_{N_i} \quad 5.77$$

où N_i est la concentration d'une substance dissoute donnée [$\text{mg } N_i \cdot \text{m}^{-3}$], f_{N_i} est la fonction biologique de production et de consommation de cette substance et $\tilde{\lambda}^N$ le coefficient de diffusion turbulent [$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$]. Dans notre modèles, nous admettons que $\tilde{\lambda}^N = \tilde{\lambda}^B = \tilde{\lambda}$.

A microéchelle, une variable biologique (B), dont le nombre de Reynold est faible, se comporte également comme les variables physiques mais subit, en plus, la sédimentation en fonction de sa densité relative:

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -w_B \frac{\partial B}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\tilde{\lambda}^B \frac{\partial B}{\partial z} \right) + f_B \quad 5.78$$

w_B est la vitesse de sédimentation [m s^{-1}].

Une variable macrozooplanctonique (Z), dont le nombre de Reynold est élevé, ne subit plus la diffusion turbulente, ni la sédimentation, mais par contre elle peut présenter des déplacements verticaux propres ou des migrations:

$$\frac{\partial Z}{\partial t} = -\phi \frac{\partial Z}{\partial z} + f_Z \quad 5.79$$

La vitesse de migration ϕZ [m s^{-1}] peut dépendre de contraintes internes (photopériodes) ou externes (alimentation, turbulence, éclaircissement, etc.).

Compte tenu de l'influence de la turbulence sur les relations proies-prédateurs, l'équation des organismes zooplanctoniques peut être affectée par l'énergie cinétique turbulente k [$\text{m}^2 \text{s}^{-2}$]:

$$\frac{\partial Z}{\partial t} = -\phi \frac{\partial Z}{\partial z} + f_Z \lim(k) \quad 5.80$$

où $\lim(k)$ compris entre 0 et 1 représente la limitation par l'énergie cinétique turbulente.

Pour les organismes zooplanctoniques dont le nombre de Reynold est à la limite entre un monde visqueux et turbulent, comme les Copépodes, l'équation d'évolution dépendra du terme dominant:

$$\frac{\partial Z}{\partial t} = -w_Z \frac{\partial Z}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} (\phi Z) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\tilde{\lambda}^Z \frac{\partial Z}{\partial z} \right) f_Z \lim(k) \quad 5.81$$

Les termes f_B , f_Z , sont les fonctions biologiques spécifiques de chaque variable. Ces fonctions ont été développées dans le chapitre 6.

Dans le modèle, toutes les variables sont calculées en termes d'azote, parce que cet élément est le plus communément limitant et que, par sa présence dans les protéines, il représente un bon traceur de la matière vivante. Les concentrations sont exprimées en masse d'azote par unité de volume [mg m^{-3}]. Les taux des processus par unité de temps sont exprimés en s^{-1} . Toutefois, pour permettre la comparaisons des résultats du modèle avec les données expérimentales, les concentration peuvent être converties en unités "pratiques" sur base des rapports élémentaires (e.g. C:N; C:chl a ; Fe:N; etc.) définis précédemment.

5.5.1. Les équations pour le phytoplancton (P1 à P4)

L'équation générale pour les quatre variables phytoplanctonique P_i (P_1 à P_4) est:

$$\frac{\partial P_i}{\partial t} = P_i \left[(1 - s^{P_i}) p^{P_i} - m^{P_i} \right] - i^{P_i Z_1} Z_1 - i^{P_i Z_2} Z_2 - i^{P_i Z_3} Z_3 - i^{P_i Z_4} Z_4 - w^{P_i} \frac{\partial P_i}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\tilde{\lambda}^{P_i} \frac{\partial P_i}{\partial z} \right) + \partial(z) f_l s^{P_i} \quad 5.82$$

$$\text{où } (\partial[z = 0]) = 1; \partial[z > 0] = 0$$

où p^{P_i} représente le taux de production primaire [t^{-1}] et s^{P_i} la fraction de cette production exsudée par le phytoplancton P_i sous forme de matière dissoute MD. Le terme $i^{P_i Z_j}$ est le taux de broutage par unité de temps, de P_i par le zooplancton Z_j . m^{P_i} est le taux de mortalité de P_i par unité de temps. Nous supposons que le flux de P_i à l'interface eau glace ($f_l s^{P_i}$) est proportionnel à la variation du volume de glace. Il est positif en cas de fonte et négatif en cas d'incorporation dans la glace. Dans ce modèle, ce flux n'existe qu'en surface ($z=0$).

Nous postulons que les limitations de la production par la lumière, par les nutriment et par la température sont indépendantes (Fasham *et al.*, 1990):

$$p^{P_i} = p_s^{P_i} \left(1 - e^{(-\alpha E / I^{P_i})} \right) e^{(-\beta E / I^{P_i})} \lim(NO_3, NH_4, Si, Fe) \lim T \quad 5.83$$

où $p_s^{P_i}$ est un facteur d'échelle relié au taux de production maximum $p_{\max}^{P_i}$ par:

$$p_s^{P_i} \equiv p_{\max}^{P_i} \left(\frac{\alpha + \beta}{\alpha} \right) \left(\frac{\alpha + \beta}{\beta} \right)^{(\beta/\alpha)} \quad 5.84$$

dont les termes ont été définis au § 6.1.7.5 (Platt *et al.*, 1980).

La limitation par les nutriments $\lim(NO_3, NH_4, Si, Fe)$ est définie en supposant que l'absorption de ces nutriments est équilibrée par la croissance et qu'il n'y pas de réservoir interne de nutriments. Nous utilisons des équations de type Michaelis-Menten pour paramétriser l'effet de la concentration en nutriments sur l'absorption de ceux-ci.

$$\lim(NO_3, NH_4, Si, Fe) = \min \left(\left(\frac{NO_3}{K_{SNQ_3} + NO_3} \exp^{(-\psi_{NH_4})} + \frac{NH_4}{K_{SNH_4} + NH_4} \right) \frac{Fe}{K_{SFe} + Fe}, \frac{Si}{K_{SSi} + Si} \right) \quad 5.85$$

La limitation par la température est considérée égale à l'unité ($\lim T=1$).

L'équation spécifique pour chaque variable phytoplanctonique est détaillée au tableau 5.3.

L'équation développée pour les variables phytoplanctoniques dans la glace, est de la même forme que pour la colonne d'eau mais elle n'inclut pas la diffusion de phytoplancton entre la couche de surface de la mer et la couche de glace, puisque les flux entre ces deux compartiments se font par fonte ou accretion. De plus, les coefficient diffèrent en raison de l'apparition de photoprotectants.

L'équation du phytoplancton dans la glace P_{i_g} devient:

$$\frac{\partial P_{i_g}}{\partial t} = P_{i_g} \left[(1 - s^{P_{i_g}}) p^{P_{i_g}} - m^{P_{i_g}} \right] - i^{P_{i_g} Z_1} Z_1 - i^{P_{i_g} Z_2} Z_2 - i^{P_{i_g} Z_3} Z_3 - i^{P_{i_g} Z_4} Z_4 + f_l s^{P_{i_g}} \quad 5.86$$

5.5. 2. Les équations pour le zooplancton (Z1 à Z4)

L'équation pour le zooplancton est définie sur base des interactions proies-prédateurs. Ainsi pour le microzooplancton Z1:

$$\frac{\partial Z1}{\partial t} = Z1 \left[\mu^{Z1} \left(as^{P1Z1} i^{P1Z1} + as^{P2Z1} i^{P2Z1} + as^{BACZ1} i^{BACZ1} + as^{MP1Z1} i^{MP1Z1} + as^{MDZ1} i^{MDZ1} \right) - eb^{Z1} - m^{Z1} \right] - i^{Z1Z2} Z2 - i^{Z1Z3} Z3 - w^{Z1} \frac{\partial Z1}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\tilde{\lambda}^{Z1} \frac{\partial Z1}{\partial z} \right)$$

5.87

i^{PiZ1} est le taux d'ingestion par unité de temps, de Pi par $Z1$; as^{PiZ1} est le coefficient d'assimilation de Pi par $Z1$; μ^{Z1} et le coefficient d'utilisation pour la croissance, de la nourriture assimilée (coefficient K_2 de Ivlev); le terme (eb^{Z1}) représente le taux métabolique basal de $Z1$ par unité de temps; m^{Z1} est le taux spécifique de mortalité par unité de temps.

Dans le terme d'ingestion i^{PiZ1} , nous tenons compte du fait que la variable zooplanctonique ingère préférentiellement certaines variables. Une fonction de type Michaelis-Menten est utilisée pour paramétriser l'effet du niveau relatif des variables ingérées. La quantité totale d'aliments (I_{Z1}) ingérés par $Z1$ peut être défini par:

$$I_{Z1} = pr_{P1Z1} P1 + pr_{P2Z1} P2 + pr_{BACZ1} BAC + pr_{MP1Z1} MP1 + pr_{MDZ1} MD \quad 5.88$$

où les pr_{PiZ1} sont les coefficients de préférence pour les différents types de nourriture.

Le taux de grazing sur $P1$, par exemple, vaut alors:

$$i^{P1Z1} = i_{\max}^{Z1} \frac{pr^{P1Z1} P1}{k_{iZ1} + I_{Z1}} \quad 5.89$$

où i_{Z1}^{\max} est le taux d'ingestion maximum de nourriture par $Z1$ par unité de temps et k_{iZ1} est la constante de demi-saturation pour l'ingestion.

Une équation équivalente peut être définie pour les autres types alimentaires et le taux d'ingestion totale de nourriture par $Z1$ par unité de temps sera:

$$i^{Z1} = i_{\max}^{Z1} \frac{I^{Z1}}{k_{iZ1} + I_{Z1}} \quad 5.90$$

La relation entre l'ingestion totale et la concentration des différents types alimentaires dépend de la formulation choisie pour la préférence. La formulation que nous utilisons, met en œuvre des coefficients de préférence qui tiennent compte de la densité relative des proies (Fasham *et al.*, 1990):

$$i^{P1Z1} = \frac{i_{\max}^{Z1} pr_{P1Z1} P1^2}{k_{iZ1} I^{Z1} + pr_{P1Z1} P1^2 + pr_{P2Z1} P2^2 + pr_{BACZ1} BAC^2 + pr_{MP1Z1} MP1^2 + pr_{MDZ1} MD^2}$$

5.91

avec des fonctions analogues pour les autres taux d'ingestion.

5.5.3. L'équation pour les nitrates (NO)

$$\frac{\partial NO}{\partial t} = -\mu^{NOP1} P1 - \mu^{NOP2} P2 - \mu^{NOP3} P3 - \mu^{NOP4} P4 + \frac{\partial}{\partial z} \left(\tilde{\chi}^{NO} \frac{\partial NO}{\partial z} \right) + fls_{NO} \quad 5.92$$

Cette équation ne tient compte que des termes de consommation de nitrates par le phytoplancton et néglige les termes de reminéralisation. Le seul apport provient de la couche du fond, où on impose une condition aux limite constante. En été, en milieu limité par les nitrates, la consommation est équilibrée par la diffusion au travers de la pycnocline. Cependant à d'autres moments de l'année, des flux de nitrates dus aux changement de profondeur de la couche de mélange, excèdent ceux au mélange par diffusion; par sa structure, notre modèle tient compte de la profondeur de la couche de mélange et permet de calculer ces flux.

5.5.4. L'équation pour l'ammonium (NH)

$$\frac{\partial NH}{\partial t} = e^{Z1} Z1 + e^{Z2} Z2 + e^{Z3} Z3 + e^{Z4} Z4 + e^{BAC} BAC - \mu^{NHP1} P1 - \mu^{NHP2} P2 - \mu^{NHP3} P3 - \mu^{NHP4} P4 - \mu^{NHBAC} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\tilde{\chi}^{NH} \frac{\partial NH}{\partial z} \right) + fls_{NH} \quad 5.93$$

Les premiers termes de l'équation contiennent les flux d'excrétion par le zooplancton (e^{Zi}) et par les bactéries ($e_{BAC} BAC$)

En réalité, l'excrétion par le zooplancton (e^{Z1}) représente la somme du métabolisme de base et d'une fraction égale à la nourriture assimilée, inutilisée pour la production:

$$e^{Z1} = eb^{Z1} + (1 - \mu^{Z1}) (as^{P1Z1} i^{P1Z1} + as^{P2Z2} i^{P2Z2} + as^{BACZ1} i^{BACZ1} + as^{MP1Z1} i^{MP1Z1} + as^{MDZ1} i^{MDZ1}) \quad 5.94$$

eb^{Z1} est le taux métabolique basal de Z1 par unité de temps et $(1 - \mu^{Z1})$ est le coefficient d'excrétion de la nourriture assimilée.

Le terme fls_{NH} contient les flux externes d'ammonium, provenant des glaces mais peut aussi contenir divers types d'apports extérieurs comme, par exemple, l'apport d'ammonium provenant de l'excrétion des prédateurs supérieurs se nourrissant de macrozooplancton (Fasham *et al.*, 1990). Cet apport pourrait être de la forme $(1 - \Omega)(m^{Z3} Z3 + m^{Z4} Z4)$ où représente est la fraction détritique de la mortalité de Z.

On considère qu'il n'y a pas d'apport d'ammonium par le fond de la mer et on impose une condition aux limites égale à 0.

Le modèle de Fasham *et al.* (1990) considère que la concentration en ammonium est nulle sous la couche de mélange. Or, des teneurs élevées en ammonium ont été mesurées, sous la thermocline, en Zone Marginale des Glaces (Goyens *et al.*, 2000; Goffart *et al.*, 2000) et dans les régions d'upwelling (Murray *et al.*, 1989). La modélisation explicite de la profondeur de la couche de mélange que nous imposons au modèle permet de lever cette objection.

De nombreuses approches expérimentales mettent en évidence l'excrétion d'ammonium et d'azote organique dissout (*MD*) par le zooplancton, bien que des controverses soient exprimées sur l'importance relative de ces deux formes (Corner et Newell, 1967). Une source non négligeable de matière dissoute est la rupture des cellules alimentaires pendant la prise de nourriture par le zooplancton (Roy *et al.*, 1989). Ce processus est paramétrisé en supposant qu'une fraction de la nourriture ingérée (ε) est excrétée sous forme d'ammonium et une autre sous forme de *MD* ($1-\varepsilon$); $\varepsilon = 0.75$.

Finalement, le zooplancton mort devient détritiques et est, par conséquent, transformé en matière dissoute ou est évacué hors de la couche de mélange.

La mortalité du zooplancton doit inclure la prédation par les niveaux trophiques supérieurs, ce qui n'est pas explicite dans les modèles actuels. Cependant un terme de fermeture peut être introduit en considérant que les niveaux trophiques ont des pelotes fécales à sédimentation rapide et vont donc quitter rapidement la couche de mélange à une échelle de temps beaucoup plus petite que les autres processus du modèle. On pose qu'une fraction Ω de la mortalité est exportée instantanément et une fraction $(1-\Omega)$ est convertie en ammonium; $\Omega=0.33$ (Fasham *et al.*, 1990).

5.5.5. L'équation pour la silice dissoute (*Si*)

$$\frac{\partial Si}{\partial t} = + \frac{\partial}{\partial z} \left(\tilde{\lambda}^{Si} \frac{\partial Si}{\partial z} \right) - \mu_{SiP2} - \mu_{SiP1} \quad 5.95$$

L'équation ne tient compte que de termes de consommation par les Diatomées et néglige ceux de reminéralisation.

5.5.6. L'équation pour le fer dissous (*Fe*)

La source principale de fer pour les couches de surface est l'apport éolien, calculé par l'équation (Tegen et Fung, 1994; Signorini *et al.*, 2000):

$$\frac{\partial Fe}{\partial t} = - N_p Fe : N + \frac{\partial}{\partial z} \left(\tilde{\lambda}^{Fe} \frac{\partial Fe}{\partial z} \right) + \alpha(z) fl_{Fe} \quad (\partial[z = 0] = 1 ; \partial[z > 0] = 0) \quad 5.96$$

où N_p est l'équation pour l'azote total et où fl_{Fe} est le flux de fer à la surface et vaut (Signorini *et al.*, 2000):

$$fl_{Fe} = C_{dust} Sc_{Fe} P_{pr} C_{Fe} S_{Fe} \quad [10^{-9} \text{ g m}^{-2} \text{ j}^{-1}] \quad 5.97$$

C_{dust} est la concentration saisonnière en poussière [$\text{ng kg}(\text{air})^{-1}$], P_{pr} , la précipitation [$\text{kg m}^{-2} \text{ j}^{-1}$], C_{Fe} est la fraction de masse de fer dans la poussière ($=0.035$) et S_{Fe} la fraction soluble du fer ($=0.1$). Le facteur numérique 55.84 est utilisé pour convertir le flux de fer en $\text{pmol m}^{-2} \text{ j}^{-1}$:

$$fl_{Fe} = \frac{C_{dust} Sc_{Fe} P_{pr} C_{Fe} S_{Fe}}{55.84} \quad [\text{pmol m}^{-2} \text{ j}^{-1}] \quad 5.98$$

Pour le pacifique, le flux de fer passe de $6.7 \cdot 10^{-6} \text{ g m}^{-2} \text{ j}^{-1}$, en hiver, à $1.1 \cdot 10^{-6} \text{ g m}^{-2} \text{ j}^{-1}$ (Signorini *et al.* 2000).

5.5.7. L'équation pour la matière organique dissoute (MD)

Il y a plusieurs discussions sur le rôle de la matière organique dissoute (MD) dans l'océan, et sur sa destruction et son recyclage par les bactéries (Azam *et al.*, 1983; Ducklow et Fasham, 1992; Toggweiler, 1989). La matière organique dissoute occupe une large gamme de tailles de molécules dont seulement une partie, la fraction labile, est utilisable par les bactéries. La majeure partie de la MD restante est dégradée extrêmement lentement et est exportée vers l'océan profond, où elle est intégrée dans le cycle de reminéralisation (Sugimura et Suzuki, 1988). Les modèles actuels ne tiennent compte que de cette fraction labile de la DOM, utilisée rapidement par les bactéries (avec un ordre de grandeur de quelques jours) (Fasham *et al.*, 1990).

$$\frac{\partial MD}{\partial t} = \mu^{P1} P1 \gamma^{P1} + \mu^{P2} P2 \gamma^{P2} + \mu^{P3} P3 \gamma^{P3} + \mu^{P4} P4 \gamma^{P4} + d^{MP1} MPI + e_{zoo} - \mu_{MD/BAC} BAC + \frac{\partial}{\partial z} \left(\tilde{\lambda}^{MD} \frac{\partial MD}{\partial z} \right) \quad 5.99$$

La matière organique dissoute est n'est pas utilisée par le phytoplancton mais bien par les bactéries.

Contrairement à l'ammonium qui peut être assimilé à la fois par les bactéries et le phytoplancton, l'urée n'est utilisable que par le phytoplancton (Wheeler et Kirschman, 1986; Goldman *et al.* 1987).

Les termes de l'équation concernent l'exsudation par le phytoplancton, la mise en solution du matériel détritique, l'excrétion par le zooplancton et la nutrition incomplète du zooplancton.

5.5.5. Les équations pour la matière organique détritique particulaire (MPI à MP3)

La matière organique particulaire détritique (MP) comprend essentiellement le matériel fécal, les cellules phytoplanctoniques mortes et les mues et les cadavres du zooplancton.

Ce matériel est recyclé de plusieurs manières. Selon ses propriétés (*e.g.* densité, présence d'une membrane péritrophique, cohésion), il peut sédimenter, il peut être ingéré à nouveau par le zooplancton (coprophagie) (Paffenhöffer et Knowles, 1979; Poulet, 1983) ou il peut être remis en solution et ultérieurement utilisé par les bactéries présentes dans la particule (Newell et Linley, 1984). La matière organique particulaire détritique est labile, comme la matière organique dissoute, et a un temps significatif d'une dizaine de jour.

Il faut remarquer que le matériel particulaire d'origine planctonique comporte également une fraction soluble (environ 24%, Hecq, 1982) qui peut être libérée dans le milieu par fractionnement ou rester concentrée dans la particule.

Trois classes de particules ont été sélectionnées comme variables du modèle.

Les mésoparticules (*MP3*), d'une taille supérieure à 200 μm , correspondent aux cadavres et aux pelotes fécales du macrozooplancton. Leur densité et leur vitesse de sédimentation est grande (150 à 1000 m j^{-1}) (Turner, 1977). Ces particules, entourées généralement d'une membrane péritrophique, n'ont pas le temps de se dégrader dans les couches de surface et sont exportées rapidement vers le bas de la colonne d'eau.

Les microparticules (*MP2*), de taille comprise entre 20 et 200 μm , correspondent aux cellules mortes des grandes diatomées, et aux cadavres et aux pelotes fécales du mésozooplancton. Egalement entourées de membranes biologiques, leur densité est moins grande et leur vitesse de sédimentation réduite (15 à 30 m j^{-1}). Elles alimentent les organismes filtreurs et les détritivores mésozooplanctoniques sous la zone euphotique.

Les nano et picoparticules (*MP1*), de tailles inférieures à 20 μm , correspondent aux cadavres et aux pelotes fécales de nano et microzooplancton et aux cellules mortes de pico et nanophytoplancton. Ces particules de densité comparables à celles de l'eau de mer ne sédimentent pas et sont réutilisées dans les couches de surface.

La plupart des modèles utilisent un simple taux de sédimentation fixé à l'avance (Aksnes et Wassman, 1993) et le matériel est exporté de la couche de mélange. Comme ce matériel comporte une large gamme de tailles, de densités, de formes, notre modèle utilise l'équation de Stokes pour estimer la vitesse de la particule w^{MPi} en fonction de sa taille.

L'équation pour les variables *MP1* à *MP3* est du type:

$$\begin{aligned} \frac{\partial MP1}{\partial t} = & -d^{MP1} MP1 + \mu^{BAC/DON} BAC + m^{BAC} BAC \\ & + (1 - ass^{Z1}) (i^{P1Z1} Z1 + i^{P2Z1} Z1 + i^{BACCZ} Z1 + i^{M1Z1} Z1) + m^{Z1} Z1 + m^{Z2} Z2 \\ & + (1 - ass^{Z2}) (i^{P1Z1} Z2 + i^{P2Z2} Z2 + i^{P2Z2} Z2 + i^{P4Z2} Z2 + i^{Z1Z2} Z2 + i^{BACZ2} Z2 + i^{MP1Z2} Z2) \\ & + m^{P1} P1 + m^{P2} P2 - i^{MP1Z1} Z1 - i^{MP1Z1} Z2 - i^{MP1Z3} Z3 - i^{MP1Z4} Z4 \\ & - w^{MP1} \frac{\partial MP1}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\tilde{\lambda}^{MP1} \frac{\partial MP1}{\partial z} \right) \end{aligned}$$

5.100

d^{MP1} est le taux de dégradation de la matière particulaire en composé de taille inférieure par unité de temps. Dans le cas de la matière organique particulaire de petite taille, *MP1* est transformé en matière dissoute *MD*.

La dégradation et la remise en solution de la matière particulaire est due partiellement à une simple action chimique et partiellement à l'activité bactérienne. Ce terme devrait donc comporter une fonction de l'activité bactérienne ("bactéries attachées") (Pace *et al.*, 1984). Cependant, pour simplifier, on paramétrise ce processus par un simple terme linéaire.

5.5.9. L'équation pour les bactéries (*BAC*)

Pour répondre à la synthèse protéinique, les bactéries absorbent la matière organique dissoute contenant du carbone et de l'azote et excrètent l'ammonium. Cependant, dans

certains cas, la matière organique dissoute peut présenter une réelle carence en azote. Pour compenser cette carence en azote, les bactéries peuvent assimiler de l'ammonium.

En admettant une absorption équilibrée pour la croissance, l'absorption d'ammonium dépend de la proportion d'azote de la matière dissoute et donc de son rapport C:N (CN_{MD}), de l'efficacité de croissance brute pour l'azote (g_n) et le carbone (g_c) [g_{ge} (*gross growth efficiency*)] et du rapport C:N des bactéries (CN_{BAC}) (Fenschel et Blackburn, 1979; Goldman *et al.*, 1987; Ducklow et Fasham, 1992). De plus, si la population bactérienne est en situation de croissance équilibrée, le rapport η de l'assimilation de l'ammonium (e) et de l'absorption d'azote organique (d), provenant d'une matière organique dissoute de rapport C:N donné, doit être constant pour assurer la production d'une biomasse bactérienne, d'un rapport C:N requis :

$$\frac{e}{d} = \eta = Cte \quad 5.101$$

Les valeurs du rapport CN_{BAC} relevées dans la littérature sont assez constantes (rapport de masses: 4.0 (Fenschel et Blackburn, 1979); 5. (Blackbourn *et al.*, 1973); 4. (Moloney & Field, 1991)) alors que CN_{MD} est très variable selon la provenance de la matière organique. De manière à quantifier ces concepts, on calcule la production bactérienne en unité d'azote (h) et de carbone (H) (Fasham *et al.*, 1990).

$$h = g_n (e + d) \quad 5.102$$

$$H = CN_{BAC} h = g_c CN_{MD} d \quad 5.103$$

En divisant l'équation 5.102 par 5.103 et en réarrangeant:

$$e = \frac{h}{g_n} - d \quad \text{et} \quad \frac{e}{d} = \frac{h}{g_n d} - 1 \quad 5.104$$

$$h = \frac{g_c CN_{MD} d}{CN_{BAC}} \quad \frac{e}{d} = \frac{g_c CN_{MD} d}{g_n CN_{BAC} d} - 1 \quad 5.105$$

$$\eta = \frac{e}{d} = \frac{g_c CN_{MD}}{g_n CN_{BAC}} - 1 \quad 5.106$$

Ainsi l'azote organique dissous (DON) peut être estimé à partir du carbone organique dissous (DOC) dans le modèle.

Le substrat azoté total disponible pour les bactéries est:

$$N_{\min} = \min(NH_4, \eta MD) \quad 5.107$$

L'absorption de l'azote organique dissous (μ_{MDBAC}) et d'ammonium (μ_{NH_4BAC}) par les bactéries peut ainsi être modélisée par une équation de type Michaelis Menten:

$$\mu_{MDBAC} = \frac{\mu_{NBAC}^{\max} BAC MD}{K_{NBAC} + N_{\min} + MD} \quad 5.108$$

$$\mu_{NH_4BAC} = \frac{\mu_{NBAC}^{\max} BAC N_{\min}}{K_{NBAC} + N_{\min} + MD} \quad 5.109$$

où μ_{NBAC}^{\max} est le taux maximum d'absorption d'azote par les bactéries, par unité de temps et K_{NBAC} est la constante de demi-saturation pour cette absorption. Ce type d'équation assure que l'absorption d'ammonium est η fois l'absorption d'azote organique dissous, comme requis par le modèle, aussi longtemps qu'une teneur suffisante en ammonium est présente pour satisfaire la demande pour la croissance équilibrée. Par contre, si l'ammonium est insuffisant, l'absorption d'azote organique dissous et celle de l'ammonium seront réduites proportionnellement.

L'équation pour les bactéries devient:

$$\frac{\partial BAC}{\partial t} = \mu^{MDBAC} + \mu^{NHBAC} - e^{BAC} BAC - m^{BAC} BAC - i^{BACZ1} Z1 - i^{BACZ2} Z2 - i^{BACZ3} Z3 - i^{BACZ4} Z4 + \frac{\partial}{\partial z} \left(\tilde{\chi}^{BAC} \frac{\partial BAC}{\partial z} \right) \quad 5.110$$

En réalité, il faudrait distinguer deux parties *ND* et *CD* dans la variable *MD* dès sa libération par les variables productrices ainsi, le rapport C:N serait calculable à chaque instant.

Il existe une différence entre le microcosme particulaire, dans lequel la matière organique soluble (DOM, NH₄) est en forte concentration et utilisable par les bactéries, et le milieu libre où les concentrations sont réduites (Pace *et al.*, 1984). Ceci devrait nous amener à distinguer, dans le modèle, les bactéries attachées aux particules et les bactéries libres. Cette distinction pourrait également s'appliquer à la nanofaune libre et à celle des particules. Les difficultés actuelles de distinguer ces deux types de variables, libres ou attachées, nous amène à les agréger dans notre modèle.

5.6. Les performances nouvelles et les limites du modèle de l'écosystème planctonique

Le schéma de modélisation et la procédure que nous avons développés permet de résoudre des approximations liées aux modèles antérieurs.

Des modèles antérieurs d'écosystème planctonique, tels que celui de Jamart *et al.* (1979) pour la région côtière de l'Océan Pacifique et ceux de Sakhshaug et Slagstad (1991) et de Lancelot *et al.* (1991) pour l'Océan Austral, décrivaient la progression de la production printanière comme une fonction du changement saisonnier de lumière, du mélange vertical, du stock initial de phytoplancton et des taux de perte, en supposant un terme de diffusivité verticale, infini dans la couche de mélange et nul ailleurs. La profondeur de la couche de mélange était considérée comme constante dans le modèle de Sakhshaug et Slagstad (1991) ou calculée à partir du modèle 1D physique de Veth (1991), (Lancelot *et al.*, 1991). De plus la glace n'y était pas incluse explicitement.

Divers modèles récents de l'écosystème planctonique de la couche de mélange océanique, incluaient, dans une complexité adéquate, les processus bactériens et le flux des formes majeures d'azote mais ne tenaient pas compte de l'influence de la dynamique de la couche de mélange (Andersen et Nival, 1988; Moloney et Field, 1991). D'autres introduisaient

cette dynamique par l'utilisation d'un terme constant de mélange diffusif vertical, entre la couche de mélange et l'océan profond (Fasham *et al.* 1990; Lancelot *et al.*, 1991, 1993, 2000, Doney *et al.*, 1996). Ce terme supposait que la concentration en chlorophylle était nulle en dessous de la couche de mélange. Ceci est raisonnable en hiver, printemps et automne, mais pas en été, où un maximum profond de chlorophylle se développe.

Le modèle de Fasham *et al.* (1990) surestimait l'exportation du phytoplancton, des bactéries et de l'ammonium, à cause du maintien de la profondeur de mélange à une profondeur constante.

L'originalité de notre schéma de modélisation consiste à traiter les variables biologiques sous une forme analogue à celle des variables physiques, en introduisant explicitement les termes de diffusion dans l'équation biologique 1D. Cette méthode se base sur la stratégie de modélisation couplée physique-biologie, développée au GHER et emploie une formulation baroclinique à plusieurs couches, non linéaire avec une fermeture turbulente k-1 (Jamart *et al.*, 1977, 1979; Taylor *et al.*, 1991; Varela *et al.*, 1992, 1994; Hecq *et al.*, 1993, 1999, 2001; Goosse et Hecq 1994; Touratier, 1996; Lacroix et Nival, 1998; Tusseau *et al.*, 1997; Skliris *et al.*, 1999, 2000, 2001).

Le modèle numérique que nous avons développé dans le présent chapitre, calcule explicitement, toutes les 600 s et tous les 2 m, de la surface à 200 m, l'énergie cinétique turbulente et le coefficient de mélange, en fonction du vent, des flux de chaleur et de la profondeur. Il permet d'estimer la distribution verticale de la température, de la salinité, et des deux composantes horizontales de la vitesse. (Hecq *et al.*, 1993). Il incorpore explicitement la dynamique de formation et de fonte de la glace (modèle à 2 couche de glace et 1 couche de neige de Semtner 1976) ainsi que la production phytoplanctonique dans la glace (Goosse et Hecq, 1994), ce qui permet de modéliser l'écosystème bien avant la fonte. Dans ce modèle, les processus écophysologiques liés aux variables biologiques et les processus physiques liés au mélange de surface, aux contraintes atmosphériques et à la présence des glaces, sont explicitement paramétrisés (Hecq *et al.*, 1993 Goosse et Hecq, 1994, Hecq *et al.*, 1999).

La modélisation des processus planctoniques, liés à la dynamique des glaces, directement couplée à celle de la colonne d'eau, est une innovation. La structure physique verticale de la colonne d'eau est contrôlée par les flux de chaleur au travers de l'interface air-mer-glace. Ces flux font intervenir divers processus dont l'absorption du rayonnement solaire, le réchauffement et le refroidissement de la mer, la formation et la fonte de glaces. La modélisation de ces flux est réalisée à partir de formulations multiples impliquant des contraintes telles que le vent, la température de l'air, épaisseur de glace, etc.

Les variables phytoplanctoniques comprennent le picophytoplancton, le nanophytoplancton, les Diatomées (microphytoplancton), et les *Phaeocystis*. Les variables zooplanctoniques comprennent le microzooplancton (incorporant les nanoflagellés hétérotrophes), le mésozooplancton (essentiellement les petits copépodes), le macrozooplancton (les grands Copépodes, les Mollusques *herbivores* et les Amphipodes détritivores) et le mégazooplancton. Ces variables sont explicitement incluses dans les équations du modèle mer-glace (fig. 5.5). La variable mégazooplanctonique inclut le Krill ou les Salpes, selon le site considéré, et est exprimée sous forme de variable forçante. Les

variables du microzooplancton et de la loupe microbienne sont traitées sur base du modèle de Lancelot *et al.* (1991, 2000).

Le modèle reste incomplet et des processus identifiés récemment devront y être inclus. Citons la photo-adaptation, l'influence du rayonnement UV, la diversité planctonique, la dynamique des populations du zooplancton, les migrations verticales sous contrôle écophysiologique, le rôle des détritivores et enfin la complexité du microzooplancton.

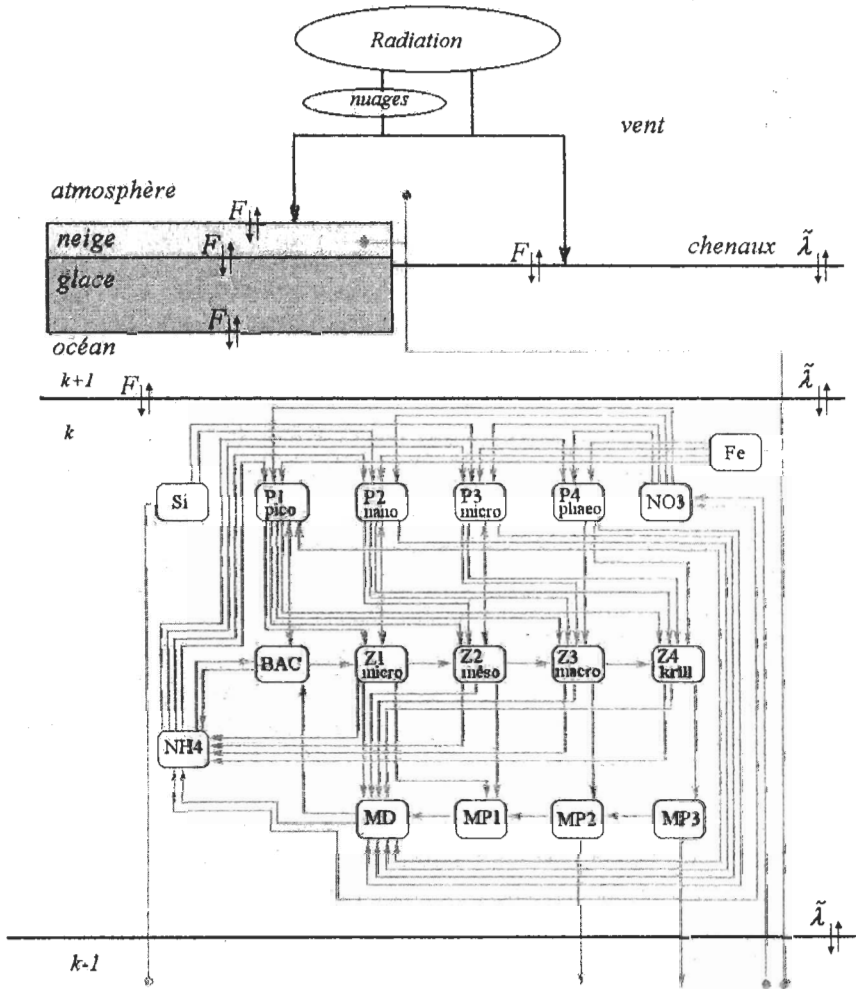


Fig. 5.5. Schéma conceptuel illustrant les processus physiques et biologiques inclus dans le modèle de l'écosystème planctonique appliqué à la Mer de Ross.