



**HAL**  
open science

# Turbulence et ondes en milieu naturel stratifié

Céline Bonhomme

► **To cite this version:**

Céline Bonhomme. Turbulence et ondes en milieu naturel stratifié. Océan, Atmosphère. Université Paris-Est, 2008. Français. NNT : 2008PEST0281 . tel-00498058v1

**HAL Id: tel-00498058**

**<https://pastel.hal.science/tel-00498058v1>**

Submitted on 6 Jul 2010 (v1), last revised 24 Jan 2011 (v2)

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

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



**Ecole Nationale des Ponts et Chaussées**

**THESE**

*pour obtenir le grade de*

**Docteur de l'ENPC**

**Spécialité :**

Sciences de l'Environnement

*présentée et soutenue publiquement par*

**Céline BONHOMME**

**le 15 février 2008**

**à l'Ecole Nationale des Ponts et Chaussées**  
(Champs sur Marne)

**Turbulence et ondes en milieu naturel stratifié :**

*Deux études de cas :*

- *Etude du mélange turbulent et des ondes internes du lac Pavin (Auvergne, France)*
- *Influence des ondes de Rossby sur la concentration en chlorophylle de surface dans l'upwelling du Pérou*

*devant le jury suivant :*

**Bertram BOEHRER**  
**Pascale BOURUET-AUBERTOT**  
**Myriam BORMANS**  
**Didier JEZEQUEL**  
**Olivier AUMONT**  
**Bruno TASSIN**

Rapporteur  
Rapporteur  
Examineur  
Examineur  
Examineur  
Directeur de thèse



## Turbulence et ondes en milieu naturel stratifié :

*Deux études de cas :*

- *Etude du mélange turbulent et des ondes internes du lac Pavin (Auvergne, France)*
- *Influence des ondes de Rossby sur la concentration en chlorophylle de surface dans l'upwelling du Pérou*

## Turbulence and waves in natural stratified environment :

*Two case studies:*

- *Turbulent mixing and internal waves in Lake Pavin (Auvergne, France)*
- *Rossby wave influence on sea surface chlorophyll concentration in the Peru upwelling.*



## Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier les membres de mon jury de thèse pour avoir accepté de participer à ce jury, ainsi que pour leur cordialité lors de la soutenance. Merci à Myriam Bormans de l'avoir présidé avec autant de chaleur humaine et de sympathie.

Mes pensées vont aussi aux laboratoires qui m'ont accueillie pendant ces trois années : je souhaite en premier lieu remercier le laboratoire LOCEAN et sa directrice Laurence Eymard pour son accueil en première année de thèse, tout particulièrement Olivier Aumont et Vincent Echevin pour leur encadrement et leurs conseils qui m'ont permis de mener à bien ce travail, ainsi que pour leur compréhension au moment où j'ai souhaité réorienter ma thèse.

Je tiens à remercier le CEREVE et particulièrement ses directeurs Jean-Marie Mouchel puis aujourd'hui Bruno Tassin pour m'avoir fait confiance et de m'avoir permis de travailler sur un sujet passionnant pendant la deuxième partie de ce travail de thèse. Mes pensées vont tout particulièrement vers toi Bruno car au delà du travail scientifique que tu m'as aidé à conduire, tu m'as montré une foi dans les autres et une approche très positive de la vie dont j'essaierai de me souvenir pour toute la suite de ma vie professionnelle. Je salue tout particulièrement le temps et l'attention que tu m'as portés en fin de thèse car tu n'as pas compté tes heures. En me consacrant tout le temps nécessaire, tu as été très présent et sans cela, je suis bien certaine que ce travail ne serait pas ce qu'il est aujourd'hui.

Au CEREVE, mes pensées vont également vers tous ceux qui sont venus avec moi sur le Pavin : Mohamed, Brigitte, Yannis ainsi que mes deux stagiaires : Anne-Lise et Julien. Je vous remercie pour ces moments de travail passés ensemble loin de Paris, qui ont parfois été l'occasion de passer de bons moments ensemble tout simplement.

Je tiens à remercier l'ensemble de l'équipe du programme METANOX pour des échanges scientifiques fructueux et un précieux travail d'équipe sur le terrain sans lequel aucune de ces données n'aurait été acquise. Je pense tout particulièrement à Didier Jézéquel, Gérard Sarazin, Alexis Groleau, Eric Viollier, Patrick Albéric, Alassane Tiam. Je pense à l'installation de la barge au milieu du Pavin, à la mise à l'eau du LDS et à de multiples coups de main qui ont permis de débloquer bien des situations.

Je tiens à remercier ceux qui, par leur présence, ont contribué au bon déroulement de ce travail de thèse. Au LOCEAN, je pense particulièrement à Anne Sophie et Yohav qui ont partagé mon bureau et m'ont soutenue dans des moments parfois difficiles. Au CEREVE, merci à Anne, Céline, Adèle, Pauline, Sarah, Laetitia, Thomas et tous ceux qui de près ou de loin ont été là pendant ces deux années.

Il y a aussi mes amis qui m'ont soutenue et accompagnée dans une période de vie qui n'était pas toujours facile : merci à vous Benjamin, Arnaud, Sylvana, Olivier et Laurence, Caroline, Virginie, car sans vous je ne serai peut être pas arrivée au bout.

Enfin, je tiens à remercier tout particulièrement ma famille, très présente lors de ma fin de thèse : tout d'abord mon père et ma mère qui se sont montrés très disponibles pour toute l'organisation de la soutenance et de la fête qui a suivi, mes grands-parents pour avoir pensé à moi le jour J, mes deux frères Etienne et Guillaume pour leur soutien et le très chouette concert donné lors de ma soirée de thèse. Et puis bien sûr Christophe, très présent tout au long

de cette thèse, malgré des circonstances difficiles. Je vous remercie tous de m'avoir permis de mener à bien ce travail, car sans vous je ne sais pas si j'aurais eu le courage de continuer.

Enfin mes pensées vont à ma petite perle, à ma petite bulle de bonheur toute crue : ma fille Zoé qui a accepté (bien obligée !) une maman parfois absente, parfois stressée et bien absorbée lors de cette fin de thèse. Je t'embrasse très fort ma pupuce et te dis aussi merci pour être là et telle que tu es tout simplement.

# Résumé

Dans les milieux aquatiques, les facteurs liés à l'hydrodynamique et au mélange aux échelles de la turbulence sont déterminants pour le transport des substances chimiques et des micro-organismes. Ce travail s'intéresse à ces phénomènes physiques et se situe à la frontière entre la limnologie physique et l'océanographie physique, au travers de l'étude de deux cas : le lac Pavin (Auvergne, France) et la région d'upwelling au large du Pérou. Un des intérêts de ce travail réside dans le changement d'échelle de l'observation de milieux naturels aquatiques allant de l'échelle millimétrique (étude de la microstructure dans le Lac Pavin) à l'échelle de la centaine de kilomètres (étude des ondes de Rossby).

Le Lac Pavin est le seul lac méromictique français, ce qui signifie que le compartiment inférieur du lac ne se mélange pas annuellement. La méromicticité concerne pourtant bien d'autres bassins, plus connus et plus vastes comme la Mer Noire, la Mer Caspienne, le lac Baïkal, d'où son importance écologique. Sa méromicticité lui confère des propriétés physiques particulières, étudiées dans le cadre de cette thèse. L'étude de la variabilité du mélange diapycnal à différentes échelles de temps et d'espace dans le lac Pavin au travers de mesures de microstructure et de surveillance en continu des principaux paramètres physiques a conduit à mettre en évidence la variabilité de la stabilité de la colonne d'eau à l'échelle interannuelle. Par ailleurs, les propagations d'ondes internes de gravité sont étudiées dans ce cadre particulier à l'aide d'un modèle linéaire bidimensionnel. Elles génèrent des mouvements advectifs verticaux importants dans toute la colonne d'eau dont il faut tenir compte dans les protocoles d'échantillonnage chimiques ou biologiques. Enfin, une intrusion sous lacustre semble avoir une grande importance dans la détermination de la profondeur du mélange hivernal et le maintien de la méromicticité.

La zone de l'upwelling du Pérou est parmi les plus poissonneuses au monde. Elle est caractérisée par une forte productivité primaire, observable par satellite. L'observation des ondes de Rossby a permis de mettre en évidence qu'elles génèrent plus de 50% de la variabilité observée à l'échelle intra saisonnière sur la concentration en chlorophylle de surface, à distance des côtes. Les ondes transportent la chlorophylle vers le large et participent à la détermination de l'extension de la zone de forte productivité primaire.

A travers des mesures variées allant de la microstructure à l'observation satellite et grâce à l'utilisation de modèles conceptuels, la thèse met en évidence l'influence certaine des facteurs hydrodynamiques sur l'organisation des paramètres biogéochimiques de ces deux écosystèmes.



## Abstract

In aquatic environments, hydrodynamics and turbulent mixing are key parameters which determine the transport of chemical substances and microorganisms. This work focuses on these phenomena and comes within the scope of today's physical limnology and oceanography issues as seen through two case studies: Lake Pavin (Auvergne, France) and the upwelling region off Peru. One major interest of this work is the change in observation scales of the aquatic environment ranging from millimetre (microstructure investigations) to kilometre scales (Rossby wave study).

Lake Pavin is the only meromictic lake in France, which means that the bottom layer of the lake does not undergo seasonal mixing. Meromixis concerns other wider basins than Lake Pavin, such as the Black Sea, the Caspian Sea and Lake Baïkal for example, and can be of great ecological importance. Meromixis creates particular physical conditions in Lake Pavin, that are studied in the framework of this PhD. In particular, this work highlights diapycnal mixing and water column stability variability at different spatial and time scales in Lake Pavin using microstructure and continuous measurements. Moreover, internal gravity wave propagations in the water column are studied in the particular framework of meromixis by using a two dimensional model. These waves generate significant vertical advective water movements, which must be taken into account for sampling protocols in the lake. At last, a sublacustrine intrusion seems to have great importance in the determination of mixing depth during seasonal overturn and in the maintaining of meromixis.

The Peru upwelling zone is one of the most fish abundant ocean region in the world. It is characterized by strong primary productivity, which can be detected by satellite observations. The satellite observation of Rossby waves shows that they influence more than 50% of the intra-annual sea surface chlorophyll concentration variability at a few hundreds of kilometres from the shore. Waves transport chlorophyll offshore and contribute to the extension of the high productivity zone.

Through various measurement techniques and satellite observations, and using conceptual models, this work shows the influence of hydrodynamic factors on the organisation of biogeochemical parameters in these two ecosystems.

# Sommaire

<b>TABLE DES NOTATIONS SCIENTIFIQUES</b>	<b>4</b>
<b>INTRODUCTION</b>	<b>7</b>
<b>I. LIMNOLOGIE PHYSIQUE : MEROMICTICITE ET BRASSAGE SAISONNIER</b>	<b>11</b>
<b>II. TRANSPORT ET MELANGE TURBULENT : ELEMENTS POUR L'ANALYSE DU FONCTIONNEMENT PHYSIQUE DU LAC PAVIN</b>	<b>26</b>
<b>III. LA MESURE DE TURBULENCE EN MILIEU NATUREL STRATIFIE</b>	<b>52</b>
<b>IV. TURBULENCE ET ONDES INTERNES DANS LE LAC PAVIN</b>	<b>61</b>
<b>V. INFLUENCE DES ONDES DE ROSSBY SUR LA CONCENTRATION EN CHLOROPHYLLE DE SURFACE AU LARGE DU PEROU</b>	<b>76</b>
<b>ANNEXE 1 LE BRASSAGE SAISONNIER DANS LE LAC PAVIN AU COURS DE L'HIVER 2006-2007.</b>	<b>85</b>
<b>ANNEXE 2 MESURE DE VELOCITE PAR ADCP</b>	<b>92</b>
<b>TABLE DES FIGURES</b>	<b>104</b>
<b>TABLE DES TABLEAUX</b>	<b>105</b>
<b>TABLE DES PHOTOS</b>	<b>105</b>
<b>RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES</b>	<b>106</b>

# Table des notations scientifiques

## Paramètres adimensionnels

$Ra$	<i>Nombre de Rayleigh (température)</i>
$R_s$	<i>Nombre de Rayleigh (salinité)</i>
$R\rho$	<i>Rapport de stabilité = <math>\frac{R_s}{Ra}</math></i>
$Re$	<i>Nombre de Reynolds</i>
$Ri$	<i>Nombre de Richardson</i>
$Ri_c$	<i>Nombre de Richardson critique</i>
$We$	<i>Nombre de Wedderburn</i>
$Wf$	<i>Nombre de Wedderburn équivalent (au fond)</i>
$\gamma_{mix}$	<i>Efficacité de mélange</i>

## Paramètres dimensionnels dérivés

$K_\rho$	<i>Diffusivité turbulente diapycnale</i>
$K_\nu$	<i>Viscosité turbulente</i>
$K_{u_i}$	<i>Viscosité turbulente selon la direction <math>i</math> dans un repère cartésien</i>
$L_O$	<i>Longueur d'Ozmidov</i>
$l_B$	<i>Longueur de Batchelor</i>
$l_K$	<i>Longueur de Kolmogorov</i>
$L_T$	<i>Longueur de Thorpe</i>
$\varepsilon$	<i>Taux de dissipation</i>
$N$	<i>Fréquence de Brunt-Väisälä</i>
$\chi_\theta$	<i>Taux de perte de la variance de la température</i>
$K_T$	<i>Diffusivité thermique moléculaire</i>
$K_S$	<i>Diffusivité moléculaire des solutés</i>
$\nu$	<i>Viscosité cinématique moléculaire</i>

## Paramètres thermodynamiques

$C_p$	<i>Chaleur spécifique à pression constante</i>
$\rho$	<i>Masse volumique de l'eau</i>
$\rho_0$	<i>Masse volumique de référence</i>
$T, S, p$	<i>Température, Salinité, pression</i>
$T_{md}$	<i>Température de maximum densité</i>
$\alpha$	<i>Coefficient d'expansion thermique</i>
$\beta_s$	<i>Coefficient d'expansion salin</i>
$\Gamma$	<i>Gradient de température adiabatique</i>

## Paramètres cinématiques

$\vec{v}$	<i>Vecteur vitesse du fluide</i>
$u_i$	<i>Projection du vecteur vitesse <math>\vec{v}</math> selon la direction <math>i</math></i>
$\overline{u_i}$	<i>Moyenne du vecteur vitesse en coordonnées cartésiennes selon la direction <math>i</math></i>
$u_i'$	<i>Fluctuations temporelles de vitesse</i>
$\vec{f}$	<i>Résultant des forces extérieures par unité de masse</i>
$U$	<i>Vitesse horizontale moyenne</i>
$R$	<i>Rayon de Rossby</i>
$q$	<i>Vorticité potentielle</i>
$\zeta$	<i>Vorticité relative</i>

## Notations relatives aux ondes et à l'étude des spectres

$m$	<i>Nombre d'onde vertical</i>
$k$	<i>Nombre d'onde horizontal</i>
$\omega$	<i>Vitesse angulaire de l'onde</i>
$E$	<i>Spectre d'énergie</i>
$\Phi_K(m)$	<i>Spectre de cisaillement fonction du nombre d'onde vertical <math>m</math></i>
$\Phi(m)$	<i>Spectre des fluctuations de vitesse dans une direction</i>
$Fr$	<i>Fonction de Froude</i>
$Fr_c$	<i>Fonction de Froude critique (pour laquelle <math>m=mc</math>)</i>

## Notations relatives à l'étude de la propagation des ondes internes non linéaires dans les lacs

$\eta_0$	<i>Inclinaison maximale de la thermocline due aux ondes internes</i>
$\eta$	<i>Inclinaison de la thermocline due aux ondes internes</i>
$u_*$	<i>Friction de la vitesse dans l'eau</i>
$L, d$	<i>Longueurs caractéristiques</i>
$h1$	<i>Distance entre la thermocline et la surface</i>
$h2$	<i>Distance entre une profondeur et le fond du lac</i>
$\alpha$	<i>Coefficient de non linéarité</i>
$\beta$	<i>Coefficient de dispersion de l'onde</i>

## Notations utilisées pour l'étude du panache convectif

$w$	<i>Vitesse verticale au milieu du panache</i>
$Q$	<i>Débit de l'intrusion sous-lacustre</i>
$B$	<i>Flux de flottabilité (<math>B = Qg'</math>)</i>
$\alpha$	<i>Coefficient d'entraînement</i>
$R$	<i>Rayon du panache</i>
$M_0$	<i>Quantité de mouvement dans le panache</i>
$Q_0$	<i>Flottabilité du panache</i>

## Autres symboles communément utilisés

$f$	<i>Fréquence de Coriolis</i>
$f_0$	<i>Fréquence de Coriolis à une latitude de référence</i>
$\bar{\Omega}$	<i>Vitesse angulaire de rotation de la Terre</i>
$g$	<i>Accélération due à la pesanteur</i>
$g'$	<i>Accélération réduite due à la pesanteur</i>
	$g' = g \frac{\Delta\rho}{\rho}$

## Introduction

Le fonctionnement d'un écosystème aquatique est non seulement dépendant des interactions entre les constituants chimiques ou biologiques mais également conséquence des processus hydrodynamiques qui déterminent la part non réactionnelle de l'évolution des variables biogéochimiques dans la colonne d'eau. Selon l'échelle considérée, ces processus peuvent transporter ces variables par des processus advectifs de grande échelle (ondes, courants grande échelle) ou turbulents (micro-mouvements de la masse d'eau).

Le présent travail de thèse s'est effectué en deux parties bien distinctes. Par ordre chronologique :

- La première année de thèse a été consacrée à l'étude des ondes de Rossby au large des côtes du Pérou et de leur impact sur la concentration en chlorophylle de surface.

Un des premiers objectifs de ce travail a été la caractérisation de la productivité primaire à l'échelle saisonnière dans l'upwelling du Pérou - Chili. Une analyse fine de plusieurs types d'observations (satellites, campagnes à la mer) a permis d'analyser les facteurs à l'origine de la variabilité observée. La propagation d'ondes de Rossby dans cette zone est le facteur explicatif d'une grande part de la variabilité de la concentration en chlorophylle de surface.

Ces résultats doivent permettre le développement de nouvelles paramétrisations des processus biogéochimiques, adaptées au contexte déficitaire en oxygène de la zone d'étude, à réintroduire dans un modèle régional couplé physique - biogéochimie.

- La deuxième partie de thèse s'est concentrée sur la mesure et l'analyse des processus de mélange physique dans le Lac Pavin (Auvergne, France). Le Lac Pavin est le seul lac méromictique permanent en France : ses eaux profondes ne sont pas mélangées annuellement. Du fait de l'anoxie régnant dans le compartiment du fond des lacs méromictiques, ils abritent un biotope particulier dont les caractéristiques ne sont pas entièrement connues. De plus, certains d'entre eux, comme le Lac Pavin représentent un danger potentiel d'éruption gazeuse en raison de l'accumulation de gaz dissous au fond et doivent être surveillés. Dans le contexte actuel de réchauffement climatique, les plans d'eau continentaux tendent à évoluer vers la méromicticité.

Le premier objectif du travail a été de quantifier par la mesure physique le mélange diapycnal et les transports horizontaux et verticaux dans le lac. Le Lac Pavin présente la particularité de présenter deux pycnoclines dans la colonne d'eau. Cette particularité a des conséquences importantes tant en terme de propagation des ondes internes dans le bassin que sur le mélange turbulent.

Dans un second temps, l'objectif était d'analyser la variabilité du mélange à l'échelle annuelle et de comprendre les processus physiques le déterminant. Etant donné le changement climatique et la tendance actuelle de l'évolution des plans d'eau vers des états méromictiques, les facteurs influant sur la stabilité de la colonne d'eau et participant au maintien de la méromicticité doivent être mieux compris.

Le changement de terrain d'étude s'est donc traduit par un changement d'échelle radical. Cependant, le passage disciplinaire de l'océanographie à la limnologie est assez naturel. De nombreuses méthodes de mesure et de nombreuses questions sont communes aux deux disciplines. L'expérience acquise lors de la première partie de thèse a notamment été un atout pour aborder un sujet de limnologie physique. Chronologiquement, la première partie du travail (une année) s'est déroulée au LOCEAN, laboratoire d'océanographie (Université Paris VI-CNRS-IRD-MNHN) et la deuxième partie (deux années) au CEREVE, laboratoire d'étude des questions liées à l'Eau, la Ville et l'Environnement (ENPC, ENGREF, Université Paris XII).

Dans le contexte particulier de cette thèse, le choix a été fait de commencer par présenter dans ce manuscrit le travail réalisé sur le Lac Pavin. Les résultats sont présentés sous forme d'articles en cours de soumission ou soumis. Cependant, une large partie introductive a été adjointe pour donner au lecteur des clés de lecture des articles, sans prétendre dresser un état exhaustif des connaissances en limnologie physique. Pour éviter des liens jugés trop artificiels entre les deux parties de la thèse, les résultats obtenus dans chacune des parties du travail sont présentés successivement.

Nous commencerons par introduire des notions essentielles en limnologie en lien avec la propriété de méromicticité du Lac Pavin (chapitre I), puis nous introduirons les éléments nécessaires à l'étude des ondes internes et de la turbulence en milieu lacustre (chapitre II). Les techniques de mesure de la turbulence dans les lacs seront exposées dans le chapitre III. Le chapitre IV sera consacré à la présentation des objectifs, stratégies adoptées pour l'étude du

lac Pavin ainsi qu'à une présentation succincte résumant les principaux résultats obtenus. Le chapitre V présentera le terrain d'étude dans l'upwelling du Pérou – Chili et résumera les principaux résultats obtenus.

A la suite, quatre articles présenteront de façon détaillée l'ensemble des observations et résultats obtenus au cours des trois années de la thèse. Les articles seront intégrés au manuscrit dans l'ordre suivant :

#### Article 1 :

**Inter and intra-annual variability in the mixing of a deep meromictic Lake (Lake Pavin, France)**

Céline Bonhomme, Yannis Cuypers, Michel Poulin, Mohamed Saad, Brigitte Vinçon-Leite, Eric Viollier, Bruno Tassin.

Soumis à Aquatic Sciences

#### Article 2 :

**Importance d'une source sous-lacustre pour le maintien de la méromicticité du lac Pavin (Auvergne, France)**

Céline Bonhomme, Michel Poulin, Brigitte Vinçon-Leite, Mohammed Saad, Alexis Groleau, Didier Jézéquel, Bruno Tassin.

Soumis à CRAS Geosciences.

#### Article 3 :

**Influence of meromixis on the internal waves pattern in a small crater lake (Lake Pavin, France).**

**Particular internal wave weather in a meromictic lake.**

Céline Bonhomme, Yannis Cuypers, Michel Poulin, Brigitte Vinçon-Leite, Mohamed Saad, Alexis Groleau, Didier Jézéquel, Bruno Tassin.

Soumis à Limnology & Oceanography



Article 4 :

**Advective transport caused by intra-seasonal Rossby waves : a key player of the high chlorophyll variability off the Peru upwelling region.**

Céline Bonhomme, Olivier Aumont, Vincent Echevin.

Journal of Geophysical Research

Vol. 112, C09018, doi :10.1029/2006JC004022, 2007

# I. Limnologie physique : méromicticité et brassage saisonnier

Le Lac Pavin est le seul lac méromictique français. Il est situé au sud de la chaîne des puys en Auvergne, et appartient au groupe des plus jeunes volcans de France métropolitaine – ca 6700 ans BP. Sa localisation précise se trouve sur la commune de Besse et Saint Anastaise. Du point de vue physique, la méromicticité du lac a de fortes implications sur le mélange turbulent et la propagation des ondes internes dans la colonne d'eau. Le Lac Pavin a été étudié depuis une trentaine d'années par des chimistes, puis par des biologistes s'intéressant aux propriétés particulières liées à sa méromicticité ainsi que par quelques physiciens suisses. Néanmoins, une approche couplant les trois aspects physique, chimie et biologie n'avait pas été mise en place jusqu'à maintenant. C'est l'objectif du programme METANOX (ANR-ECCO) <sup>1</sup> dans lequel mon travail de thèse s'est inséré. Le programme METANOX propose une étude simultanée des paramètres physiques, chimiques et biologiques dans la colonne d'eau et de leurs influences respectives pour le fonctionnement de l'écosystème lacustre.

Cette partie est consacrée à la délimitation de notre champ de notre étude. Il s'agit plus particulièrement de définir la notion de méromicticité, de présenter le site d'étude et d'introduire certaines connaissances indispensables pour aborder ce travail de limnologie physique.

## A. La méromicticité

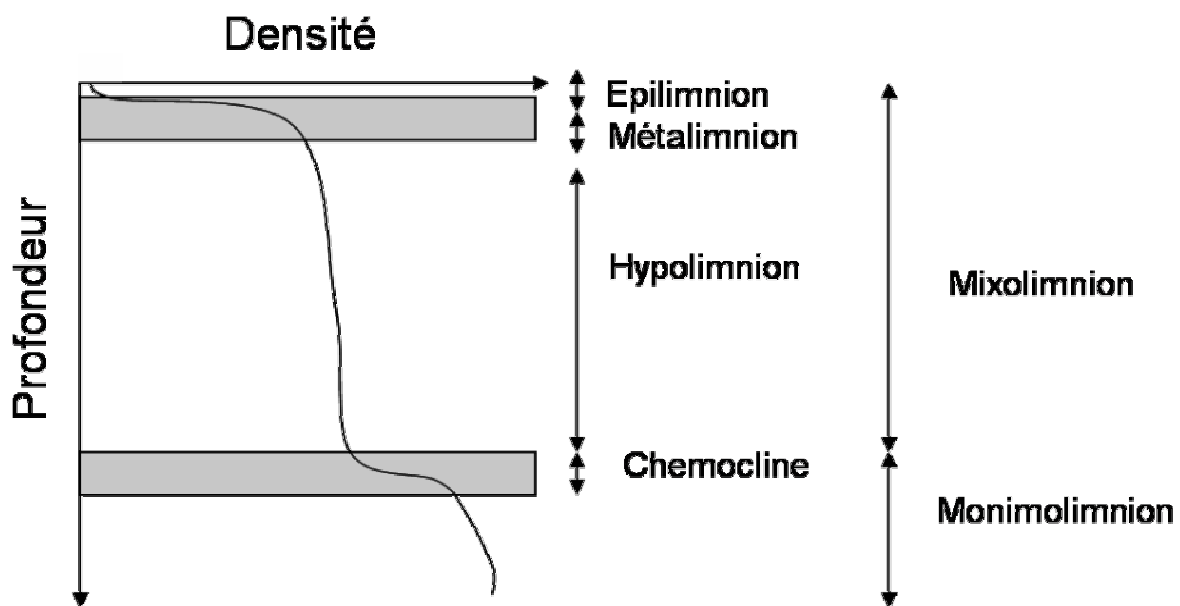
Le terme de méromicticité qualifie l'absence de brassage saisonnier jusqu'au fond d'un plan d'eau ; les eaux du fond ne sont donc pas mélangées avec les eaux de surface pendant plus d'un cycle annuel. La méromicticité n'est pas la situation la plus fréquente pour les lacs naturels car il faut des conditions particulières à l'établissement de telles conditions.

La plupart des lacs en période estivale sont stratifiés en *épilimnion* (ou couche de mélange) et *hypolimnion*. Entre ces deux couches, une région de fort gradient de densité entre les eaux de surface plus chaudes et les eaux de l'*hypolimnion* plus froides est appelée *métalimnion*. La région du *métalimnion* correspond à la zone où se situe la thermocline. Lorsque la température de l'*épilimnion* diminue jusqu'à atteindre la température de maximum de densité de l'eau douce, le lac se mélange, le plus souvent sur toute sa hauteur.

---

<sup>1</sup> Programme coordonné par G. Fonty (Laboratoire de biologie des protistes, Université de Clermont-Ferrand) et D. Jézéquel (Laboratoire de Géochimie des Eaux).

Dans de nombreux plans d'eau, en liaison le plus souvent avec les produits de reminéralisation de la matière organique, la densité des eaux du fond est plus élevée que la densité des eaux à mi-profondeur dans l'hypolimnion. Si la densité augmente suffisamment fortement, la stabilité des couches profondes est augmentée. Cette barrière de densité s'oppose à la recirculation profonde liée au mélange saisonnier. L'absence de brassage saisonnier complet crée les conditions de méromicticité [Findenegg, 1933, 1935]. Les lacs méromictiques sont composés d'un compartiment inférieur, ou *monimolimnion*, constitué des eaux profondes non soumises au brassage saisonnier, et d'un compartiment supérieur qui est mélangé, ou *mixolimnion* (voir Figure 1).



**Figure 1 Profil de densité dans un lac méromictique**

Dans cette situation, le transfert de matière entre le mixolimnion et le monimolimnion au travers de la chémocline est très réduit, ce qui a pour conséquence que le monimolimnion acquiert progressivement des caractéristiques très différentes du mixolimnion. On trouve souvent une forte concentration d'organismes et une forte turbidité dans cette zone de transition. La méromicticité a des conséquences importantes sur la composition biogéochimique des eaux. Le monimolimnion est alors caractérisé par :

- Une forte anoxie
- L'accumulation de produits de reminéralisation microbienne
- L'accumulation d' $H_2S$ .

Du point de vue de la dynamique, la stratification permanente a un impact décisif sur la redistribution des substances dissoutes, comme les nutriments ou l'oxygène et cette propriété forme le lit de la biocénose particulière au fond du lac. En conditions anoxiques, le nitrate et le sulfate peuvent être utilisés comme sources d'oxygène pour l'oxydation microbienne des matériaux organiques. Des substances peuvent être produites sous forme réduite dans cette zone, qui n'auraient pas été stables dans le mixolimnion, en conditions oxiques.

De plus, le monimolimnion est constamment soumis à la pression hydrostatique du mixolimnion et ainsi des gaz d'origine biogéniques ou géologiques, comme le CO<sub>2</sub>, l'H<sub>2</sub>S, le CH<sub>4</sub>, peuvent s'accumuler dans des proportions importantes. Ce stockage d'une grande quantité de gaz peut entraîner des risques majeurs pour la population avoisinante en cas de dégazage. En 1986, 1700 personnes sont mortes aux environs du lac Nyos (Cameroun) à cause du dégazage d'un nuage de CO<sub>2</sub> [Kling et al., 1987]. Depuis, un dispositif de dégazage permanent a été mis en place pour éviter qu'une telle catastrophe ne se reproduise. Toutefois, dans le cas du Lac Pavin, la pression partielle en gaz dissous est largement inférieure à la pression hydrostatique, ce qui élimine jusqu'à présent les risques de dégazage en l'absence de déclenchement par des circonstances exceptionnelles.

L'apparition de la méromicticité peut être liée à plusieurs facteurs. Le premier d'entre eux est la morphométrie du lac conjuguant une grande profondeur du lac pour une faible surface. L'exposition au vent est donc faible. La classification de Hutchinson (1957) range les lacs méromictiques en 3 classes.

- Les lacs méromictiques ectogéniques où l'apport d'eau est extérieur et superficiel. Une arrivée d'eau moins saline à proximité de la surface entraîne l'apparition d'une phase moins saline en surface et d'une phase plus saline en profondeur.

- Les lacs méromictiques crénogéniques sont ceux dont l'origine de la méromicticité est une source fortement chargée en substances dissoutes qui délivre de l'eau au fond du lac. L'entretien de la méromicticité se fait alors par la constance du débit de cet apport d'eau. Des exemples de ce type de lac sont le lac Kivu (Rwanda, Congo) [Halbwachs et al., 2004], le lac Nyos (Cameroun) [Schmid et al., 2004].

- Les lacs méromictiques biogéniques sont des plans d'eau dont la méromicticité est due aux réactions biogéochimiques se produisant au fond du lac et dans les sédiments. Le plus souvent, la biogénicité est plutôt une condition d'entretien de la méromicticité qu'une cause d'apparition de cette propriété.

Un certain nombre de lacs de mine sont devenus méromictiques après la fin de l'exploitation minière en raison de leurs pentes abruptes, de leur relativement grande profondeur et de leur exposition à des entrées d'eau fortement minéralisées. Ils ont fait l'objet de publications récentes ayant enrichi l'étude de la méromicticité comme Boehrer et Stevens (2005), Fisher (2002), Stevens et Lawrence (1998), Stevens et al. (2005).

La méromicticité concerne une part importante des plus grands lacs sur terre stratifiés de manière permanente à cause de leur très grande profondeur. Ces lacs sont aussi parmi les lacs les plus étendus, et ont donc une grande importance écologique, comme par exemple la mer Caspienne, la mer Noire, le lac Baïkal, le lac Tanganyika. La mer Morte a également connu une longue période de méromicticité jusqu'en 1979, date à laquelle la méromicticité a été détruite.

## ***B. Présentation du site d'étude***

### **Un lac méromictique**



**Photo 1 Vue du lac Pavin Source : <http://www.lacs-auvergne.com>**

Le Lac Pavin (voir Photo 1) est le seul lac méromictique permanent de France. Il est situé par 45° 29,74 N et 2°53,28 E, dans la chaîne des volcans d'Auvergne à une altitude de 1197 m au dessus du niveau de la mer. C'est un lac de cratère, aussi appelé « maar ». Les dernières éruptions remontent entre 3000 et 6000 ans selon les estimations. L'âge admis pour le volcan par la plupart des experts est de 6700 ans BP. De forme circulaire, avec un diamètre

de 750 m et une aire de 0.44 km<sup>2</sup>, sa profondeur atteint 92 m. Ses pentes sont très abruptes jusqu'à 80 m de profondeur et délimitent un plateau en dessous de 80 m représentant 0.13 km<sup>2</sup>, soit environ un tiers de l'aire en surface. Le coefficient de « creux » égal au rapport entre sa profondeur maximale sur la racine carrée de son aire vaut 0.138 [Delebecque, 1898], ce qui le place juste au dessus des caractéristiques morphométriques conduisant à la méromicticité [Dussart, 1966]. Ses pentes sont très abruptes : elles forment un angle en moyenne égal à 30 degrés avec l'horizontale. Le lac est relativement abrité du vent par les bords du cratère, d'environ 50 mètres de haut qui forment une protection réduisant l'étendue de la surface soumise au vent.

Les 60 premiers mètres de la colonne d'eau constituent le mixolimnion et les 32 derniers le monimolimnion. Le temps de résidence est d'environ 10 ans pour le mixolimnion et d'une durée de 100 à 300 ans pour le monimolimnion, qui est complètement anoxique [Aeschbach-Hertig, 2002].

En hiver, le lac est gelé sur une épaisseur variable allant jusqu'à plusieurs dizaines de centimètres. La durée de la prise en glace est variable selon la rudesse de l'hiver. Le mixolimnion est affecté par le mélange hivernal, sans que la profondeur du mélange soit entièrement connue. Aeschbach-Hertig et al. (2002) ont avancé une profondeur de mélange de 30-40 m alors qu'une étude plus récente conclut que l'intégralité du mixolimnion est mélangée en hiver [Assayag et al., à paraître].

### **Une stabilité assurée par les composés dissous**

La présence d'un flux géothermique au fond du cratère réchauffe la partie inférieure du monimolimnion et se traduit par une augmentation de température d'environ +1°C au fond du lac. La stabilité de la colonne d'eau est assurée par les composés dissous dans le monimolimnion. Le profil de densité en période estivale montre qu'en été, le gradient de densité à la chémocline représente environ un tiers du gradient de densité à la thermocline. Le Tableau 1 (source : Laboratoire de Géochimie des Eaux, noté LGE) fait état d'une quantification de l'augmentation des substances dissoutes entre le mixolimnion et le monimolimnion.

**Tableau 1 Augmentation des substances dissoutes entre le mixolimnion et le monimolimnion**

	CO <sub>2</sub> dissous	C.I.D.	CH <sub>4</sub>	NO <sub>3</sub> <sup>-</sup>	NH <sub>4</sub> <sup>+</sup>	PO <sub>4</sub> <sup>2-</sup>	SO <sub>4</sub> <sup>2-</sup>	H <sub>2</sub> S
<b>Mixolimnion</b>	225	700	1	0.5	0.5	0.2	16	0
<b>Monimolimnion (maximum)</b>	12000	17000	4100	0	1100	320	0	23

Concentrations en  $\mu\text{mol L}^{-1}$

C.I.D. : carbone inorganique dissous

Le monimolimnion présente une forte concentration en différents gaz dissous tels que CH<sub>4</sub>, He, H<sub>2</sub>S et plus particulièrement environ 2000 tonnes de CO<sub>2</sub>. Mais une étude publiée en 1993 [Camus et al., 1993] conclut qu'il n'y a pas de risque limnique de dégazage ; la pression partielle gazeuse au fond du lac est d'environ 3,5 bars, ce qui est bien inférieur à la pression hydrostatique dans le monimolimnion. Ces mesures permettent donc d'exclure tout risque d'éruption à ce stade.

L'origine biogénique ou magmatique du CO<sub>2</sub> est controversée. Certaines études concluent que le CO<sub>2</sub> est principalement d'origine biogénique [Camus et al., 1993] alors que des études plus récentes basées sur des mesures d'isotopie [Assayag et al., à paraître] mettent en avant le rôle primordial des sources minérales pour l'apport de CO<sub>2</sub> au fond du lac. Le risque de dégazage doit être réévalué dans le contexte actuel en raison de la stabilité précaire des versants et de l'activité des sources minérales. Aujourd'hui, des risques d'effondrement des berges n'apparaissent pas improbables et des glissements de terrain au niveau des flancs du cratère pourraient entraîner un dégazage en chaîne si une partie du gaz dissous dans le monimolimnion se retrouvait à moindre profondeur. Il est donc nécessaire de surveiller les évolutions des concentrations en gaz dissous au fond du lac et donc de comprendre les facteurs physiques, chimiques et biologiques à l'origine de ces évolutions.

#### **Un bilan hydrologique du lac insuffisamment connu.**

Les apports liés aux pluies (précipitations directes ou ruissellement), aux ruisseaux alimentant le lac en surface et les pertes liées à l'évaporation et aux sorties par l'exutoire, ne permettent pas de compléter le bilan hydrologique et il manque un apport d'eau d'environ 20 L. s<sup>-1</sup> [Aeschbach-Hertig et al., 2002].

De nombreuses études anciennes avaient avancé des valeurs tant en terme de profondeur que de débit pour la ou les source(s) sous lacustre(s), calculées en fonction des profils de tritium [Meybeck et al., 1975], [Martin, 1985]. Aeschbach-Hertig et al. (2002) sont les premiers en septembre 1994 à détecter la présence d'une intrusion sous lacustre en détectant des anomalies négatives de température à la base du mixolimnion. L'observation n'est pas confirmée lors d'une campagne de mesures en septembre 1996. Les travaux les plus récents d'analyses isotopiques sur  $\delta^{18}\text{O}$  confirment l'existence de deux sources : une de faible débit dans le fond du monimolimnion, de l'ordre de  $2 \text{ L} \cdot \text{s}^{-1}$  (riche en  $\text{CO}_2$  magmatique) et une de débit plus important dans le mixolimnion (caractéristiques chimiques similaires aux eaux du mixolimnion) [Assayag et al., à paraître]. La source dans le mixolimnion est localisée entre 40 et 50 m de profondeur.

La présence de cette source froide et peu minéralisée peut jouer un rôle important dans le maintien de la méromicticité du lac et il est nécessaire de comprendre son impact en terme de mélange de la colonne d'eau pour comprendre la variabilité observée sur les paramètres biogéochimiques dans la colonne d'eau du Lac Pavin aux échelles intra et interannuelles.

### **Intérêt du Lac Pavin du point de vue de la biogéochimie de la colonne d'eau.**

Un des intérêts majeurs dans l'étude du Lac Pavin concerne les réactions et métabolismes particuliers qui se produisent au niveau de l'interface redox liée à la présence d'une oxycline<sup>2</sup> entre 45 et 60 mètres de profondeur, selon la période de l'année. La reminéralisation de la matière organique se fait d'abord en présence d'oxygène dans le mixolimnion. La matière organique excédentaire chute vers le monimolimnion, complètement anoxique.

Une fois que l'oxygène a disparu dans la colonne d'eau, l'activité de dénitrification par les bactéries dénitrifiantes succède à l'activité bactérienne aérobie et transforme le nitrate en diazote ou en ammonium. Lorsqu'il n'y a plus de nitrates, vient ensuite l'utilisation du fer sous sa forme oxydée – Fe III- (très insoluble) par les bactéries. Il est transformé en sa forme réduite soluble Fe II. Cette réaction est appelée réduction dissimilatrice du fer (car les microorganismes n'incorporent pas le fer). Une réaction semblable intervient aussi avec le manganèse (présent en moins grande quantité dans la colonne d'eau du Lac Pavin).

---

<sup>2</sup> Oxycline : Zone de fort gradient en oxygène.



Ensuite, les bactéries sulfato-réductrices réduisent les sulfates en  $H_2S$ . Les cycles des divers éléments sont en interrelation puisque  $H_2S$  peut réagir dans un second temps avec Fe II pour donner du sulfure de fer (FeS) colloïdal puis de la pyrite ( $FeS_2$ ) dans les sédiments.

En bout de chaîne ou dans les environnements pauvres en sulfate comme le Lac Pavin, en l'absence de composés oxydés, le reste de la reminéralisation de la matière organique se fait dans le monimolimnion par des organismes capables de réaliser la fermentation, c'est-à-dire de transformer la matière organique en méthane et dioxyde de carbone. Lorsque ce méthane diffuse dans la colonne d'eau vers la surface, il peut être oxydé en conditions aérobies par des bactéries méthanotrophes. Mais dans la colonne d'eau du Lac Pavin, des éléments convergent vers une oxydation d'une partie du méthane dans le monimolimnion en condition anaérobie par des bactéries sulfato-réductrices et des bactéries méthanogènes travaillant en reverse. Ce type de métabolisme mis en place par des consortiums bactériens a déjà été observé dans l'océan [Kotelnikova, 2002], [Strous et Jeeten, 2004]. Toutefois, les zones continentales et marines pauvres en oxygène diffèrent dans la mesure où les produits finaux de reminéralisation de la matière organique y sont respectivement le  $CO_2$  et  $CH_4$  et le  $CO_2$  et  $H_2S$ .

Ces processus complexes du devenir de la matière organique dans le lac couplent intimement mécanismes chimiques et biologiques. La physique de la colonne d'eau va grandement influencer l'ensemble des phénomènes.

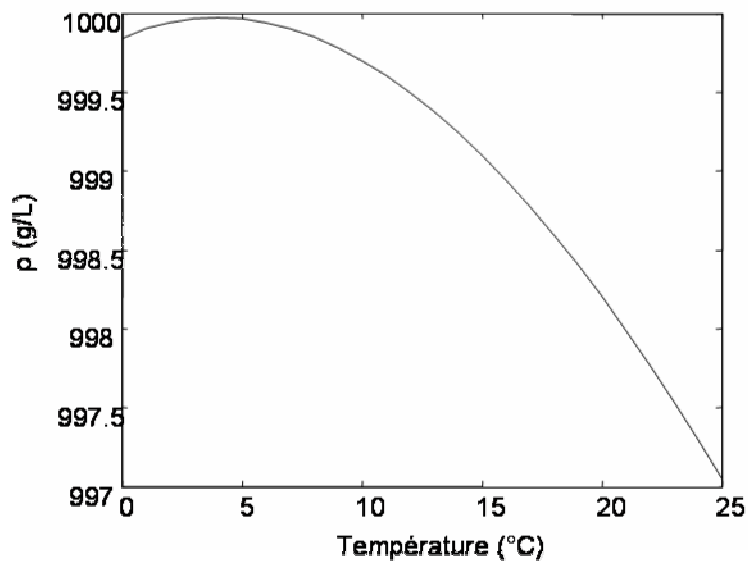
### ***C. Propriétés thermodynamiques de l'eau et conséquences pour l'écosystème lacustre***

La densité est un des paramètres essentiels pour permettre une étude de la stabilité dans les fluides géophysiques (atmosphère, océan, lacs) et particulièrement pour l'étude des lacs méromictiques. Des différences de densité, dérivées de variations de température et de salinité ou conduites par des flux de chaleur aux frontières du fluide, conduisent à des différences de pression qui produisent des mouvements dans la colonne d'eau. Les forces liées aux différences de densité sont appelées forces de flottabilité. Elles peuvent être déterminantes pour l'état de turbulence dans la colonne d'eau [Turner, 1973].

#### **1. Calcul de la densité de l'eau dans un lac:**

La densité de l'eau douce est fonction de la température et de la pression. La densité de l'eau pure est habituellement calculée par un polynôme de degré 6 selon [Chen et Millero,

1986]. L'eau douce est caractérisée par une température de maximum de densité (notée  $T_{md}$ ) de 3,98°C à pression atmosphérique usuelle (voir Figure 2).



**Figure 2 Masse volumique de l'eau douce (g / L) en fonction de la température (°C)**

Dans les océans comme dans les lacs, l'effet de la salinité peut également être déterminant pour la stratification. Dans le cas des lacs méromictiques en particulier, la salinité joue un rôle de premier plan puisqu'elle maintient la stabilité du monimolimnion. La salinité des lacs est calculée à partir de la mesure de la conductivité. Par ailleurs, la connaissance de la composition des ions majoritaires dans un lac permet de calculer une salinité équivalente [Wüest et al., 1996]. Toutefois, la relation traditionnellement utilisée pour convertir la conductivité en salinité dans les océans n'est pas valable dans ce cas ( $\text{Na}^+$  et  $\text{Cl}^-$  sont majoritaires dans l'océan, ce qui n'est pas vrai pour les lacs). La salinité déplace la  $T_{md}$  et le point de solidification de l'eau. Par exemple, à 24 psu, le maximum de densité de l'eau est à 0°C. Pour l'océan qui a une salinité de 35 psu, le maximum de densité théorique est bien en dessous de 0°C alors que la prise en glace s'effectue aux alentours de -1,8°C. La densité maximale de l'eau de mer n'est donc pas observée.

En raison de l'abaissement de la température de densité maximale, les masses d'eau océaniques ont une dynamique de mélange bien différente des masses d'eau continentales puisqu'elles ne sont pas soumises aux brassages saisonniers.

La densité de l'eau du Lac Pavin a été calculée en suivant la méthodologie décrite par Aeschbach-Hertig et al. (2002), en tenant compte de l'influence de la température et de la salinité (voir Equation 1)

$$\rho(T, S) = \rho_0(T)[1 + \beta_s S]$$

**Equation 1**

où  $\beta_s$  est le coefficient de contraction haline, calculé en fonction des volumes molaires partiels et des masses volumiques des différents électrolytes dissous dans l'eau du lac. L'Equation 1 ne mentionne pas l'influence de la concentration en  $\text{CO}_2$  dissous sur la densité, qui est négligeable dans la colonne d'eau du lac.

La salinité est calculée en 2 étapes : la conductivité est tout d'abord convertie en conductivité équivalente à 20°C (par un polynôme de degré 2 dépendant de la température), elle-même convertie en salinité équivalente (par un polynôme de degré 2 dépendant de la conductivité à 20°C).

## 2. Calcul de la stabilité statique

L'intensité de la stratification dans la colonne d'eau s'exprime classiquement par la fréquence de Brunt-Väisälä notée  $N$ . La stabilité, donnée par  $N^2$ , s'exprime sous la forme (voir Equation 2)

$$N^2 = -\frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dz}$$

**Equation 2**

$N^2 > 0$  indique que la stratification est stable,  $N^2 < 0$  indique une stratification instable. On constate ce dernier cas lorsqu'il y a des intrusions sous lacustres, de la convection (comme dans la couche de mélange lors du cycle nyctéméral<sup>3</sup>) ou à l'intérieur des tourbillons qui se forment dans la colonne d'eau.

$N^2$  peut varier de 10 ordres de grandeur dans les lacs variant entre  $10^{-11} \text{ s}^{-2}$  dans les couches de surface ou de fond bien mélangées et  $1 \text{ s}^{-2}$  dans les très fortes haloclines qui sont les zones de fort gradient de salinité (Mono Lake (Californie), Mer Baltique).

Dans le cas du Lac Pavin,  $N^2$  s'exprime selon l'expression (voir Equation 3) :

$$N^2 = g\left(\alpha\left(\frac{\partial T}{\partial z} - \Gamma\right) - \beta_s \frac{\partial S}{\partial z}\right)$$

**Equation 3**

<sup>3</sup> Le cycle nyctéméral fait référence aux variations observées pendant une journée.

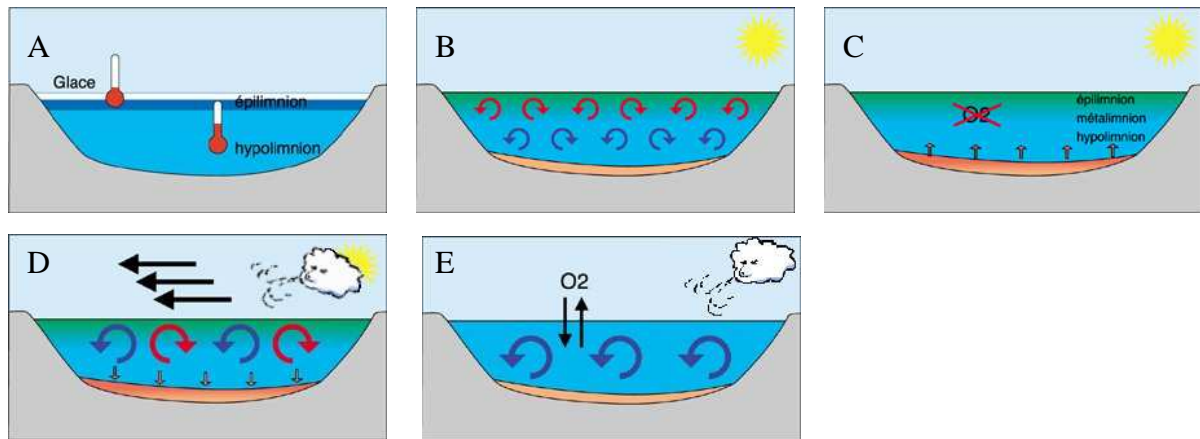
où  $\alpha$  est l'expansivité thermique ( $\alpha = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T}$ ) et  $\Gamma$  le gradient adiabatique de température ( $\Gamma = \frac{g\alpha}{c_p}(T + 273.15)$ ). Le Lac Pavin n'est pas assez profond pour qu'il y ait une différence entre température potentielle  $\theta$  (définie par  $\frac{d\theta}{dz} = \frac{dT}{dz} - \Gamma$ ) et température in situ. La correction due à  $\Gamma$  sera donc négligée.

Par contre l'effet de la salinité est déterminant pour sa stratification : en l'absence de substances dissoutes, la colonne d'eau peut être instable dès 30 mètres de profondeur au regard du seul profil de température. La halocline du Lac Pavin est appelée chémocline. Conformément au calcul de la stabilité dans la colonne d'eau du lac, la stabilité à la chémocline est donc forte.

### 3. Le brassage hivernal dans les lacs :

Dans les lacs dont la température de surface atteint la  $T_{md}$ , le mélange convectif saisonnier a une importance capitale pour l'ensemble de l'écosystème lacustre. Il permet une redistribution totale des nutriments et de la concentration en oxygène mais aussi des organismes vivants dans la colonne d'eau. Chaque année, le mélange hivernal homogénéise les paramètres biogéochimiques dans la masse d'eau. Concernant la teneur en oxygène par exemple, les eaux proches de la surface sont globalement plus riches que les eaux du fond (totalement anoxiques dans le cas du Lac Pavin). La concentration en nutriments, elle, est plus élevée au fond du lac. La forte stratification induite par la thermocline est un obstacle au mélange, d'où l'importance cruciale du brassage hivernal qui permet le mélange entre l'épilimnion et l'hypolimnion.

La Figure 3 présente le cycle annuel de brassage d'un lac dimictique (qui se mélange au printemps et à l'automne). En hiver, dans les régions froides, la glace fait une barrière avec l'atmosphère et le contenu en oxygène du lac a tendance à diminuer (voir Figure 3A). Au printemps, les eaux de surface avoisinent les 4°C et le mélange se produit (voir Figure 3B). La concentration en nutriments s'homogénéise entre la surface et le fond et la concentration en oxygène augmente fortement dans l'hypolimnion. Au printemps et en été, la concentration en oxygène au fond du lac diminue en raison de la forte productivité primaire et de sa reminéralisation en subsurface (voir Figure 3C). A l'automne, on assiste à un nouveau brassage par le même mécanisme que celui décrit au printemps, qui recharge la colonne d'eau en oxygène et nutriments (voir Figure 3D et E).



**Figure 3 Mélanges saisonnier d'un lac dimictique. A Hiver, B Printemps, C Eté, D Automne, E, Fin automne.**

D'après Système d'information sur l'eau des bassins Rhône-Méditerranée et Corse. <http://www.rhone-alpes.ecologie.gouv.fr/bassn-rmc/rdbrmc/lacs/fonctionnement.htm>

Les lacs se répartissent en plusieurs catégories selon le nombre de fois que la colonne d'eau est mélangée dans l'année. Les lacs dimictiques (qui se mélangent 2 fois) sont fréquents en altitude aux latitudes tempérées, mais il existe aussi des lacs amictiques (sans mélange) aux latitudes polaires, monomictiques (un mélange par an) qui sont fréquents en plaine aux latitudes tempérées ou polymictiques (plusieurs mélanges par an) et bien sûr les lacs méromictiques dont nous avons déjà parlé qui peuvent être mono, di ou polymictiques pour le mixolimnion.

#### 4. L'instabilité thermobarique

La  $T_{md}$  dépend également de la pression et diminue avec la profondeur selon l'Equation 4 :

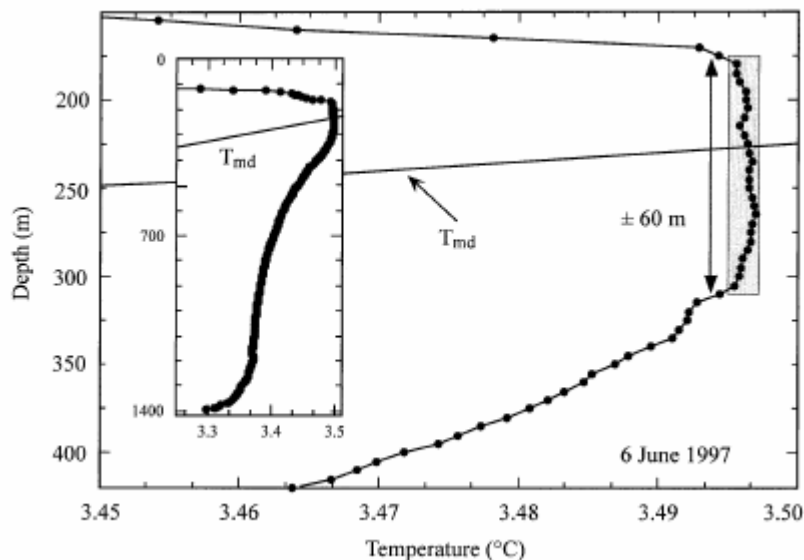
$$T_{md} = 3.98 - 0.01p - 5.82 \times 10^{-6} p^2$$

**Equation 4**

où  $p$  est la pression exprimée en bars [Chen et Millero, 1986]. D'où  $T_{md} = 3.98 - 0.021z$  en première approximation avec  $z$  exprimé en mètres.

Dans les lacs très profonds comme le lac Baïkal (1630 m de profondeur), la densité est contrôlée par la température jusqu'au bas de la colonne d'eau. Le lac Baïkal a une température dans l'hypolimnion qui croise la  $T_{md}$  (vers 200 m -250 m de profondeur). Des températures égales au maximum de densité dans l'hypolimnion sont une barrière au renouvellement des eaux profondes puisque le mélange par convection ne peut se produire au-delà du maximum de densité.

Le fait que le profil de température croise la  $T_{md}$  donne lieu à une instabilité bien particulière appelée instabilité thermobarique. Des mouvements verticaux de la colonne d'eau induits par les ondes internes créent des instabilités en déplaçant vers le haut ou vers le bas des parcelles d'eau dont la température est très proche de la  $T_{md}$ . La Figure 4 montre que ces instabilités créent une homogénéisation des températures sur plusieurs dizaines de mètres dans le lac Baïkal en profondeur [Wüest et al., 2005].



**Figure 4 Profil de température du 6 Juin 1997 montrant la stratification inverse proche de la surface dans le lac Baïkal et la couche de température homogène au voisinage de la  $T_{md}$ . D'après [Wüest et al., 2005]**

Dans la colonne d'eau du Lac Pavin, en 2006, la température est inférieure à la  $T_{md}$  vers 30 mètres de profondeur, la question de l'occurrence d'instabilités thermobariques semble donc se poser.

#### ***D. Méromicticité et évolution actuelle des plans d'eau***

Le réchauffement climatique à l'échelle planétaire se traduit par une augmentation des températures sur toute la colonne d'eau (et notamment dans l'hypolimnion) de nombreux plans d'eau continentaux. Le constat a été fait tant en Europe qu'en Amérique du Nord et en Afrique. Alors que la température de l'épilimnion est sujette à des fluctuations rapides, la température sous la thermocline répond à l'échelle annuelle ou pluri-annuelle et constitue une sorte de mémoire climatique du plan d'eau [Ambrosetti et Barbanti, 1999], [Livingstone, 1993].

Pour citer quelques exemples, une étude portant sur 52 années d'enregistrement de températures dans le lac de Zurich a montré une augmentation de ces températures sur l'ensemble de la colonne d'eau, résultant dans une augmentation de 20% de la stabilité. L'étude de la température du lac Tahoe (Californie) a montré une élévation globale de la température du lac de  $0.015^{\circ}\text{C} / \text{an}$  [Coats et al., 2006]. La dépendance quadratique de la densité par rapport à la température implique qu'un réchauffement sur toute la colonne d'eau dans un lac résulte en une augmentation notable de la stabilité.

De plus, en raison du changement climatique, la chaleur est stockée beaucoup plus en profondeur. Cela se traduit par un approfondissement du métalimnion dans les lacs et par une augmentation de la stabilité dans cette zone.

En plus de l'augmentation globale des températures dans la colonne d'eau, des hivers moins froids et moins longs ont pour conséquence un raccourcissement de la période de prise en glace (pour les lacs qui gèlent) et une diminution de la profondeur de mélange saisonnier. La concentration en solutés augmente alors au fond du lac. La stabilité des couches d'eau profondes est accrue car stabilisées par la matière dissoute. Elles deviennent alors d'autant moins susceptibles d'être brassées en hiver car stabilisés par la matière soluble. L'évolution vers la méromicticité du lac Iseo (lac alpin du nord de l'Italie) a été étudiée récemment et mise en relation avec la diminution de la profondeur de mélange en hiver [Ambrosetti et Barbanti, 2005].

L'eutrophisation des eaux, liée à l'apport de phosphates et nitrates par les rejets agricoles et/ou urbains, aboutit également à une augmentation de la concentration en matières dissoutes au fond des plans d'eau, par accroissement de la productivité primaire en surface. Dans les eaux lacustres, les processus biochimiques comme la photosynthèse peuvent avoir pour conséquence la production de particules comme la calcite, qui précipitent au printemps et pendant l'été à cause de la saturation atteinte dans la zone euphotique [Stabel H.H., 1986]. La reminéralisation de la matière organique en subsurface conduit à une augmentation de la concentration en  $\text{CO}_2$  dissous, une diminution du pH, une redissolution de la calcite et une accumulation de  $\text{HCO}_3^-$ . La calcite dissoute et  $\text{HCO}_3^-$  peuvent augmenter significativement le gradient vertical de densité au fond du lac et conduire le bassin vers la méromicticité [Imboden et Wüest, 1995].

Ces deux phénomènes liés à une anthropisation croissante sont la cause de l'apparition d'une stratification permanente dans beaucoup de lacs profonds ou eutrophes. Il devient donc particulièrement important de comprendre les mécanismes de formation et les conséquences

de la méromicticité sur l'écosystème pour prévoir les conséquences écologiques de ce type d'évolution.



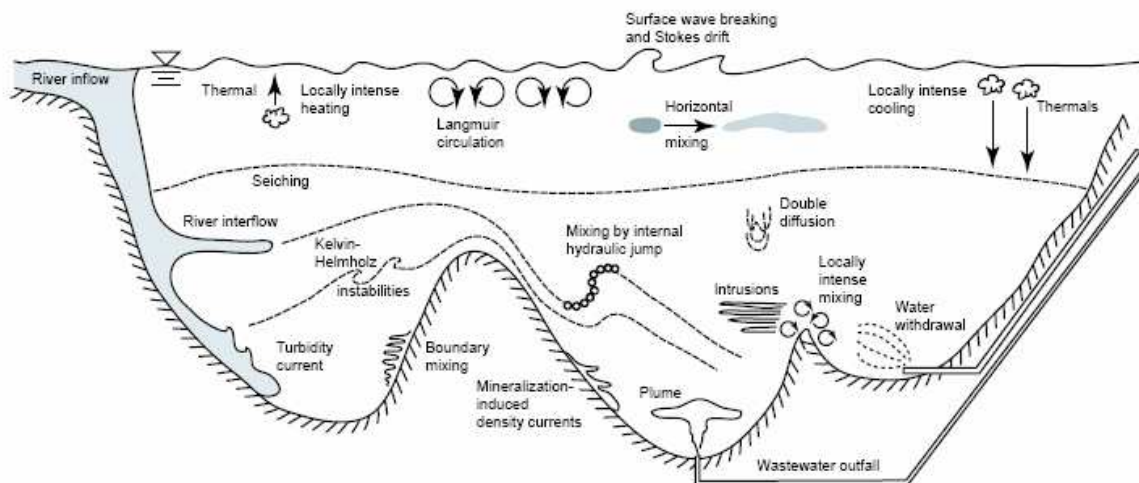
## II. Transport et mélange turbulent : éléments pour l'analyse du fonctionnement physique du Lac Pavin

L'objet de ce paragraphe est de mettre en évidence l'importance des phénomènes de transport et de la turbulence pour l'étude des écosystèmes aquatiques.

Aux échelles de l'ordre de la dizaine de centimètres, la turbulence de la colonne d'eau et la viscosité peuvent avoir un effet direct et indirect sur la physiologie, le comportement et les liens trophiques chez les organismes aquatiques. Les fluctuations de vitesse turbulentes conditionnent également la distribution spatiale des microorganismes aquatiques.

Aux échelles allant du mètre à la dizaine de mètres, l'advection des flots turbulents liée aux ondes ou à d'autres processus advectifs transporte le phytoplancton et les éléments chimiques dans l'ensemble de la colonne d'eau.

La Figure 5 illustre les différents phénomènes physiques pouvant conduire à du mélange en milieu lacustre.



**Figure 5 Les différents processus de mélange dans un lac. D'après Mixing in Lakes and Reservoirs. Copyright 2004. By Scott A. Socolofsky and G.H. Jiska**

A l'échelle intra-annuelle, un chaînon vital pour l'écosystème lacustre concerne l'efficacité du mélange turbulent au niveau du compartiment benthique [Goudsmit, 1997]. Au niveau de la zone littorale, ce mélange conduit à un flux local de nutriments et à une productivité biologique plus forte [MacIntyre, 1999]. Dans les lacs, la turbulence benthique est majoritairement causée par le cisaillement induit par les ondes internes au niveau du fond du lac et des pentes. Lorsque ces ondes déferlent au niveau de la thermocline, le mélange induit est d'autant plus important [Gloor et al., 2000].

Dans cette partie, nous introduirons les facteurs de mélange les plus importants pour expliquer les processus de mélange dans le Lac Pavin à l'échelle intra-annuelle, c'est à dire :

- les ondes internes
- les phénomènes convectifs (incluant la double-diffusion convective)
- les intrusions

Du fait de la richesse du site d'étude, ces différentes voies de mélange ont été explorées dans ce travail pour expliquer le mélange dans la colonne d'eau du Lac Pavin en dehors de la période hivernale.

### ***A. Importance du transport et du mélange turbulent pour l'écosystème lacustre***

Si l'importance du transport par advection des paramètres biogéochimiques est assez aisé à comprendre, ce transport ne crée pas systématiquement du mélange, en particulier lorsqu'il est lié à des phénomènes ondulatoires qui déplacent l'ensemble d'une masse d'eau. Du point de vue biogéochimique, les phénomènes physiques déterminants sont ceux qui mélangent des masses d'eau aux propriétés différentes qui étaient auparavant isolées les unes des autres. La turbulence, en tant que génératrice de mélange, a donc une grande influence sur les processus écologiques des écosystèmes aquatiques, particulièrement dans les lacs de petite taille où les courants de grande échelle sont absents. De façon rétroactive, les structures biogéniques chutent à des vitesses différentes selon leur forme et l'état de la turbulence et les métabolismes des organismes aquatiques peuvent se modifier en fonction de l'intensité de la turbulence de la colonne d'eau [Botte et al, 2007].

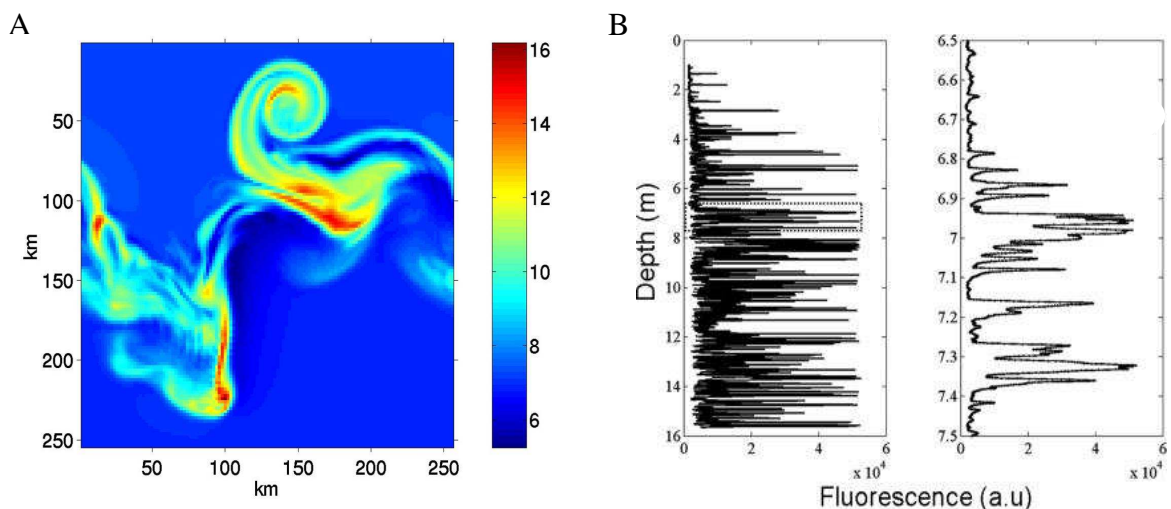
#### **1. Variabilités spatio-temporelle des traceurs en milieu turbulent**

On appelle « traceur actif » certaines espèces chimiques, certains nutriments ou certains organismes biologiques susceptibles d'être consommés ou produits lors de leur transport physique dans la colonne d'eau. Ces traceurs actifs interviennent dans le fonctionnement de l'écosystème et leur répartition dans la colonne d'eau est essentielle pour son devenir.

Dans les écosystèmes aquatiques, les processus physiques, biologiques et chimiques sont fortement liés. La nature de ces liens non linéaires est fortement en relation avec des facteurs d'échelles.

Le déplacement des traceurs dans la colonne d'eau se fait selon le champ des vitesses présent dans le lac à un instant donné. La plupart des mesures de turbulence sont des mesures ponctuelles qui correspondent à une vision eulérienne de la masse d'eau. Les traceurs biologiques ou chimiques, eux sont des particules lagrangiennes qui se déplacent au gré des variations spatio-temporelles du champ de vitesse. L'évolution de la distribution spatiale des traceurs biogéochimiques ne peut donc être connue qu'en analysant l'évolution des fluctuations de vitesse.

A moyenne échelle dans l'océan (appelée aussi mésoéchelle océanique, qui est de l'ordre de la dizaine de kilomètres), la distribution de la chlorophylle suit d'ailleurs les fluctuations de vitesse par rapport au courant moyen. Elle se répartit en périphérie des vortex tourbillonnaires en suivant les lignes de courant. La Figure 6A montre un résultat de simulation bidimensionnelle de la productivité primaire totale se développant dans un front océanique instable [Martin et al., 2001]. La concentration en chlorophylle en surface et sa distribution peuvent être détectées par les satellites mesurant la couleur de l'eau comme le satellite SEAWIFS (NASA).



**Figure 6 Distribution en surface de la productivité primaire à mésoéchelle (résultats de modélisation d'un front océanique instable) (A) et distribution verticale de la fluorescence à microéchelle dans la Manche mesurée par le FluoroMAP(B).**

**A. D'après [Martin et al., 2001]**

**B. D'après [Doubell et al., 2006]**

A l'échelle centimétrique, la distribution de la chlorophylle de surface est déterminée par l'intermittence et le devenir chaotique des fluctuations de vitesse turbulente. On parle alors de « patchiness » du phytoplancton. La distribution verticale à microéchelle des paramètres biogéochimiques peut être observée avec des instruments comme le FluoroMAP (ALEC Electronics, Japon). Elle fait apparaître une structure fortement intermittente, qui se répète en changeant l'échelle de l'observation (voir Figure 6B) [Doubell et al., 2006]. L'étude des traceurs biogéochimiques illustre donc également la cascade des phénomènes turbulents en milieu aquatique [Seuront et al., 1999].

La mesure du couplage entre paramètres physiques et biologiques aux échelles turbulentes de temps et d'espace est d'ailleurs en cours d'expérimentation avec l'utilisation du Turbo MAP (ALEC Electronics, Japon). Cet instrument permet l'étude de la corrélation entre variables physiques et biologiques aux échelles allant de quelques millimètres à quelques centimètres dans la colonne d'eau. Il comporte des capteurs de température permettant d'étudier la microstructure de la colonne d'eau, des capteurs de cisaillement, un capteur de conductivité haute fréquence ainsi qu'un faisceau laser doublé d'un capteur LED destinés à détecter les structures biologiques (de quelques millimètres à 2 cm).

## **2. Effets de la turbulence sur les organismes vivants**

Ces dernières années, des travaux divers sur l'influence de la turbulence sur le fonctionnement biogéochimique de la colonne d'eau ont un impact grandissant. Les principales interactions entre turbulence et écosystème concernent l'impact pour un organisme de la rencontre avec sa nourriture et ses prédateurs, sur le flux des nutriments vers les cellules algales et sur la chute des particules qui conditionne le flux de matière organique vers le fond de l'océan ou des lacs. Par exemple, des expériences sur des eaux côtières d'un fjord Norvégien et sur les eaux de la Méditerranée avec des paramètres de turbulence contrôlés par des grilles oscillantes ont montré que la teneur en chlorophylle de ces eaux présente des pics plus forts si on augmente la concentration en nutriments ou si on augmente la turbulence, les deux facteurs pouvant agir en synergie. Le flux de matière particulaire qui tombe au fond diminue en présence d'une forte turbulence et augmente quand la concentration en nutriments est accrue [Peters et al., 2007].

Par ailleurs, d'autres effets dus à la turbulence semblent affecter l'écosystème. Par exemple, maîtriser sa flottabilité a une importance capitale dans le cycle de vie du phytoplancton. Par ce biais, le phytoplancton peut améliorer sa capacité à capturer de la lumière et les nutriments. Des expériences de laboratoire ont montré une capacité des grosses

cellules à s'adapter au contexte turbulent de leur environnement et à acquérir une flottabilité positive dans un contexte d'eaux calmes et au contraire de couler dans un flot turbulent. La forme des organismes a également un rôle crucial dans son interaction avec le fluide environnant, maximisant ou minimisant ses interactions avec les fluctuations turbulentes à petite échelle [Botte et al., 2007]. De récents travaux, ont montré que la cellule phytoplanctonique pouvait s'adapter à son environnement en augmentant son taux de capture des nutriments en cas de turbulence forte. Dans ce cas, elle diminue son transport propre et l'augmente au contraire en cas de conditions calmes. L'« histoire turbulente » d'une cellule aurait donc son effet pour ce qui est de sa capacité à puiser sa nourriture dans son environnement [Schapira et Seuront, 2007].

La turbulence peut également avoir un impact sur l'évolution des couches formées par le phytoplancton, le plus souvent à la base de la couche de mélange [Deksheniaks et Donaghay, 2001]. Ces couches peuvent s'étendre sur plusieurs kilomètres horizontalement. Dans cette étude, la turbulence locale s'est révélée le facteur déterminant dans l'épaisseur des couches formées par le phytoplancton : plus la turbulence est faible, plus les couches sont fines et réciproquement. Dans la mesure où la formation de ces couches pourrait être un moyen pour le phytoplancton de rester positionné sur une isopycne, les couches doivent être plus épaisses et donc mécaniquement plus résistantes lorsque la turbulence est forte.

## ***B. Introduction au mélange turbulent et au transport par les ondes internes en milieu lacustre***

Les ondes apparaissent dans les fluides géophysiques à cause de forces de restauration, principalement dues à la gravité (ondes de gravité) mais aussi à la force de Coriolis (ondes d'inertie-gravité). L'action du vent, en inclinant la surface libre du plan d'eau, déclenche la propagation d'ondes. Les lacs, qui constituent des bassins fermés, sont le siège d'ondes internes stationnaires initialement dues à l'action du vent en surface. Les ondes transportent l'énergie et le moment loin de leur point de génération [Pedlosky, 1987].

L'objectif de ce chapitre est de donner un aperçu des liens entre ondes et turbulence selon les échelles de temps et d'espace considérées dans l'analyse de la colonne d'eau. Bien que l'étude des ondes internes dans les lacs ait débuté il y a plus d'un siècle [Forel, 1895], les relations entre ondes et mélange ne sont pas encore totalement élucidées et ont un impact écologique important. Seuls quelques éléments clefs sont ici donnés, dans la perspective du travail qui a été effectué sur le Lac Pavin.

Je présenterai dans les premiers paragraphes les équations de Navier-Stokes en milieu stratifié. Le traitement des ondes non linéaires en milieu lacustre sera évoqué puis je discuterai les conditions pour traiter la propagation d'ondes dans l'approximation linéaire. La théorie des rayons d'ondes internes ainsi que la vision spectrale associée aux ondes sera introduite. Les notations scientifiques adoptées sont explicitées dans la Table au début du manuscrit.

## 1. Les équations de Navier-Stokes et d'Euler

L'évolution d'un fluide incompressible et newtonien est gouvernée par les équations de Navier-Stokes (voir ci-dessous) qui traduisent la conservation de la quantité de mouvement d'une particule de fluide et son incompressibilité. Ces équations s'écrivent, dans le repère tournant à la vitesse angulaire  $\vec{\Omega}$  :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} + 2\vec{\Omega} \wedge \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \nu \nabla^2 \vec{v} + \vec{f}$$

**Equation 5**

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0$$

**Equation 6**

Le nombre de Reynolds  $Re$  est obtenu en faisant le rapport entre le terme non linéaire de transport et le terme linéaire de diffusion de quantité de mouvement (voir Equation 7).

$$Re = \frac{UL}{\nu}$$

**Equation 7**

où  $U$  est la composante moyenne de la vitesse,  $L$  une longueur caractéristique de l'écoulement et  $\nu$  la viscosité cinématique.

Dans les milieux turbulents ( $Re$  dépassant un seuil critique de l'ordre  $10^3$ ), la viscosité devient négligeable. Le nombre de Reynolds vaut environ  $10^7$  dans le Lac Pavin (pour  $10^8$  à  $10^{11}$  dans l'océan), en retenant pour son calcul les valeurs suivantes :  $U \approx 0.02 \text{ m s}^{-1}$ ,  $L = 750\text{m}$ ,  $\nu = 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ . A fort nombre de Reynolds, le terme non linéaire de transport est alors largement dominant par rapport au terme linéaire de diffusion qui peut être négligé, on obtient alors les équations d'Euler (voir ci-dessous) :

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v} + 2\vec{\Omega} \wedge \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} p + \vec{f}$$

**Equation 8**

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0$$

**Equation 9**

Dans le cas du Lac Pavin, nous pourrions négliger le terme de viscosité de l'eau pour modéliser les mouvements à grandes échelles que sont les ondes internes de gravité dans les lacs.

L'équation d'Euler peut s'écrire, en projetant sur un repère cartésien, selon l'Equation 10 :

$$\frac{Du_i}{Dt} = \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i}$$

**Equation 10**

où i et j prennent les valeurs 1,2 et 3 et  $u_i$  désignant la projection de la vitesse selon l'axe i.

En écrivant  $u_i$  comme la somme de la vitesse moyenne et des fluctuations de vitesse selon l'axe i ( $u_i = \bar{u}_i + u_i'$ ), on obtient l'Equation 11, qui correspond à l'équation d'Euler moyennée dans le temps

$$\frac{\overline{Du_i}}{\overline{Dt}} = \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \overline{u_i' u_j'}}{\partial x_j}$$

**Equation 11**

## 2. Cas des milieux stratifiés

Le critère lié au nombre de Reynolds critique ne décrit correctement la transition laminaire - turbulent que pour les milieux non stratifiés. Un autre critère doit être retenu pour les milieux stratifiés pour pouvoir négliger les termes non linéaires dans les équations d'Euler.

Le nombre de Richardson fait le rapport des contraintes stabilisatrices (liées au gradient de densité) aux contraintes déstabilisatrices (liées au cisaillement des vitesses) en milieu stratifié :

Sa définition est la suivante (voir Equation 12):

$$Ri = \frac{N^2}{\left\langle \frac{\partial U}{\partial z} \frac{\partial U}{\partial z} \right\rangle}$$

**Equation 12**

où U est la composante horizontale moyenne de la vitesse, N la fréquence de Brunt-Väisälä et  $\langle \rangle$  désigne une moyenne spatiale donnée. Une condition nécessaire à l'apparition d'une instabilité est que Ri tombe sous la limite de 0.25 [Ludlam, 1967].

En l'absence de cisaillement lié à un courant moyen, les ondes internes de gravité peuvent générer un cisaillement auto-induit. L'intensité du cisaillement est maximale là où l'amplitude est maximale. Des rouleaux se forment au niveau de la crête et du creux de l'onde. Ils peuvent entraîner une instabilité de type Kelvin-Helmoltz lorsque les vitesses et donc les cisaillements sont importants à l'intérieur ou en périphérie du rouleau formé, ou bien de type Rayleigh-Benard si ces rouleaux entraînent de l'eau plus dense au dessus d'eau moins dense.

Dans l'hypolimnion du lac, les instabilités peuvent apparaître plus facilement si des cisaillements sont suffisamment vigoureux (par exemple si une intrusion est présente). La stabilité y est plus faible et  $Ri$  est donc plus petit. Cependant, le cisaillement lié aux courants induits par les ondes internes est aussi plus faible en dehors des régions de forts gradients de densité et il n'est pas immédiat de déterminer quel sera l'effet sur le nombre de Richardson dans l'hypolimnion. L'écriture complète du nombre de Richardson dépendant du cisaillement induit par les ondes internes montre que  $Ri$  et  $N^2$  sont inversement proportionnels [Thorpe, 2005]. De plus, les ondes ont tendance à devenir plus raides en région de forte stratification [Thorpe, 2005], les instabilités liées aux ondes internes ont donc plus tendance à apparaître dans les régions où la stabilité est grande.

Ainsi, la thermocline et la chémocline sont les régions de la colonne d'eau du Lac Pavin les plus susceptibles d'être affectées par instabilité par cisaillement. Une estimation rapide d'ordres de grandeur montre qu'au niveau de la thermocline et de la chémocline du Lac Pavin  $N^2=10^{-3}$  ou  $10^{-4} \text{ s}^{-2}$ . Une estimation haute du cisaillement moyen issue de mesures d'ADCP effectuées en septembre 2006 donne  $dU/dz$  au maximum égal à  $0.01 \text{ m.s}^{-1}.\text{m}^{-1}$ . Ainsi, le nombre de Richardson reste supérieur à 1 sur l'ensemble de la colonne d'eau, à l'échelle du mètre (voir Annexe 2 Mesure de vitesse par ADCP).

Il n'existe pas réellement de consensus pour savoir quelle résolution temporelle et spatiale est suffisante pour calculer le nombre de Richardson dans un fluide stratifié. Le calcul du nombre de Richardson à différentes échelles dans l'atmosphère montre que des couches successivement stables et instables se superposent, quelles que soient l'échelle d'observation [Lovejoy et al., à paraître]. L'observation est la même dans les océans et les lacs où la question se pose toujours de savoir à quelle échelle pertinente le nombre de Richardson doit être calculé.

Le nombre de Richardson critique rend compte de l'apparition d'instabilités dans un fluide soumis à un cisaillement ; son calcul est capital pour savoir si les termes non linéaires



dans les équations d'Euler peuvent être négligés. En effet, les instabilités traduisent le fait que les ondes se cassent et déferlent, ce qui traduit un comportement non linéaire.

### 3. Condition pour négliger les termes non linéaires dans les équations d'Euler

La dynamique de l'océan à des échelle verticale supérieure à 10 m est généralement le lieu d'ondes internes linéaires ou faiblement non linéaires [Garrett et Munk, 1972, 1975, 1979]. Cette règle est communément admise pour le corps de l'océan qui a une stratification proche de  $N=10^{-6} \text{ s}^{-1}$ . A des échelles spatiales plus petites, la dynamique devient de plus en plus non linéaire. Différentes approches ont été adoptées qui mettent en évidence l'impossibilité de négliger les effets non linéaires en dessous d'une certaine échelle verticale spatiale. Par exemple, McComas et Bretherton (1977) ont comparé les échelles de temps de la théorie des interactions faibles avec les périodes typiques reliées aux ondes internes et en ont conclu que les ondes internes étaient faiblement non linéaires au dessus d'une échelle verticale de 5m. Munk (1981) suggère que les effets non linéaires deviennent prépondérants pour  $Ri < Ri_c$ , où  $Ri_c$  est le nombre de Richardson critique. Le nombre de Richardson critique peut être défini en terme de condition sur la fonction de Froude (définie

comme  $Fr(m) = \int_{m_1}^m \frac{\Phi(m)}{N^2} dm$  où  $\Phi_s(m) [\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}]$  est le spectre du cisaillement horizontal des

courants) Le nombre d'onde vertical critique  $m_c$  pour laquelle la description linéaire des ondes n'est plus valable est alors déterminée par une valeur critique de la fonction de Froude notée  $Fr_c$ . (voir Equation 13) :

$$Fr(m_c) = \int_{m_1}^{m_c} \frac{\Phi(m)}{N^2} dm = Fr_c$$

**Equation 13**

où  $m_1$  est le plus petit nombre d'onde vertical associé à une onde.

Le nombre de Richardson critique, qui dépend de l'échelle spatiale sur laquelle est effectuée l'intégration du spectre du cisaillement, en découle alors (voir Equation 14) :

$$Ri_c = Ri(m_c) = [Fr(m_c)]^{-1} = Fr_c^{-1}$$

**Equation 14**

Différentes estimations ont été données dans la littérature pour le nombre de Froude critique, le situant le plus souvent dans la gamme 0.3-1 [Sherman and Pinkel, 1991], [Polzin, 1995], [D'Asaro and Lien, 2000], ce qui signifie que les ondes peuvent être décrites

linéairement pour un nombre de Richardson supérieur à une valeur critique comprise entre 1 et 3. Récemment encore, Lindbord et Riley (2007) établissent de manière théorique que les termes non linéaires sont négligeables devant le terme d'advection pour  $Ri \gg 2$ .

#### 4. La fermeture des équations d'Euler moyennées

La difficulté des équations d'Euler réside dans le fait qu'il manque une équation de fermeture au système. Prandtl, en 1925, propose une fermeture simple dans laquelle il remplace les moments du premier ordre par des termes de viscosité tourbillonnaire turbulente construits à partir d'une longueur de mélange caractérisant l'échelle des fluctuations de vitesse.

Tout comme la diffusion moléculaire régularise les gradients aux échelles mésoscopiques, Prandtl, reprenant les idées de Boussinesq, suppose l'existence d'une viscosité turbulente susceptible de régulariser les gradients de vitesse moyens aux échelles de l'ordre de la longueur du mélange. Le rapport entre la diffusion turbulente et la diffusion moléculaire est justement égal au nombre de Reynolds.

Dans un repère cartésien, les équations de fermeture prennent alors la forme suivante :

$$\overline{u_k' u_i'} = -K_{u_i} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial z}$$

**Equation 15**

Ainsi les termes d'ordre 2 dans les équations d'Euler sont paramétrisées en fonction du cisaillement moyen sur la verticale dans les trois directions. Lorsqu'on fait l'hypothèse d'isotropie de la turbulence, les  $K_{u_i}$  sont égaux.

Cette idée de Prandtl du début du siècle a ensuite été modifiée par des fermetures turbulentes plus évoluées [Van Driest, 1956], [Cebecchi et Smith, 1975]. En modélisation, la nécessité d'avoir une fermeture la plus fine possible des équations d'Euler donne toujours lieu au développement de schémas numériques de plus en plus perfectionnés.

#### 5. Le nombre de Wedderburn

Dans les lacs où l'effet de la rotation de la terre peut être négligé, le développement des ondes internes peut être caractérisé par le rapport de la période  $T_i$  du mode un d'onde interne et par le temps caractéristique où le vent a soufflé (noté  $T_w$ ) [Stevens and Imberger, 1996]. Quand  $T_w > T_i/4$ , le bassin peut être considérée comme étant à l'état d'équilibre car l'inclinaison de la thermocline affecte tout le bassin [Spigel et Imberger, 1980]. Dans ce cas, l'onde interne se décompose en une seiche stationnaire, une onde progressive non linéaire qui

va se propager dans la direction du vent, en se raidissant et en formant éventuellement un paquet d'onde soliton de haute fréquence. Lorsque l'onde se raidit, la longueur d'onde diminue jusqu'à ce que les effets non hydrostatiques deviennent prépondérants et que l'onde se disperse. L'onde progressive aura d'autant plus tendance à déferler que les pentes aux bords du lac sont raides. Si les ondes déferlent au niveau des pentes du lac, entre 5 et 25% de l'énergie de l'onde solitaire (1 à 5%) de l'énergie des ondes internes peut se retrouver en mélange irréversible au niveau des pentes du lac [Michallet and Ivey].

En réponse à un coup de vent tel que  $T_w > T_i/4$ , l'inclinaison de la surface libre est au maximum de l'ordre de  $\eta_0$  (voir Equation 16) :

$$\eta_0 \approx \frac{Lu_*^2}{g'h_1}$$

**Equation 16**

où  $u_* = \sqrt{\tau/\rho_0}$  avec  $\rho_0$  une densité de référence,  $\tau$  la contrainte liée à la friction du vent,  $g'$  la gravité réduite à l'interface de densité, et  $h_1$  l'épaisseur de l'épilimnion.

Le nombre de Wedderburn  $We$  permet de quantifier dans un système à deux couches le rapport de la force de restauration barocline et de la force due à la perturbation liée au vent :

$$We = \frac{h_1}{\eta_0}$$

**Equation 17**

où  $h_1$  est l'épaisseur de l'épilimnion.

Pour  $We > 3$ , le vent excite des ondes stationnaires linéaires [Mortimer, 1974], [Fischer et al., 1979]. Pour  $1 < We < 3$ , on observe le développement d'ondes non linéaires et de paquet d'ondes solitons [Thorpe, 1971]. Pour  $We < 1$ , les ondes inclinent la thermocline jusqu'à créer un upwelling.

## 6. Modèle de Korteweg de Vries

Les ondes non linéaires dans les lacs sont classiquement modélisées par une équation de type Korteweg de Vries :

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = c \frac{\partial \eta}{\partial x} + \alpha \eta \frac{\partial \eta}{\partial x} + \beta \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3}$$

**Equation 18**

où  $\eta$  est le déplacement de l'interface,  $\alpha$  le coefficient de non linéarité,  $\beta$  le coefficient de dispersion de l'onde et  $c$  la vitesse de propagation globale du paquet.

Des solutions particulières à cette équation sont alors recherchées sous la forme (voir Equation 19) :

$$\eta(x,t) = a \operatorname{sech}^2\left(\frac{x-ct}{\lambda}\right)$$

Equation 19

où  $a$  est l'amplitude de l'onde solitaire,  $c$  est sa vitesse de phase et  $\lambda$  est sa longueur d'onde caractéristique [Benney, 1966].

La propagation libre de paquets d'ondes non linéaires, capables de se casser et de déferler le long des pentes du lac, a aussi un impact sur les spectres de fluctuations de température ou de fluctuations de l'énergie potentielle de la colonne d'eau : les paquets d'ondes non linéaires se traduisent par des pics à des fréquences de l'ordre de  $10^{-3} \text{ s}^{-1}$  [Saggio et Imberger, 1998], [Boegman et al., 2003]. Les spectres des lacs Kinneret (Israël) et Biwa (Japon) en sont d'ailleurs de très bons exemples.

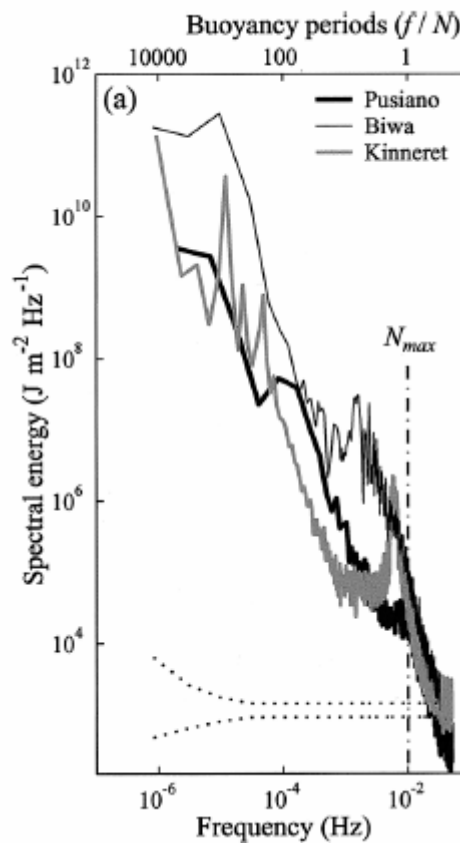


Figure 7 Spectre de l'énergie potentielle intégrée sur la colonne d'eau du lac Pusiano [Antenucci et al., 2000] et des lacs Biwa et Kinneret [Boegman et al. 2003]. D'après [Boegman et al., 2005]

Dans le Lac Pavin, au niveau de la thermocline en été  $\eta_0 = 0.7$  m et  $h_1 = 7$ m. Le nombre de Wedderburn (de l'ordre de 10) indique donc que les ondes peuvent être décrites dans l'approximation linéaire à cette période de l'année.

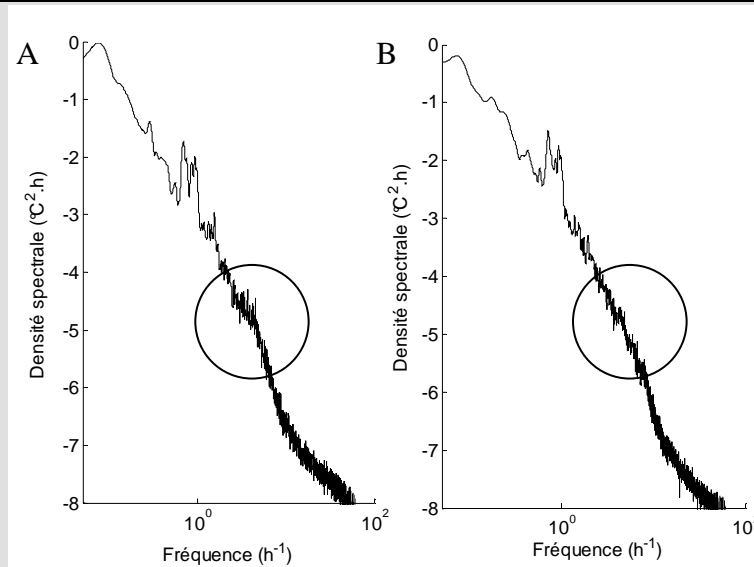
Au niveau de la chémocline, mais aussi dans le monimolimnion (à 70 m), les déplacements verticaux sont de l'ordre de 2-3 m. Le coefficient de non linéarité  $\alpha$ , traduisant le taux de raidissement de l'onde, étant proportionnel à  $(h_1-h_2)$  où  $h_1$  et  $h_2$  sont les distances respectives au dessus et au dessous de la profondeur considérée, il ne peut pas y avoir de raidissement ou de déferlement à mi-hauteur dans le bassin (et donc au niveau de la chémocline). Par contre, à 70 m par exemple, les déplacements verticaux restent significatifs et la propagation des ondes internes est susceptible de devenir plus non linéaire. Si l'on considère symétriquement le frottement du fond lié aux courants benthiques par rapport au frottement exercé par le vent en surface, on peut construire un nombre de Wedderburn équivalent au fond du plan d'eau (noté  $W_f$ ) :

$$W = \frac{h_{1f}}{\eta_f}$$

**Equation 20**

où  $h_{1f}$  est la distance de la profondeur considérée au fond du plan d'eau et  $\eta_f$  est l'amplitude des mouvements observés à cette profondeur. Considérant alors que les deux tiers de la surface du lac ont une profondeur inférieure à 80 m (voir I.B),  $W_f$  prend des valeurs inférieures à 3 sur les deux tiers de la surface du Lac Pavin à 70 m. Des pics sont d'ailleurs présents à des fréquences correspondant aux paquets d'onde non linéaires sur les spectres de fluctuations de température à cette profondeur (voir Figure 8), confirmant l'analyse selon laquelle les propagations non-linéaires d'ondes auraient surtout lieu dans le monimolimnion.

Pour la suite de l'étude, qui se concentre sur la propagation des ondes internes au niveau de la thermocline et de la chémocline, nous choisirons donc de nous placer dans l'approximation linéaire.



**Figure 8 Comparaison des spectres de fluctuations de température dans le lac Pavin A 70 mètres de profondeur. B 60 mètres de profondeur.**

## 7. Condition pour négliger l'effet de la rotation de la terre

Des particules de fluide dans un repère tournant se mettent à décrire un cercle de rayon  $R=U/f$ , avec  $f = 2\Omega\sin\theta_f$  et  $U$  la vitesse horizontale moyenne, que l'on appelle rayon de Rossby. Ce mouvement circulaire ne peut être observé que pour des bassins de dimensions supérieures au rayon de Rossby. En fait, Mortimer (1974) a même montré que l'effet inertiel n'était observé que pour des dimensions de bassin supérieures à 4 ou 5  $R$ .

Si l'on considère les vitesses caractéristiques des courants liés aux ondes internes dans le cas du lac Pavin : entre le mode barotrope et un mode barocline de période 10h,  $U$  varie entre  $0.2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$  et  $0.02 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ . A la latitude du lac,  $f \approx 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ . Ceci conduit à un rayon de Rossby compris entre 2km et 200m. Les modes baroclines étudiés ayant une période inférieure à 10h, nous négligerons donc l'influence de la rotation de la terre et nous étudierons donc les ondes internes du lac Pavin en tenant compte seulement de l'effet de la gravité et dans l'approximation linéaire (voir 5).

## 8. Les ondes internes dans l'approximation linéaire

Si on considère un fluide initialement au repos, faiblement stratifié, on peut écrire sa densité sous la forme (voir Equation 21) :

$$\rho = \rho_* + \rho_0(z)$$

**Equation 21**

L'équilibre hydrostatique conduit alors à :

$$p_0(z) = \rho g z$$

**Equation 22**

Toute perturbation de cet état d'équilibre va se propager sous la forme d'ondes internes dont on suppose que les vitesses de propagation sont petites de sorte que les termes non linéaires peuvent être négligés. Cette approximation peut être faite dans le cadre de l'étude des ondes internes à la thermocline et à la chémocline du Lac Pavin, comme nous l'avons vu précédemment.

L'effet de la rotation de la Terre étant négligeable dans le cas du lac Pavin, la propagation des ondes internes se fait dans un plan vertical. Le champ de densité peut alors s'écrire sous la forme  $\rho = \rho_* + \rho_0(z) + \rho'(x, z, t)$ , où  $\rho'(x, z, t)$  désigne les perturbations du champ de densité liées à l'onde. De même  $p = p_0 + p'(x, z, t)$ . En travaillant en pression réduite définie par  $P = \frac{p}{\rho_*}$  et en projetant dans un repère cartésien, on obtient les 5 équations suivantes (voir ci-dessous) :

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial x}$$

**Equation 23**

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial y}$$

**Equation 24**

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial z} - g \frac{\rho'}{\rho_*}$$

**Equation 25**

$$\frac{\partial b}{\partial t} + wN^2 = 0$$

**Equation 26**

où  $b$  est la flottabilité, et

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0$$

**Equation 27**

La recherche de solutions sous la forme d'ondes planes monochromatiques se propageant dans la direction x conduit à introduire la fonction de courant  $\psi$  telle que :

$$u = -\frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad w = \frac{\partial \psi}{\partial x}$$

**Equation 28**

$\Psi$  doit satisfaire l'Equation 29 :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = \left( \frac{N^2 - \omega^2}{\omega^2} \right) \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2}$$

**Equation 29**

On recherche les solutions sous la forme  $\Psi = \varphi(z) \sin(kx - \omega t)$ . Pour le cas où N est constant, l'Equation se résout simplement et  $\varphi(z)$  va donc satisfaire l'Equation 30 :

$$\frac{d^2 \varphi}{dz^2} + k^2 \left( \frac{N^2 - \omega^2}{\omega^2} \right) \varphi = 0$$

**Equation 30**

On recherche alors les solutions stationnaires sous la forme  $\varphi_n = \varphi_{0n} \sin(m_n z)$  qui vérifient la condition d'annulation à la surface et au fond du bassin. On obtient  $m_n = n\pi/h$ . Dans un lac, la proximité des frontières dans la dimension horizontale conduit à rechercher  $k_p = p\pi/L$ .

Nous obtenons finalement la relation de dispersion pour des ondes internes stationnaires dans un bassin fermé :

$$\omega_{p,n}^2 = \frac{(N^2 k_p^2)}{(k_p^2 + m_n^2)}$$

**Equation 31**

Dans le cas où N est variable, ce qui est particulièrement important pour le cas du Lac Pavin pour tenir compte des effets de la thermocline et de la chémocline, les valeurs propres de l'équation de la fonction de courant sont déterminées en discrétisant N dans la colonne d'eau et en résolvant un problème aux valeurs propres.



## 9. La théorie des rayons associés aux ondes

L'onde décrite par la relation de dispersion de l'Equation 32 a des lignes de phases inclinées d'un angle  $\beta_{p,n} = \tan^{-1}(-k_p/m_n)$  par rapport à l'axe des x. La relation de dispersion peut d'ailleurs s'écrire selon l'Equation 32 :

$$\omega_{p,n}^2 = (N^2 \sin^2 \beta_{p,n})$$

**Equation 32**

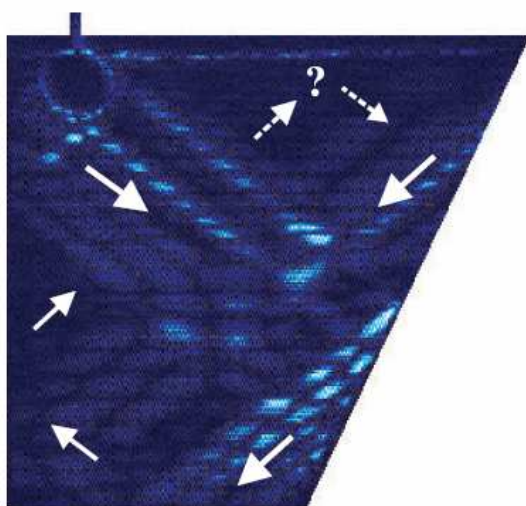
La vitesse de groupe, ou vitesse de propagation de l'énergie, est inclinée du même angle  $\beta_{k,n}$  avec l'axe des x. Elle s'exprime sous la forme (voir Equation 33) :

$$c_g = \left( \frac{\partial \omega_{p,n}}{\partial k_p}, \frac{\partial \omega_{p,n}}{\partial m_n} \right) = \left[ \frac{N^2 m_n k_p}{\omega_{p,n} (k_p^2 + m_n^2)^2} \right] (m, -k)$$

**Equation 33**

Ainsi la direction de propagation de l'énergie est directement reliée à sa fréquence et à la stratification mais pas au nombre d'onde.

Des expériences en laboratoire ont mis en évidence la présence de ces rayons d'énergie en créant des ondes internes en faisant osciller un cylindre dans une cuve (voir Figure 9).



**Figure 9 Rayons d'ondes internes dont la propagation est visualisée dans une cuve grâce au procédé de Schlieren. D'après [Maas L., 2005]**

L'angle d'inclinaison des rayons d'énergie  $\beta$  peut prendre des valeurs comprises entre 0 et  $\pi/2$ . Dans l'océan où il faut tenir compte des effets de la rotation de la terre, les ondes

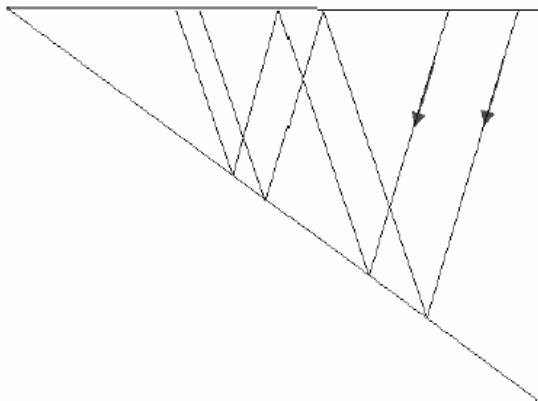
internes ont des fréquences comprises entre  $f$  et  $N$ . En effet, leur relation de dispersion est (voir ci-dessous) :

$$\omega^2 = N^2 \sin^2 \beta + f^2 \cos^2 \beta$$

**Equation 34**

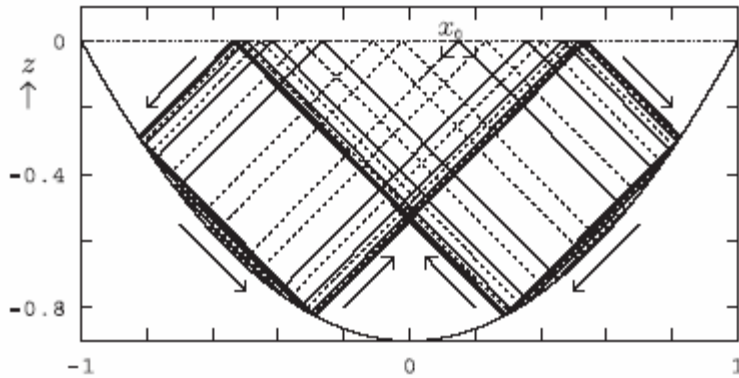
Cette relation de dispersion est aussi valable dans les lacs de grande taille. Dans le cas du Lac Pavin, nous ne prenons pas en compte l'influence de la rotation de la Terre et donc  $f$  n'apparaît pas dans la relation de dispersion de l'onde.

La propagation d'onde peut être décrite dans l'approximation linéaire tant que l'angle du rayon d'énergie avec l'horizontale est inférieur à la pente de la topographie. Dans ce cas, la pente est appelée subcritique. La majeure partie de l'énergie est réfléchiée en conservant la direction de propagation horizontale de la vitesse de groupe (voir Figure 10). L'énergie s'accumule donc près des rives, causant un fort mélange dans ces zones. Cette situation est la plus fréquente dans les milieux naturels.



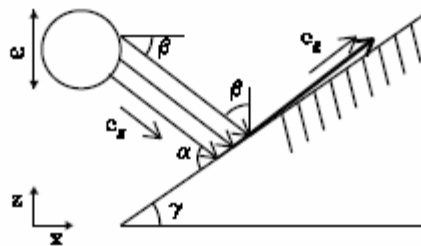
**Figure 10 Réflexion d'un rayon d'énergie d'onde interne à proximité du bord du bassin. D'après [Maas, 2005]**

Au contraire, lorsque le rayon d'énergie fait avec l'horizontale un angle supérieur à la pente, la topographie est appelée supercritique. La réflexion de l'énergie ne peut se faire que vers le corps du bassin (voir Figure 11). La dissipation devient plus forte dans l'intérieur du bassin et les ondes peuvent être non linéaires.



**Figure 11 Réflexion de rayons d'énergie d'ondes internes en présence d'une pente supercritique. D'après [Maas, 2005].**

Pour l'angle critique (le rayon d'énergie fait avec la verticale le même angle que la topographie), le rayon réfléchi est parallèle à la topographie, il a alors une amplitude infinie et une vitesse de groupe nulle (voir Figure 12). Ceci conduit à une dissipation accrue et à du mélange le long des pentes [Dauxois et al., 1999], [Dauxois et al., 2007].



**Figure 12 Réflexion d'ondes internes à l'angle critique**

Une dissipation accrue a de fortes conséquences sur les spectres d'énergie qui traduisent le rapport entre l'énergie apportée au bassin et les pertes sous forme de dissipation (voir paragraphe suivant). Dans le cas du lac Pavin, la topographie très raide des berges peut permettre d'observer des modifications notables des spectres liées à la réflexion critique ou supercritique des rayons d'énergie. L'observation des effets cette réflexion a été menée dans le cadre de ce travail de thèse.

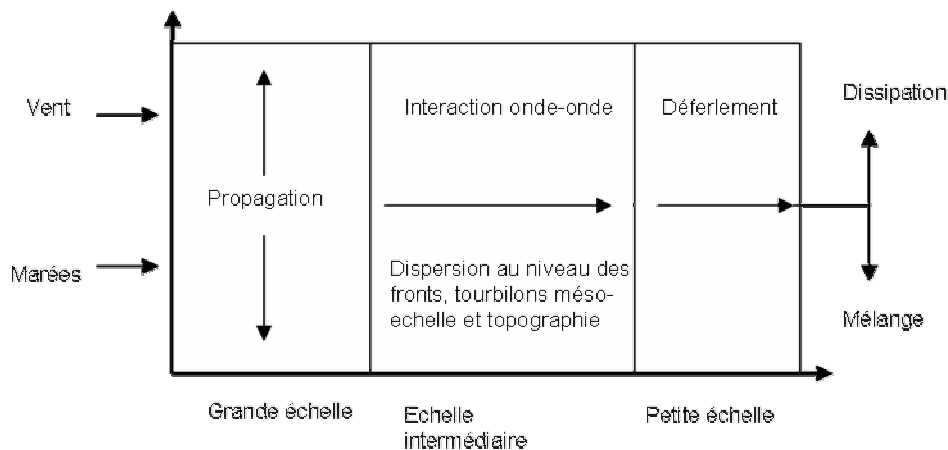
## 10. Spectres et ondes internes

Relier le mélange diapycnal aux ondes internes motive une large part du champ de recherche sur les ondes internes [McComas et Muller,1981] et les interactions des ondes internes avec la topographie ont ouvert un vaste champ de recherche.

### a) Le spectre de Garrett et Munk

Le spectre de Garrett et Munk (GM) a organisé une grande partie du champ de recherche autour des ondes internes dans l'océan [Garrett et Munk, 1972]. Le modèle cinématique de Garrett et Munk décrit l'évolution du champ d'ondes internes en nombres d'onde et fréquences. L'aspect le plus frappant est l'universalité de ce spectre (bien que relative, comme nous le verrons dans le cadre de cette étude). Il est observable tant dans l'océan que dans les lacs.

Pour expliquer ce spectre, on invoque le plus souvent la balance dynamique (voir Figure 13).



**Figure 13 Balance dynamique. D'après [McComas et Müller, 1981]**

Dans le cadre de ce modèle, les principales sources de génération des ondes internes sont le vent (et les marées dans le cas de l'océan). Cette énergie est propagée à distance du point de génération par les ondes à grande échelle. La propagation des ondes constituent la « zone claire » de la cascade dans la mesure où à ces échelles on peut considérer qu'il n'y a ni injection, ni disparition d'énergie dans le système. Les interactions non linéaires, la dispersion par les fronts et les tourbillons transfèrent de l'énergie de la grande vers la plus petite échelle. Plus l'échelle d'observation est fine, plus les effets non linéaires deviennent prépondérants. En fin de cascade, l'énergie introduite initialement dans le système est transformée sous forme de chaleur (dissipation) ou d'énergie potentielle (en mélangeant les masses d'eau). Garrett et Munk ont proposé une forme du spectre qui correspond bien à la plupart des

observations dans le champ océanographique, en faisant l'hypothèse d'interactions entre ondes linéaires. L'énergie totale du spectre des ondes internes prend la forme suivante (voir Equation 35) :

$$E = \int E(k_\alpha, m) dk_\alpha dm$$

**Equation 35**

où  $k$  et  $m$  sont les composantes verticales et horizontales du vecteur d'onde.

En faisant les hypothèses fortes d'isotropie et d'interactions entre des ondes linéaires uniquement, Garrett et Munk ont proposé l'expression suivante pour les spectres d'énergie :

$$E(k_\alpha, m) = \frac{3fNE_0 \frac{m}{m^*}}{\pi(1 + \frac{m}{m^*})^{5/2} (N^2 k^2 + f^2 m^2)}$$

**Equation 36**

En utilisant la relation de dispersion et en intégrant par rapport à  $m$  ou  $k_\alpha$ , nous obtenons la forme du spectre en un point fixe (ou « moored spectrum ») :

$$E(\omega) = 2fE \left\{ \pi \left[ 1 - (f/\omega)^2 \right]^{1/2} \omega^2 \right\}^{-1}$$

**Equation 37**

Pour  $\omega$  suffisamment grand par rapport à  $f$ , la décroissance du spectre s'effectue avec une pente -2 entre  $f$ , la fréquence inertielle et  $N$ , la fréquence de Brunt-Väisälä.

Cela étant, le spectre de Garrett et Munk constitue seulement un cadre général. Il n'est plus vérifié dans les zones où les ondes internes deviennent trop fortement non linéaires ou pour des fréquences proches de la fréquence de Brunt-Väisälä [Garrett et al., 1981]. [Eriksen C.C., 1998] a par exemple observé le long d'une pente abrupte de l'océan pacifique nord, une déviation du modèle proposé par Garrett et Munk avec une pente proche de -3 dans le domaine des ondes. L'étude du Lac Pavin montre aussi un écart très significatif au traditionnel spectre de Garrett et Munk.

### **b) La théorie de la faible turbulence**

Zakharov (1992) propose de tenir compte de la non linéarité des ondes interagissant entre elles dans le cadre de la théorie de la turbulence faible. Cela le conduit à établir pour des interactions entre des ondes de gravité faiblement non linéaires (voir Equation 38) :

$$E(k) = \gamma \varepsilon^{1/3} k^{-5/2}$$

Equation 38

où  $k$  est le nombre d'onde et  $\varepsilon$  la dissipation.

Cette modification du spectre constitue une modification du spectre de Kolmogorov en multipliant par un facteur  $3/2$  la puissance de  $k$  (voir III.A.2.a). Dans ce cas, le spectre temporel des fluctuations de température devrait donc plutôt suivre une loi de décroissance en  $-5/2$  dans le domaine des ondes faiblement non linéaires puisque  $E(\omega) \propto \omega^{-5/2}$ .

Dans le cas du Lac Pavin, nous verrons justement que dans le domaine fréquentiel des ondes les pentes des spectres sont comprises entre  $-3$  et  $-2$ .

## 11. Ondes internes : de l'océanographie à la limnologie

D'une façon générale, l'étude des ondes internes et la mise en place du cadre théorique de cette étude en océanographie a fortement influencé la limnologie physique. Toutefois, les lacs constituent un terrain privilégié pour l'étude de phénomènes non linéaires [Boegman et al., 2005].

Les points de divergences entre les lacs et l'océan pour l'étude des ondes internes de gravité sont principalement les 3 suivants :

- Tout d'abord, concernant les sources générant les ondes internes, les marées jouent un rôle prépondérant dans l'océan et elles constituent une part énergétique très forte du signal relié aux ondes internes, ce qui n'est pas le cas dans les lacs, trop petits pour être affectés par des marées. Dans les lacs, seul le vent sera une source pour les ondes internes de gravité.
- Ensuite, les lacs ont pour particularité d'avoir des frontières fermées qui dans l'hypothèse linéaire vont engendrer la présence de modes stationnaires non observés dans l'océan ouvert.
- Enfin la présence des frontières dans les lacs va faire d'eux un terrain privilégié pour l'étude des phénomènes non linéaires liés à la propagation des ondes internes. Relativement au volume d'eau du bassin, les phénomènes non linéaires et donc une dissipation accrue y seront plus fortement présents que dans l'océan à distance des côtes.

## **C. Introduction au mélange convectif**

### **1. Convection thermique**

Dans les lacs, l'inversion des flux de chaleur entre le jour et la nuit provoque du mélange convectif en surface. Bien qu'ayant un fort impact au niveau de la couche de mélange, ce mélange convectif n'a pas été étudié pendant la thèse. Le présent travail s'est attaché à décrire le mélange dans les parties profondes du lac, sous la thermocline.

Le Lac Pavin présente une situation originale puisqu'un flux géothermique réchauffe la colonne d'eau. On a vu précédemment que la stratification par la salinité jouait un rôle prépondérant dans le monimolimnion mais pas systématiquement dans le mixolimnion (la situation est différente au cours des deux années d'étude). Dans le mixolimnion moins stabilisé par la salinité, des phénomènes de convection thermique peuvent apparaître localement.

Nous avons vu précédemment comment des différences de pression déterminaient le mouvement dans le cas des ondes internes. Dans le cas de la convection, ce sont des différences de flottabilité qui conduisent le mouvement. L'initiation du mouvement dépend alors du nombre de Rayleigh (voir Equation 39) :

$$Ra = g\alpha\Delta Td^3 / \nu K_T$$

**Equation 39**

où  $\Delta T$  est la différence de température entre deux profondeurs de la colonne d'eau,  $d$  la distance entre elles et  $\alpha$  le coefficient d'expansion thermique.

Le mouvement se met en place si les forces de flottabilité dépassent les forces de viscosité et si le nombre de Rayleigh dépasse une valeur critique (de l'ordre de  $10^3$ ). La déformation du champ de densité générée par les ondes internes peut d'ailleurs conduire à ce type d'instabilité (se reporter au paragraphe précédent).

Dans l'hypolimnion des lacs, même en l'absence de réchauffement géothermique, une grande partie des instabilités sont habituellement considérées comme étant de nature convective.

### **2. Mélange convectif lié à une intrusion sous lacustre.**

Une différence de température ou une différence de salinité provoque un courant de densité ou un panache convectif, selon la différence de densité entre l'eau entrante et le milieu environnant. Pour le cas où l'eau entrante ait une salinité plus faible, on introduit un nombre de Rayleigh halin basé sur la salinité qui s'exprime comme (voir Equation 40) :

$$R_s = g\beta_s \Delta S d^3 / \nu K_T$$

**Equation 40**

Tout comme dans le cas de la convection thermique, la définition d'un nombre critique de Rayleigh halin détermine l'initiation du mouvement convectif.

Concernant notre terrain d'étude, une entrée d'eau moins saline au bas du mixolimnion crée du mélange convectif et génère un panache qui remonte dans la colonne d'eau (voir IV.C.2). Une analyse unidimensionnelle de la remontée de ce panache est menée dans le cadre de ce travail.

Le principe de la convection liée aux panaches est le suivant : le fluide moins dense remonte dans la colonne d'eau, entraîne de l'eau environnante le long de son parcours et s'arrête à une hauteur où l'eau entraînée a une densité égale à celle de l'eau environnante. En approximant, le panache forme un cylindre, avec des vitesses plus élevées au centre et qui décroissent de façon gaussienne jusqu'au bord du cylindre. Le rayon du panache est défini comme le rayon pour lequel la vitesse verticale est égale à  $w/e$  avec  $w$  la vitesse verticale au centre du panache.

Les propriétés hydrodynamiques des panaches symétriques axialement, dans un environnement homogène, ont été analysées par [Morton, Taylor et Turner, 1956] par analyse dimensionnelle et expériences en laboratoire. Depuis, des applications en limnologie ont donné des résultats convaincants [Colomer et al. 2001]

Soit  $Q$  le débit de l'intrusion sous-lacustre,  $\alpha$  le coefficient d'entraînement et  $g_0'$  défini comme  $g_0' = g \frac{(\rho_e - \rho_p)}{\rho_0}$  où  $\rho_e$ ,  $\rho_p$  et  $\rho_0$  désignent respectivement les densités de l'eau environnante, de l'eau à l'intérieur du panache et une densité de référence moyenne. D'après Morton et al. (1956), le flux de flottabilité  $B$ ,  $w$  la vitesse verticale de l'eau au centre du panache et  $R$  le rayon du panache peuvent être exprimées à l'aide des Equations suivantes :

$$B = Qg_0'$$

**Equation 41**

$$w = \frac{5}{6\alpha} \left( \frac{18}{5\pi} \frac{\alpha B}{z} \right)^{1/3}$$

**Equation 42**



$$R = 6/5\alpha z$$

**Equation 43**

Ces équations sont valables pour  $z \gg l_m$  où  $l_m$  est une distance caractéristique définie par

$$l_m = \frac{M_0^{3/4}}{Q_0^{1/2}}$$

**Equation 44**

$l_m$  représente le rapport entre la quantité de mouvement du panache  $M_0$  et sa flottabilité  $Q_0$ ,

avec  $M_0$  égal à  $\frac{\pi R^2 w^2}{4}$  et  $Q_0$  égal à  $\frac{\pi R^2 g_0' w}{4}$ .

### 3. Convection double-diffusive.

Un autre type de convection peut intervenir en milieu aquatique en raison des différences de diffusivité entre la chaleur et les sels solubles. En effet, la diffusivité des espèces ioniques est de l'ordre de  $10^{-9} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ , alors que la diffusivité de la chaleur est de l'ordre de  $10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ . Une façon intuitive de comprendre le phénomène consiste à considérer une parcelle d'eau que l'on déplace vers le haut ou vers le bas dans des gradients de sens opposés de sel et de température (ce qui est le cas à partir de 30 mètres de profondeur dans le Lac Pavin). Si la parcelle est déplacée vers le haut, elle va se refroidir rapidement alors que sa perte de salinité sera plus lente. Elle se retrouve alors plus dense que le milieu environnant et retombe. Au contraire, si la parcelle d'eau est déplacée vers le bas, elle va se réchauffer plus vite que ce que sa salinité augmente et elle va remonter. Ces instabilités créent du mélange convectif localement.

De la même manière qu'il existe le nombre de Rayleigh construit à partir de la température, un nombre de Rayleigh halin (voir Equation 45) peut être défini comme :

$$R_s = -g\beta\Delta S d^3 / \nu K_T$$

**Equation 45**

Ici  $\alpha$  et  $\beta$  sont les coefficients que l'on trouve dans l'équation d'état de l'eau.

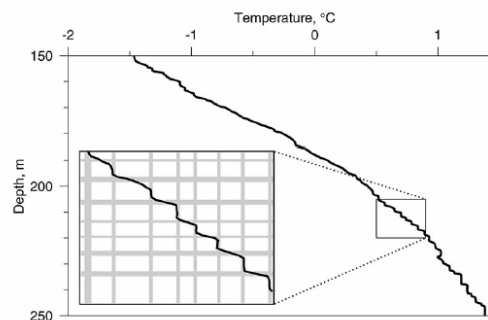
La double diffusion convective apparaît lorsque le rapport  $R_\rho$  (voir Equation 46) tend vers 1.

$$R_\rho = \frac{R_s}{Ra} = \frac{-\beta\Delta S}{\alpha\Delta T}$$

**Equation 46**

$R_\rho$  correspond au rapport entre la stabilisation par le sel et la déstabilisation par la température dans le calcul de la stabilité statique  $N^2$ . Les conditions sont considérées comme double diffusives pour  $R_\rho < 10$  [Baines et Gill, 1969].

Le mélange local initié par la double diffusion convective a pour conséquence d'augmenter les gradients de température et de salinité à la frontière haute de l'instabilité. Si cette augmentation dépasse un certain seuil critique (condition sur  $R_\rho$ ), l'instabilité se propage. Des « marches d'escalier » (voir Figure 14) peuvent alors être observées sur des profils de température ou conductivité (lac Nyos [Schmid, 2004] et lac Kivu par exemple).



**Figure 14 Marches d'escalier double diffusives (Expérience du Bassin Eurasien). D'après [Perkin et Lewis, 1984]**

La double diffusion peut intervenir dans le système eau - sel comme c'est le cas dans l'océan ou les lacs. Elle intervient également dans d'autres systèmes comme les étoiles (hélium, chaleur) [Paparella et al., 2003]. La double diffusion n'intervient qu'en contexte peu turbulent car elle se développe en un temps caractéristique de l'ordre de  $d^2/K_T$ , avec  $d$  la hauteur des « marches ». Ainsi une colonne d'eau turbulente ne permet pas d'observer de la double diffusion convective.

Dans le cas du Lac Pavin, des conditions double diffusives sont présentes dans la colonne d'eau entre 30 et 60 mètres de profondeur pendant l'année 2006. Il est toutefois difficile de déterminer si les instabilités observées sont plutôt de nature purement convective ou double diffusive.

### III. La mesure de turbulence en milieu naturel stratifié

La mesure de la dissipation est un des moyens qui permet d'obtenir la caractérisation de la turbulence dans les océans où dans les lacs. La dissipation d'énergie cinétique turbulente sous forme de chaleur [ $\text{W kg}^{-1}$ ] s'écrit sous la forme (voir Equation 47) :

$$\varepsilon = (\nu/2) \langle s_{ij} s_{ij} \rangle$$

Equation 47

Le tenseur  $s_{ij}$  est donné par

$$s_{ij} = \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$$

Equation 48

où  $(u_1, u_2, u_3)$  sont les composantes de la vitesse sur les 3 axes  $x, y, z$ .

Localement, il n'est pas possible de mesurer les variations d'énergie qui résulte de la dissipation dans les océans ou les lacs. La chaleur produite localement ne peut être mesurée. Par contre, le taux de dissipation a un impact qui est loin d'être négligeable à l'échelle d'un bassin ou d'une région de l'océan [Kunze et al., 2002].

Nous allons voir dans cette partie comment la dissipation peut être reliée à des paramètres mesurables, puis quelles sont les caractéristiques de la mesure de dissipation et quelles sont les interrogations que soulève son utilisation dans une optique de modélisation de la colonne d'eau.

#### **A. Différentes méthodes pour calculer le taux de dissipation**

##### **1. Longueur de Kolmogorov et mesure directe de la dissipation**

Nous avons vu précédemment à quel point il était important de se placer à des échelles de mesure qui soient adéquates pour pouvoir analyser un phénomène physique. La longueur caractéristique à laquelle la viscosité est influente s'appelle la longueur de Kolmogorov [Kolmogorov, 1941]. Elle peut être exprimée dimensionnellement comme :

$$l_K = (\nu^3 / \varepsilon)^{1/4}.$$

Dans le Lac Pavin, comme nous le verrons ultérieurement, l'ordre de grandeur moyen de la dissipation est  $10^{-10} \text{ W. kg}^{-1}$ . Ce qui signifie que la longueur de Kolmogorov est de l'ordre du centimètre. Il faudrait donc avoir accès au cisaillement à cette échelle là d'espace pour pouvoir directement calculer la dissipation dans la colonne d'eau. Or il est la plupart du

temps très difficile d'effectuer des mesures de cisaillement à cette échelle. Il faut donc trouver d'autres moyens d'accéder à la dissipation.

## 2. Spectres des fluctuations de vitesse et mesure indirecte de la dissipation

### a) Spectre dans le domaine inertiel

Si on considère la turbulence comme étant homogène et isotrope, il y a une gamme de fréquences, au-delà de la fréquence spatiale maximale liée aux ondes internes de gravité dans laquelle on peut considérer que la loi de décroissance de l'énergie des tourbillons dans la colonne d'eau est du type :

$$E(k) = \alpha_1 \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}$$

Equation 49

Cette loi de décroissance du spectre est connue sous le nom de loi de Kolmogorov [Kolmogorov, 1941] et est valable pour des échelles spatiales allant jusqu'à la longueur de Kolmogorov. Le spectre plus facilement mesurable qui lui est relié est le spectre d'énergie cinétique associé à une seule composante des fluctuations de vitesse. Il s'écrit sous la forme :

$$\Phi(k) = \alpha_2 \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}$$

Equation 50

Ce spectre a une forme différente de ceux envisagés dans le domaine spectral des ondes internes (spectre de Garrett et Munk). Si l'on écrit ce spectre en fréquence temporelle, en faisant l'hypothèse de Taylor (voir ci-dessous), on obtient une décroissance spectrale en  $-\frac{5}{3}$  et non -2.

La transition entre domaine des ondes et domaine inertiel correspond aux échelles spatiales et temporelles où s'effectue la transition entre un régime dominé par les interactions entre ondes et un régime turbulent en milieu stratifié. La transition entre les deux régimes peut être mis en relation avec le nombre de Froude et le nombre de Richardson et donc avec l'apparition des instabilités [D'Asaro et Lien, 2000].

Dans l'optique de mesurer la dissipation turbulente, l'objectif est de mesurer les fluctuations de vitesse aux échelles spatiales turbulentes, d'en calculer le spectre pour ensuite en déduire la dissipation. Le plus souvent, les mesures de vitesses sont ponctuelles et constituent une série temporelle. L'hypothèse de Taylor est alors communément faite par la suite pour convertir les fluctuations temporelles de vitesse en fluctuations spatiales.

L'hypothèse de Taylor consiste à considérer que les fluctuations turbulentes ne changent pas (ou restent gelées) au cours de l'advection par le flot moyen. On dérive alors une série temporelle en un spectre en espace en utilisant la relation  $k=\omega/U$ . La dissipation est obtenue par l'Equation 51 :

$$\varepsilon = \exp \left\langle \ln \left[ \frac{\Phi_k}{\alpha_k \left( \frac{\omega}{U} \right)^{-5/3}} \right]^{3/2} \right\rangle$$

**Equation 51**

Où  $\Phi_k$  est le spectre de cisaillement sur la verticale.

Dans les lacs, cette technique est utilisée pour exploiter des mesures de courant de type ADCP (Acoustic Doppler Current Profiler), permettant de résoudre les fluctuations de vitesse à des échelles spatiales comprises entre 1 cm et 1 m. Dans les lacs où la turbulence est à des niveaux plus faibles que dans certaines régions océaniques, il est nécessaire de faire des mesures de courant à peu près toutes les secondes avec un échantillonnage fin sur la verticale (de l'ordre de la dizaine de centimètres) pour obtenir un spectre de cisaillement compatible avec une mesure de taux dissipation faible. Les spectres sont réalisés à partir de séries temporelles de mesure d'une dizaine de minutes. [Lorke et Wüest, 2005] ont appliqué cette méthode pour déterminer la dissipation près du fond dans le lac Alpnach et ont montré une bonne corrélation entre la dissipation calculée par cette méthode et celle déduite des mesures de microstructure de température (voir III.A.3).

### **b) Spectre dans le domaine de fréquence des ondes internes**

Le spectre dans le domaine des ondes internes peut aussi permettre d'obtenir un taux de dissipation moyen lié aux ondes internes, qui est valable dans l'océan au niveau de la thermocline. Gregg (1989) propose par exemple (Equation 52) :

$$\langle \varepsilon_{INT} \rangle = 7 \times 10^{-10} \left\langle \frac{N^2}{N_0^2} \right\rangle \left\langle \frac{S_{10}^4}{S_{GM}^4} \right\rangle$$

**Equation 52**

où  $N_0$  est une fréquence de BruntVäisälä de référence prise égale à  $5.2 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ ,  $S_{10}$  est la variance observée pour le cisaillement pour des échelles supérieures à 10m et  $S_{GM}$  est la variance observée pour le cisaillement dans le spectre de GM ( qui peut être approximée par

$3.6 \times 10^{-3} \left\langle \frac{N^2}{N_0^2} \right\rangle^{1/2}$  s<sup>-1</sup>). Cette formulation de Gregg est loin d'être unique et d'autres formulations relient dissipation et ondes internes dans l'océan. Il s'agit en quelque sorte de trouver une relation de fermeture concernant l'énergie entre le domaine des interactions entre ondes et la turbulence en milieu stratifié.

Ce type de calcul n'a pas été employé dans le cadre de l'étude du Lac Pavin car il semblait inadapté d'utiliser des paramétrisations valables pour l'océan dans le cas d'un lac de petite taille, où comme nous l'avons vu, des non linéarités peuvent engendrer des déviations conséquentes de la forme traditionnelle du spectre de Garrett et Munk.

### 3. Spectre de fluctuations de température et mesure indirecte de la dissipation

Un autre paramètre que l'on peut considérer pour mesurer la turbulence dans un fluide est l'effet de la turbulence sur le champ des températures. La viscosité a pour effet d'aplanir les fluctuations du champ de température lors du mélange turbulent. Un paramètre important concerne donc le taux de diminution de la variance de température (voir ci-dessous) :

$$\chi_\theta = 2K_T \left\langle \left( \frac{\partial T'}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial T'}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial T'}{\partial z} \right)^2 \right\rangle$$

**Equation 53**

Où  $K_T$  est la diffusion thermique moléculaire et  $T'$  désigne les fluctuations turbulentes du champ de température.

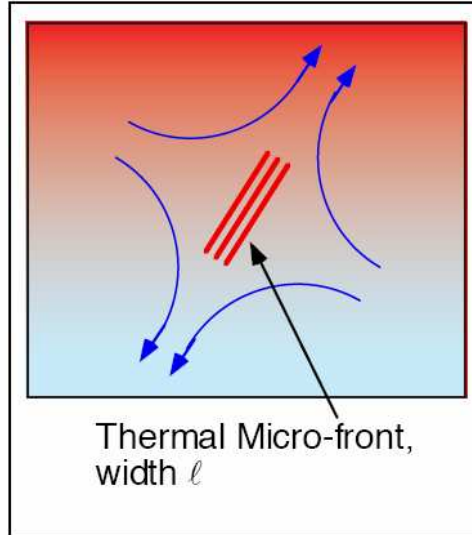
En faisant l'hypothèse d'isotropie, nous obtenons donc :

$$\chi_\theta = 6K_T \left\langle \left( \frac{\partial T'}{\partial z} \right)^2 \right\rangle$$

**Equation 54**

Batchelor (1959) a analysé le comportement petite échelle de scalaires diffusés ou convectés passivement comme la température ou la salinité. Il a remarqué que pour des échelles inférieures à la longueur de Kolmogorov, le fluide a tendance à s'étirer de façon aléatoire alors que la diffusion moléculaire s'oppose à ce mouvement en empêchant le front de devenir trop fin (voir Figure 15). L'inverse du temps d'étirement du fluide vaut :

$$\tau^{-1} = (\varepsilon / \nu)^{1/2}$$



**Figure 15 Microfront crée par l'étirement du fluide soumis aux effets de la viscosité.**

Quant à eux, l'étirement et la diffusion s'équilibrent pour une longueur  $l_B$  appelée longueur de Batchelor (voir ci-dessous) :

$$l = (K_T \tau)^{1/2}$$

**Equation 55**

Soit en remplaçant  $\tau$  par sa valeur :

$$l_B = \left( \frac{\varepsilon}{\nu K_T^2} \right)^{-1/4}$$

**Equation 56**

En résolvant l'équation d'advection-diffusion de la température, soumise aux effets de la viscosité et de la turbulence dans un gradient de température grande échelle, Batchelor a déterminé la forme analytique du spectre du gradient des fluctuations de température (voir Equation 57) :

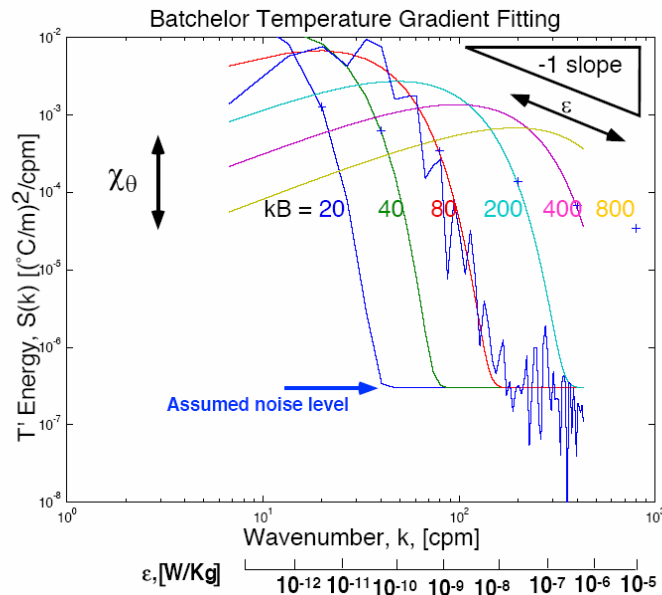
$$S_B(x; l_B; \chi_\theta) = (q/2)^{1/2} \chi_\theta l_B K_T^{-1} x \left( e^{-(1/2)x^2} - x \int_x^\infty e^{-(1/2)x'^2} dx' \right)$$

**Equation 57**

où  $q$  est une constante comprise entre 3.4 et 4.1 [Oakey, 1982], [Dillon et Caldwell, 1980] et  $x$ ,

le nombre d'onde sans dimension s'écrivant sous la forme  $x = (2q)^{1/2} \frac{k}{k_B}$ ,  $l_B$  la longueur de

Batchelor,  $k_B$  le nombre d'onde associé et  $\chi_\theta$  la variance des fluctuations de température.



**Figure 16 Procédure pour ajuster le spectre de Batchelor observé aux formes théoriques**

Le spectre croît avec une pente  $+1/3$  jusqu'à la coupure visqueuse de Batchelor puis chute ensuite avec une pente  $-1$ . Ces pentes correspondent respectivement à une pente  $-5/3$  dans le domaine inertiel et à une pente  $-3$  dans le domaine visqueux. Le calcul de  $\chi_\theta$  permet d'ajuster le niveau du spectre, tandis que la longueur de Batchelor détermine l'endroit du spectre où se produit la rupture de pente (voir Figure 16).

Cette méthode a été utilisée lors de l'étude du Lac Pavin en utilisant un micro profileur capable de résoudre la microstructure thermique dans la colonne d'eau.

#### 4. Longueurs de Thorpe et mesure indirecte de la dissipation

A partir d'un profil de microstructure thermique de température et de conductivité, les déplacements verticaux peuvent être obtenus en réordonnant complètement le profil de densité vers la stabilité dans la colonne d'eau. Il est attendu que les déplacements soient proportionnels à l'intensité de la turbulence dans la colonne d'eau, relativement à sa stratification.

La longueur de Thorpe, notée  $L_T$ , est égale à l'écart type des déplacements verticaux dans un segment approprié de la colonne d'eau [Thorpe, 1977]. Elle représente la distance moyenne verticale sur laquelle de l'eau plus dense est transportée sur de l'eau moins dense dans la colonne d'eau. Une des difficultés réside dans le choix de la segmentation dans la colonne d'eau puisque les longueurs de Thorpe obtenues peuvent varier sensiblement selon les choix effectués [Lorke et Wüest, 2002].



La longueur de Thorpe peut être reliée à la longueur d'Ozmidov,  $L_o$ , qui traduit la taille typique des tourbillons les plus grands dans la colonne d'eau, via une constante voisine de 0.8 dans les lacs  $L_o = 0.8L_T$  [Lorke et Wüest, 2002]. La longueur d'Ozmidov est reliée à la dissipation dans la colonne d'eau car le rapport entre longueur d'Ozmidov et longueur de Kolmogorov traduit l'efficacité de la cascade turbulente dans la colonne d'eau (conversion des grandes structures tourbillonnaires en petites structures tourbillonnaires). La relation entre la longueur d'Ozmidov [Thorpe, 2005] et la dissipation est (voir Equation 58) :

$$L_o = \varepsilon^{1/2} N^{-3/2}$$

**Equation 58**

Ceci permet alors d'écrire l'Equation 59 qui donne accès à la dissipation comme recherché :

$$\varepsilon = c_1 L_T^2 N^3$$

**Equation 59**

Le calcul des longueurs de Thorpe pose problème dans le cas où du mélange par convection est présent dans la colonne d'eau. En effet, la relation entre longueur d'Ozmidov et la dissipation repose sur l'hypothèse selon laquelle l'intégralité de l'énergie cinétique turbulente de ces tourbillons est convertie en dissipation. Or dans le cas de la convection, cette hypothèse n'est pas valable puisqu'une partie de l'énergie est convertie en énergie potentielle par le flux de flottabilité. Les longueurs de Thorpe conduisent donc à surestimer la dissipation dans le cas convectif.

Nous avons été confronté à cette difficulté lors de l'utilisation des échelles de Thorpe dans l'hypolimnion du Lac Pavin.

## ***B. L'utilisation des mesures de turbulence***

### **1. Intermittence et incertitudes sur la mesure**

La turbulence est intermittente dans les fluides géophysiques et son appréciation au travers de mesures est toujours en partie insatisfaisante et reste à améliorer.

Tout d'abord, dans la colonne d'eau, la turbulence n'est généralement pas homogène, particulièrement dans l'hypolimnion des lacs ou dans l'océan profond. La turbulence se manifeste plutôt sous forme de « patchs » turbulents dont la durée de vie est à mettre en relation avec la durée des instabilités observées [Gregg, 1980]. Ainsi, la dissipation dans la

colonne d'eau varie de plusieurs ordres de grandeurs (allant jusqu'à 3 ou 4 dans le cas du Lac Pavin) dans l'hypolimnion des lacs. La répartition des valeurs de dissipation est log normale.

De plus, en milieu stratifié, la turbulence est aussi en partie anisotrope. Tout dépend de l'échelle considérée : plus l'échelle à laquelle on considère le mouvement est petite par rapport à la taille des structures, plus le mouvement apparaît comme étant désorganisé et peut être considéré comme isotrope.

Les hypothèses d'isotropie et d'homogénéité sont souvent formulées dans le cadre des modèles de turbulence. Si ces deux hypothèses sont plutôt vraies là où la turbulence est intense et bien développée, elle sont souvent peu vérifiées pour la plus grande partie de l'océan. Les modèles restent appliqués car ils montrent malgré tout des résultats convaincants au regard des mesures.

Par ailleurs, les techniques exposées précédemment pour la mesure de turbulence comportent des sources d'erreur dont il faut tenir compte pour l'estimation de la turbulence dans la colonne d'eau. Par exemple, les constantes utilisées (comme la constante de proportionnalité entre  $L_T$  et  $L_O$ , ou  $q$  dans le spectre de Batchelor) ne sont pas des constantes universelles. Elles dépendent de l'état de stratification et de turbulence du milieu. De plus, les techniques de mesures de microstructure thermique et l'évaluation de la dissipation par les longueurs de Thorpe font intervenir des segmentations de la colonne d'eau (en segments supposés homogènes du point de vue de la turbulence) dont les résultats dépendent.

Il faut donc garder à l'esprit que la dissipation est une grandeur évanescence de part la nature de la turbulence. Ce n'est pas une grandeur qu'il est facile d'estimer : des traitements statistiques sur un grand nombre de mesures et des approximations sont les seuls moyens aujourd'hui disponibles pour accéder à ces grandeurs.

## 2. Calcul de la diffusivité diapycnale

Les mesures de turbulence sont utilisées pour calculer la diffusivité diapycnale et donc le mélange sur la verticale. La dissipation est reliée à la diffusivité diapycnale par la loi de Osborn (voir Equation 60) [Osborn, 1980] :

$$K_p = \gamma_{mix} \frac{\epsilon}{N^2}$$

**Equation 60**

où  $\Gamma$  quantifie l'efficacité de mélange. La diffusivité diapycnale hérite donc des propriétés d'intermittence du taux de dissipation dans la colonne d'eau.

La relation de Osborn n'est valable qu'en cas de stabilité c'est-à-dire pour  $N^2$  positif.  $\Gamma$  est en moyenne égal à 0.2, mais peut varier jusqu'à un facteur 5 en fonction des conditions du mélange. Particulièrement, en cas de conditions doubles diffusives, il est nécessaire de recalculer l'efficacité du mélange.  $\Gamma$  s'exprime en fonction du nombre de Richardson de flux ( $R_f$ ) définie comme le rapport entre le taux de perte d'énergie cinétique par les forces de flottabilité sur la production d'énergie cinétique turbulente par le cisaillement [Thorpe, 2005].

La relation de Osborn repose sur l'hypothèse de stationnarité et sur le fait que le taux de production d'énergie cinétique turbulente par cisaillement dans un écoulement moyen est égal au taux de dissipation visqueuse de l'énergie cinétique turbulente plus le flux de flottabilité (transfert d'énergie cinétique en énergie potentielle).

En allant plus loin et en supposant que l'intégralité de l'énergie cinétique turbulente finit par être dissipée sous forme de chaleur, on peut écrire une relation entre la viscosité tourbillonnaire  $K_v$  et la dissipation (II.B.4) :

$$K_v = -\langle uw \rangle / (dU / dz)^2 = \varepsilon / (dU / dz)^2$$

**Equation 61**

Ainsi, on peut écrire la relation entre viscosité tourbillonnaire et diffusivité diapycnale (voir Equation 62) :

$$K_v = \frac{N^2 K_\rho}{\Gamma (dU / dz)^2}$$

**Equation 62**

Cette relation permet de faire le lien entre diffusivité diapycnale des traceurs passifs et viscosité tourbillonnaire qui diffuse les moments des fluctuations de vitesse.

Après ce tour d'horizon de certains enjeux liés à la thématique qui lie ondes internes et turbulence, venons en à l'étude de ce petit lac méromictique d'Auvergne, le Lac Pavin, qui a été le terrain d'étude de cette thèse et a constitué une sorte de laboratoire naturel pour le travail qui va être présenté.

## **IV. Turbulence et ondes internes dans le Lac Pavin**

### ***A. Retour sur les objectifs du travail***

Comme cela a déjà été dit en introduction, le travail de thèse s'est inscrit dans le cadre du programme METANOX (ANR-ECCO), qui a pour objectif principal d'étudier les différentes voies de métabolisme du méthane dans la zone anoxique du Lac Pavin, notamment la réoxydation en conditions anaérobies du méthane dans le monimolimnion.

Le présent travail de thèse s'est concentré sur l'analyse des facteurs physiques à la base des phénomènes de mélange dans le lac en se concentrant particulièrement sur le mélange à l'interface entre le mixolimnion et le monimolimnion. L'objectif est double : mieux comprendre les facteurs physiques impliqués dans le maintien de la méromicticité du lac, car ils sont à l'origine du maintien à l'échelle interannuelle des gradients chimiques entre les deux compartiments du lac, mieux quantifier le transport advectif et turbulent dans la colonne d'eau pour en déduire la répartition spatiale des traceurs chimiques et biologiques.

De plus, en raison des caractéristiques du site pouvant influencer sur la stabilité de la colonne d'eau (méromicticité, stabilisation par la salinité dans le bas de la colonne d'eau, intrusions sous-lacustres, morphométrie à pentes raides), le Lac Pavin présente une variabilité assez exceptionnelle de paramètres pouvant rentrer en compte dans l'analyse de son mélange. Ce choix de site est donc particulièrement adapté du point de vue physique pour servir de lieu d'expérimentation de méthodes d'investigation du mélange.

Plus particulièrement, ce travail se focalise sur la caractérisation du mélange à différentes échelles d'espace et de temps, notamment à l'échelle saisonnière. Auparavant, la vision du monimolimnion de ce lac était celle d'un monimolimnion statique et à l'état stationnaire. Les échantillonnages chimiques et biologiques étaient prélevés dans ce cadre conceptuel. Un des objectifs de ce travail de thèse est donc aussi de mettre en évidence une variabilité physique inhérente au milieu aquatique et de montrer comment celle-ci contribue à produire un état moyen stable, qui est celui de la méromicticité. Le fil directeur est d'explorer le mélange dans le lac des petites échelles de temps et d'espace (de l'ordre du millimètre et de la seconde) aux grandes échelles (variabilité à l'échelle de l'année, processus ondulatoires ou convectifs ayant des longueurs caractéristiques variant entre la dizaine et la centaine de mètres).

*Aux petites échelles de temps et d'espace :*

- **Détermination par des méthodes physiques la diffusivité diapycnale de la colonne d'eau et sa variabilité**

Le Lac Pavin est marqué par un climat de mélange particulier en raison de sa méromicticité. Les travaux précédents ont estimé une diffusivité diapycnale  $K_p$  moyenne basées sur des traceurs chimiques, donc n'accédant pas à la variabilité de ces grandeurs. Les mesures de microstructure thermique permettent de s'intéresser au mélange à l'échelle millimétrique et donc de s'intéresser aux processus physiques à l'origine du mélange dans la colonne d'eau. L'objectif est d'analyser la variabilité saisonnière et spatiale du mélange dans le lac à petite échelle pour pouvoir la comparer à des estimations moyennes à l'échelle du bassin. Ces informations sur le mélange doivent être réintégrées dans la modélisation des réactions chimiques présentes dans le lac (contribution du LGE).

*Aux échelles intermédiaires:*

- **Caractérisation des ondes internes particulièrement au voisinage de la chémocline**

La présence des deux pycnoclines et de pentes très abruptes dans le lac Pavin favorise la réflexion critique ou supercritique des rayons d'énergie liés aux ondes internes. Ces deux facteurs déterminent les caractéristiques des ondes internes dans le lac et la dissipation qui leur est associée. L'étude des ondes présentes dans le Lac Pavin précise la contribution de ces processus au transport et au mélange turbulent dans la colonne d'eau associés aux ondes.

*Aux grandes échelles :*

- **Identification d'éventuelles sources sous-lacustres**

La présence d'une source juste au dessus de l'interface mixolimnion – monimolimnion a été identifiée puis partiellement observée, mais encore insuffisamment caractérisée. Une intrusion peut avoir des impacts majeurs sur les flux de matière dans la colonne d'eau et sur le maintien de la méromicticité du lac, il est donc important qu'un diagnostic physique puisse contribuer à mieux caractériser les entrées d'eaux sous lacustres et leurs influences.

- **Observation du mélange saisonnier et de son rôle dans le maintien de la méromicticité**

L'objectif est de voir si la colonne d'eau du Lac Pavin décrit un cycle saisonnier en terme de mélange, stationnaire, identique chaque année, ou bien si la variabilité interannuelle des paramètres physiques et physico-chimiques est importante dans la colonne d'eau.

## ***B. Méthodologie***

Des campagnes de mesure, qui ont couvert plus d'une année, de mai 2006 à juin 2007, comprenant un cycle de mélange saisonnier, ont été réalisées afin de constituer une base de données et d'analyser la variabilité du mélange physique aux échelles intra et inter annuelles. Des mesures ont aussi été réalisées sous la glace pendant l'hiver 2006-2007.

### **1. Stratégie de mesure et présentation des appareils**

L'interface mixolimnion-monimolimnion est envisagée dans un état quasi-stationnaire et statique dans des études préalablement conduites sur le Lac Pavin ; Michard et al. (2003) envisagent seulement une vision « moyenne » à l'échelle de l'année pour le monimolimnion.

Afin d'étudier la variabilité des phénomènes physiques dans le lac, un suivi saisonnier a été mené. Les campagnes de mesure se sont déroulées mensuellement (sur 2 à 3 jours) de mai 2006 à juin 2007. Des dispositifs expérimentaux pour analyser le mélange aux différentes échelles d'espace et de temps lors des différentes campagnes. Un système de mesure en continu de la température a été installé : il est composé du LDS (Lake Diagnostic System) et de chaînes de thermomètres complémentaires. En parallèle, des profils de microstructure thermique et de conductivité ont été réalisés à l'aide du SCAMP (Self-Contained Autonomous Microprofiler) de 2 à 3 jours ont été réalisées à un rythme quasi mensuel.

#### **a) Mesure de turbulence : le SCAMP**

La réalisation de profils de SCAMP a servi à analyser la microstructure thermique et la conductivité dans le lac. Ce suivi a également été effectué en hiver, lors de la période d'englacement.



**Photo 2 SCAMP (PME)**

Le SCAMP (voir Photo 2) est un petit instrument qui se manipule aisément (fabriqué par PME, Californie). Il chute dans la colonne d'eau à une vitesse de  $0.1\text{m s}^{-1}$  et mesure la température à une fréquence de 100 Hz dans le but de résoudre les fluctuations de température à l'échelle millimétrique, suffisante pour calculer la longueur de Batchelor. L'instrument a aussi été couplé à une mesure de conductivité à petite échelle et comporte un capteur de pression. Le software fourni avec l'instrument (HOST) donne des estimations de  $\chi_\theta$  et de  $\varepsilon$  en ajustant le spectre des fluctuations de température à la forme théorique du spectre de Batchelor [Batchelor, 1959].

Les dates des différentes campagnes de mesure de microstructure ont été rassemblées dans le Tableau 2.

**Tableau 2 Date des campagnes de microstructure**

Dates de réalisation des profils
23-24 mai 2006
19-20 juin 2006
20-21 juillet 2006
25-26 septembre 2006
22-23 novembre 2006
15 février 2007
5 avril 2007
25 avril 2007
30-31 mai 2007
27 juin 2007

## b) Mesure de température en continu : le LDS

Le LDS (Lake Diagnostic System) est un système de suivi en temps réel de la stratification dans la colonne d'eau et des paramètres météorologiques.

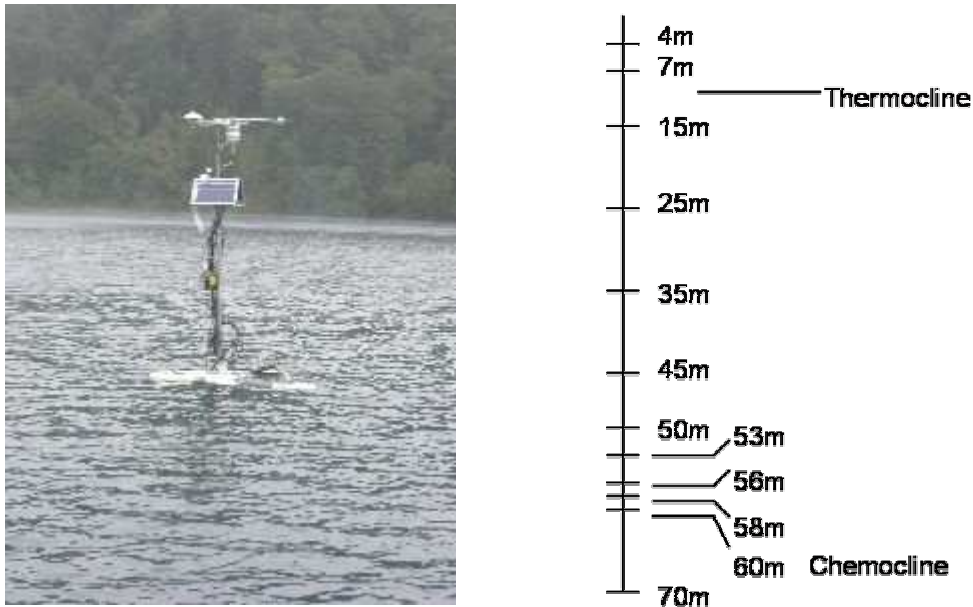


Photo 3 LDS et positionnement des thermistances. Source: Bruno Tassin

Un exemplaire spécifique au Lac Pavin a été construit. Il est composé de 12 thermistances positionnées de manière à pouvoir observer avec une meilleure résolution spatiale les fluctuations de température au niveau de la thermocline et de la chémocline. Les thermomètres ont une résolution au millième de degré, un temps de réponse de 3 secondes. Le système permet d'acquérir des données toutes les 30 secondes. Une station d'acquisition au laboratoire permet le recueil de ces données par GSM et leur traitement immédiat. La chaîne de thermistances est complétée en surface par une station météorologique complète comprenant : un anémomètre, une girouette, une mesure de l'humidité de l'air, une mesure de la radiation solaire courte et longue longueurs d'ondes. Le LDS a été installé sur le Lac Pavin du 21 juillet 2006 au 29 octobre 2006, puis retiré pendant la période d'englacement. En 2007, le LDS a été installé du 25 avril 2007 au 12 décembre 2007.

## c) Chaînes de thermistances complémentaires

Des mesures de température ont aussi été acquises en un autre point de la surface du lac à l'aide de thermomètres Aanderaa positionnés entre la surface et 20 mètres de profondeur. Ces mesures sont été acquises avec un pas de temps de 5 minutes mais leur

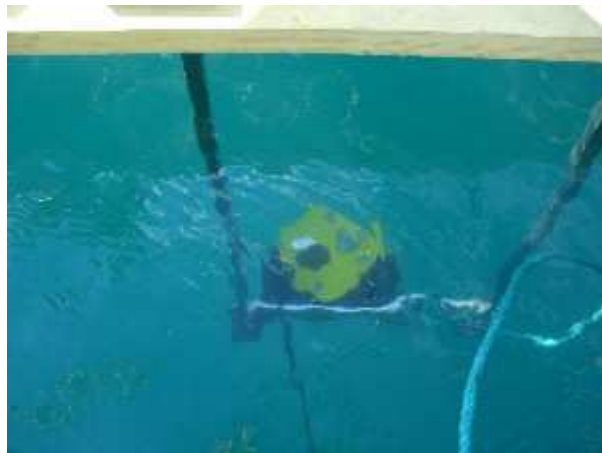


résolution est inférieure ( $0.05^{\circ}\text{C}$ ). Du fait de leur faible résolution, ces données ont été peu utilisées pour la rédaction des articles mais elles ont permis des vérifications utiles pour ce qui concerne l'étalonnage des différents appareils de mesure ainsi que pour la vérification de la réponse modale du bassin.

En dernier lieu, une surveillance hivernale à l'aide de thermomètres Starmon (Star Oddi) remet en cause la vision traditionnelle du mélange hivernal sur ce lac (voir Annexe 1). Le pas de temps d'acquisition est de 30 s et la précision de  $0.01^{\circ}\text{C}$ . La chaîne de thermomètres a été positionnée au point central du lac pendant toute la phase hivernale (du 22 novembre 2006 au 17 mars 2007). Les thermomètres étaient positionnés à des profondeurs équivalentes de celles du LDS (4m, 7m, 15m, 25m, 35m, 45m, 50m, 52m, 58m, 60m, 70m).

#### **d) Mesure de courant**

Des mesures de courant ont été réalisées le 25 septembre 2006 par un LADCP Workhorse Monitor de chez RDI (300kHz) (voir Photo 4) Il s'agit d'un appareil de mesure de vélocimétrie Doppler qui permet une mesure de courant sur l'ensemble de la colonne d'eau. Une description détaillée de l'appareil de mesure et des résultats obtenus est faite dans l'Annexe 2.



**Photo 4 LADCP Workhorse Monitor (RDI). Source: Bruno Tassin**

#### **e) Mesure en continu d'oxygène et de conductivité.**

Un dispositif de mesures en continu d'oxygène et de conductivité vient compléter la mesure de température au niveau de l'oxycline et de la chemocline. Ce dispositif a été mis en place par le LGE dans le cadre du programme METANOX. Ces mesures ont été effectuées au nord du point central du lac, aux profondeurs de 50 et 56 mètres. Ces données sont enregistrées toutes les 15 à 30 minutes. Ces mesures ont été utilisées pour la détection de la

source sous lacustre (voir Article 2) et dans le cadre de l'étude des seiches dans le lac (voir Article 3).

## **2. Analyse des données**

Les techniques d'analyse de données effectuées à partir des mesures de chacun de ces dispositifs sont décrites dans les parties « matériel et méthodes » de chacun des articles ainsi que dans la partie introductive de cette thèse, pour ce qui concerne le cadre théorique.

### **a) Modélisation**

Nous avons eu recours à des modèles conceptuels pour analyser ces mesures et progresser dans la compréhension du système.

### **b) Modélisation de l'impact de la source sous lacustre sur le flux de matière entre le monimolimnion et le mixolimnion.**

Un modèle simple unidimensionnel de diffusion, prenant en compte les modifications de la diffusivité turbulente en présence et en l'absence de source sous-lacustre au dessus de la chémocline, a été développé. L'effet sur le flux de matière entre le monimolimnion et le mixolimnion est analysé. Le modèle est décrit dans l'Article 2.

### **c) Modélisation à 2 dimensions des ondes internes en fonction de la topographie et de la stratification.**

Une implémentation d'un modèle bidimensionnel [Munnich, 1996] des ondes stationnaires a été effectuée. Le modèle résout un problème aux valeurs propres et détermine les modes propres d'oscillation d'un bassin à deux dimensions (dimensions horizontale et verticale). Fréquemment utilisé dans le cas de stratification constante [Maas et Lam, 1995], [Munnich, 1996], le modèle a été utilisé pour la stratification double du Lac Pavin. Des analyses de résultats de ce modèle dans le cas d'une stratification variable avaient été effectuées pour étudier les ondes internes dans un bassin par [Fricker et Nepf, 2000]

## **C. Principaux Résultats**

En reprenant l'ordre des objectifs évoqués, nous reprenons de manière synthétique les principaux résultats obtenus. Ils sont présentés de manière détaillée dans les articles.

## **1. Une quantification de la turbulence dans la colonne d'eau (Article 1)**

**L'étude menée permet une quantification de la dissipation et de la diffusivité diapycnale par des méthodes physiques.**

L'étude de la microstructure thermique et de la conductivité permet une quantification de la dissipation dans la colonne d'eau. La dissipation est plus forte dans la région de la thermocline mais aussi de la chémocline et remet en cause la vision « statique » de cette partie du lac.

Les coefficients de diffusivité turbulente verticaux (ou  $K_z$ ) sont calculés par des méthodes physiques (spectre de Batchelor et longueurs de Thorpe) à partir des mesures de microstructure thermique. Une comparaison est effectuée par rapport à la diffusivité verticale à l'échelle du bassin.

**Un modèle intermittent de la colonne d'eau remplace le précédent modèle statique. Mise en évidence d'une variabilité intra et inter-annuelle du mélange turbulent.**

Les mesures de turbulence présentent une forte intermittence à des échelles de temps de l'ordre du quart d'heure. Cela étant, des tendances inter et intra annuelles significatives dans la caractérisation du mélange du lac sont observées. De mai 2006 à juin 2007, la colonne d'eau est de plus en plus instable. Les variations enregistrées à l'intérieur du lac se répercutent à l'échelle du bassin. Les processus physiques à l'origine des structures fines observées en 2006 et 2007 sont analysés.

### **Des instabilités majoritairement de nature convective dans le mixolimnion**

Pendant la deuxième moitié de l'année 2006, l'apparition d'une stratification saline au dessus de la chémocline produit des conditions favorables à de la double diffusion ( $R_p < 10$ ). L'année 2007 présente un hypolimnion globalement plus instable, marqué par la disparition des conditions double-diffusives. Une analyse des caractéristiques des instabilités sur les profils de microstructure montre qu'elles sont majoritairement dues à de la convection.

**Le calcul des diffusivités diapycnales avec leurs intervalles de confiance pour une modélisation à une dimension des processus biogéochimiques dans le lac**

Cet aspect fait actuellement l'objet d'une collaboration avec le LGE, avec utilisation du modèle AQUASIM [Reichert, 1994] et les résultats sont en cours.

## **2. Rôle d'une source au-dessus de la chémocline pour le maintien de la méromicticité et la détermination du mélange hivernal (Articles 1 et 2)**

### **Caractérisation de la source sous-lacustre**

La présence d'une intrusion sous lacustre de température plus basse que les eaux du mixolimnion et de faible conductivité, entre 50 et 55 mètres de profondeur, est mise en évidence à partir des mesures physiques. Cette source peut contribuer à reformer les gradients présents à la chémocline en apportant de l'eau de caractéristique proche du mixolimnion au voisinage de l'interface mixolimnion-monimolimnion. Pendant l'année 2007, l'analyse des enregistrements thermiques met en évidence la remontée d'un panache par convection, lié à l'intrusion sous-lacustre. Cette source augmente alors la stabilité de la colonne d'eau au niveau de la chémocline tout en augmentant le mélange au dessus, par convection saline.

### **Interaction entre la source et le maintien de la méromicticité**

Lorsque la source n'est pas détectable, le gradient salin à la chémocline a tendance à s'éroder par diffusion. Cette diffusion crée une barrière haline au-delà de la chémocline s'opposant à la plongée des eaux en hiver. En l'absence de cette source et sans tenir compte des facteurs chimiques contribuant au maintien de la méromicticité ni de l'apport de composés dissous réduits au fond du monimolimnion, ce phénomène engendrerait à long terme une uniformisation progressive des eaux du lac et une perte de la méromicticité. La présence de cette source participe donc à la détermination et à la stabilisation de la profondeur de l'interface entre le mixolimnion et le monimolimnion et au maintien du caractère méromictique du lac. L'utilisation du modèle montre que les flux de matière du monimolimnion vers le mixolimnion sont réduits en présence de la source.

## **3. Observation du mélange hivernal (Articles 1, 2, et Annexe 1)**

### **Estimation et variabilité de la profondeur de mélange**

La profondeur atteinte par le mélange au printemps et à l'automne a un effet déterminant sur la stratification du lac l'année qui suit et donc sur la turbulence dans la colonne d'eau. Le mélange hivernal homogénéise jusqu'à la profondeur de mélange les paramètres physico-chimiques dans la colonne d'eau et s'oppose à la diffusion saline du monimolimnion vers le mixolimnion en renforçant les gradients à la chémocline. Les profils

thermiques et de conductivité des mois de mai 2006 et 2007 sont révélateurs de la forte variabilité de la stabilité de la colonne d'eau liée au mélange hivernal.

De plus, la profondeur du mélange apparaît comme étant différente au printemps et à l'automne, ce qui constitue une information nouvelle pour la compréhension du fonctionnement du plan d'eau.

#### **4. Les ondes internes dans le lac (Article 3)**

##### **Des mouvements verticaux significatifs à la chémocline.**

Les mouvements verticaux liés aux ondes internes sont quantifiés, particulièrement à la thermocline et à la chémocline, et confrontés aux résultats d'un modèle linéaire bidimensionnel (voir IV.B.2.c)). L'ensemble du lac doit être représenté comme un système dynamique et l'interface mixolimnion-monimolimnion ne constitue pas un couvercle rigide. Cela impose de travailler rapidement pour les prélèvements au voisinage de la chémocline compte tenu de la période et de l'amplitude.

##### **Observation de modes baroclines élevés**

La présence de la chémocline conditionne l'existence de modes baroclines élevés dans le lac. La thermocline et la chémocline fixent indépendamment les périodes associées aux modes propres de résonance du bassin, ce qui double le nombre de modes observables. Ainsi nous avons pu identifier des périodes sur les spectres de fluctuations de température qui correspondent à un mode vertical trois au minimum. L'observation de modes baroclines aussi élevés dans un lac est relativement rare (exemple [Vidal et al., 2005]).

##### **La chémocline, « filtre » de la réponse modale du bassin**

La chémocline se comporte comme un filtre des fréquences propres du bassin. Les pics du spectre des fluctuations de température correspondant aux modes propres d'oscillation du bassin sont renforcés à la chémocline.

##### **Une morphométrie favorable à la réflexion supercritique des ondes**

La morphométrie abrupte du Lac Pavin influence le spectre des fluctuations de température. Les spectres de fluctuations de température présentent une fréquence de coupure plus faible que la fréquence de Brunt-Väisälä dans la colonne d'eau. Cette fréquence de coupure se produit à la fréquence critique si l'on considère la morphométrie du lac.

##### **Utilisation de données biogéochimiques pour analyser les ondes**

L'utilisation de mesures d'oxygène dissous et de conductivité montre que les fréquences propres de résonance du bassin sont aussi présentes sur ces données de

conductivité et d'oxygène. Ces données peuvent être utilisées préférentiellement aux enregistrements de température dans ces zones de fort gradient de conductivité et d'oxygène.

## **D. Conclusion et Perspectives**

### **1. Conclusion**

Les résultats de cette thèse apportent de nouveaux éléments sur le fonctionnement physique du Lac Pavin en terme de variabilité et d'intermittence du mélange. Des mesures de microstructure à petites échelles de temps et d'espace ont permis de mettre en évidence des processus de nature convective dans la partie inférieure du mixolimnion à l'origine d'une variabilité du mélange physique à ces profondeurs. Les estimations antérieures du mélange diapycnal doivent être reconsidérées pour une modélisation plus réaliste des processus de mélange et du fonctionnement de l'écosystème à l'échelle interannuelle. Ce travail met donc en évidence l'intérêt de constituer des bases de données concernant le mélange turbulent à différentes périodes de l'année et sur toute l'étendue d'un plan d'eau pour acquérir une vision fine des processus à l'œuvre et de la variabilité du système.

L'étude de la microstructure lors de campagnes ponctuelles complète la surveillance en continu du plan d'eau qui a permis de mettre en évidence l'existence d'une source sous-lacustre présente de façon intermittente dans le bas du mixolimnion. Cette source détermine vraisemblablement la profondeur de l'interface entre le mixolimnion et le monimolimnion, en influant sur la profondeur du brassage saisonnier et semble être une des composantes majeures du maintien de la méromicticité du lac. Ces observations nouvelles concernant le fonctionnement physique du lac ont notamment été rendues possibles grâce à des mesures de température de très haute précision, en continu.

Enfin, les ondes internes génèrent des mouvements verticaux d'amplitude non négligeable à la thermocline, mais aussi à la chémocline. Le comportement dynamique de la colonne d'eau dans son ensemble pose la question des prélèvements et des échantillonnages chimiques et biologiques à ces profondeurs. La morphométrie particulière du Lac Pavin en fait également un terrain privilégié pour l'étude des phénomènes de réflexion critique ou supercritique, ce qui mériterait des investigations plus poussées.

### **2. Perspectives et questions en suspens**

Concernant l'étude des ondes internes dans le Lac Pavin, le sujet est riche et mériterait que le lac soit considéré comme un « laboratoire grandeur nature » pour que différentes expériences soient menées. Dans un premier temps, des mesures de courant plus adaptées pourraient permettre une vérification plus fine sur la verticale des différents modes baroclines

observés. La présence d'une double pycnocline sur quelques dizaines de mètres de distance constitue une particularité remarquable de ce plan d'eau et permet d'observer des modes baroclines élevés. Le modèle employé prédit la persistance des oscillations dues aux ondes internes au niveau de la chémocline en période hivernale (lorsque le mixolimnion n'est pas stratifié), ce qui pourrait être vérifié à l'aide de thermistances de haute précision.

Un traitement plus complet des mesures de microstructure, en relation avec le phénomène de réflexion critique et supercritique des ondes le long des pentes, pourrait également être envisagé dans ce lac aux parois très raides, et mené en parallèle des observations des propagations d'ondes par des thermistances ou des mesures de courant. Il serait intéressant d'estimer en terme de dissipation quelle est l'influence des pentes abruptes sur le mélange au centre du lac et à proximité des berges. Des évaluations de la dissipation par des spectres de fluctuations de température ou de cisaillement de courant pourraient être envisagées et comparées aux résultats de mesures de microstructure. Elles serviraient à valider des estimations théoriques ou à développer des paramétrisations de la turbulence due aux ondes de gravité plus adaptées à des milieux naturels fortement encaissés.

Concernant la source sous-lacustre, il est à présent nécessaire de localiser son origine, de la caractériser de façon plus complète en terme de débit, d'intermittence et de conductivité. Le panache convectif créé dans la colonne d'eau du lac pourrait être étudié en d'autres points du lac pour avoir une vision plus précise de son étendue. Des expériences de traçage chimique complèteraient cette approche en validant ou infirmant l'hypothèse « creux du Soucy » concernant l'origine de la source.

Enfin, le monimolimnion reste une grande zone d'ombre du point de vue physique. Il serait sans doute nécessaire d'y effectuer des mesures plus spécifiquement. La propagation d'ondes pourraient y être assez fortement non linéaire en raison de la stratification élevée jusqu'au fond du lac et de la présence des pentes, ce qui aurait des conséquences notables sur les flux biogéochimiques à l'interface eau - sédiment. L'Annexe 2 met par ailleurs en évidence la possible présence de bulles dans ce compartiment du lac, susceptibles d'influer sur le transport dans l'ensemble de la colonne d'eau. Assayag et al. (à paraître) suggèrent que le monimolimnion puisse échanger des gaz dissous avec le mixolimnion sous forme de bulles. L'Annexe 2 sur les mesures d'ADCP montre que le signal acoustique est dispersé dans le monimolimnion. D'autres éléments, également évoqués dans l'Annexe 2, sont en faveur de la présence de bulles entre le monimolimnion et le mixolimnion. De nouvelles mesures d'ADCP ou à l'aide d'un échosondeur permettraient d'éclaircir ce dernier point. La dynamique du mélange dans le monimolimnion pourrait être fortement influencée si cette hypothèse était



vérifiée. La remontée de bulles jusqu'aux profondeurs du mixolimnion affecterait notablement le mélange turbulent. Ainsi certains phénomènes de mélanges incomplets observés sur les profils de microstructure pourraient être dus aux remontées de bulles du monimolimnion dans le mixolimnion. Il serait intéressant de tester cette hypothèse au regard des caractéristiques dynamiques lors de la remontée des bulles. Le lac Pavin pourrait, malgré sa taille réduite, être un terrain d'étude assez similaire à la Mer Noire, et donc présenter l'intérêt d'avoir une taille plus réduite pour laquelle des phénomènes physiques complexes sont plus faciles à étudier que dans un milieu de plus grande taille.

Enfin, la forte variabilité du mélange et son intermittence pose la question centrale de sa paramétrisation dans le cadre d'une modélisation biogéochimique en limnologie et plus généralement pour toute modélisation biogéochimique en milieu aquatique. AQUASIM [Reichert, 1994], modèle utilisé dans le cadre du programme METANOX, est un solveur d'équations qui prend compte les cinétiques réactionnelles des principales réactions chimiques et biologiques dans le lac (cinétiques de type Michaelis Menten). Habituellement et pour ce type de modélisation, les géochimistes utilisent des  $K_p$  moyennés sur l'année pour ce type de modélisation [Aechbach-Hertig, 2002] et ne prennent pas en compte l'intermittence du phénomène turbulent. De plus, la plupart de ces cinétiques ont pour hypothèse préalable un état stationnaire des réactions. Or, justement, la turbulence dans la colonne d'eau ne présente pas d'état stationnaire. Certaines cinétiques réactionnelles présentent des temps de réaction qui sont de l'ordre de quelques minutes et se produisent donc à des échelles de temps comparables à celles de la variabilité de turbulence. Deux questions essentielles demeurent donc à ce jour pour transférer à la modélisation les données intermittentes de la turbulence :

1. Est-il nécessaire (et si oui comment ?) d'introduire un  $K_p$  intermittent dans la modélisation ?
2. Faut-il tenir compte de cette intermittence dans les phénomènes d'uptake par le phytoplancton ?

Concernant le premier point, des tests sont actuellement en cours avec le modèle AQUASIM. Ils permettront de caractériser la sensibilité du modèle à l'intermittence de la diffusivité diapycnale, et de déterminer les échelles spatiales et temporelles de l'échantillonnage à partir desquelles cette intermittence a un impact sur la modélisation en biogéochimie.

Malgré sa petite taille et sa relative protection de vents forts, le Lac Pavin est donc apparu lors de cette étude à la fois comme un environnement complexe et fascinant, où interviennent de multiples processus physiques différents, selon la période de l'année. Le lac,

qui semble si immuablement « identique à lui-même » en surface, recèle en profondeur une variabilité étonnante.

## **V. Influence des ondes de Rossby sur la concentration en chlorophylle de surface au large du Pérou**

Changement d'échelle, changement de décor ... Le cadre de ce travail de thèse est maintenant celui des eaux poissonneuses au large du Pérou dans l'hémisphère sud. L'exposé qui suit est volontairement assez didactique, s'adressant en particulier au limnologue peu familier à la fois aux questions liées aux ondes de Rossby (observables dans l'océan et l'atmosphère mais pas dans les lacs qui sont trop petits!) ainsi qu' à l'utilisation des observations par satellite.

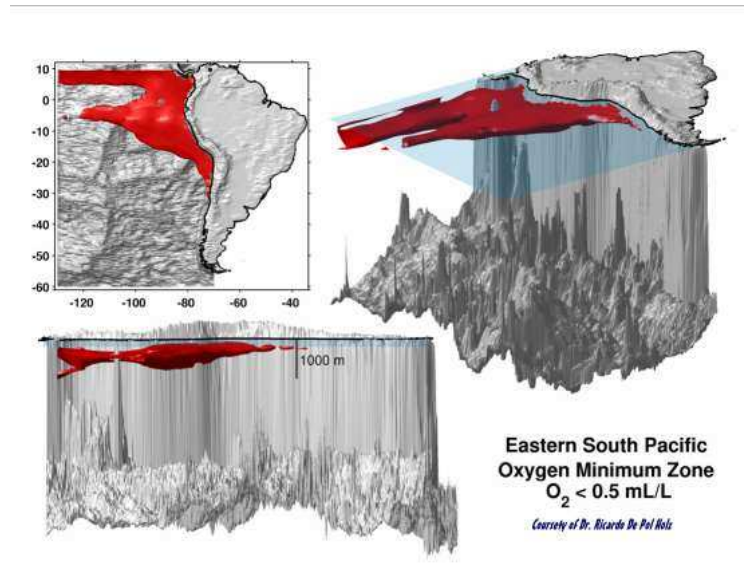
### ***A. Introduction***

#### **1. La productivité primaire dans l'upwelling du Pérou-Chili**

La région océanique au large du Pérou et du Chili est caractérisée par une productivité primaire très élevée. Nous présenterons dans ce paragraphe les raisons majeures de cette forte productivité, ses caractéristiques puis nous nous intéresserons aux conséquences de cette productivité sur l'écosystème, particulièrement en subsurface.

Les régions de courants de bord Est sont extrêmement productives, représentant 5% de la production primaire océanique et environ 17% des prises de poissons [Pauly et Christensen, 1995]. Cette forte productivité est liée à des vents allant vers l'équateur qui produisent un upwelling, c'est-à-dire une remontée d'eaux froides, qui se traduisent par une remontée des isohalines et des isothermes à proximité des côtes [Puillat et al., 2004]. Ces eaux froides sont plus chargées en nutriments que les eaux de surface et parviennent par ce mécanisme jusqu'à la zone euphotique. Le système de courants du Pérou-Chili (aussi connu sous le nom de système de Humboldt) est le plus productif parmi les systèmes de courants de bord Est en terme de prises de poissons [Strub et al., 1998], [Carr, 2002].

La forte productivité qui accompagne le phénomène d'upwelling entraîne une forte activité de reminéralisation en subsurface de la matière organique produite et donc un appauvrissement de la concentration en oxygène en subsurface (voir Figure 17). Au large des côtes du Pérou et du Chili, une large zone déficitaire en oxygène s'étend de l'Equateur jusqu'au centre du Chili (35°S) [Paulmier et al., 2006]. Sa variabilité dépend à la fois de facteurs physiques (relatifs au renouvellement de la masse d'eau) mais également de l'activité biologique (par les organismes photosynthétiques et l'activité microbienne propre aux zones pauvres en oxygène).



**Figure 17 La Zone de Minimum d'Oxygène dans l'upwelling du Pérou et du Chili**

Par ailleurs, la variabilité interannuelle de la production primaire est forte dans cette région car elle est sujette au phénomène El Niño. Le phénomène El Niño (ENSO : El Niño Southern Oscillation) se traduit notamment par un approfondissement de la thermocline près des côtes de l'Amérique du sud [Strub et al., 1998], l'upwelling diminue et on constate un ralentissement de la productivité primaire au large des côtes du Pérou et du Chili [Thomas et al., 2001], [Carr et al., 2002], [Ulloa et al., 2001]. Ce phénomène se produit de façon irrégulière (en moyenne tous les 2 à 7 ans) et sa relaxation, appelée La Niña, se traduit en revanche par une augmentation de la productivité primaire.

Le cycle saisonnier, lui, est marqué par une production primaire plus importante en hiver, où les vents sont plus favorables à l'upwelling. Mais il diffère notablement selon la distance à la côte de l'observation.

## 2. Les ondes de Rossby en océanographie

La première partie de ce manuscrit est consacrée à l'étude des ondes internes de gravité dans les lacs. Les ondes de Rossby ont en commun avec les ondes d'inertie gravité qu'elles transportent l'énergie sur de longues distances. Cependant, il semble nécessaire de faire un bref rappel des caractéristiques générales de ces ondes pour introduire la suite de l'étude.

Les ondes de Rossby sont des mouvements ondulatoires de la circulation océanique de grande longueur d'onde dont l'initiation est liée à la variation de la force de Coriolis selon la latitude. La vitesse de phase est toujours rétrograde, c'est à dire vers l'ouest, alors que la vitesse de groupe peut être dans l'un ou l'autre sens. Tout comme pour les ondes internes de gravité, il existe des ondes de Rossby barotropes et baroclines selon la structure verticale de la

densité dans la colonne d'eau. Les ondes de Rossby ont la propriété de conserver la vorticité potentielle  $q$ , définie par (voir Equation 63) :

$$q = \zeta + f + f_0 \partial_3 (N^{-2} b)$$

**Equation 63**

Où  $\zeta$  est la vorticité relative (définie comme le rotationnel de la vitesse des courants),  $f$  le paramètre de Coriolis,  $f_0$  le paramètre de Coriolis de référence et  $N$  la fréquence de Brunt-Väisälä.

La vorticité potentielle change en fonction de la latitude, de la vitesse de rotation de la colonne d'eau et de la stratification. Elle est conservée le long du mouvement en l'absence de forçage et de dissipation [Pedlosky, 1987]. Cela est vrai dans l'océan pour les fluctuations à grande échelle (comprises entre 50 et 1000km) et basse fréquence ( $T \gg f^{-1}$ ).

La façon classique de résoudre l'Equation 63 consiste à effectuer l'approximation quasi-geostrophique (plan  $\beta$ ). Dans ce cas, on a à l'ordre le plus bas :

$$\zeta = \frac{\partial_\alpha \partial_\alpha p}{f_0 \rho_0}$$

**Equation 64**

L'hypothèse hydrostatique et l'approximation du plan  $\beta$  permettent d'écrire l'Equation ci dessous :

$$\partial_t (\partial_\alpha \partial_\alpha + f_0^2 \partial_3 N^{-2} \partial_3) p + \beta \partial_1 p = 0$$

**Equation 65**

La recherche de solutions sous la forme  $p = p_0 e^{i(kx + mz - \omega t)}$  permet d'obtenir la relation de dispersion des ondes de Rossby :

$$\omega_n = \frac{-\beta k}{k^2 + m^2 + R_n^{-2}}$$

avec  $R_n^2 = g h_n / f_0^2$ ,  $h_n$  une hauteur caractéristique, dépendant de la stratification. Pour le mode barotrope,  $R_1^2 = gH / f^2$  où  $H$  est la hauteur totale de la colonne d'eau.

Les ondes de Rossby apparaissent en réponse au forçage par le vent ou à cause des variations topographiques. Ces variations diminuent l'épaisseur de la couche océanique en cas d'obstacle. La vorticité potentielle augmente alors, ayant pour effet d'induire un déplacement de la colonne d'eau vers une latitude plus équatoriale. Après avoir passé l'obstacle, le fluide va au contraire être forcé vers une latitude plus polaire. Les particules se mettent donc à

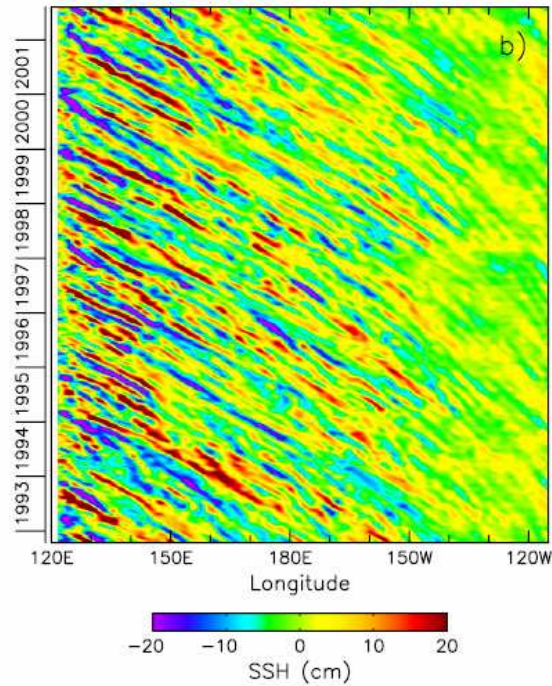
osciller d'avant en arrière autour de la latitude d'équilibre et la configuration du tourbillon maximum et minimum se propage vers l'ouest.

En pratique, les ondes de Rossby se traduisent par des variations du niveau de la mer de l'ordre de 10 cm en surface avec des vitesses de propagation variant entre 30 cm/s et 1 cm/s entre l'équateur et les pôles. Ces anomalies de hauteur de la mer sont d'autant plus marquées dans le Pacifique à proximité de l'équateur et du bord Est [Chelton et Schlax, 1996]. Les variations verticales de profondeur de la thermocline et de la nutricline liées aux ondes de Rossby sont de l'ordre de la dizaine de mètres. Le mode barocline 1 est le mode le plus énergétique en moyenne autour du globe [Chelton et Schlax, 1996].

### **3. Les ondes de Rossby et la détection satellite**

L'observation par satellite de l'océan a, de façon générale, permis de grandes avancées concernant l'observation des phénomènes en raison de la très bonne couverture spatiale et temporelle des satellites. Si certaines mesures satellitaires sont limitées par le fait que le satellite ne mesure que la grandeur en surface (c'est le cas par exemple pour la concentration en chlorophylle de surface mesurée par la couleur de l'eau), de nouvelles mesures grandes échelles sont apparues comme la mesure de la hauteur de la mer (auparavant les marégraphes existaient mais ne mesuraient la hauteur de l'eau qu'en zone côtière) et la mesure grande échelle de la température de surface (SST) par exemple. On peut à présent mesurer des anomalies de hauteur de la mer de l'ordre du centimètre.

Dans l'océan, l'observation des ondes de Rossby a été rendue possible récemment grâce au satellite altimétrique Topex Poséidon. On a pu ainsi déterminer expérimentalement la vitesse de phase de ces ondes en fonction de la latitude et les comparer avec les estimations théoriques [Chelton et Schlax, 1996]. Sur des diagrammes longitude-temps, on observe des propagations vers l'ouest des anomalies de hauteur de la mer, plus rapides à latitudes plus équatoriales.



**Figure 18 Diagramme Longitude - temps d'anomalies de la hauteur de la mer à 24°N dans le Pacifique (données Topex-ERS filtrées). D'après [Chelton et al., 2006]**

L'observation de signaux se propageant vers l'ouest et de caractéristiques similaires aux ondes de Rossby sur la concentration en chlorophylle de surface est apparue quelques années après, avec l'utilisation des images satellitaires de couleur de l'eau [Cipollini, 2001], [Dandonneau et al., 2003], [Killworth, 2004]. Ces observations ont en commun de concerner les gyres oligotrophes (où la productivité primaire est faible), pas les régions côtières.

L'objectif de la première année de thèse a consisté à analyser l'impact des propagations des ondes de Rossby à proximité de la côte, dans la zone de forte productivité de l'upwelling du Pérou, ainsi que le mécanisme d'action de ces ondes sur le signal de chlorophylle de surface.

## ***B. Influence des ondes de Rossby sur la distribution spatiale de la chlorophylle de surface dans l'upwelling du Pérou-Chili***

### **1. Objectifs du travail :**

Ce travail s'inscrit dans le cadre d'une modélisation couplée physique-biogéochimie capable de reproduire correctement la variabilité spatiale et temporelle des principaux paramètres biogéochimiques de l'upwelling du Pérou-Chili. Le projet a été financé par l'ATI

Humboldt 2003-2006<sup>4</sup> dont l'objectif est mieux comprendre les paramètres environnementaux influant sur la variabilité de l'abondance de poissons pélagiques (par exemple sardines, anchois) dans l'upwelling du Pérou - Chili.

Le modèle couplé physique-biogéochimie à trois dimensions ROMS-PISCES [Echevin et al., soumis] a été utilisé.

ROMS (Regional Ocean Modelling System, [Shchepetkin and Mc Williams, 2005] est un modèle régional dit « à frontières ouvertes » qu'on peut forcer aux bords avec les sorties d'un modèle global (dans ce cas le modèle de circulation globale ORCA au ½ degré°).

PISCES est un modèle biogéochimique « en boîtes », de type NPZD (Nutrients Phytoplankton Zooplankton Detritus), capable de simuler l'évolution des principaux paramètres de l'écosystème marin. Il comprend deux classes de phytoplancton (nanophytoplancton et diatomées), deux classes de zooplancton (grande et petite tailles), les nitrates, l'ammonium, les phosphates, le fer, les silicates, le cycle du carbone avec notamment sa présence dans la matière organique dissoute et particulaire.

La zone déficitaire en oxygène présente en subsurface dans l'upwelling du Pérou-Chili a indéniablement un rôle essentiel dans le fonctionnement de l'écosystème de la région (voir V.A.1). La diminution de l'oxygène réduit les processus de nitrification dans cette zone, ouvrant la voie à d'autres voies métaboliques d'oxydation en condition de faible concentration en oxygène, comme par exemple la sulfato-réduction. Il est donc nécessaire de développer de nouvelles paramétrisations adaptées à la zone, en conditions faiblement oxygènes.

Ces nouvelles paramétrisations propres ont vocation à être réintégrées dans des études biogéochimiques de l'océan global. En effet, il existe d'autres zones de minimum d'oxygène autour du globe et l'évolution actuelle est à l'augmentation et au renforcement de celles-ci.

Nous avons dit que l'upwelling du Pérou présente une forte variabilité interannuelle. Etant donné le petit nombre de publications de biogéochimie portant sur la région, il était nécessaire de décrire avec des données récentes la variabilité saisonnière de la productivité primaire, ce qui a fait l'objet de ma première année de thèse.

## **2. Stratégie utilisée**

Le choix a été fait de commencer à s'intéresser aux observations satellites pour avoir une bonne couverture spatiale et temporelle de la zone d'upwelling. A proximité des côtes,

---

<sup>4</sup> Coordonnée par Pierre Soler (IRD, Pérou)



ces données n'ont pas une bonne fiabilité car elles sous estiment la concentration en chlorophylle [Hooker et McClain, 2000] Plus au large, nous avons vérifié que les données étaient valides en comparaison aux données in situ.

### **a) Données utilisées**

Des séries temporelles issues des observations de différents satellites -SeaWiFS (NASA), Topex-Poseidon (produit AVISO), AVHRR - ont été utilisées pour analyser la variabilité inter et intra-annuelle observée respectivement sur la chlorophylle de surface, la hauteur de la mer et la température de surface. Des données de marégraphes ont complété le jeu de données à proximité des côtes.

Les différents traitements faits en terme de filtrage et d'analyse spectrale sur les données sont décrits dans la section «matériel et méthodes » de l'Article 4.

### **b) Modélisation conceptuelle**

Nous avons utilisé le modèle conceptuel de Killworth et al. (2004), qui teste par quels mécanismes les ondes de Rossby agissent sur la chlorophylle. Ce modèle relie les anomalies de chlorophylle aux anomalies de hauteur de la mer dues aux ondes de Rossby, ainsi que leur déphasage Trois mécanismes principaux y sont testés : Les hypothèses d'advection nord-sud de chlorophylle par l'onde dans un gradient moyen, l'upwelling vertical de nitrate, qui est ensuite converti en chlorophylle par la pompe biologique, l'advection verticale de chlorophylle elle-même.

## **3. Principaux résultats**

### **Mise en évidence de l'impact des ondes de Rossby sur la concentration en chlorophylle de surface dans l'upwelling du Pérou (Article 4)**

L'étude met en évidence que la propagation vers l'ouest d'anomalies de concentration en chlorophylle de surface est en relation avec des anomalies de hauteur de la mer liées aux ondes de Rossby dans la région. Ces co-propagations entraînent des pics de chlorophylle visibles à partir d'environ 2° de la côte et se propageant vers l'ouest. L'analyse spectrale conclut que les caractéristiques spatio-temporelles du signal sont corrélées aux ondes de Rossby intra-annuelles, ayant une période de l'ordre de 90 jours.

### **Quantification de l'influence des ondes de Rossby sur le signal en chlorophylle (Article 4)**

L'étude montre que 8% de la variabilité totale en chlorophylle est expliquée par les ondes. Si l'on retire le signal saisonnier (très fort dans l'upwelling du Pérou [Echevin et al., soumis], approximativement la moitié de la variabilité du signal de chlorophylle de surface est expliquée par le passage des ondes dans l'upwelling, ce qui est considérable.

**En terme de mécanisme, l'advection horizontale liée aux ondes est majoritairement responsable du phénomène observé (Article 4)**

Le modèle conceptuel utilisé montre que les anomalies de chlorophylle observées sont correctement reproduites si on considère l'advection Nord - Sud de chlorophylle dans le gradient moyen Nord - Sud existant du fait de l'inclinaison de la côte péruvienne.

Le paquet de tourbillons lié aux ondes de Rossby se déplace vers l'ouest à la vitesse de propagation de l'onde, ce qui a pour conséquence que la chlorophylle est aussi transportée vers l'Ouest. Considérant le temps de persistance d'un patch de chlorophylle qui est d'environ 3 semaines dans l'océan, le passage d'une onde de Rossby peut donc accroître l'extension de la zone de forte productivité d'environ 200 km, ce qui explique en partie la variabilité spatiale de la langue de chlorophylle au large de l'upwelling du Pérou à l'échelle intra-annuelle.

#### **4. Conclusion et perspectives**

Ce travail sur les ondes de Rossby dans l'upwelling donne une nouvelle vue sur les facteurs influant sur la concentration en chlorophylle de surface dans l'upwelling (ici un facteur lié à la dynamique dans la région). Mais il ne s'agit que d'une étape dans l'analyse de la variabilité temporelle et spatiale du fonctionnement de l'écosystème dans la région. Les données in situ collectées lors des campagnes à la mer de l'IMARPE (Institut de la mer du Pérou) donnent de précieuses informations sur le fonctionnement biogéochimique en subsurface auxquelles l'observation satellite ne permet pas d'accéder.

La simulation numérique du phénomène advectif de chlorophylle par les ondes de Rossby dans l'upwelling à l'aide du modèle couplé ROMS-PISCES est une suite logique des observations qui ont été menées dans le cadre de ce travail. Cette approche de modélisation couplée n'a pour le moment pas été publiée ni à l'échelle globale, ni à l'échelle régionale. Sa réalisation permettrait sans doute de progresser dans la connaissance du mécanisme par lequel les ondes agissent sur la concentration en chlorophylle en surface. Les propagations des ondes de Rossby peuvent également avoir un impact sur le transport d'autres paramètres biogéochimiques. Il semble notamment que l'extension de la zone de minimum d'oxygène soit aussi liée dans la zone à ces propagations d'ondes [Dewitte et al., 2006].

# Annexe 1 Le brassage saisonnier dans le Lac Pavin au cours de l'hiver 2006-2007.

## ***A. Conditions d'observation***



**Photo 5 Le lac Pavin englacé (le 15 février 2007). Source: Bruno Tassin**

Le mélange hivernal a été observé à l'aide de thermomètres Starmon accrochés à un câble (voir IV.B.1.c). Ces thermomètres sont restés sous la glace et ont acquis des données du 22 Novembre 2006 au 17 Mars 2006. L'hiver a été assez doux jusqu'à la mi-janvier et la surface a connu un cycle de réchauffement puis refroidissement créant des cycles de gel et dégel en surface. La mission du 15 février 2007 n'a d'ailleurs pas pu s'effectuer en marchant sur la glace, la glace était ramollie bien qu'assez épaisse (voir Photo 5).

## ***B. Les observations***

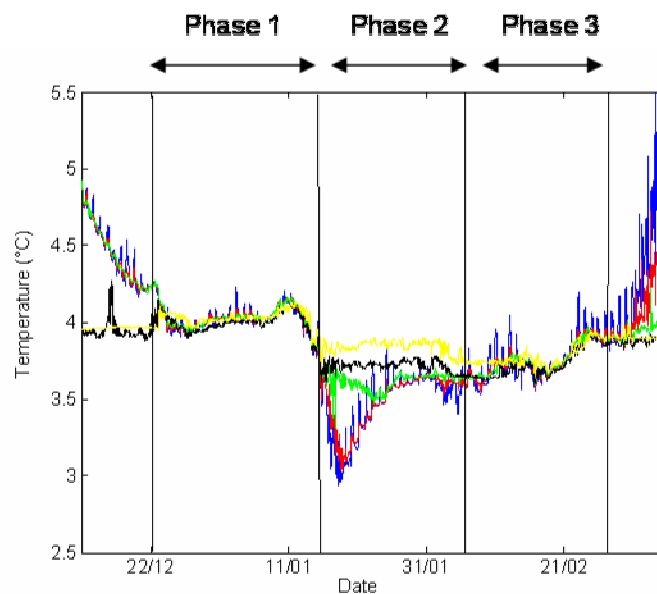
### **1. Des profondeurs de mélange différentes au printemps et à l'automne**

La Figure 19 permet d'observer le mélange saisonnier dans la partie du lac la plus proche de la surface. Les enregistrements font apparaître le cycle nyctéméral de réchauffement et de refroidissement. Cela se traduit par un signal de périodicité 24h sur les thermomètres les plus proches de la surface.

Le mélange saisonnier peut être divisé en trois phases (voir Figure 19) :

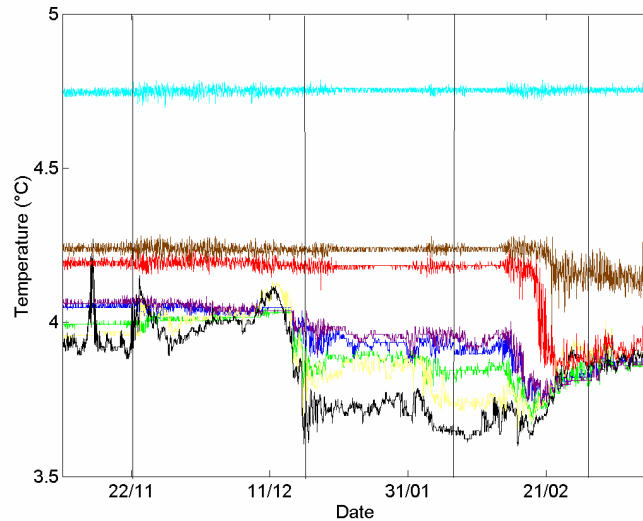
- Phase 1 : Homogénéisation des températures.
- Phase 2 : Mise en place d'une stratification inverse.
- Phase 3 : Homogénéisation des températures.

Ces trois phases définissent bien un régime dimictique. La phase 1 et la phase 3 ne sont tout de même pas strictement identiques : la phase 1 présente des températures au dessus de la température de maximum de densité pendant toute sa durée tandis que la phase 3 peut être subdivisée en deux phases (une première phase pendant laquelle la température est inférieure à la température de maximum de densité et une seconde pendant laquelle la température est égale à la température de maximum de densité).



**Figure 19** Mélange saisonnier enregistré par les thermomètres Starmon dans la partie supérieure du mixolimnion. Bleu: 4m, Rouge: 7m, Vert: 15m, Noir: 25m, Jaune: 35m

Les mêmes trois phases se retrouvent en profondeur, même si le mélange s'y produit de façon différente (voir Figure 20) :



**Figure 20 Mélanges saisonniers enregistrés par les thermomètres dans la partie inférieure du mixolimnion et dans le monimolimnion. Noir : 25m, Jaune : 35m, Vert : 45m, Bleu : 50m, Violet : 52m, Rouge : 58m, Marron : 60m, Cyan : 70m**

Dans le bas du mixolimnion, la phase 1 et la phase 3 diffèrent également : la phase 1 est caractérisée par un mélange qui n'affecte justement que la partie supérieure du mixolimnion cette année-là (jusqu'à une profondeur comprise entre 35 et 45 m) ; la phase 3 au contraire conduit à mélanger la colonne d'eau jusqu'à la profondeur de la chémocline, puisqu'on voit un impact du mélange même pour le thermomètre placé à 60m de profondeur.

## 2. Visualisation des périodes d'englacement

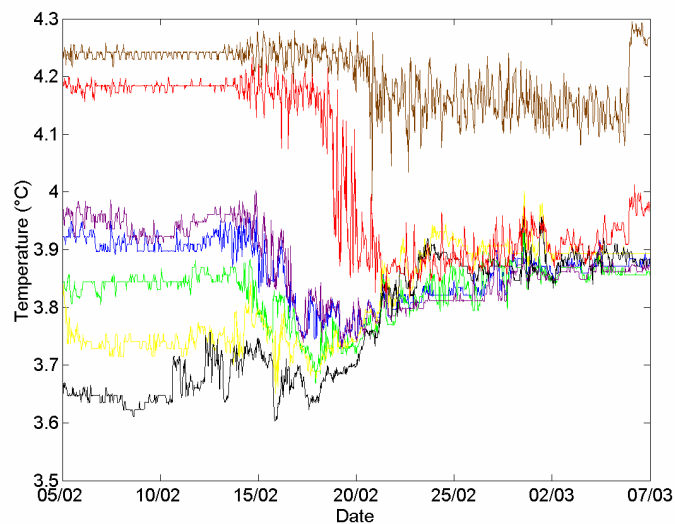
Sur les thermomètres les plus profonds, les périodes pendant lesquelles le lac est recouvert par la glace sont marquées par l'arrêt des oscillations des enregistrements de température. Principalement deux périodes d'englacement se distinguent : la première a pratiquement duré pendant tout le mois de janvier, et la deuxième plus courte début février (séparé par une semaine de dégel). Ceci confirme le fait que des oscillations d'ondes internes persistent même pendant la période pendant laquelle le lac n'est pas stratifié (voir Article 3). Malheureusement, les thermomètres installés se sont révélés trop peu précis pour pouvoir faire de l'analyse spectrale en profondeur à proximité du monimolimnion.

Autre observation : il y a un réchauffement affectant l'ensemble de la colonne d'eau juste avant la mise en place de la stratification inverse. Une estimation rapide permet de voir qu'il s'agit d'un flux de chaleur d'environ  $20\text{W} / \text{m}^2$  (en prenant en compte le volume d'eau réchauffé dans le mixolimnion, l'augmentation de la température et la surface du lac et la

durée pendant laquelle a lieu le réchauffement de l'ordre de 3 jours). Ce réchauffement a pu être causé par un apport d'énergie plus intense en surface dû aux conditions météorologiques à ce moment là.

### 3. Intervention de la source sous lacustre dans la détermination de la seconde phase de mélange

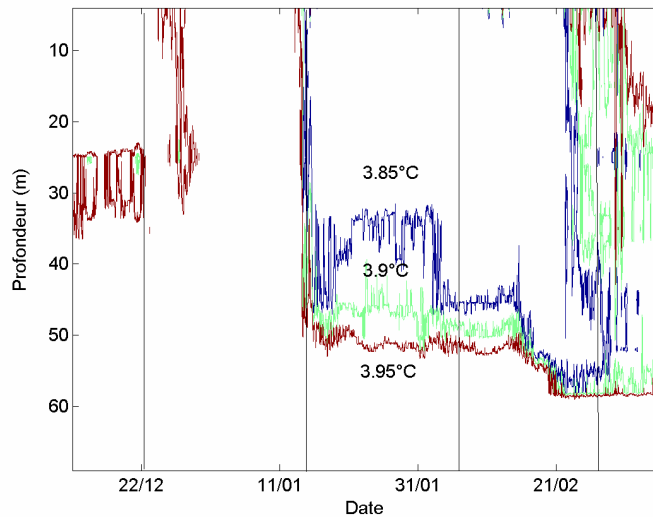
Un zoom sur la phase 3 montre que l'activité de la source semble participer à la détermination de la profondeur du mélange hivernal. En effet, l'enregistrement des températures à 70 m montre que la température y est constante (voir Figure 20). Par ailleurs, la température à 25 m de profondeur augmente. On observe donc un refroidissement du bas du mixolimnion qui ne peut provenir que d'échange de chaleur avec les bords latéraux du lac. Cet apport d'eau froide provoque un effondrement des températures entre 45 et 52 m de fond dans un premier temps. Cette intrusion érode sans doute la halocline. Dans un second temps, cette érosion a pour conséquence une coulée des eaux à maximum densité jusqu'à 58 mètres de fond (on note un petit impact sur la température mais pas d'homogénéisation à 60 m de fond).



**Figure 21 Zoom sur la partie inférieure du mixolimnion. Noir : 25m, Jaune : 35m, Vert : 45m, Bleu : 50m, Violet : 52m, Rouge : 58m, Marron : 60m, Cyan : 70m**

L'observation des isothermes au voisinage du maximum de densité met en évidence les mêmes phases de mélange (reportées sur la Figure 22). Lors de la phase 3, on observe effectivement sur les isothermes une dynamique en deux temps : un premier temps où la

profondeur de mélange concerne les 50 premiers mètres de la colonne d'eau (qui correspond à phase pendant laquelle la température est inférieure au maximum de densité jusqu'à 50 m ) et une second temps pendant lequel le mélange est beaucoup plus profond puisqu'il atteint 58m.

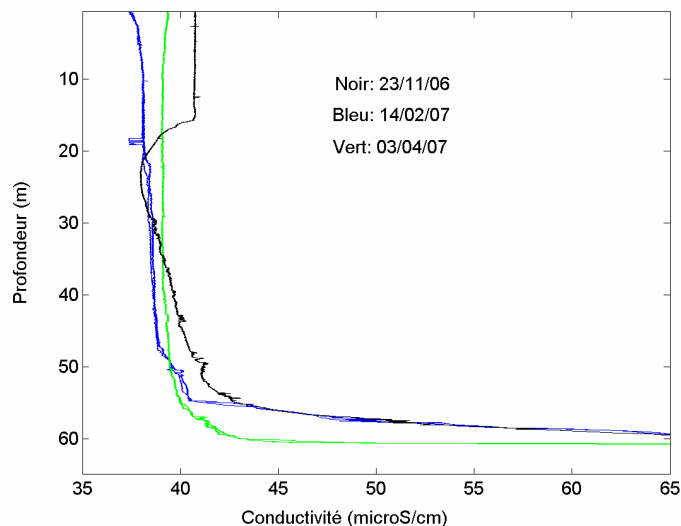


**Figure 22 Isothermes autour de la température de maximum densité dans le lac Pavin**

#### **4. Une profondeur de mélange déterminée par le gradient salin**

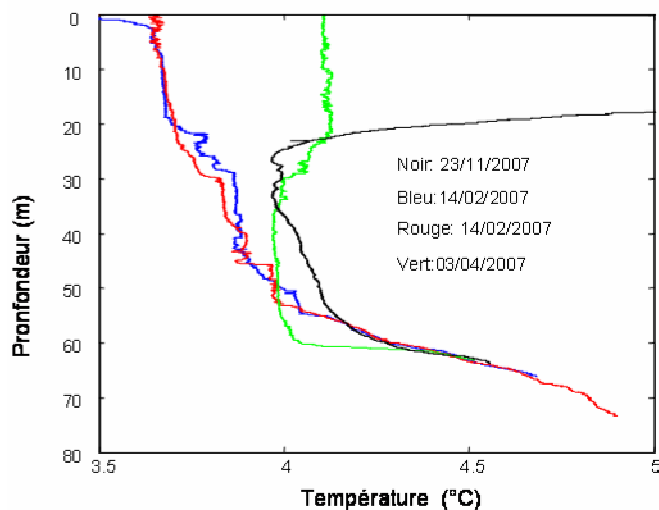
Dans la première phase, la stabilité entre 52m et 58 m est assurée par une halocline qui a persisté pendant toutes les premières phases du mélange hivernal. En novembre 2006, la halocline est marquée à ces profondeurs. La halocline a déjà été érodée pour sa partie supérieure en Phase 1 (voir profil de février Figure 23). La partie de la halocline comprise entre 50 mètres de profondeur et 60 m est érodée dans un second temps (voir profil d'avril Figure 23).





**Figure 23 Profils de conductivité réalisés avec le SCAMP entre novembre 2006 et avril 2007**

Les profils de température réalisés avec le SCAMP juste avant le mélange du bas du mixolimnion sont exposés sur la Figure 24 (profils de février). A ce moment là, le lac était gelé sur la majeure partie de sa surface mais pas entièrement tout de même. En février, les profils de température sont assez semblables à ceux enregistrés en novembre pour la partie inférieure du mixolimnion. Par contre en avril 2007, le profil a complètement changé et apparaît beaucoup plus homogène dans le mixolimnion.



**Figure 24 Profils de température réalisés avec le SCAMP entre novembre 2006 et avril 2007**

## **5. Conclusion et perspectives**

Il semble particulièrement intéressant de s'intéresser à la dynamique de mélange hivernal, particulièrement dans le cas de la méromicticité. Elle joue un rôle dans la détermination de la position de l'interface entre le mixolimnion et le monimolimnion.

Il semble nécessaire d'observer ce mélange pendant d'autres hivers, de manière à confirmer si l'intrusion sous-lacustre est l'élément déterminant dans la détermination de la profondeur du mélange. Il serait aussi intéressant d'analyser par quel mécanisme et selon quel enchaînement s'effectue l'érosion de la halocline qui conditionne le maintien de la méromicticité.

## Annexe 2 Mesure de vitesse par ADCP

### A. Principe de la mesure de courant par effet Doppler

Les mesures ADCP (Acoustic Doppler Current Profilers) ont permis d'améliorer grandement la mesure de courant pendant les dernières décennies. Un ADCP mesure la vitesse de l'eau en utilisant le principe de l'effet Doppler : si une source d'ondes acoustiques (ou émetteur) se déplace par rapport au receveur alors la fréquence acoustique reçue est modifiée par rapport à celle de la source selon :

$$\Delta f_{Doppler} = -2f_{source} \left( \frac{U}{c} \right)$$

Equation 66

où  $U$  est la vitesse de l'émetteur par rapport au receveur,  $c$  la vitesse du son,  $f_{source}$  la fréquence de l'émetteur et  $\Delta f_{Doppler}$  la différence de fréquences captée par le receveur.



Figure 25 ADCP Workhorse Monitor RDI

Un ADCP (voir Figure 25) est à la fois émetteur et receveur d'ondes acoustiques. Il transmet une série de « pulses » d'ondes acoustiques de très haute fréquence (à 300kHz dans le cas de l'appareil utilisé sur le Lac Pavin) (voir Figure 26). Ces « pulses » sont aussi appelés « pings ». Entre deux « pings », l'instrument capte l'onde acoustique qui lui est réfléchi. Dans la colonne d'eau, les trains d'ondes sont réfléchis par la matière particulaire, qui se déplace à la vitesse des courants. Pour plus de précision sur la mesure, l'ADCP peut moyenner les mesures effectuées sur plusieurs « pings » envoyés. Cette moyenne est appelée « ensemble ».

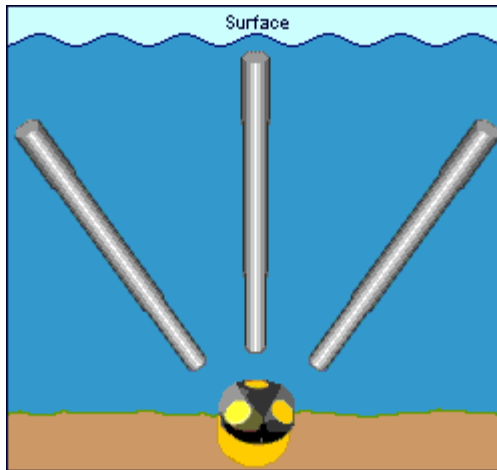
Après l'émission d'un « ping », l'ADCP mesure l'écho réfléchi au bout de différents temps. Ces temps correspondent à des distances spatiales parcourues par l'onde acoustique

lors de son retour vers l'ADCP et vont délimiter ce qu'on appelle des cellules. La mesure de courant fournie par l'appareil est donc moyennée sur des couches de la colonne d'eau que délimitent les cellules. La précision de la mesure est d'autant plus grande que la taille des cellules est élevée, puisque l'ADCP est capable de discerner d'autant plus facilement le déphasage temporel à la réception de des ondes acoustiques émises par deux cellules différentes que ce déphasage est grand. Les mesures des deux premières cellules ne doivent pas être considérées, car l'appareil vibre après l'émission d'un « ping » pour pouvoir réceptionner immédiatement le signal.

Un ADCP a au minimum trois « beams », inclinés d'un certain angle par rapport à l'axe de l'appareil (20° dans le cas de l'ADCP utilisé dans cette étude). En projetant sur les trois axes x, y et z, l'ADCP calcule ensuite les trois composantes de la vitesse dans un repère cartésien à partir des trois mesures de vitesse effectuées par chacun des « beams ». L'ADCP peut être utilisé tête vers le haut ou tête vers le bas. L'ADCP utilisé dans cette étude a quatre beams. Le dernier « beam » sert à effectuer une corrélation entre la mesure de vitesse effectuée par les trois autres « beams » et celle résultant du quatrième « beam ».

Lors de la mesure ADCP, une partie seulement de l'énergie acoustique, appelée écho, est réfléchi vers l'ADCP (le reste étant dispersé dans la colonne d'eau). L'écho est fonction de la charge particulière de l'environnement et de la profondeur (plus le signal pénètre profondément, moins la part réfléchi vers la surface est grande). Les milieux très clairs vont ainsi être peu propices à un écho suffisant pour permettre la pénétration du signal ADCP alors que les milieux turbides au contraire vont permettre de bonnes mesures. De même pour réaliser des profils de courant à grande profondeur, l'appareil utilisé va descendre au bout d'un câble, il s'agit alors d'un LADCP (Lowered Acoustic Doppler Current Profiler).

La mesure ADCP de courant repose donc toujours sur un compromis entre la fréquence d'émission des « pings » (limitée par la capacité de l'appareil et l'énergie consommée lors l'émission régulière de « pings »), la taille des « cellules » qui a un effet direct sur l'erreur commise lors de l'estimation de la mesure de courant (pouvant être partiellement compensée par le fait d'effectuer une moyenne en ensemble) et aussi par le choix de la fréquence acoustique de l'ADCP qui détermine la portée de l'appareil et le nombre de cellules possible.



**Figure 26 Principe de fonctionnement d'un ADCP**

### ***B. Les utilisations des mesures de courant dans le cas des lacs***

Dans les lacs, les mesures de courant par ADCP peuvent majoritairement concerner trois types d'applications. Ils peuvent servir à :

- Mesurer les vitesses des courants.
- Obtenir une mesure de la charge particulaire à certaines profondeurs de la colonne d'eau en analysant de l'écho Doppler reçu.
- Analyser la stabilité de la colonne d'eau en calculant le nombre de Richardson.
- Calculer la dissipation.

### ***C. Les expériences réalisées***

Le travail effectué a été possible grâce à l'emprunt d'un LADCP 300 kHz à l'INSU<sup>5</sup>. Il concerne deux jours de mesure les 25 et 26 septembre 2006. En raison de la gamme de fréquence de l'appareil et des faibles courants présents dans le lac au moment de la mesure, il n'était pas possible de travailler avec des « cellules » de taille inférieure à 4 mètres (ce qui correspond à une erreur sur la mesure de vitesse n'excédant pas  $0.5 \text{ cm s}^{-1}$ ).

Comme attendu, aucune instabilité n'est détectable dans la colonne d'eau du lac à l'échelle verticale de la taille des cellules. Le nombre de Richardson doit donc être calculé à des échelles spatiales plus petites pour que des phénomènes d'instabilité soient observables

<sup>5</sup> INSU : Institut National des Sciences de l'Univers

par ADCP. De même, on peut accéder à la dissipation dans les lacs par des mesures d'ADCP, mais les cellules doivent être plus petites. Pour ces deux applications, l'usage d'un ADCP de plus haute fréquence aurait été utile.

Enfin, la courte durée pendant laquelle nous avons utilisé l'appareil n'a pas permis des acquisitions sur des temps suffisamment long pour étudier les courants liés aux ondes internes dans le lac. Une durée d'acquisition de l'ordre la journée aurait pu permettre de calculer des spectres de fluctuations de vitesse liées aux ondes internes. Cette information aurait été un complément appréciable pour la détermination de la structure verticale des différents modes baroclines observés dans le bassin.

Voici sous forme de tableau, les caractéristiques des deux expériences utilisées dans ce qui suit :

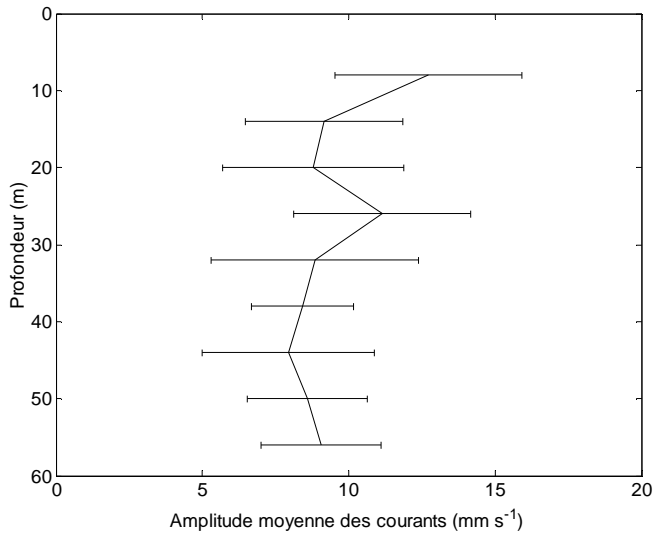
**Tableau 3 Expériences réalisées avec le LADCP**

	Durée de l'Expérience (h)	Taille des cellules (m)	Nombre de cellules	Intervalle entre deux pings (s)	Nombre de pings par ensemble
Expérience 1	2	4	23	0.25	35
Expérience 2	1	0.5	128	0.66	3

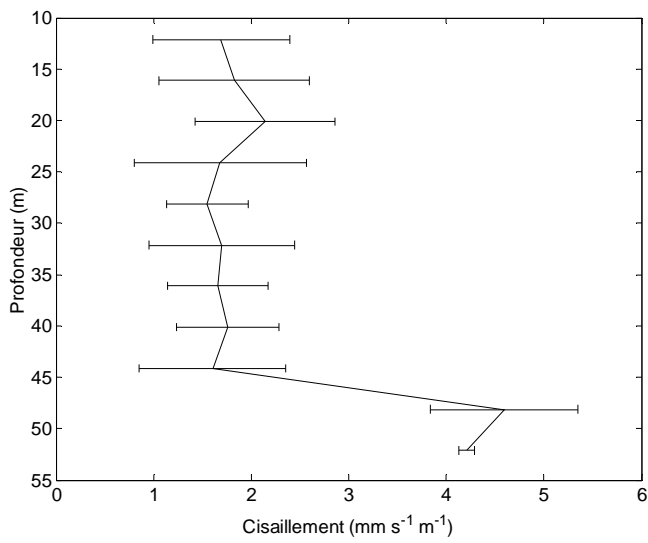
L'ADCP a été utilisé depuis la surface, tête vers le bas. Bien qu'il s'agisse d'un LADCP, il a été utilisé en position fixe depuis une plate-forme au centre du lac.

#### ***D. Mesures de courant et de cisaillement (Expérience 1)***

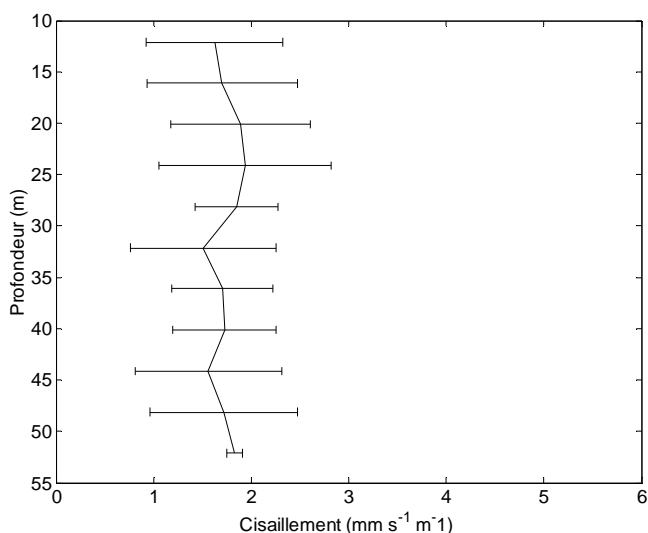
Les courants moyens observés sont faibles (inférieur à  $10 \text{ mm s}^{-1}$ ) avec des courants un peu plus forts au niveau de la couche de mélange (de l'ordre de  $12 \text{ mm s}^{-1}$ ) ainsi qu'au niveau du minimum de température sur la colonne d'eau. Cette zone présente une stabilité minimale pour la colonne d'eau en 2006 : la température y est minimale alors que la stabilisation par le sel est très faible à mi-hauteur dans le mixolimnion.



**Figure 27 Vitesses moyennes des courants et barre d'erreur sur le calcul des vitesses (Expérience 1)**



**Figure 28 Cisaillement moyen et erreur relative, calculé à partir d'une seule composante horizontale de la vitesse (Expérience 1)**



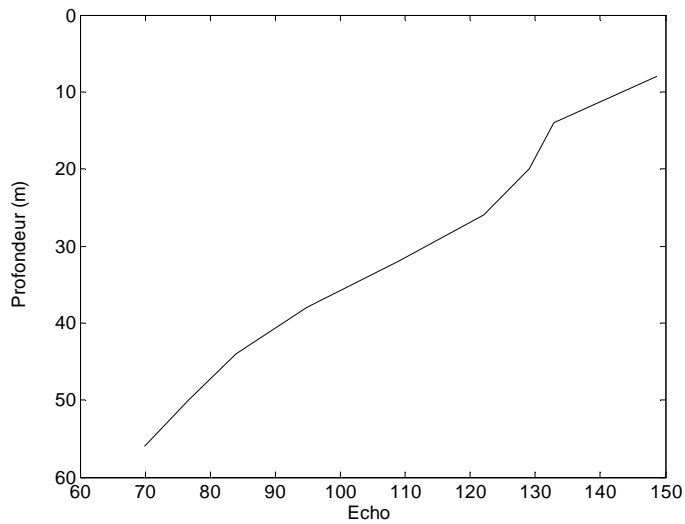
**Figure 29 Cisaillement moyen et erreur relative, calculé à partir de l'autre composante horizontale de la vitesse.**

L'analyse directionnelle de ces courants (selon les axes x et y) et le calcul du cisaillement (voir Figure 28 et Figure 29) montrent une direction privilégiée dans la vitesse enregistrée à 50 mètres de profondeur. Ce cisaillement peut être du soit à la propagation des ondes internes au niveau de la chémocline ou bien être l'effet de l'intrusion sous-lacustre à ces profondeurs, bien que non détectable par les enregistrements du LDS à cette date.

### ***E. Evaluation indirecte de la charge particulaire au dessus de la chémocline (Expérience 2)***

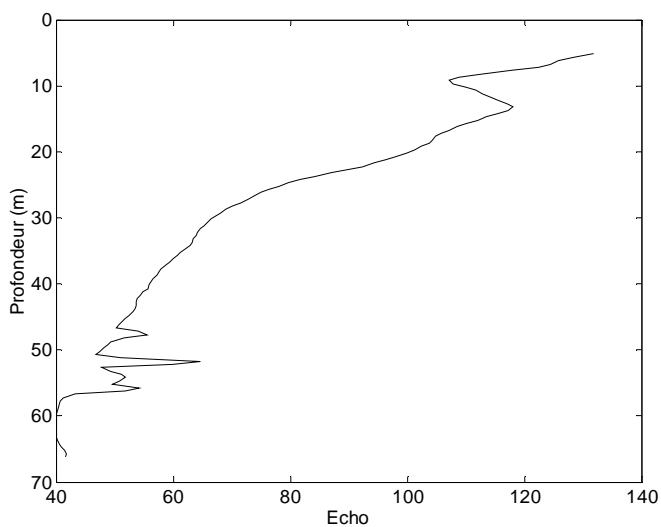
L'expérience 1 permet une bonne précision de la vitesse des courants. La mesure ADCP peut également être utilisée pour déterminer la charge particulaire dans la colonne d'eau (voir A). Dans ce cas, la taille des cellules peut être resserrée pour avoir une bonne résolution sur l'écho (dans ce cas, la mesure de courant a une très mauvaise précision et ne peut pas être considérée). La Figure 30 montre l'écho rétrodiffusé dans le cas de l'expérience 1, pour laquelle les cellules font 4 mètres.





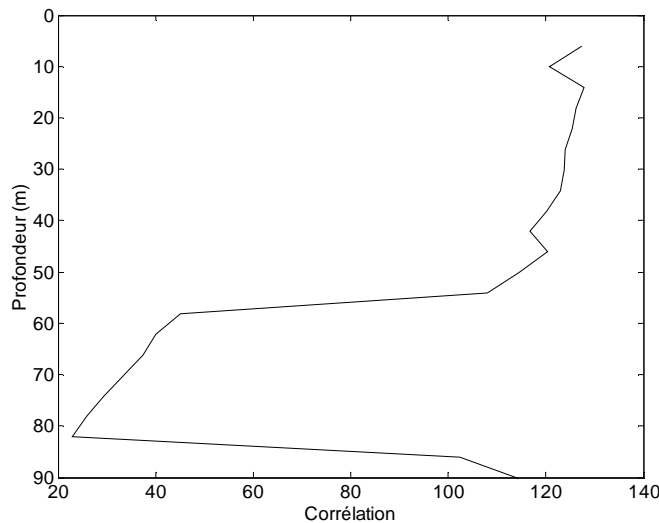
**Figure 30 Echo moyen rétrodiffusé lors de l'Expérience 1**

En diminuant la taille des cellules à 0.5 m (Expérience 2), des feuillets fins plus turbides donc renvoyant un écho plus fort apparaissent au-dessus de la chémocline. Ces feuillets pourraient correspondre aux oxydes de Fer et de Manganèse qui précipitent dans la zone d'oxycline après diffusion sous forme réduite et soluble de la zone anoxique du monimolimnion (voir I.B).



**Figure 31 Echo retrodiffusé moyen dans le cadre de l'Expérience 2**

## F. Les interrogations que soulèvent le monimolimnion



**Figure 32 Chute brutale de la corrélation des vitesses observées au niveau du monimolimnion**

Du fait de sa très bonne portée (supérieure à 150 m dans l’océan, selon les conditions), le LADCP 300kHz permet normalement de faire de la mesure de courant sur l’intégralité de la colonne d’eau dans le Lac Pavin. Or, nous avons observé une chute brutale de la corrélation sur les vitesses observées par les trois beams de l’ADCP dans le monimolimnion (voir Figure 32). Cette chute de corrélation est aussi accompagnée d’une chute brutale de l’écho rétrodiffusé (données non fournies), même pour les essais avec de grandes cellules, qui permettent théoriquement de garder une intensité plus élevée du signal. En l’absence de corrélation suffisante, les vitesses de courant ne peuvent être calculées par le LADCP. Le monimolimnion est donc une zone noire, imperméable à ce type de mesures. à laquelle nous n’avons pas pu accéder en terme de mesure de courant.

Nous avons effectué les vérifications nécessaires pour nous assurer que nous n’étions pas en limite de portée de l’appareil. Le fond renvoie un signal très énergétique, conformément à ce qui est attendu dans ce type de mesure, ce qui indique que l’onde acoustique passe dans le monimolimnion.

L’observation de la zone noire dans le monimolimnion suggère plutôt la présence de bulles dans cette partie du lac qui disperseraient l’onde acoustique et feraient chuter à la fois l’intensité de l’écho et la corrélation sur les vitesses observées. Les expériences de terrain menées par le LGE vont dans le même sens : lors de la descente d’un préleveur seringue, des

bulles ont été piégées et se sont révélées chargées en méthane après analyse de la composition chimique de ces bulles (communication personnelle D. Jézéquel et G. Abril). Assayag et al. (à paraître) suggèrent aussi que des flux sous forme de bulles pourraient intervenir entre le monimolimnion et le mixolimnion. Enfin, des analyses des fluctuations de températures enregistrées par le LDS par la méthode multifractale suggère une constante de Kolmogorov en accord avec les valeurs observées dans l'océan sur l'ensemble de la colonne d'eau, à l'exception du monimolimnion : la constante de Kolmogorov  $\gamma$  est différente, prenant des valeurs caractéristiques de milieux bulleux (communication personnelle I. Tchiguirinskaia (CEREVE)).

La présence de remontée de bulles de méthane dans la colonne d'eau est un phénomène probable dans le monimolimnion anoxique du lac Pavin. Des bulles de petites tailles pourraient justement remonter jusqu'à l'interface entre le monimolimnion et le mixolimnion. McGinnis et al. (2006) ont modélisé les hauteurs de remontée de bulles à partir d'observations réalisées dans la mer Noire : D'après ce modèle, des bulles de petites tailles pourraient remonter sur des hauteurs de l'ordre de 40 mètres dans la colonne d'eau du Lac Pavin et donc jusqu'à la profondeur de l'interface entre le mixolimnion et le monimolimnion. La question des bulles dans le lac reste donc à approfondir.

# Table des matières

<b>TABLE DES NOTATIONS SCIENTIFIQUES</b>	<b>4</b>
<b>INTRODUCTION</b>	<b>7</b>
<b>I. LIMNOLOGIE PHYSIQUE : MEROMICTICITE ET BRASSAGE SAISONNIER</b>	<b>11</b>
<b>A. La méromicticité</b>	<b>11</b>
<b>B. Présentation du site d'étude</b>	<b>14</b>
<b>C. Propriétés thermodynamiques de l'eau et conséquences pour l'écosystème lacustre</b>	<b>18</b>
1. Calcul de la densité de l'eau dans un lac:	18
2. Calcul de la stabilité statique	20
3. Le brassage hivernal dans les lacs :	21
4. L'instabilité thermobarique	22
<b>D. Méromicticité et évolution actuelle des plans d'eau</b>	<b>23</b>
<b>II. TRANSPORT ET MELANGE TURBULENT : ELEMENTS POUR L'ANALYSE DU FONCTIONNEMENT PHYSIQUE DU LAC PAVIN</b>	<b>26</b>
<b>A. Importance du transport et du mélange turbulent pour l'écosystème lacustre</b>	<b>27</b>
1. Variabilités spatio-temporelle des traceurs en milieu turbulent	27
2. Effets de la turbulence sur les organismes vivants	29
<b>B. Introduction au mélange turbulent et au transport par les ondes internes en milieu lacustre</b>	<b>30</b>
1. Les équations de Navier-Stokes et d'Euler	31
2. Cas des milieux stratifiés	32
3. Condition pour négliger les termes non linéaires dans les équations d'Euler	34
4. La fermeture des équations d'Euler moyennées	35
5. Le nombre de Wedderburn	35
6. Modèle de Korteweg de Vries	36
7. Condition pour négliger l'effet de la rotation de la terre	39
8. Les ondes internes dans l'approximation linéaire	39
9. La théorie des rayons associés aux ondes	42
10. Spectres et ondes internes	45
11. Ondes internes : de l'océanographie à la limnologie	47
<b>C. Introduction au mélange convectif</b>	<b>48</b>
1. Convection thermique	48
2. Mélange convectif lié à une intrusion sous lacustre.	48
3. Convection double-diffusive.	50
<b>III. LA MESURE DE TURBULENCE EN MILIEU NATUREL STRATIFIE</b>	<b>52</b>
<b>A. Différentes méthodes pour calculer le taux de dissipation</b>	<b>52</b>
1. Longueur de Kolmogorov et mesure directe de la dissipation	52
2. Spectres des fluctuations de vitesse et mesure indirecte de la dissipation	53
3. Spectre de fluctuations de température et mesure indirecte de la dissipation	55
4. Longueurs de Thorpe et mesure indirecte de la dissipation	57
<b>B. L'utilisation des mesures de turbulence</b>	<b>58</b>

1.	Intermittence et incertitudes sur la mesure	58
2.	Calcul de la diffusivité diapycnale	59
<b>IV.</b>	<b>TURBULENCE ET ONDES INTERNES DANS LE LAC PAVIN</b>	<b>61</b>
<b>A.</b>	<b>Retour sur les objectifs du travail</b>	<b>61</b>
<b>B.</b>	<b>Méthodologie</b>	<b>63</b>
1.	Stratégie de mesure et présentation des appareils	63
2.	Analyse des données	67
<b>C.</b>	<b>Principaux Résultats</b>	<b>67</b>
1.	Une quantification de la turbulence dans la colonne d'eau (Article 1)	68
2.	Rôle d'une source au-dessus de la chémocline pour le maintien de la méromicticité et la détermination du mélange hivernal (Articles 1 et 2)	69
3.	Observation du mélange hivernal (Articles 1, 2, et Annexe 1)	69
4.	Les ondes internes dans le lac (Article 3)	70
<b>D.</b>	<b>Conclusion et Perspectives</b>	<b>72</b>
1.	Conclusion	72
2.	Perspectives et questions en suspens	72
<b>V.</b>	<b>INFLUENCE DES ONDES DE ROSSBY SUR LA CONCENTRATION EN CHLOROPHYLLE DE SURFACE AU LARGE DU PEROU</b>	<b>76</b>
<b>A.</b>	<b>Introduction</b>	<b>76</b>
1.	La productivité primaire dans l'upwelling du Pérou-Chili	76
2.	Les ondes de Rossby en océanographie	77
3.	Les ondes de Rossby et la détection satellite	79
<b>B.</b>	<b>Influence des ondes de Rossby sur la distribution spatiale de la chlorophylle de surface dans l'upwelling du Pérou-Chili</b>	<b>80</b>
1.	Objectifs du travail :	80
2.	Stratégie utilisée	81
3.	Principaux résultats	82
4.	Conclusion et perspectives	84
	<b>ANNEXE 1 LE BRASSAGE SAISONNIER DANS LE LAC PAVIN AU COURS DE L'HIVER 2006-2007.</b>	<b>85</b>
<b>A.</b>	<b>Conditions d'observation</b>	<b>85</b>
<b>B.</b>	<b>Les observations</b>	<b>85</b>
1.	Des profondeurs de mélange différentes au printemps et à l'automne	85
2.	Visualisation des périodes d'englacement	87
3.	Intervention de la source sous lacustre dans la détermination de la seconde phase de mélange	88
4.	Une profondeur de mélange déterminée par le gradient salin	89
5.	Conclusion et perspectives	91
	<b>ANNEXE 2 MESURE DE VELOCITE PAR ADCP</b>	<b>92</b>
<b>A.</b>	<b>Principe de la mesure de courant par effet Doppler</b>	<b>92</b>
<b>B.</b>	<b>Les utilisations des mesures de courant dans le cas des lacs</b>	<b>94</b>
<b>C.</b>	<b>Les expériences réalisées</b>	<b>94</b>

<b>D. Mesures de courant et de cisaillement (Expérience 1)</b>	<b>95</b>
<b>E. Evaluation indirecte de la charge particulaire au dessus de la chémocline (Expérience 2)</b>	<b>97</b>
<b>F. Les interrogations que soulèvent le monimolimnion</b>	<b>99</b>
<b>TABLE DES FIGURES</b>	<b>104</b>
<b>TABLE DES TABLEAUX</b>	<b>105</b>
<b>TABLE DES PHOTOS</b>	<b>105</b>
<b>RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES</b>	<b>106</b>

## Table des figures

Figure 1 Profil de densité dans un lac méromictique	12
Figure 2 Masse volumique de l'eau douce (g / L) en fonction de la température (°C)	19
Figure 3 Mélange saisonnier d'un lac dimictique. A Hiver, B Printemps, C Eté, D Automne, E, Fin automne.	22
Figure 4 Profil de température du 6 Juin 1997 montrant la stratification inverse proche de la surface dans le lac Baïkal et la couche de température homogène au voisinage de la $T_{md}$ . D'après [Wüest et al., 2005]	23
Figure 5 Les différents processus de mélange dans un lac. D'après Mixing in Lakes and Reservoirs. Copyright 2004. By Scott A. Socolofsky and G.H. Jiska	26
Figure 6 Distribution en surface de la productivité primaire à mésoéchelle (résultats de modélisation d'un front océanique instable) (A) et distribution verticale de la fluorescence à microéchelle dans la Manche mesurée par le FluoroMAP(B).	28
Figure 7 Spectre de l'énergie potentielle intégrée sur la colonne d'eau du lac Pusiano [Antenucci et al., 2000] et des lacs Biwa et Kinneret [Boegman et al. 2003]. D'après[Boegman et al., 2005]	37
Figure 8 Comparaison des spectres de fluctuations de température dans le lac Pavin A 70 mètres de profondeur. B 60 mètres de profondeur.	39
Figure 9 Rayons d'ondes internes dont la propagation est visualisée dans une cuve grâce au procédé de Schlieren. D'après [Maas L., 2005]	42
Figure 10 Réflexion d'un rayon d'énergie d'onde interne à proximité du bord du bassin. D'après [Maas, 2005]	43
Figure 11 Réflexion de rayons d'énergie d'ondes internes en présence d'une pente supercritique. D'après [Maas, 2005].	44
Figure 12 Réflexion d'ondes internes à l'angle critique	44
Figure 13 Balance dynamique. D'après [McComas et Müller, 1981]	45
Figure 14 Marches d'escalier double diffusives (Expérience du Bassin Eurasien). D'après [Perkin et Lewis, 1984]	51
Figure 15 Microfront crée par l'étirement du fluide soumis aux effets de la viscosité.	56
Figure 16 Procédure pour ajuster le spectre de Batchelor observé aux formes théoriques	57
Figure 17 La Zone de Minimum d'Oxygène dans l'upwelling du Pérou et du Chili	77
Figure 18 Diagramme Longitude - temps d'anomalies de la hauteur de la mer à 24°N dans le Pacifique (données Topex-ERS filtrées). D'après [Chelton et al., 2006]	80
Figure 19 Mélange saisonnier enregistré par les thermomètres Starmon dans la partie supérieure du mixolimnion. Bleu: 4m, Rouge: 7m, Vert: 15m, Noir: 25m, Jaune: 35m	86
Figure 20 Mélange saisonnier enregistré par les thermomètres dans la partie inférieure du mixolimnion et dans le monimolimnion. Noir : 25m, Jaune : 35m, Vert : 45m, Bleu : 50m, Violet : 52m, Rouge : 58m, Marron : 60m, Cyan : 70m	87
Figure 21 Zoom sur la partie inférieure du mixolimnion. Noir : 25m, Jaune : 35m, Vert : 45m, Bleu : 50m, Violet : 52m, Rouge : 58m, Marron : 60m, Cyan : 70m	88
Figure 22 Isothermes autour de la température de maximum densité dans le lac Pavin	89
Figure 23 Profils de conductivité réalisés avec le SCAMP entre novembre 2006 et avril 2007	90
Figure 24 Profils de température réalisés avec le SCAMP entre novembre 2006 et avril 2007	90
Figure 25 ADCP Workhorse Monitor RDI	92
Figure 26 Principe de fonctionnement d'un ADCP	94
Figure 27 Vitesses moyennes des courants et barre d'erreur sur le calcul des vitesses (Expérience 1)	96
Figure 28 Cisaillement moyen et erreur relative, calculé à partir d'une seule composante horizontale de la vitesse (Expérience 1)	96
Figure 29 Cisaillement moyen et erreur relative, calculé à partir de l'autre composante horizontale de la vitesse.	97
Figure 30 Echo moyen rétrodiffusé lors de l'Expérience 1	98
Figure 31 Echo rétrodiffusé moyen dans le cadre de l'Expérience 2	98
Figure 32 Chute brutale de la corrélation des vitesses observées au niveau du monimolimnion	99

## Table des tableaux

<i>Tableau 1 Augmentation des substances dissoutes entre le mixolimnion et le monimolimnion</i>	16
<i>Tableau 2 Date des campagnes de microstructure</i>	64
<i>Tableau 3 Expériences réalisées avec le LADCP</i>	95

## Table des photos

<i>Photo 1 Vue du lac Pavin Source : <a href="http://www.lacs-auvergne.com">http://www.lacs-auvergne.com</a></i>	14
<i>Photo 2 SCAMP (PME)</i>	64
<i>Photo 3 LDS et positionnement des thermistances. Source: Bruno Tassin</i>	65
<i>Photo 4 LADCP Workhorse Monitor (RDI). Source: Bruno Tassin</i>	66
<i>Photo 5 Le lac Pavin englacé (le 15 février 2007). Source: Bruno Tassin</i>	85



## Références bibliographiques

Aeschbach-Hertig W., Hofer M., Schmid M., Kipfer R., Imboden D.M., 2002, The physical structure and dynamics of a deep, meromictic crater lake (Lac Pavin, France). *Hydrobiologia*. 487. 111-136.

Ambrosetti W. et Barbanti L. 1999. Deep water warming in lakes : An indicator of climatic change. *J. Limnol.* 58: 1-9.

Ambrosetti W. et Barbanti L., 2005, Evolution towards meromixis of Lake Iseo (Northern Italy) as revealed by its stability trend. *J. Limnol.*, 64(1), 1-11.

Antenucci J.P., Imberger J., 2001, On internal waves near the high frequency limit in an enclosed basin. *J. Geophys. Res.*, 106, 22465-22474.

Assayag N., Jézéquel D., Ader M., Viollier E., Michard G., Prevot F., Agrinier P., Hydrological budget, carbon sources and biogeochemical processes in Lac Pavin (France) : Constraints from  $d^{18}O$  of water and  $d^{13}C$  of dissolved inorganic carbon, *Journal of Applied Geochemistry* (à paraître)

Baines P.G., Gille A.E., 1969. On thermohaline convection with linear gradients. *J. Fluid. Mech.*, 37, 289-306.

Batchelor G.K., 1959, Small-scale variation of convected quantities like temperature in turbulent fluid. Part 1. General discussion and the case of small conductivity. *J. Fluid. Mech.*, 5, 113-133.

Benney, D.J. 1966. Long nonlinear waves in fluid flows. *J. Math. Phys.* 45: 52-63.

Boegman L., Imberger J., Ivey G., Antenucci J.P., 2003, High-frequency internal waves in large stratified lakes; *Limnol. Oceanogr.* 48, 895-919.

Boehrer B., Stevens C., 2005, Ray waves in a pit lake. *Geophys. Res. Lett.*, 32 (24)

Botte V., Iudicone D., Ribera D'Alcala M., Pasquero C., Provenzale A., 2007, Using Computational Fluid Dynamics to study the interaction between shape and turbulence in the life of phytoplankton. 39<sup>th</sup> International Liège Colloquium on Ocean Dynamics (7-10 May 2007).

Camus G., Michard G., Olive P., Boivin P., Desgranges P., Jézéquel D., Meybeck M., Peyrus J.-C., Vinson J.-M., Viollier E., Kornprobst J., 1993, Risques d'éruption gazeuse carbonique en Auvergne, *Bull. Soc. Geol. France* 164, 767-781.

Carr M.E. 2002. Estimation of potential productivity in eastern boundary currents using remote sensing. *Deep Sea Res. Part II*, 49, 59-80.

Cebecci T., Smith A.M.O., 1975, *Turbulent boundary layers*. New York Academic Press.

Chelton D.B. and Schlax M.G. 1996 Global observations of oceanic Rossby waves. *Science*. 272. 234-238.

Chelton D.B., Schlax M.G., Samelson M.L., Szoek R.A., 2006, Global Observation of Westward Energy Propagation in the Ocean: Rossby Waves or Nonlinear Eddies, submitted to *Science*

Chen C.T. and Millero F.J. 1986. Precise thermodynamic properties for natural waters covering only the limnological range. *Limnol. Oceanogr.* 31. 657-662.

Cipollini P.D., Cromwell P.G., Challenor P.G. Raffaglio S. 2001 Rossby waves detected in global ocean colour data. *Geophys. Res. Lett.*, 28: 323-326.

Coats R., Perez-Losada J., Schladow G., Richards R., Goldman C., 2006, The warming of Lake Tahoe. *Climatic Change*. 76, 121-148.

Colomer J., Serra T., Piera J., Roget E., Casamitjana X. 2001, Observations of a Hydrothermal Plume in a Karstic Lake *Limnology and Oceanography*, Vol. 46, No. 1, pp. 197-203

D'Asaro, E. A., and Lien, R.C., 2000. The wave-turbulence transition for stratified flows. *Journ. Phys. Ocean.* 30, 1669-1678.

Dandonneau Y., Vega A., Loisel H., Du Penhoat Y and Menkes C. 2003. Oceanic Rossby waves acting as a « hay rake » for ecosystem floating by-products, *Science*, 302 : 1548-1551.

Dauxois T. and Didier A. and Falcon E. 2007. Observation of near-critical reflection of internal waves in a stably stratified fluid.

Dauxois T. and Young W.R. 1999. Near critical reflection of internal waves. *J. Fluid. Mech.* 390, 271.

Delebecque A., 1898, *Les lacs français Chamerot et Renouard*, Paris, 436pp.

Desheniaks M.M., Donaghay P.L., Temporal and Spatial Occurrence of Thin Phytoplankton Layers in Relation to Physical Processes. *Marine Ecology Process Series*, 223, 61-71.

- Dewitte B., Pizarro O., Echevin V., duPenhoat Y., The seasonal cycle of the oxygen minimum zone and the extra-tropical Rossby wave in the South Eastern Pacific. EGU annual conference. 3<sup>rd</sup>-7<sup>th</sup> April 2006, Vienna, Austria, poster invite
- Dillon, T. M. and D. R. Caldwell, 1980, Batchelor spectrum and dissipation in the upper ocean, *J. Geophys. Res.*, 85, 1910-1916.
- Doubell M.J., Seuront L., Seymour J.R., Patten N.L., Mitchell J.G., 2006, High-Resolution Fluorometer for Mapping Microscale Phytoplankton Distributions, *Applied and Environmental Microbiology*, 72, 4475-4478.
- Duda, T.F. and Cox, C.S. 1989. Vertical wave number spectra of velocity and shear at small internal wave scales. *J. Geophys. Res.*, 94, 939-950.
- Dussart B. 1966. L'étude des eaux continentales Gauthier-Villars, Collec. Géobiol. Ecol., Aménagement, Paris.
- Echevin V., O. Aumont, J. Ledesma and G. Flores, 2007. The seasonal cycle of surface chlorophyll in the Peru upwelling system : a modelling study, *Prog. Oceanog.*, en révision.
- Eriksen C.C. 1998. Internal wave reflection and mixing at Fieberling Guyot. *J. Geophys. Res.* 103, 2977-2994.
- Findenegg, I., 1933, Alpenseen ohne Vollzirkulation. *Intern. Rev. Ges. Hydrobiol. Hydrograph.*, 28, 295-311.
- Findenegg, I., 1935, Limnologische Untersuchungen in Kärtener Seengebieten. *Inter. Rev. Ges. Hydrobiol. Hydrograph.*, 32, 369-423.
- Fischer, H.B., List E.J., Koh R.C.Y., Imberger J., Brooks N.H. 1979. *Mixing in inland and coastal waters.* Elsevier. p506
- Fisher, T.S.R. and Lawrence G. A., 2000, Observations at the upper halocline of the Island Copper Pit Lake. 413-418. In Lawrence, G. A., R. Pieters and N. Yonemitsu (eds): *Fifth International Symposium on Stratified Flows*, 10-13 July 2000, Vancouver, British Columbia. Dpt of Civil Engineering, University of British Columbia, Vancouver.
- Forel F.A., 1895, *Le Léman*, monographie limnologique, 2. Lausanne : Librairie de l'Université. 651pp.
- Fricker P.D. and Nepf H.M. Bathymetry, stratification and internal seiche structure, 2000, *Journal of Geophysical Research*, Vol 105, pp 237-251.
- Gargett A.E., Hendricks P.J., Sanford T.B., Osborn T.R., Williams A.J., 1981, A Composite Spectrum of Vertical Shear in the Upper Ocean. *Journal of Physical Oceanography*, 11, 1258-1271.

- Garret, C. and Munk W. 1979. Internal waves in the ocean. *Ann. Rev. Fluid. Mech.* 11, 339-369.
- Garret, C. and Munk W., 1975. Space-time scales of internal waves: a progress report. *J. Geophys. Res.* 80, 291-297.
- Garret, C., Munk, W., 1972. Space-time scales of internal waves. *Geophys. Fluid Dyn.*, 2, 225-264.
- Gloor, M., Wüest A., Imboden, D.M. 2000. Dynamics of mixed bottom boundary layers and its implication for diapycnal transport in a stratified natural basin. *J. Geophys. Res.* 105:8629-8646
- Goudsmit, G-H., Peters F., Gloor M., Wüest A. 1997. Boundary versus internal diapycnal mixing in stratified natural waters. *J. Geophys. Res.*, 102: 27903-27914.
- Gregg M.C.. 1989, Scaling turbulent dissipation in the thermocline. *J. Geophys. Res.* 94. 9686-9698
- Gregg, M.C. 1980, Microstructure patches in the thermocline. *J. Phys. Oceanogr.*, 10, 915-943.
- Halbwachs, M., Sabroux J.C., Grangeon J., Kayser G., Tochon-Danguy J.C., Felix A., Beard J.C., Vilevielle A., Vitter C., Richon P., Wüest A. and Hell J., 2004, Degassing the « Killer Lakes » Nyos and Monoun, Cameroon. *EOS*, 85, 281-284.
- Hooker S.B., and C.R. McClain, 2000. The calibration and validation of SeaWiFS data. *Prog. Oceanogr.*, 45, 427-465.
- Hutchinson G.E. ,1957, A treatise on limnology – Vol. J. Wiley and sons, New York.
- Imboden D.M., Wüest A., 1995, Mixing mechanisms in lakes. In: Lerman A., Imboden D., Gat J., Editors, 1995. *Physics and chemistry of lakes*. Springer, Berlin, pp 83-138.
- Killworth P.D., Cipollini P., Uz B.M., Blundell J.R. 2004. Physical and biological mechanisms for planetary waves observed in satellite-derived chlorophyll. *Jour. of Geophys. Research*. Doi: 10.1029/2003JC001768.
- Killworth, P. D., P. Cipollini, , B.M. Uz, , and J.R. Blundell (2004), Physical and biological mechanisms for planetary waves observed in satellite-derived chlorophyll, *J. Geophys. Res.*, 109 (C07002), doi:10.1029/2003JC001768.
- Kling G.W., Clark M.A., Compton H.R., Devine J.D., Evans W.C., Humphrey A.M., Koenigsberg E.J., Lockwood J.P., Tuttle M.L. and Wagner G.N., 1987, The 1986 Lake Nyos gas disaster in Cameroon, West Africa. *Science*, 236, 169-175.

- Kolmogorov, A.N. 1941, in Dissipation of energy in a locally isotropic turbulence, Doklady Akad. Nauk SSSR, 32, 141
- Kotelnikova S., 2002, Microbial production and oxidation of methane in deep subsurface. Earth-Science Reviews, 58, 367-395.
- Kunze E., Rosenfeld L.K., Carter G.S., Gregg M.C., 2002, Internal waves in Monterey Canyon. J. Phys. Oceanogr., 32, 1890-1913.
- Lindborg E., Riley J.J. 2007 A condition on the average Richardson number for weak non-linearity of internal gravity waves. Tellus, 2007, 59A, 781-784.
- Livingstone D.M. 1993. Temporal structure in the deep-water temperature of four Swiss lakes: A short-term climatic change indicator?. Verh. Internat. Verein. Limnol. 25, 75-81.
- Lorke A. et Wüest A. 2002 Probability density of displacement and overturning length scales under diverse stratification. Journal of Geophysical Research. 107. doi: 10.1029/2001JC001154
- Lorke A., Wüest A. Application of Coherent ADCP for turbulence measurements in the bottom boundary layer. Journal of Atmospheric and Oceanic Technology Vol 22, 1821-1828.
- Lovejoy S., Hovde S., Tuck A., Schertzer D., 2007, Do stable atmospheric layers exist?, Geophys. Research. Lett., in press.
- Ludlam F.H., Characteristics of billow clouds and their relation to clear-air turbulence. Quart. J.R. Met. Soc., 95, 653-654.
- Maas L.R., 2005, Wave attractors : Linear yeat non Linear. Int. Jour of Bifurcation of Chaos. 15, 2757-2782
- Maas L.R.M, and Lam F.P.A., Geometric focusing of internal waves, J. Fluid. Mech., 1995, 300, 1-41.
- MacIntyre, S., Flynn K.M. Jellison R., Romero J.R., 1999, Boundary mixing and nutrient fluxes in Mono Lake, California. Limnol. Oceanogr. 4: 512-529
- Martin A.P., Richards K.J., Fasham M.J.R., 2001, Phytoplankton production and community structure in an unstable frontal region. Journal of Marine Systems, 28, 65-89.
- Martin J-M., 1985, The Pavin Crater Lake. In Stumm, W. (ed), Chemical Processes in Lakes, John Wiley & Sons, New York, 169-188

- McComas C.H., Müller P., 1981, The Dynamic Balance of Internal Waves. *J. Phys. Oceanogr.* Doi: 10.1175/1520-0485.
- McComas, C. and Bretherton, F., 1977. Resonant interactions of oceanic internal waves. *J. Geophys. Research*, 9, 1397-1412.
- McGinnis, D. F., Greinert, J., Artemov, Y., Beaubien, S. E., and A. Wüest. *In Press*. The fate of rising methane bubbles in stratified waters: What fraction reaches the atmosphere? *Journal of Geophysical Research – Oceans*.
- Meybeck M. , Martin J.M. , Olive P., 1975, Géochimie des eaux et des sédiments de quelques lacs volcaniques du Massif Central français. *Verh. Int. Ver. Limnol.*, 19, 1150-1164.
- Michallet, H. and Ivey G.N. 1999. Experiments on mixing due to internal solitary waves breaking on uniform slopes. *J. Geophys. Res.* 104: 13467-13477.
- Mortimer C.H. 1974. Lake hydrodynamics. *Mitt. Internat. Verein. Limnol.* 20: 124-197.
- Morton B.R., Taylor G., Turner J.S. Turbulent Gravitational Convection from Maintained and Instantaneous Sources. *Proceedings of the Royal Society of London, Series A. Mathematical and Physical Sciences*, Vol 234, N° 1196, pp 1-23.
- Munk, W. 1981. Internal waves and small scale processes, in *Evolution of Physical Oceanography: Scientific Surveys in Honor of Henry Stommel*, edited by B.A. Warren and C. Wunsch, pp 264-289. MIT Press, Cambridge, MA.
- Munnich, M, Influence of bottom topography on internal seiches in stratified media, *Dyn. Atmos. Oceans*, 23, 257-266, 1996.
- Oakey, N.S., 1982, Determination of the rate of dissipation of turbulent energy from simultaneous temperature and velocity shear microstructure measurements. *J. Phys. Oceanogr.*, 12, 256-271.
- Osborn, T.R., 1980. Estimates of the local rate of vertical diffusion from dissipation measurements. *Jour. Phys. Oceanogr.* 10, 83-89.
- Paparella F., E. A. Spiegel, S. Talon, 2002, Shear and mixing in oscillatory double diffusive convection. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, 96, 271-289
- Paulmier A., Ruiz-Pino D., Garçon V., and Farias L., 2006. Maintaining of the Eastern South Pacific Oxygen Minimum Zone (OMZ) off Chile, *Geophysical Research Letters*, 33, L20601, doi: 10.1029/2006GL026801, 20.

- Pauly D., and Christensen V. 1995. Primary production required to sustain global fisheries. *Nature*. 374: 255-257
- Pedlosky J., 1987, *Geophysical Fluid Dynamics*, Springer Verlag, 710p.
- Perkin R.G., Lewis E.L., 1984, Mixing in the West Spitsbergen current. *Journal of Physical Oceanography*, 14, 1315- 1325.
- Peters F., Marrasé C., Guadayol O., Alcaraz M., Dolan J., Egge J., Havskum H., Larsen A., Stansen JE., Thingstad F., Vidal M., 2007, Interaction of nutrient load and turbulence in coastal systems. 39<sup>th</sup> International Liège Colloquium on Ocean Dynamics (7-10 May 2007).
- Polzin, K.L., Toole, J.M. and Schmitt, W. 1995. Finescale parameterizations of turbulent dissipation. *J. Phys. Ocean.*, 25, 306-328.
- Puillat I., Echevin V., Grados C., Dewitte B, 2004. Intercomparison of data from historical cruises and from satellite imagery along the Peru coast.. proceeding of PORSEC meeting, Concepcion, Chile, November 2004.Proceedings (actes).
- Reichert, P., AQUASIM - a tool for simulation and data analysis of aquatic systems. 1994. *Wat. Sci. Tech.* 30: 21-30.
- Saggio A. and Imberger J. 1998. Internal wave weather in stratified lakes. *Limnol. Oceanogr.* 43: 1780-1795
- Schapira M., Seuront L., 2007, Role of turbulent history on phytoplankton nutrient uptake. *Geophysical Research Abstracts*, Vol 9.
- Schmid, M., Lorke, A., Dinkel, C., Tanyileke, G., and Wüest, A., 2004, Double-diffusive convection in Lake Nyos, Cameroon. *Deep-Sea Research I*, 51, 1097-1111.
- Seuront L., et al., 1999, Universal multifractal analysis as a tool to characterise multiscale intermittent patterns: example of phytoplankton distribution in turbulent coastal waters.
- Shchepetkin, A.F., and J.C. McWilliams, 2005. The Regional Oceanic Modeling System: A split-explicit, free-surface, topography-following-coordinate ocean model. *Ocean Modelling* 9, 347-404.
- Spigel R.H. and Imberger J, 1980. The classification of mixed layer dynamics in lakes of small to medium size. *J. Phys. Oceanogr.* 10. 1104-1121.
- Stabel H.H., 1986, Calcite precipitation in Lake Constance: chemical equilibrium, sedimentation and nucleation by algae. *Limnol. Oceanogr.* 31, 1081-1093.

Stevens C. and Imberger J. 1996. The initial response of a stratified lake to a surface shear stress. *J. Fluid. Mech.* 312: 39-66.

Stevens C.L., T.S.R. Fisher and G. A. Lawrence, 2005. Turbulent layering beneath the pycnocline in a strongly stratified pit lake. *Limnol. Oceanogr.* 50, 197-206

Stevens, C.L. and G. A. Lawrence, 1998, Stability and meromixis in a water-filled mine pit. *Limnol. Oceanogr.*, 43, 946-954.

stratification. *Journal of Geophysical Research.* 107. doi: 10.1029/2001JC001154

Strous M., Jetten M.S.M., 2004, Anaerobic Oxidation of methane and ammonium. *Annu. Rev. Microbiol.*, 58, 99-117.

Strub P.T. , Mesias J.M., Montecino V., Rutlant J. Salinas S. 1998. Coastal ocean circulation off western South America, in *The Sea*, vol 11, edited by Robinson A.R. and Brink K.H., pp 273-313, John Wiley, New York.

Thomas A.C., Blanco J.L., Carr M.E., Strub P.T., Osses J. 2001. Satellite-measured chlorophyll and temperature variability off northern Chile during the 1996-1998 La Niña and El Niño. *Journal of Geophysical Research*, Vol 106, pp 899-915.

Thompson, R.O.R.Y. and Imberger J. 1980 Response of a numerical model of a stratified lake to wind stress. *Proc. Intl. Symp. Stratified Flows 2*: 562-570.

Thorpe S.A and Hall A.J. 1977. Mixing in the upper layer of lake during heating cycle. *Nature.* 265:601-613

Thorpe S.A. 1971. Asymmetry of in the internal seiche in Loch Ness. *Nature.* 231: 306-308.

Thorpe S.A., 2005, *The Turbulent Ocean*, Cambridge University Press p435

Turner J.S. 1973. *Buoyancy Effects in Fluids*. Cambridge: Cambridge University Press.

Ulloa, O., R. Escribano, S. Hormazabal, R. Quinones, R. Gonzalez, and M. Ramos (2001), Evolution and biological effects of the 1997– 98 El Nino in the upwelling ecosystem off northern Chile, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 1591–1594.

Van Driest E.R., 1956, On turbulent flow near a wall. *J. Aero. Sci.*, 23, 1007-1011.



Wüest A., Piepke G. and Halfmann J.D., 1996, Combined Effects of Dissolved Solids and Temperature on the Density Stratification of Lake Malawi (East Africa). In Johnson and Odada [eds.] "The Limnology, Climatology and Paleoclimatology of the East African Lakes", Gordon and Breach Scientific Publishers, New York, p. 183-202.

Wüest, A., Ravens, T. M., Granin, N.G., Kocsis, O., Schurter, M., and Sturm, M., 2005, Cold intrusions in Lake Baikal: Direct observational evidence for deep-water renewal. *Limnol. Oceanogr.* 50, 184-196.

Zakharov V., Lvov V. and Falkovich G. 1992. Kolmogorov spectra of turbulence (Springer Verlag, New York), p264.





# Article 1



# Inter and intra-annual variability in the mixing of a deep meromictic Lake (Lake Pavin, France)

Bonhomme C.<sup>1</sup>, Cuypers Y.<sup>1</sup>, Poulin M.<sup>2</sup>, Saad M.<sup>1</sup>, Vinçon-Leite B<sup>1</sup>, Viollier E.<sup>3</sup>, Tassin B<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> *CEREVE, Centre d'Enseignement et de Recherche sur l'Eau, la Ville et l'Environnement. ENPC/ENGREF/Université Paris 12*

<sup>2</sup> *Ecole Nationale des Mines de Paris, Centre de Géosciences*

<sup>3</sup> *LGE : Laboratoire de Géochimie des Eaux (Université Paris VII et Institut de Physique du Globe de Paris UMR 7154)*

*(to be submitted to Aquatic Sciences)*

## Abstract

Lake Pavin is a deep (92 m) meromictic crater Lake located in a volcanic region in the middle of France (Auvergne). The bottom of Lake Pavin is geothermally heated ( $\sim +1^\circ\text{C}$  at the bottom of the lake). The temperature minimum, located around 30 meter depth, is alternatively below and above the temperature of maximum density ( $T_{\text{md}}$ ) of water in 2006. Turbulence was investigated on the whole water column between May 2006 and June 2007 using a temperature microstructure profiler. An inter and intra-annual variability was highlighted from the observations. In particular, fall and spring overturns play an important role in the set up of mixing conditions: year 2006 is stably stratified and favourable to double-diffusion in the hypolimnion whereas year 2007 presents a weakly stable water column, where purely convective overturns can occur. At the time scale of the year, we also observe a seasonal trend during year 2006: diapycnal dispersion in the lake interior is increased by more than one order of magnitude in the second half of the year, which has an impact at the basin-scale. Vertical dispersion coefficients (or  $K_z$ s) are estimated with different methods such as Batchelor fitting technique, calculation of Thorpe lengths, estimate of basin-wide diffusivity from mean temperature gradient evolution and direct calculation of heat fluxes from microstructure profiles. The limits of Thorpe lengths approach appears in 2007, when the water column is

affected by convective overturns. A particular focus has been made on the hypolimnetic part under the thermocline (between 30 and 50 meter depth) to explain the turbulence weather variability. The aspects of fine structure profiles and the methods to calculate  $K_z$  enable to precise the processes of mixing at stake in this part of the water column.

## **Introduction**

The question of diapycnal exchange in water bodies has been studied for both lakes and in the ocean because of its great importance in terms of ecological consequences. Diapycnal exchange is usually strong in the upper part of the water body (also called mixed layer) because of the intense mixing induced by the wind close to the surface. Below, the thermocline acts as a barrier to the wind induced turbulent kinetic energy penetration because of the high stability of the thermocline region. When no other process influences the mixing budget, the main process that drives the dissipation of turbulent kinetic energy in lake interior is the effect of friction related to seiche currents along the slopes [Wüest et al., 2000].

In the ocean, last decades have been marked by high frequency temperature measurements in oceanography which enables to resolve microstructure and to calculate diapycnal diffusivity in the water column. One major characteristic of turbulence is to be highly intermittent in space and time, particularly below the thermocline. When the stability is weak and no special shear drives the turbulence, turbulence is sporadic and manifests in the form of patches [Gregg, 1980]. Dissipation rate values are lognormally distributed and can vary of several orders of magnitude. Isotropy and homogeneity criterion are not always satisfied [Gargett, 1984].

In lakes, most of turbulence investigations have been performed in the frame of observations during short periods of time (from a few days to a few weeks) [Wüest et al. 2000] [Shahidi and Imberger, 2001]. In a small meromictic lake, Lake Pavin (Auvergne, France), we chose to focus on the description of the variability of turbulence at the annual time scale. Here the interest consists of a 15 months survey of the lake. Profiles are performed mainly at the central point of the lake, far from the surface layer and far from shear flows (which would be close to intrusions or in the region of seiche activity). The purpose of this paper is to analyze inter and intra annual variability affecting the whole water column of the lake, considering the occurrence of seasonal overturn in the middle of the data set. This investigation gives another view comparing with the traditional view of the lake as in a kind

of steady state throughout the year below the thermocline. A particular focus is done on the hypolimnion part of the lake.

In these deep layers of lake interior, wind is only one of the factors that can influence the mixing rate. Other processes can greatly influence the mixing budget: mainly local instabilities, sublacustrine intrusions, double diffusion processes or lake interior mixing by seiche rays [Maas et Lam, 1995]. In the hypolimnion, the nature of the instabilities has to be discussed. In fact, temperature gradients are small and the stability of the water column is low in this part of the water column. It has for consequence that small thermal energy supplies from the bottom can cause brief overturns in the water column by Rayleigh-Bénard instability. Likewise, small horizontal kinetic energy supplies can generate Kelvin-Helmholtz instabilities because of the low stability of the hypolimnion. These instabilities intermittently mix the water column, converting either potential energy in kinetic energy or kinetic energy in potential energy.

Lake Pavin presents the particularity to be geothermally heated. Even if its stratification is globally stable, the mixolimnion can be affected by local convection or turbulent overturns. Moreover, salinity is determinant in the static stability at the bottom of the mixolimnion [Aeschbach-Hertig and al., 2002] and this part of the lake could be favourable to the apparition of double diffusive convection in the mixolimnion. Double-diffusive processes (DDP) occur when two different substances (such as heat and salt) diffuse at different rates. The two main outward signs of DDP in lakes is the formation of double-diffusive staircases. Staircases patterns occur when salinity is stably stratified and temperature, is unstably stratified. DDP lead to the formation of locally well mixed layers. Double diffusive staircases form over long characteristic time-scales and can be observable in weak turbulent environment. These processes have also been largely documented in the frame of laboratory experiments [for example Radko, 2003]. In lakes, DDPs have been observed on Lake Nyos [Schmid et al., 2004] and Lake Kivu (Schmid M., pers. Com.). But DDPs can be observed in other natural systems such as the ocean or stars [Paparella, 2002].

Moreover, there is a sublacustrine intermittent source in Lake [Bonhomme et al., in prep] which can intermittently cause convective mixing in the mixolimnion. At last, the steep slopes in this lake certainly enhance dissipation rates in the interior of the basin comparing to flatter topography [Maas et Lam, 1995]. This particularity has been proved to influence the internal wave spectrum of temperature fluctuations [Bonhomme et al., in prep]. The presence of all of these processes that are susceptible to drive the mixing makes Lake Pavin a complex but ideal environment to test which mechanisms influence the mixing.



We will investigate how some of these processes influence by turns the mixing balance in Lake Pavin during year 2006 and 2007, by using microstructure measurements to estimate vertical dispersion (or  $K_z$ ) in the water column by different methods. We will show that the mixing climate can vary significantly from one year to another and also between the spring and fall overturns. Despite of the fact that basin-wide diffusivity is about one order of magnitude above calculated vertical diffusivity in the interior [Wuest et al., 2000], variability of vertical diffusivity seems to have a basin-wide impact in Lake Pavin.

The paper is divided into six parts: (1) the variability of static stability in the hypolimnion of Lake Pavin is calculated during 15 months survey from April 2006 to June 2007 (2) microstructure measurements will show various turbulence level corresponding to periods of different mixing in the water column, interesting in the frame of meromixis physical analysis. (3) direct estimates of turbulent vertical diffusivities are calculated with the Batchelor fitting method [Batchelor, 1957] (4) the use of Thorpe length scale also enables to calculate vertical diffusivity [Thorpe, 1977] (5) comparison of various estimates of diapycnal diffusivity impact are compared to basin wide calculated diffusivity (6) As a discussion, the processes at the origin of different mixings in this lake is explored by analyzing the aspects and time-scale variability fine structure measurement. This approach enables to go further to investigate the mechanisms at stake.

## **Site description**

Lake Pavin is a deep crater Lake (92 meter depth), located at 45°55'N and 2°54'E in France. Its surface area is small (0.44 km<sup>2</sup>) and the Lake is sheltered from the wind by its crater ridges. Because of its small fetch and weak windy conditions, Lake Pavin is supposed to exhibit seiching motions of small amplitude in comparison with mixed layer thickness all the year round.

Lake Pavin is meromictic and characterized by the presence of two density gradient zones: the first one (approximately at 7 meter depth) between the epi- and the hypolimnion and a second one (approximately at 60 meter depth) between the hypolimnion and a never-mixed layer called monimolimnion. The epi- and hypolimnion are known as mixolimnion because of two yearly mixing episodes in fall and spring, after the ice-melting (see Fig. 1).

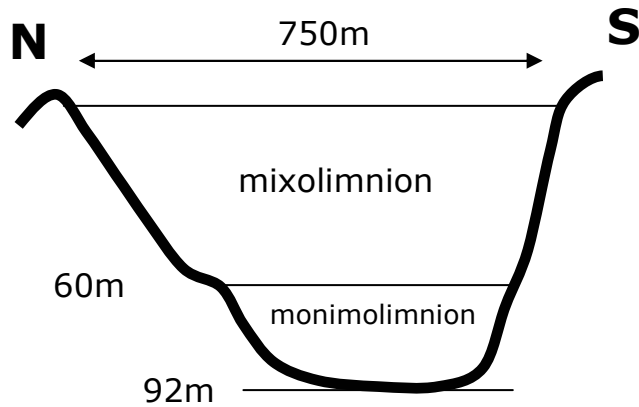


Fig. 1 - Cross section of Lake Pavin. North-South direction is indicated.

The two layers are separated by a chemically induced density increase called the chemocline. Residence time in the monimolimnion is far higher than residence time in the mixolimnion (respectively between 100 and 300 years and 10 years).

The monimolimnion is permanently anoxic with high concentrations of dissolved ions such as ( $\text{Fe}^{2+}$ ,  $\text{Mn}^{2+}$ ,  $\text{NH}_4^+$ ,  $\text{Na}^+$  etc...) and gases such as  $\text{CO}_2$  and  $\text{CH}_4$  [Camus et al. 1993] as well as of many trace elements such as lithium, barium, vanadium, uranium, molybdene [Viollier et al., 1995]. Because of their stability, trace elements are a mean to investigate physical or biogeochemical processes in the monimolimnion of Lake Pavin.

Geothermal heat flux warms up the monimolimnion and its temperature is about  $+1^\circ\text{C}$  in comparison with the temperature at the bottom of the mixolimnion. However, the density profile remains stable at the chemocline because the destabilizing effect of the temperature increase is counterbalanced by the stabilizing effect caused by salt concentration increase towards the bottom. The temperature minimum in the water column is located around 25 meter depth during year 2006 and can present temperature below the Temperature of maximum density (hereafter  $T_{\text{md}}$ ) at these depths. Below 25 meter depth, the temperature increases towards the bottom firstly extremely slowly till the chemocline and then more rapidly.. This temperature increase is partially balanced by the slight conductivity increase towards the chemocline from a stability point of view.

In 2007, the temperature minimum is less pronounced. During winter, the lake is ice-covered. After the spring overturn, the temperature appears homogenised in the mixolimnion from surface to 50 meter depth and above the  $T_{\text{md}}$ .

As the lake surface is not affected by strong winds, we expect to observe low turbulence levels in the basin interior, even if the lake size is relatively small. As Lake Pavin

morphometry presents the particularity to have very steep slopes, due to its great depth in comparison with its area, the critical frequency is lower than the local Brunt-Vaisala frequency and the seiche reflection can be supercritical and radiate in the entire water body. This phenomenon has been proved to generate particular mixing patterns in mine pit lakes, where regular benches along the slopes create interferences of internal wave rays below the thermocline [Boehrer and Stevens, 2005]. Otherwise, the turbulence level in the basin interior has only a small probability to be affected by shear due to seiche motion. In fact, higher shear is expected at the thermocline and chemocline interface but not in the water body interior. Steep slopes are a feature conditioning partly Lake Pavin meromixis [Walker and Linkens 1975] [Lemmin, 1995].

The water balance of the Lake and chemical isotopic analysis indicate the presence of a small sublacustrine water inflow (not exceeding  $20\text{L. s}^{-1}$ ) in the mixolimnion with geochemical characteristics similar or very close to the mixolimnion [Aeschbach-Hertig et al., 2002] [Assayag et al., in prep]. [Aeschbach-Hertig et al., 2002] observed a cold anomaly close to 50 meter depth in September 1994 but not in 1996 suggesting this source is not always present. During the monthly survey in year 2006 either at the central location of the Lake and close to the slopes, no evident temperature or conductivity anomaly has been detected. Continuous measurements of temperature at the lake centre confirm the water stratification below 40 meter depth in 2006. Moreover, continuous temperature measurements at the lake centre confirm the water stratification below 40 meter depth in 2006. In 2007, temperature anomalies have been detected and conclude to an intermittent input of water above the monimolimnion. The mixing is strong in 2007 and mixing events are very clear on continuous measurements performed by the LDS. In 2007, these events that move upward can be followed. Because of its low saline content, the inflow at the bottom of the mixolimnion generates an upward plume by saline convection from April to July 2007 (the upward motion of the plume can be visualized on 2007 data) [Bonhomme et al., 2007].

At last, the hypothesis according to which an important flow sublacustrine source could be located at the bottom of the Lake has been rejected by previous studies. In fact, the presence of this water inlet would enhance vertical turbulent diffusion coefficient in the monimolimnion and at the interface between mixolimnion and monimolimnion which disagrees with dissolved gas profiles.

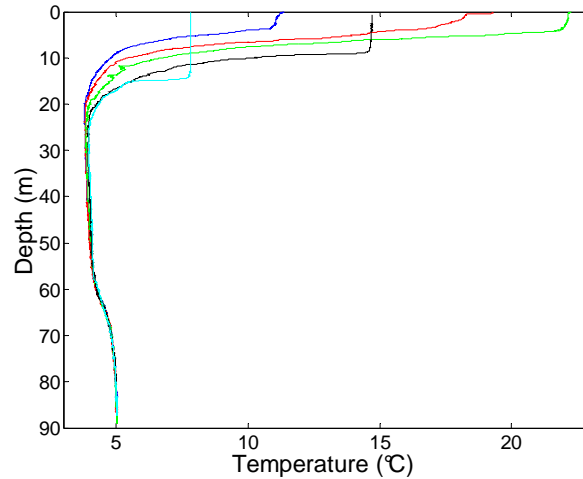


Fig. 2 - *Temperature profiles on the whole water column of Lake Pavin performed in May 2006 (blue), June 2006 (red), July 2006 (green), September 2006 (black), November 2006 (cyan).*

## Measurements and Methods

Monthly measurements took place from May to November 2006 on Lake Pavin and from April to June 2007. This systematic survey brings new insight on the seasonal temperature evolution and mixing in Lake Pavin.

### *Microstructure profiles*

Temperature microstructure was measured at a frequency of 100Hz using temperature-gradient microstructure profiler (SCAMP designed by PME, [www.pme.com](http://www.pme.com)). Conductivity and pressure were measured at a frequency of 40 Hz. The SCAMP is deployed in falling mode, at a speed of ca 0.1 m/s, with a 100-Hz sampling rate. The sensors always included 2 fast –response thermistors (time constant ~ 10ms) and one slower thermistor-conductivity sensor called accurate temperature and conductivity sensor (time constant ~450 ms for the temperature sensor and ~100 ms for the conductivity sensor). The accurate sensor averages temperature and conductivity over a 2.5 cm window.

The profiles have been collected during 5 campaigns from May to November 2006 and 3 from April to June 2007. The strategy of sampling was firstly to collect samples all around the Lake (campaigns of May, June and September 2006) in order to detect some systematic dissipation increase along the slopes of the Lake – due to a sublacustrine intrusion or to the seiche dissipation-. But because of the highly intermittent turbulent mixing in amplitude, space and time in water bodies [Baker and Gibson, 1987], it was impossible to

detect a significant difference in the calculated dissipation rate at the slopes and in the interior. It was then decided to perform the profiles mainly at a sampling platform located at the middle of the Lake for the campaigns in July, November 2006 and in 2007 (see Fig. 3).

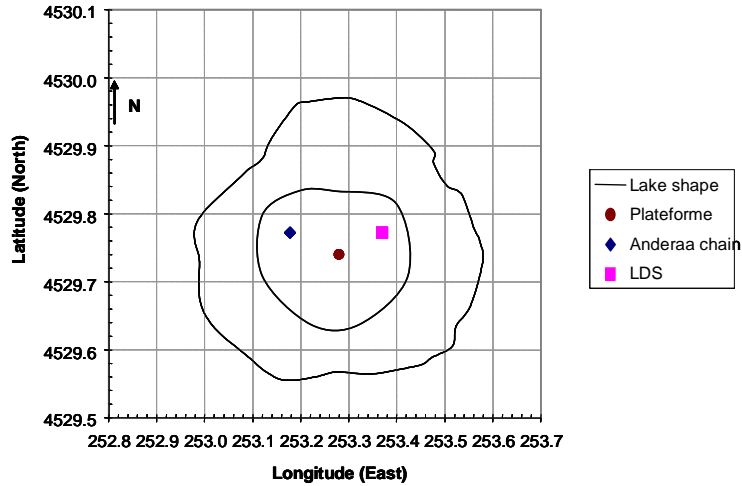


Fig. 3 - Lake Pavin shape and localization of SCAMP profiles realized in September and November 2006 at plateforme location.

### Calculation of Brunt Väisälä frequency

The Brunt-Väisälä frequency (BVF) was calculated from smoothed temperature and 20°C-conductivity profiles using the density-temperature-salinity-pressure equation of state from [Chen and Millero, 1977], [Chen and Millero, 1986], [Aeschbach-Hertig et al., 2002].

BVF profiles were calculated by smoothing the temperature and conductivity signals (running average) over 2-meters window in order to remove all fluctuations due to turbulence or intermittent seiche intrusions. Such averaged windowing is classical for the calculation of BVF [Boehrer, meromixis].

BVF is defined as:

$$N^2 = \frac{-g \left( \frac{\partial \rho}{\partial z} \right)}{\rho_0} \quad (1) \tag{Eq. 1}$$

where  $\rho$  is the density of water (in  $\text{kg/m}^3$ ) and  $g$ , the gravity acceleration is taken equal to  $9.81 \text{ m s}^{-2}$ .

The total density is calculated by:

$$\rho = \frac{\rho(T)(1 + \beta_s(S))}{1 - p/K(T, p)} \quad (\text{Eq. 2})$$

where  $\rho$  is the density of water,  $\beta_s$  is the haline contraction coefficient,  $p$  is the pressure (in bars) and  $K(T, p)$  is a polynomial expression depending on temperature and pressure from [Chen et Millero, 1977]:  $K(T, p) = \sum_{i=0}^{i=6} c_i T^i + p \cdot \sum_{i=0}^{i=6} d_i T^i$ . The contribution to density of dissolved  $\text{CO}_2$  is negligible in the water column.

It follows from equations (1) and (2) that we can express Brunt-Väisälä frequency as:

$$N^2 = g \left( \alpha \left( \frac{\partial T}{\partial z} - \Gamma \right) - \beta_s \frac{\partial S}{\partial z} \right) \quad (\text{Eq. 3})$$

with  $\alpha = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T}$ , the thermal expansion coefficient and  $\beta_s = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial S}$ , the haline contraction coefficient.  $\beta_s$  takes different values in the monimo and in the mixolimnion, because of the different ion composition of mixo ( $=0.778 \cdot 10^{-3} \text{ l g}^{-1}$ ) and monimolimnion ( $=0.784 \cdot 10^{-3} \text{ l g}^{-1}$ ). The value of  $\beta$  at  $20^\circ\text{C}$  can be calculated from the partial molar volumes and masses of the electrolytes dissolved in the lake water.

The adiabatic lapse rate (i.e. the rate of temperature change due to adiabatic compression) can be expressed as:

$$\Gamma(T, S, p) = - \left( \frac{dT}{dz} \right)_{isen} = \frac{g \alpha}{c_p} T \quad (\text{Eq. 4})$$

When  $T$  is close to  $T_{\text{md}}$  and the depth of a lake does not exceed 100 or 200 meters,  $\Gamma$  is negligible. Thus, potential temperature and *in situ* temperature can be considered as equal in Lake Pavin. The most important effect of pressure comes from the pressure dependence of  $T_{\text{md}}$ .

### ***Dissipation rates determined by the Batchelor method***

The dissipation rates are calculated using the software provided with the SCAMP equipment. It is based on the method developed by [Ruddick et al., 2000] for the fitting of the Batchelor spectrum by maximum Likelihood spectral fitting. The Batchelor method [Batchelor, 1959] rests on the fact that all temperature fluctuations are due to turbulence. In this case, it is well known that the higher wave number part of the one-dimensional temperature gradient

spectrum is a function of the dissipation  $\varepsilon$  and the temperature variance  $\chi_T$ , which are the fitting parameters.

Here we use an associated form of the single-sided, one-dimensional Batchelor spectrum  $\Phi_{1D}^B$

$$\Phi_{1D}^B = \frac{\chi}{2D_T} \frac{x^3}{k^3} \left( \frac{e^{-x^2}}{x} - \left( \pi^{1/2} - 2 \int_0^x e^{-y^2} dy \right) \right) \quad (\text{Eq. 5})$$

with  $x = k(c_B D_T)^{1/2} \left( \frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{1/4}$  where  $k$  is the vertical wave number,  $c_B \sim 3.4$  is the Batchelor constant [Oakey, 1982],  $\nu$  is the kinematic viscosity of water, and  $D_T$  the molecular diffusivity of heat in water.

The electronic noise of the instruments is simulated and removed from the Batchelor spectrum [Head, 2000]. The segmentation is made with homogenous segments varying between 512 and 2000 samples [Head, 2000]. The Welch averaging method is used with a window of 512 samples. This enables the detection of wave numbers down to 25 cycles/m. It corresponds to dissipation rates  $\varepsilon$  of  $1.19 \times 10^{-11}$  W/kg. When the spectrum is more shifted to lower  $\varepsilon$  values, it is assumed to give to  $\varepsilon$  the minimum value of  $1 \times 10^{-12}$  W/kg (which is given as the detection threshold of the instrument) [Luketina and Imberger, 2001].

The intermittency of dissipation rates from campaigns of similar turbulence weather is graphically represented using bar histograms of dissipation. From the different SCAMP profiles, we present histograms of dissipation rates which show the seasonal intermittency of the measurement (see Fig. 7). Monthly surveys with similar dissipation profiles have been grouped in a unique histogram. At a given depth, the histograms represent with different colours all recorded values for  $\varepsilon$  at this depth, ranked in descending order from the left to the right. The colours attributed to the value of the dissipation rate vary from white for high values of  $\varepsilon$  to black for low values of  $\varepsilon$ .

### ***Dissipation determined by calculating Thorpe lengths***

[Thorpe, 1977] first suggested that an estimate of the vertical overturning length in a stratified fluid could be obtained by sorting an unstable measured density profile into a stable configuration. The algorithm of Thorpe's displacement computation is as follows: given a local unstable profile, if measured density at the point is greater than the density at the next deeper point, the two points are interchanged and recursively. The Thorpe displacement  $d_T$  at each point of the water column is the difference between its initial and final positions, and can

be interpreted as the vertical length over which an initially stable density gradient was overturned.

To compute the Thorpe length, it is necessary to compute the root mean square (rms) of the Thorpe displacement. The rms of Thorpe displacements has been performed on 5cm long windows according to [Roget et al., 2006]. No density threshold has been taken into account to remove noise instrument. .

Ozmidov length scale, which represents the typical size of an eddy in the water column, is related to Thorpe length scale. Empirical relations concluded that  $L_T \approx L_O$ . [Wesson and Gregg, 1994] used measurements in the Strait of Gibraltar which showed a scatter of measured values with points mostly in the range  $0.25L_0 < L_T < 4L_0$ . In lakes, the relationship between Ozmidov and Thorpe length scales is approximatively constant [Lorke et Wüest, 2002]. For this study, the traditional approximation for lakes:  $L_0 = 0.8L_T$  has been kept.

The dissipation rate in the water column can be calculated from the Ozmidov length.

$$L_0 \equiv \left( \frac{\varepsilon}{N^3} \right)^{1/2} \approx L_T . \quad (\text{Eq. 6})$$

### ***Calculation of $K_z$ , the turbulent diffusion coefficient***

The Osborn relation [Osborn, 1980] enables us to calculate the turbulent diffusion coefficient from the dissipation rate:

$$K_z = \gamma_{\text{mix}} \varepsilon / N^2 \quad (\text{Eq. 7})$$

with  $\gamma_{\text{mix}}$  the mixing efficiency, and  $N^2$  the Brunt-Väisälä frequency.  $\gamma_{\text{mix}} = 0.2$  is a usual value but in specific cases like double-diffusive context,  $\gamma_{\text{mix}}$  has to be corrected to take into account the unusual mixing efficiency [Ellison, 1957], due to the value of the Richardson flux number. This aspect will be taken into account in the results part.

In case of  $K_z$  calculated from Thorpe length, a geometric mean of  $K_z$  is performed (by a running average) on 2 meter long windows.

## **Results**

### ***Evolution of the temperature profiles of the water column in 2006 and 2007.***

The temperature of the water column presents a minimum around 25 meter depth. This minimum deepens slightly throughout the year. It is below the temperature of maximum



density of pure water ( $T_{md}$ ) that can be approximated by  $T_{md} = 3.98 - 0.0021 z$  (with  $z$  the depth in meters) [Eklund, 1963] in May, June and July 2006 whereas the temperature of the whole water column remains over the  $T_{md}$  in September and November 2006 (see figure 4). The conductivity profile is rather constant throughout the year, showing a slight increase towards the bottom from 30 meter depth (values vary from 50  $\mu\text{S}/\text{cm}$  in the mixolimnion to 450  $\mu\text{S}/\text{cm}$  in the monimolimnion).

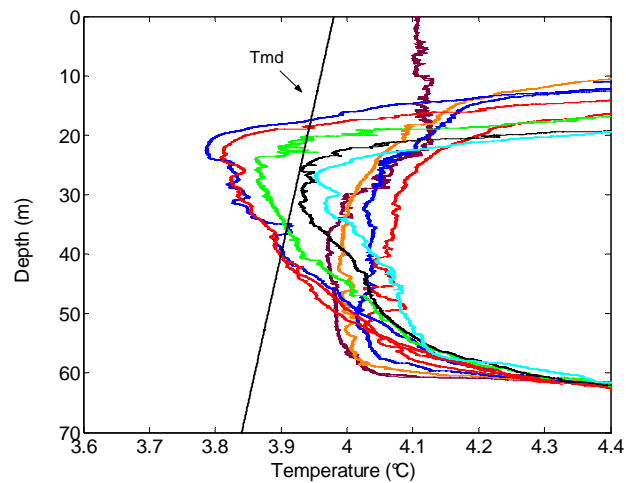


Fig. 4 - Zoom on the temperature profiles. Position of  $T_{md}$  in function of depth (black line). For 2006, the same colours are used as in Figure 2A. For 2007, colours are the following: 05 April 2007 (dark brown), 26 April 2007 (clear brown), 31 May 2007 (blue), 27 June 2007 (red).

In 2007, the profile in the water column is far more homogenous and does not present any obvious gradient or stratification until 55 meters depth. Temperature is overall above  $T_{md}$ .

#### ***Evolution of the static stability in 2006 and 2007***

In 2006, the static stability is weak in the hypolimnion of Lake Pavin :  $N^2$  lies between  $2 \times 10^{-7} \text{ s}^{-2}$  and  $2 \times 10^{-6} \text{ s}^{-2}$  in the hypolimnion between 30 and 50 meters depth (see Figure 5A). In 2007, the stability is even weaker in the hypolimnion,  $N^2$  being bounded by  $5 \times 10^{-8} \text{ s}^{-2}$  and  $3 \times 10^{-7} \text{ s}^{-2}$  between 30 and 50 meters depth (see Figure 5B). Thus, the static stability is about one order of magnitude weaker in 2007 in comparison with 2006. This variation is sufficient to observe numerous local static instabilities in the hypolimnion of Lake Pavin in 2007. A more homogenous hypolimnion in 2007 is in cause. These inter-annual variations are partly

due to a more or less stabilized hypolimnion. On Figure 5B, static stability in the deep hypolimnion above 58 meter depth appears quite different in July 06 and June 07 in the water column. One interesting observation is that the stability in those layers is enhanced in 2006 compared to 2007. The stability exceeds  $2 \times 10^{-6} \text{ s}^{-2}$  at 51 meter depth in 2006 whereas it only reaches this level at 58 meter depth in 2007 (at 51 meter depth, stability is close to  $10^{-7} \text{ s}^{-2}$  in 2007). On the contrary, the chemocline region appears slightly stabilized in 2007 in comparison with 2006, varying from  $2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$  in 2006 to  $3 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$  in 2007 at 60 meter depth.

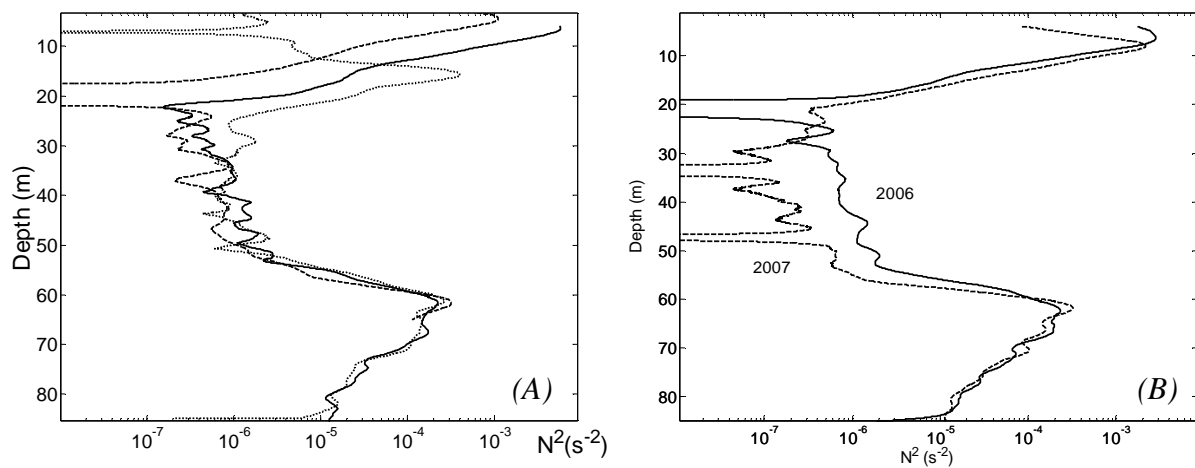


Fig. 5 - Evolution of Lake Pavin static stability  $N^2$ . A) Evolution during year 2006: dashed line: May 2006, thick line: July 2006, dotted line: November 2006. B) Comparison 2006-2007. Thick line: End of July 06. Dashed line: End of June 07.

The balance between the thermal and the saline stabilization of the water column gives the key of the static stability under the thermocline of Lake Pavin.

The contributions of saline and thermal stabilities to the total static stability are very different in 2006 and 2007 too. In fact, in 2007, the hypolimnion is rather homogenous and temperature destabilizing and salinity stabilizing effect have the same order of magnitude. Thus, depending on the time of the year, the density profile may exhibit local instabilities. In 2006, the stabilization by salt remains higher than the destabilization by heat below a certain depth determined by the sign of  $T - T_{md}$ : considering the seasonal evolution of the temperature profile in the water column (see Figure 4), this stability shows a seasonal pattern. In fact, the crossing of the temperature with the local  $T_{md}$  during year 2006 has for consequence that the temperature has a stabilizing or destabilizing effect on stability depending on the time of the year 2006. If the temperature of the water column exceeds overall the temperature of

maximum density of water ( $T_{md}$ ) – this is the case in the second half of year 2006-,  $\alpha$ , the coefficient of compressibility of water, is positive and the contributions of heat and salt to the stability of the water column are opposite below 25 meter depth. Else – this is the case in the first half of year 2006, the two contributions are stabilizing above the crossing of the temperature profile with the  $T_{md}$  (doubly stable configuration) and destabilizing for the temperature below the crossing point. Figure 6 compares the saline and thermal contribution in May – November 2006 and June 2007. The ratio between the two components is  $R_p$  as defined by [Baines et Gill, 1969]

$$R_p = \frac{\beta_s \frac{\partial S}{\partial z}}{\alpha \frac{\partial T}{\partial z}} \quad (\text{Eq. 8})$$

$R_p$  represents the ratio between the opposite of salinity contribution to BVF calculation and temperature contribution to BVF.

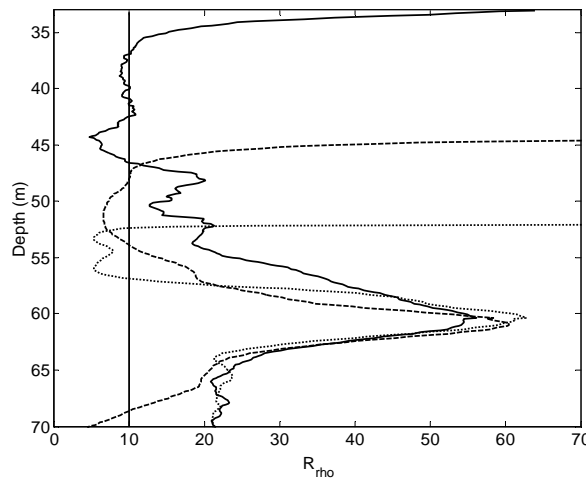


Fig. 6 -  $R_p$  between 30 and 80 meters depth in the water column (dashed line: May 06, thick line: November 2006, dotted line: June 2007).

Whereas in May 2006 the temperature gradient is destabilizing only from 45 meter depth to the bottom of the lake, this destabilizing component reaches 35 meter depth in November. Above in 2006, the water column is doubly stable. In 2007, on the contrary, it is impossible to attribute a definite role towards stabilization or destabilization of the water column. The water column is globally weakly stable, as we previously mentioned and we see an opposite effect on temperature and conductivity only below 53 meter depth where salinity stabilizes strongly the water column (see Figure 6).

In the monimolimnion, the stabilization by salt is much stronger than the destabilization by heat.

### ***Determination of $\varepsilon$ from microstructure measurements***

#### *General introduction to the use of microstructure profiles*

Both turbulent and diffusive processes cause micro fluctuations of temperature in the hypolimnion of Lake Pavin. Time series of a depth averaged “effective dissipation rate” ( $\varepsilon_\mu$ ) can be computed by assuming that all fluctuations are due to mechanical turbulence. This approximation is valid when the turbulent diffusion coefficient exceeds molecular diffusivity. When the dissipation falls below or close to molecular diffusivity, this approach under-evaluates the diffusivity in the water column of Lake Pavin. For steady conditions and neglecting the divergence terms, the production of turbulent kinetic energy (by the Reynolds stress working on the mean shear) is balanced by the dissipation rate  $\varepsilon$  and the buoyancy flux  $b$ . The turbulent kinetic energy balance becomes:

$$-\langle u_i u_j \rangle \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = b + \varepsilon \quad (\text{Eq. 9})$$

where  $U_j$  is the mean velocity and  $u_j$  is the fluctuating velocity.

Figure 7 shows that the dissipation rate  $\varepsilon$  is highly intermittent in space and time. Based on SCAMP profiles, histograms of measured dissipation rates with different boundaries (from  $10^{-12}$  W/kg to  $10^{-9}$  W/kg, from black to white) as a function of depth were plotted. The water column spends most of time at low dissipation rates (below the detection threshold of the instrument). Making the assumption that the measured profiles are representative of the state of intermittency in the water column, the dissipation is below  $10^{-11}$  W/kg more than 50% of the time. This observation is in agreement with the observations in the ocean interior in the California Current in the eastern North Pacific Ocean where [Gregg, Sanford and Winkel, 2003] observed that over a large proportion of the water column,  $\varepsilon$  is less than the instrumental noise level about 60% of the time. Strikingly, lakes and ocean behave similarly on this point and no significant difference appears concerning the turbulent weather of the water column.

The conditions for a significant buoyancy flux to occur is  $\varepsilon > 19 \nu N^2$  and for isotropic condition to be fulfilled is  $\varepsilon > 200 \nu N^2$  [Itsweire, 1993]. In the hypolimnion in 2006, the condition is satisfied when  $\varepsilon > 10^{-11}$  W/kg. At the chemocline, when  $\varepsilon > 10^{-9}$  W/kg and at the thermocline, when  $\varepsilon > 10^{-8}$  W/kg. The conditions are increased by one order of magnitude for the isotropic condition.

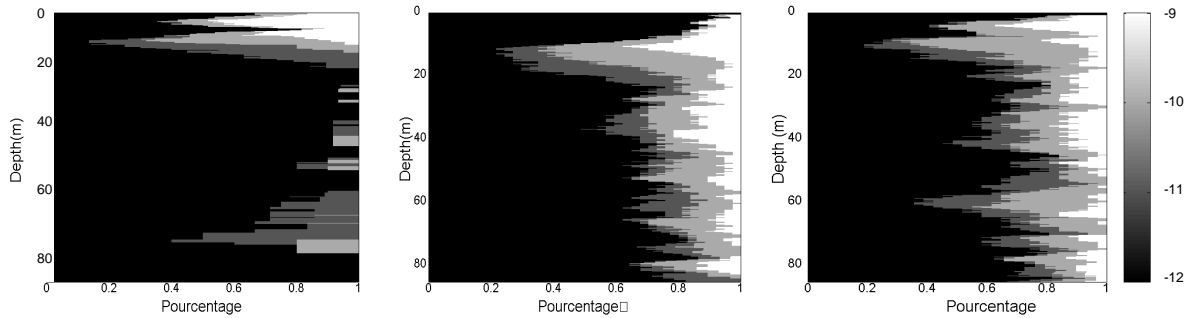


Fig. 7 - Histograms representing the intermittency of the dissipation rate (in W/kg) in the whole water column. Histograms have been grouped depending on the different regimes of dissipation that are observed. On the left, May-June 2006. In the middle: July-September-November 2006, On the right April to June 2007.

Significant buoyancy flux is generated 30 to 40% of the time in the hypolimnion and less than 10% of the time at the thermocline and chemocline. As far as the isotropy condition is concerned, the turbulence is rarely isotropic at the density interface and about 10% of the time in the hypolimnion. Comparing to the ocean, the data set available here on Lake Pavin shows that the mixed layer is far less mixed than in the ocean (the winds are certainly weaker).

General trend of the dissipation rate shows more intense dissipation where the generated shear by seiching motions is the highest. At the thermocline, this observation is evident in 2006 and 2007. At the chemocline, an enhanced dissipation is visible only in 2007, which is marked by a higher density gradient around 60 meter depth.

In 2006, the dissipation rate is significantly higher for the months from July to November (with value of  $5 \times 10^{-10}$  W/kg more than half of the time). During the first months of the survey (May and June 2006), dissipation in the hypolimnion was very low: below the mixed layer, apart from some sporadic turbulent bursts, the water column presented turbulence levels below the detection threshold of the instrument (equal to  $1 \times 10^{-12} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ).

In 2007, the level of the dissipation rate similar to second half of year 2006 but the second density interface is also marked by high dissipation rates, perhaps because the density gradient is higher in 2007. High values of dissipation are recorded, especially between 30 and 50 meter depth where values of  $5 \times 10^{-10}$  W/kg occur about 25% of the time .

### Estimates of $K_z$ from Batchelor fitting

The principles of Batchelor fitting have been reintroduced in the Materials and methods part. If we calculate  $K_z$  using the Osborn method (17),  $\gamma_{mix}$  needs to be corrected to take into account the local value of  $R_\rho$  in 2006 for  $0 \leq R_\rho \leq 10$ .

$$\gamma_{mix} = R_F / R_\rho \left[ \frac{(R_\rho - 1)}{(1 - R_F)} \right] \quad (\text{Eq 10})$$

July 2006 profiles give for the density flux  $R_F \sim 0.5$  and  $R_\rho = 10$ , Equation (10) yields to  $\gamma_{mix} = 0.9$ , an increase of a factor 4 compared to the usual coefficient of mixing. When  $R_\rho$  is outside the 0-10 range, the usual value of  $\gamma_{mix} = 0.2$  has been used.

As the distribution of  $\varepsilon$  and consequently of  $K_z$  are lognormal, computed  $K_z$  are geometrically averaged [Baker and Gibson, 1987] to calculate the averaged value of  $K_z$ . The error bars (on Figure 8) represent the standard deviation of  $\log(K_z)$  on each monthly series of  $K_z$ , at each meter. They partly relate the intermittency of the water column which is incompletely described with means.

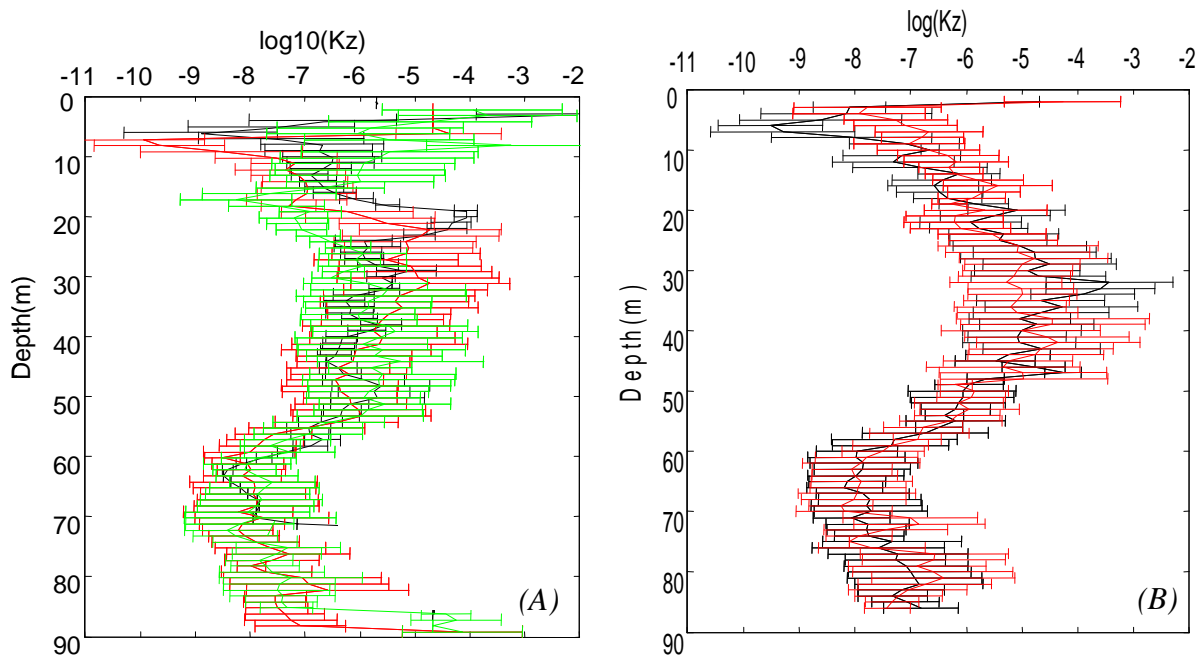


Fig. 8 -  $K_z$  (in  $m^2/s$ ) with error bars calculated from microstructure measurements by the Batchelor fitting method on the whole water column. On the left, Black: May 2006, Red: July 2006, Green: November 2006. On the right: red: April 2007, black: June 2007.

Averaged profiles are reported on Figure 8. In black, averaged  $K_z$  for May 2006 lays slightly below averaged  $K_z$  for July (in green) and November 2006 (in red). The general trend of these profiles is that the vertical diffusivity presents two minima at the thermocline

and at the chemocline except in July (when we can observe an intrusion just below the thermocline): the diffusivity is below heat molecular diffusivity at the thermocline and at the chemocline. Outside of strong density gradients, vertical diffusivity is higher in the hypolimnion and in the monimolimnion. However, vertical diffusivity remains lower in the monimolimnion than in the hypolimnion, because of a higher stratification due to salt concentration in the monimolimnion. The standard deviation of the values of  $K_z$  is higher in the hypolimnion than at the thermocline or at the chemocline. This standard deviation can reach 3 to 4 orders of magnitude in weak stratified parts of the water body, whereas it is closer to 2 orders of magnitude at the thermocline and at the chemocline.

In May, values of  $K_z$  between 30 and 50 meter depth are in average equal to  $5 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$  whereas in July and November,  $K_z$  can reach values of  $5 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ . Simultaneously an increase in the standard deviation is observed indicating that increase of mean  $K_z$  and intermittency are related.

Moreover, trends are observed on the evolution of vertical diffusivity along year 2006. In fact, stabilization is increased below 50 meter depth and destabilized in the hypolimnion. The stabilization of the chemocline comes from a diffusion of the saline interface between mixolimnion and monimolimnion. The destabilization above 50 meter is caused by more active turbulence weather in the second part of year 2006.

$K_z$  in 2007 are in average one order of magnitude higher in the hypolimnion than in the second part of year 2006. This is in agreement with the decrease of the static stability ( $N^2$ ) of the order of one order of magnitude too.

#### *Estimates of $K_z$ from Thorpe length*

Figure 9 shows Thorpe displacements and Thorpe lengths in Lake Pavin in July 2006. On Thorpe displacements, regularly spaced rolls appear in the hypolimnion of Lake Pavin. The root mean squared of these displacements show that the typical length scale of Thorpe length is around 1m in the hypolimnion, whereas it is of the order of the vertical sampling of the device (1mm) at the thermocline and at the chemocline.

Figure 9B shows  $K_z$  values computed from Thorpe length in July 2006 on the whole water column. The same global shape is reproduced that in the Batchelor fitting  $K_z$  profiles. We also observe low values of  $K_z$  at the thermocline and the chemocline, below heat molecular diffusivity. In the hypolimnion,  $K_z$  has higher values (between  $10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  and  $10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ). The validity of the Thorpe lengths that were computed was assessed by calculating

the Thorpe length distribution. The general shape of the distribution shows a form similar to the Weibull distribution that is expected for Thorpe lengths [Lozovatsky and Erofeev., 1993].

Figure 9C represents  $K_z$  calculated from one profile of June 2007. In the hypolimnion, the values are increased by more than a factor 10 in comparison with year 2006. The general shape of the profile is the same as during year 2006. The Thorpe displacements in the hypolimnion are characterized by big overturns of about 4 meters from 50 meter depth to the upper waters(see Figure 9C). The characteristic displacement is also quite different from year 2006 (about 10 meters) (see Figure 9C).

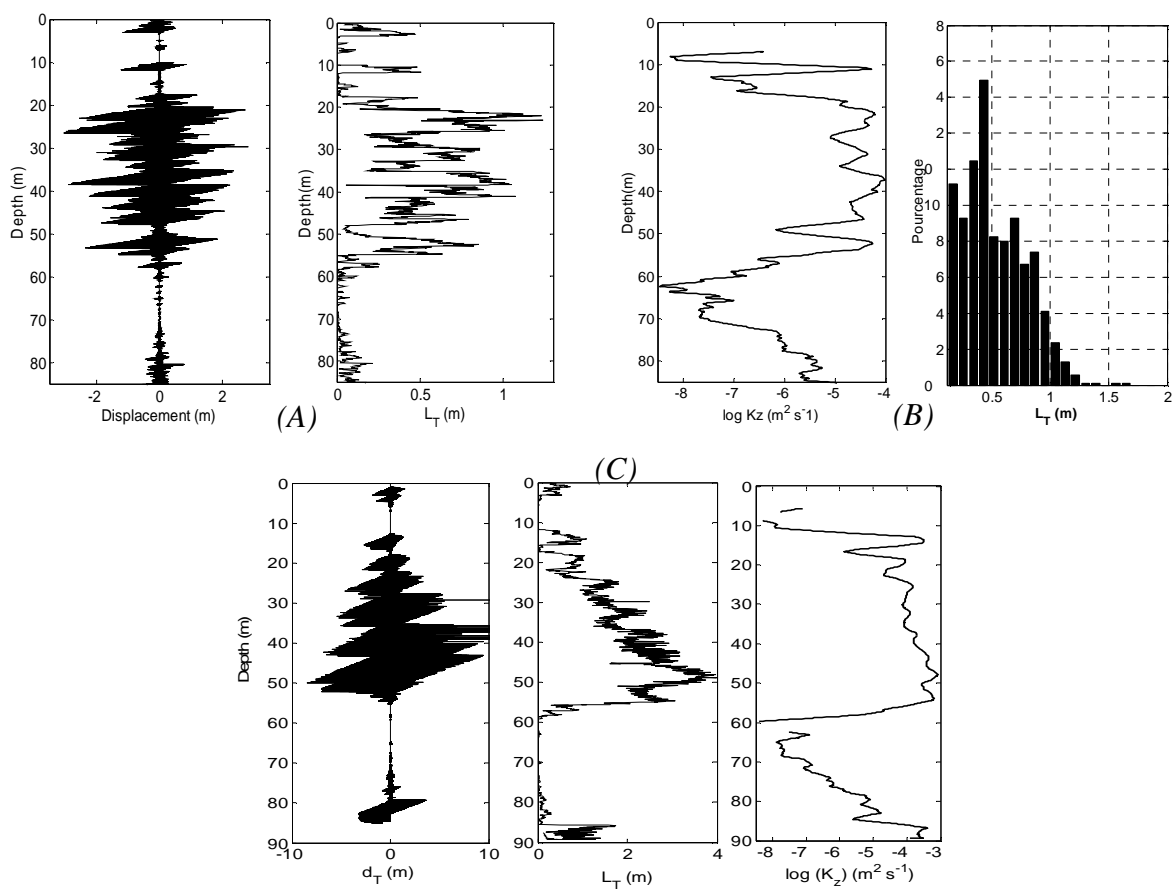


Fig. 9 - Thorpe scale analysis. A and B) Analysis of July 2006 measurements C) Analysis of June 2007 measurements.

A) Left: Thorpe displacements (m) Right Thorpe lengths (m).

B) Left:  $K_z$  ( $m^2/s$ ) Right: Distribution of Thorpe lengths (m).

C). Left Thorpe length in June 07. Right:  $K_z$  in June 07( $m^2/s$ )



### Calculation of basin wide diffusivity

Different methods show that local vertical diffusivity was increased in Lake Pavin in the second half of year 2006. The most interesting issue is now to quantify basin wide impact of such an increase in vertical dispersion. The method at the basin scale that will be used here is the heat budget method [Powell and Jassby, 1974]. The basin scale method is based on the assumption that at depth  $z$ , the vertical turbulent transport of heat  $\rho c_p K_T(z) A(z) \frac{\partial T(z)}{\partial t}$  is equal to the rate of change of heat content below that depth, given by  $\int_{\text{max depth}}^z \rho c_p A(z') \frac{\partial T(z')}{\partial t} dz'$  where  $A(z')$  is the Lake plan area at depth  $z'$ , and  $c_p$  is the specific heat. Given the equality of these two terms gives, the vertical diffusivity is obtained as:

$$K_T(z) = \left[ A(z) \frac{\partial T(z)}{\partial z} \right]^{-1} \int_{\text{max depth}}^z A(z') \frac{\partial T(z')}{\partial t} dz' \quad (\text{Eq. 11})$$

Considering that the vertical heat diffusivity at the interface monimo-mixolimnion is molecular, it is assumed that there is no significant heat flux from the monimolimnion to the mixolimnion and that the formulae can be applied.

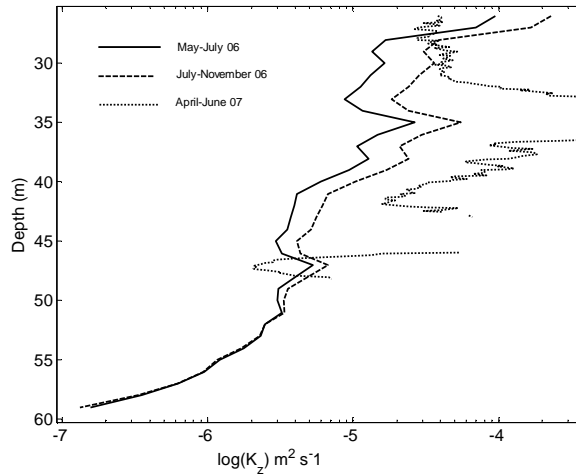


Fig. 10 - Evolution of basin wide diffusivity or basin-wide  $K_z$  ( $m^2 s^{-1}$ ) between 30 and 60 meter depth. Thick line: May to July 2006. Dashed line: July to November 2006. Dotted line: April to June 2007.

Figure 10 represents basin wide diffusivity calculated from mean temperature gradient for years 2006 and 2007. The thick line represents vertical diffusivity calculated on the period

between May and July 2006, the dashed line on the period July to November 2006, the dotted line on the period April to June 2007. The instabilities close to the monimolimnion probably caused by a sublacustrine source [Bonhomme et al., in prep] prevent the calculation of  $K_z$  at these depths in 2007. However,  $K_z$  computed in 2007 follow a similar “shape” as those of 2006 but the diffusivity is increased by a factor 5 in the lake. In 2006, an increase of a factor 2 at the scale of the basin between the first part of the year and the second part of the year can be noticed. The magnitude obtained here for  $K_z$  is consistent with the magnitudes obtained by using the Thorpe length method.

*Comparison of evaluation of diffusivity between the three methods:*

Comparing Thorpe and Batchelor fitting techniques (Figure 11), Thorpe lengths overestimate the dissipation by about a factor 10 for both years particularly in the hypolimnion and in the monimolimnion of the lake, being closer to the highest estimate of  $K_z$  in the water column. This will be discussed later.

The estimate of basin-wide diffusivity is between the Batchelor estimate and the Thorpe estimate, being closer to the Thorpe estimate.

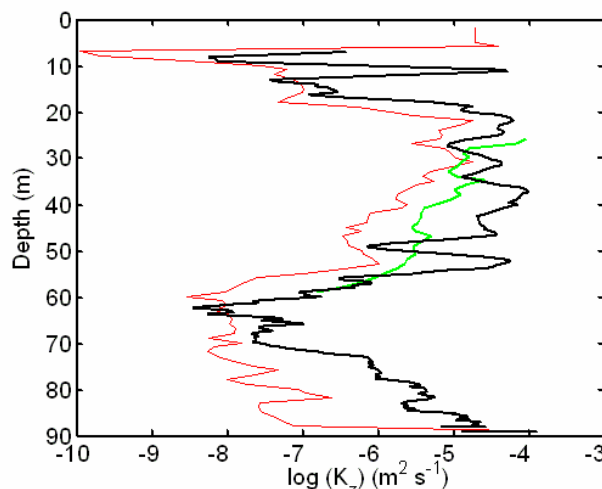


Fig. 11 - Comparison of  $K_z$  ( $m^2/s$ ) obtained by the different methods in July 2006. Red line: Averaged  $K_z$  obtained by the Batchelor fitting method. Green line: Basin-wide  $K_z$ . Black line:  $K_z$  calculated from Thorpe length.

## Discussion

### *A strong intermittency on the determination of the vertical diffusivity*

Large amounts of measurements in space and time are always needed to give reliable estimates of mixing in a water body. One particular interest of this work concerns a dense survey of temperature microstructure at different times of year. This enables the testing of the characteristics of the turbulence weather in the hypolimnion of the lake. On the basis of the 100 profiles recorded in Lake Pavin, dissipation occurs in the form of turbulent bursts and is strong enough to generate a buoyancy flux less than half of time and the isotropic condition is respected less often (less than 10% of time). These features describe that turbulence in Lake Pavin remains weak. Consecutive profiles exhibit strong fluctuations of the dissipation rate that have for consequence to produce  $K_z$  that vary in time by several orders of magnitude. Moreover,  $K_z$  values have been estimated by averaging  $N^2$  on a 2meter length window to apply the Osborn relation. The static stability can be either positive or negative (in this case, calculation of  $K_z$  by the Osborn relation is not valid). Sign of  $N^2$  also depends on the size of the averaging window (being more negative as shorter windows are considered). The parameters of turbulent mixing are determined at microscopic scales whereas the closure model of turbulent diffusion is a macroscopic view of the water column. Below of a certain threshold depending on the turbulent characteristics of the water column,  $K_z$  concept does not model the observations which are chaotic.

First order turbulence closure models are widely used for both physical and biogeochemical models in lakes.  $K_z$  microstructure based direct estimations assess the limit of this closure scheme. In the case of Lake Pavin, a 2 meter grid is the resolution limit of this model in the hypolimnion.

At last, the very high intermittency of  $K_z$  in time and space suggests an impact on model results as certain biogeochemical time scales are comparable to turbulent intermittency time scale. In the case of Lake Pavin, [Aeschbach-Hertig et al., 2002], tried different scenarios for the determination of  $K_z$  in the water column and on the basis of results of the AQUASIM model [Reichert, 1994] considered constant  $K_z$  values throughout the year and conclude sensibility of the model to  $K_z$  value is determinant. Observed values in this study show that they are below the ones that were used for the simulations, probably because the simulations include mixing in the winter period. The question is raised about how to use direct  $K_z$  from the experience to improve the modelling of a Lake, on which statistic treatment could give a right view on the weather of mixing in a particular lake during one year.

One interesting issue of this paper is the development of a procedure for estimating highly intermittent measurements of  $K_z$  from microstructure measurements to model the biogeochemical working of Lake Pavin ecosystem.

### *Comparison between the different estimations of vertical diffusivity*

A systematic shift between  $K_z$  measurements in the centre of the basin from the Batchelor fitting technique and  $K_z$  calculated from the evolution of mean temperature gradients profiles, which corresponds to “basin-wide” diffusivity, is observed. This observation is quite usual and has been already made by [Wüest et al., 2000] where they observed on lake Alpnach a ratio comprised between 10 and 100 for basin-wide diffusivity on interior diffusivity calculated from microstructure measurements. One of the reasons for the lower value of vertical eddy diffusivity in the basin interior is that the water column is strongly stratified and turbulence is quite patchy and intermittent. Therefore, only a fraction of the water column is really turbulent [Gregg, 1980], [Wüest et al., 2000]. Most of mixing in enclosed basins like lakes occurs close to the slopes, where shear due to seiching cause frictions along the slopes that dissipate energy in the form of heat.

Moreover, Thorpe lengths give an estimate of vertical diffusivity in the whole water column that is overestimated by an order of magnitude 1 to 2 in comparison with Batchelor fitting estimates. Considering that basin-wide diffusivity gives an upper averaged bound of vertical diffusivity in the basin, we conclude that Thorpe estimates show a systematic bias for the analyzed months of July 2006 and even more June 2007. In the thermocline and chemocline regions, the determination of the dissipation rate by Thorpe lengths is limited by the resolution of the instrument. Else, Thorpe displacements are limited by the spatial sampling of the device and by the noise inherent to the instrument. As far as usual microstructure probes are concerned, Thorpe lengths below 1mm are not reliable, because they can be generated artificially by the noise of the instrument. Considering  $N^2=10^{-3} \text{ s}^{-2}$  which is about the case at the thermocline, Thorpe lengths of 1mm will enable to calculate a lower limit for  $K_z$  values of  $10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ . Thus, Thorpe lengths tend to overestimate diapycnal diffusivity at the thermocline and at the chemocline.

In the centre of the water body, the estimate of  $K_z$  by Thorpe length is extremely high, particularly in 2007, by more than one order of magnitude in comparison with  $K_z$  determined from Batchelor fitting techniques. Examining in details computed Thorpe displacements, we observe that very large overturns in the bottom of the mixolimnion (the

lower is about 10 meters) overcome the smaller scale turbulent signal. On the basis of temperature profiles, it has been checked that these overturns are effective rolls at these depths. These large scale structures are surely not caused by shear and kinetic energy but surely by convective processes which are not taken into account by Thorpe lengths estimates of dissipation. In fact, the limitation of the determination of  $K_z$  by Thorpe length is stable stratification on the large scale where mixing results of mechanical energy input (rather than convective processes). This explains why Thorpe scales largely overestimate vertical diffusivity in July 2006 and particularly in June 2007.

As homogenized segments length is limited to 2 meters in the software developed by [Ruddick et al., 1999], big convective rolls are discarded. Thus, the Batchelor fitting technique is more adapted to described turbulent diapycnal diffusivity in this case. The estimate of  $K_z$  by Batchelor fitting is more adapted in case of convective motions as in Lake Pavin.

For that reason, when no big rolls had been reported in May and June 2006, the use of Batchelor fitting technique and Thorpe length scales give closer results (the difference is this time less than one order of magnitude). Figure 12 shows that in June 2006, the estimate of  $K_z$  from Thorpe lengths lies between Batchelor and basin-wide estimates. In lakes, the comparison between calculated dissipation by Batchelor fitting and Thorpe scales could be a good way to investigate the processes which generate the mixing. As a consequence of this property, as Thorpe lengths based  $K_z$  systematically overestimate Batchelor fitting based  $K_z$  at the bottom of the monimolimnion, it is suggested that convective vertical motions overcome mixing in this part of the lake.

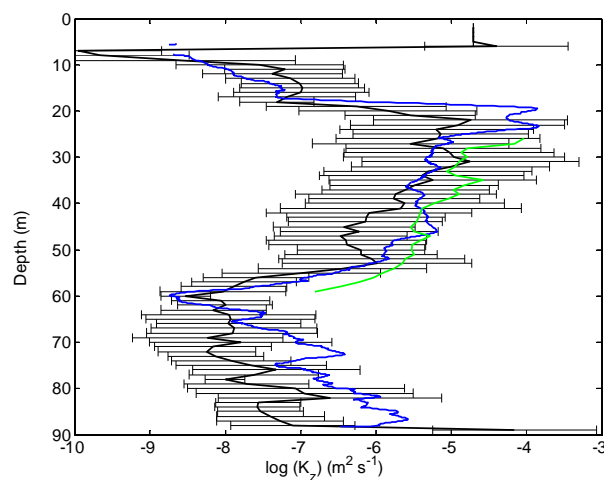


Fig. 12 - Comparison of  $K_z$  ( $m^2/s$ ) obtained by the different methods in June 2006. Black line: Averaged  $K_z$  + error bars obtained by the Batchelor fitting method. Green line: Basin-wide  $K_z$ . Blue line:  $K_z$  calculated from Thorpe length.

As the water column is mainly weakly stratified in the hypolimnion of the lake, the relation between Ozmidov and Thorpe length scales has to be discussed. For Froude number below 6 and weak turbulence rates, the ratio falls below 0.8 [Saggio and Imberger, 2001]. This is the case in the hypolimnion of Lake Pavin. Then, a decrease of a factor 2 in this ratio would result in dividing dissipation rate and subsequent  $K_z$  by a factor 4, which could partly explain the observed discrepancy with Batchelor estimates (about one order of magnitude lower in absence of convective motions context).

#### ***Inter-annual and intra-annual trends on mixing.***

2006 and 2007 show clearly different mixing regimes. The dissipation determined by Batchelor fitting seems to be equivalent between these two years. But the calculation of Thorpe displacements highlights that the size of the overturns is very different between these two years (below 1 meter below 30 meters depth in 2006 and close to 10 meters in 2007). Between 30 and 50 meter depth, fine structure aspect looks different between 2006 and 2007. In 2006, strong gradients of temperature surrounded by nearly homogenous layers which can be described as staircases occur whereas in 2007 irregular temperature fluctuations are larger, reaching  $0.06^\circ\text{C}$  (see figure 13). In the first part of 2006, we observe no particular fine structure or mixing on the data set on the contrary.

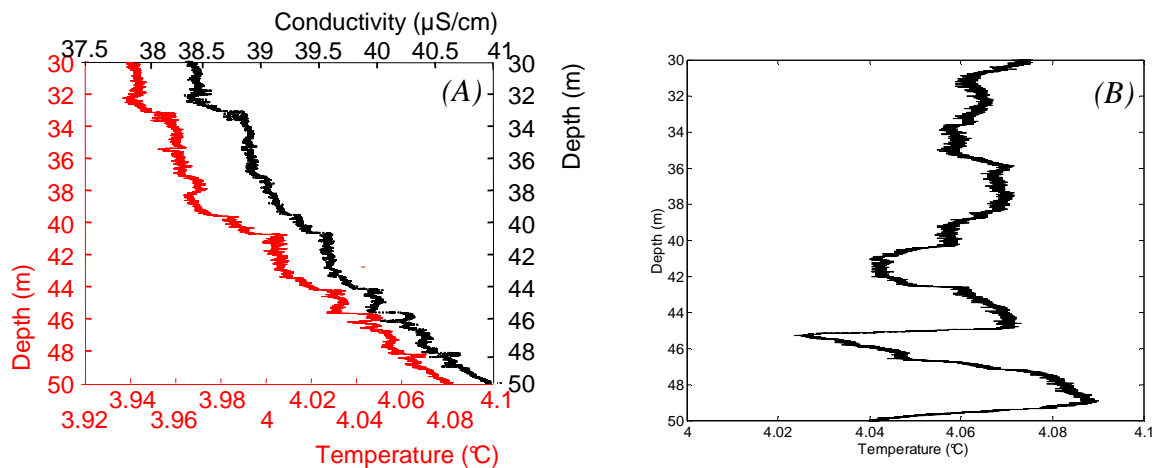


Fig. 13 - Observed staircases A) Conductivity ( $\mu\text{S}/\text{cm}$ ) and Temperature ( $^{\circ}\text{C}$ ) profiles (September 2006). B) Temperature profile ( $^{\circ}\text{C}$ ) showing strong temperature fluctuations (June 2007)

These different observations prove the climate of mixing can vary strongly from one year to another in the deep part of the water body, near the temperature of maximum density. Significant trends exist and the following part will try to investigate in the case of Lake Pavin what are the causes of the observed variability.

#### *Enhanced mixing in 2007*

The spring overturn homogenizes the temperature in the water column until 58 meters depth after winter 2006-2007, which has for consequence a lower stability in the water column. This favours a decrease of Richardson number in the water column affected by shear processes. Thus, the Richardson number goes beyond the critical threshold of 0.25 more often in 2007. Shear due to seiches causes instabilities mostly in the metalimnion and we are unable to explain the large temperature fluctuations observed in 2007 between 45 and 50 meters.

Those fluctuations are probably much more related to the presence of convective motions at the bottom of the mixolimnion. Continuous measurements of temperature at the lake centre highlight temperature anomalies probably indicating a fresh water arrival at this depth in 2007 but absent in 2006 [Bonhomme et al., in prep.]. Upward propagation of the plume is observed and suggests haline convection at the bottom of the mixolimnion. These measurements confirm previous measurements and water balance calculations [Aeschbach-Hertig et al., 2002] [Assayag et al., in prep].

### *Enhanced mixing in the second half of year 2006*

Because of the crossing of the  $T_{md}$  in 2006, the mixing climate could be modified by the apparition of thermobaric instabilities in the second half of year 2006. These instabilities occur when a water parcel is moved alternatively upward and downward by seiching motions, around the  $T_{md}$ . Water column is then destabilized; large homogenizations of the temperature are observed in this part of the water column as explained by [Wüest et al., 2005] in Lake Baikal.

In 2006 in Lake Pavin, the stability is dominated by salt from 25 meters depth to the bottom and so the effect of the temperature is anyway marginal in comparison with the effect of salinity. Moreover, the crossing of the maximum density is present at the beginning of the year whereas the destabilization is present in summer and fall. Finally, the crossing of the  $T_{md}$  occurs higher in the water column in comparison with the place where biggest displacements are detected. Thermobaric instabilities hypothesis can be rejected.

### *Convection or double diffusive convection in 2006?*

SCAMP profiles made in July, September and November 2006 present several well mixed layers. On the contrary, such layers are absent on the temperature profiles performed in May and June 2006, on which no particular mixing events are detected. The process of mixing seems to be independent of seiche activities because May and June are characterized by a strong dissipation in the mixed layer. From July 2006, the profiles show layers that form staircases-like profiles. On the opposite of intrusions that cause local cold or warm tongues (as in 2007, see Figure 13), the staircases profiles are composed of mixed layers separated by temperature gradients. These “staircases” appear mostly between 30 and 50 meter depth and affect both conductivity and temperature profiles. The criterion that permits to distinguish staircases is based on the temperature gradient: the thickness of a staircase is defined as the interval between two maxima of the temperature gradient (see figure 14). The precise analysis of these structure in July 2006 has been resumed on Table 1. They are quite regular, having a height of about 1.5 meters in average and corresponding to temperature changes of about 0.02 °C at each interface between 2 staircases.



Date - Time	Layer	Mean Depth	Layer thickness	$\Delta T(^{\circ}C)$	Interlayer thickness
07/21 - 08:29	1.00	32.92	1.22	X	X
07/21 - 09:15	1.00	31.96	0.35	0.001	0.70
	2.00	32.66	0.12	0.003	0.41
	3.00	33.07	0.23	0.007	1.14
	4.00	34.21	0.41	X	X
07/21 - 10:05	1.00	31.61	0.47	0.008	1.99
	2.00	33.60	2.57	0.015	3.89
	3.00	37.49	2.87	X	X
07/21 - 10:27	1.00	31.29	1.58	0.021	2.43
	2.00	33.71	2.69	0.011	2.87
	3.00	36.58	2.57	0.049	4.04
	4.00	40.61	1.29	0.056	3.92
	5.00	44.53	1.75	0.029	3.60
	6.00	48.13	1.58	X	X
07/21 - 10:43	1.00	31.37	0.46	0.013	1.67
	2.00	33.04	1.11	X	X
07/21 - 11:03	1.00	38.98	3.06	X	X
	2.00	41.34	0.89	0.050	2.43
	3.00	45.61	2.80	0.020	2.17
07/21 - 11:23	1.00	33.94	1.89	0.020	0.50
	2.00	36.98	3.16	0.020	0.20
	3.00	39.98	2.31	0.020	0.10
	4.00	42.83	3.25	0.030	0.23
Mean		31.29	1.68	0.022	1.90
Standard deviation		48.13	1.05	0.016	1.42

Tab. 1 - Characteristics of staircases observed in July 2006

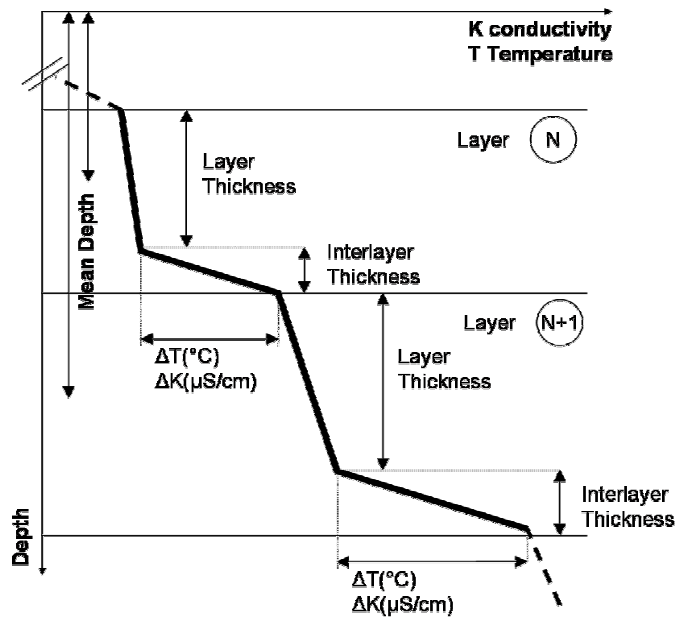


Fig. 14 - Definition of double diffusive layers characteristics

***The time-scale of variation is not the one that is expected for double diffusive processes.***

One interesting feature of the campaign is that several profiles were performed in a row at the same location. The temporal evolution of the staircases is variable: sometimes they persist during the whole time of observation (several hours) and sometimes they vanish or split. However, double diffusive convection theory indicates that a long time is required for double diffusive staircases to develop. The characteristic time for development and persistence of double diffusive convection is theoretically of the order of  $L^2/K_T$  with  $L$ = the thickness of the staircase and  $K_T$ = the molecular heat diffusion coefficient ( $10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ). In fact, double diffusion has for consequence to create diapycnal mixing just above molecular diffusivity [Kelley, 1990]. For example, considering 1-meter thick staircases, a typical value observed in Lake Pavin, the characteristic time for double diffusive convection is about 4 months. This is not consistent with the observation of double diffusion in Lake Pavin.

However, systematic surveys in the Arctic Ocean registered short term variability in recorded profiles [Neshyba et al., 1971] at the time scale of 2 hours. In this study, the staircases move up and down moved by currents and could also split in two different layers at the time scale of 20 minutes. Double diffusive patches with an horizontal extend of about 100 meters have been observed in the ocean [Marmorino, 1989]. Considering a mean horizontal seiche current of 1cm/s and the typical duration between two microstructure profiles (30 minutes), double diffusive patch would shifted from 180m in half an hour. The temporal variability could be the consequence of advective motions.

It cannot exclude that a very small inlet of fresh water enters at the bottom of the mixolimnion from July 2006 and cause convection in the water column. This inlet was not detected on temperature measurements. The staircases would correspond to a state of incomplete mixing in an “almost” stable water column. When the water column is more unstable in 2007, we would not observe staircases but more classical convective mixing.

*Heights of the staircases are in agreement with double diffusion theory.*

Double-diffusion may occur when  $R_\rho < 10$  and increases when  $R_\rho$  falls down to 1. The evolution of  $R_\rho$  between May and November 2006 is shown on Figure 6.

$R_\rho$  is negative from the thermocline to about 45 meter depth in May 2006 (not represented, region of doubly stability) and below 10 between 45 and 55 meter depth. In November 2006, we observe an extension of the double diffusive zone; at this time of the year, the conditions are double-diffusive (or close to double diffusive) between 35 and 55 meter depth.

Several semi-empirical equations have been proposed to estimate the average thickness  $H$  of the steps in double-diffusive staircases (including half the interfaces above and below). These predictions of the height of double diffusive staircases have been tested by [Schmid et al, 2004] on Lake Nyos.

[Kelley, 1984] found that  $H$  depended on  $R_\rho$  and consequently on the gradients of both the temperature and the salinity, whereas [Fedorov, 1988] used only the temperature gradient and [Huppert and Linden, 1979] only the gradient of dissolved matter to estimate  $H$ .

$$H_{\text{Kelley}} = \left[ \frac{\nu}{D_T} 0.25 * 10^9 R_\rho^{-1.1} (R_\rho^{-1} - 1) \right]^{1/4} \sqrt{\frac{D_T}{N}} \quad (\text{Eq. 12})$$

$$H_{\text{Fedorov}} = 32.9 \frac{\nu}{D_T} \left[ - \frac{D_T^2}{g \alpha (\partial T / \partial z)} \right]^{1/4} \quad (\text{Eq. 13})$$

$$H_{\text{Huppert}} = 51 \sqrt{D_T} \left[ - g \left( \beta_s \frac{\partial S}{\partial z} \right) \right]^{-1/4} \quad (\text{Eq. 14})$$

where  $D_T$  is the molecular diffusivity of heat ( $\sim 1.43 \times 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ) and  $\nu$  is the cinematic viscosity of water ( $\sim 8.9 \times 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ).

In 2006,  $H_{\text{Kelley}}$  varies between 6 and 10m between 35 and 55 meter depth,  $H_{\text{Fedorov}}$  varies between 3.m and 6m in the same depth range and  $H_{\text{Huppert}}$  is between 0.3 and 0.5m (see Figure 15). [Schmid et al., 2004] noticed that Theory of Kelley overestimate the

staircases thickness, theory of Fedorov is close to the observed height and theory of Huppert and Linden underestimates by a factor 5 the mean staircases height. In the case of Lake Pavin, same conclusions can be drawn. The most reliable estimate seems to be the Fedorov one that just takes into account the mean temperature gradient to calculate the height of the staircases (see Figure 15).

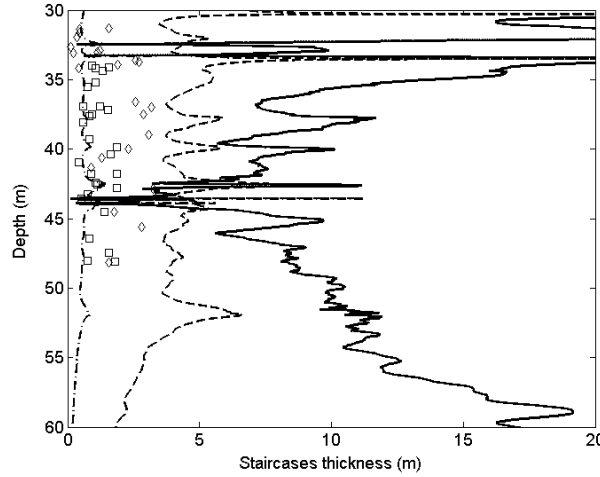


Fig. 15 - *Modelled staircases height (in meters) in the case of double diffusion between 30 and 50 meter depth. Thick line: Height from Kelley. Dashed line: Height from Fedorov. Dotted line: Height from Huppert. The observed staircases in July 2006 are plotted with  $\diamond$  and the observed staircases in November 2006 are plotted with  $\square$ .*

*$K_z$  estimates from heat fluxes in 2006 and 2007: comparison with estimates Batchelor fitting.*

Several methods exist to predict temperature buoyancy fluxes due to diffusive-convection activity. Double diffusion increases vertical heat and salinity fluxes in the hypolimnion. Here we will use the estimation of Turner (1973), Kelley (1990) and Fernando(1989) derived from laboratory experiments. It is important to consider that these formulations of fluxes are derived from the formulation of purely convective fluxes and constitute a kind of “limit case” of pure convection. We also tested the hypothesis of pure convection using the estimate from the unifying theory of thermal convection of [Grossmann and Lohse, 2000]. Our aim is to compare the results of the two methods with microstructure estimate of  $K_z$  to discern the processes that cause variability in the mixing of Lake Pavin. Expressions of thermal fluxes from literature are the following:

$$F_{T,Turner} = C(R_\rho) \frac{1}{\alpha} \left( \frac{gK_T^2}{\nu} \right)^{1/3} (\alpha\Delta T)^{4/3} \quad (\text{Eq. 15})$$

$$C(R_\rho) = 0.0032 \exp\left(\frac{4.8}{R_\rho} - 0.72\right) \sim 8.29 \times 10^{-3}. \quad (\text{Eq. 16})$$

$$F_{T\pm, \text{Kelley}} = \frac{1}{13 \pm 6} \left( \frac{g\alpha\Delta TH^3}{D_T\nu} \right)^{0.27 \pm 0.02} \frac{\Delta T D_T}{H} \quad (\text{Eq. 17})$$

$$F_{T, \text{Fernando, low}} = 4.7 \times 10^{-4} \Delta T^{3/2} \sqrt{g\alpha H} \quad (\text{Eq. 18})$$

For estimation of heat fluxes, it is assumed that between 35 and 55m the averaged value of  $\alpha$  is  $1 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ , the mean height of the staircases is 1.6m (see previous paragraph), and the mean corresponding  $\Delta T$  is  $0.02^\circ\text{C}$ . For this calculation,  $R_\rho$  is assumed as constant and equal to 10 between 35 and 55m (valid for November 2006).

Numerical calculations of  $F_{T, \text{Turner}}$ ,  $F_{T, \text{Kelley}} (\pm)$  and  $F_{T, \text{Fernando}}$  are reported in Table 2. They are all in the same range of values.

year	layer height (m)	$\Delta T$ ( $^\circ\text{C}$ )	$F_{T, \text{Turner}}$ ( $^\circ\text{C m/s}$ )	$F_{T, \text{Fernando}}$ ( $^\circ\text{C m/s}$ )	$F_{T, \text{Kelley+}}$ ( $^\circ\text{C m/s}$ )	$F_{T, \text{Kelley-}}$ ( $^\circ\text{C m/s}$ )	$F_{T, \text{Grossmann 1}}$ ( $^\circ\text{C m/s}$ )	$F_{T, \text{Grossmann 2}}$ ( $^\circ\text{C m/s}$ )
2006	1.6	0.02	$2.07 \times 10^{-9}$	$5.26 \times 10^{-9}$	$6.6 \times 10^{-9}$	$9.5 \times 10^{-9}$	$4.15 \times 10^{-9}$	$9.51 \times 10^{-9}$
2007	3.0	0.07	X	X	X	X	$5.05 \times 10^{-8}$	$3.72 \times 10^{-8}$

Tab. 2 - Heat fluxes calculated from double-diffusive and purely convective processes hypothesis in 2006 and 2007

The theory of [Grossmann and Lohse, 2000] for Rayleigh Benard thermal convection is also evaluated. The model proposes a scaling based on dynamical equations and distinguish eight regimes depending on the relationship between the velocity and the temperature boundary layers. According to [Sanchez and Roget, 2007], being close to double diffusive conditions, we will only consider the regime IV. In this case, we have two formulations of fluxes by convection:

$$N_u = 4.43 \times 10^{-4} (Ra_D \text{Pr})^{1/2} \quad (\text{hereafter Grossmann 1}) \quad (\text{Eq. 19})$$

$$\text{or } N_u = 0.038 (Ra_D)^{1/3} \quad (\text{hereafter Grossmann 2}) \quad (\text{Eq. 20})$$

$N_u$ , the Nusselt number, is defined as  $N_u = \frac{F_T H}{K_T \Delta T}$  and  $Ra_D$ , the Rayleigh number is defined as  $\frac{g \alpha \Delta T H^3}{\nu K_T}$ , with H the convective region height,  $\Delta T$ , the temperature difference and  $\nu$  the cinematic viscosity of water.

Results are summarized for 2006 in Table 2, where we can observe that double diffusive and purely convective estimate of fluxes are very close. But the purely convective estimate of mixing is always greater. The same work has been done in 2007 to evaluate the fluxes in case of convection. For this calculation, we take  $Pr = 7$ ,  $\Delta T = 0.07^\circ C$  and  $H = 3m$  (see figure 13B). As expected, higher thermal flux is obtained than in 2006 (see Table 2)

These calculations of  $F_T$  enable the calculation of vertical temperature diffusivity estimates are calculated following:

$$K_{zT} = \frac{F_T}{\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=z_0}} \quad (\text{Eq. 21})$$

The numerical value used for  $\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=z_0}$  is  $7 \times 10^{-3} \text{ } ^\circ C \text{ m}^{-1}$  between 30 and 55 meters in 2006. In 2007, the mean temperature gradient is lower by a factor 10. The values obtained for  $K_{zT}$  are reported in Table 3.

year	$K_{zT}$ Turner ( $m^2/s$ )	$K_{zT}$ Fernando ( $m^2/s$ )	$K_{zT}$ Kelley+ ( $m^2/s$ )	$K_{zT}$ Kelley - ( $m^2/s$ )	$K_{zT}$ Grossmann 1 ( $m^2/s$ )	$K_{zT}$ Grossmann 2 ( $m^2/s$ )
2006	$2.05 \times 10^{-7}$	$7.5 \times 10^{-7}$	$8.6 \times 10^{-7}$	$1.3 \times 10^{-6}$	$5.9 \times 10^{-7}$	$1.3 \times 10^{-6}$
2007	X	X	X	X	$7.2 \times 10^{-5}$	$5.3 \times 10^{-5}$

Tab. 3 - Vertical dispersion coefficients calculated from heat fluxes

Values related to double diffusive fluxes are certainly too small. On the contrary, a good correlation between values estimated from convective fluxes in the hypolimnion and averaged Batchelor microstructure estimates is observed in 2006 and 2007.

## **Conclusion**

Long time series of temperature and conductivity microstructure data were collected in Lake Pavin from May 2006 to June 2007. A particular focus has been made on the Lake interior, far from regions of strong dissipation due to seiches and far from hypothetical sublacustrine injection. The morphological characteristics and physical properties of that particular water body enable the formation of a large hypolimnion layer, from 30 to 55 meter depth, temperature of which remains near the temperature of maximum density all over the year. In the hypolimnion, small intermittent fluctuations of temperature and conductivity were observed and suggested the presence of incomplete mixing similar to double diffusive staircases. The situation is different in 2007, with a more unstable hypolimnion and clear convective processes due to a sublacustrine inlet at the bottom of the mixolimnion.

Temperature and conductivity microstructure data enable the estimation of dispersion coefficient in the water body. Various methods from the literature were used which give consistent results. However, Thorpe lengths method seems to overestimate the vertical diffusivity in the second half of 2006 and in 2007. These estimations by Thorpe lengths are caused by both low dissipation rates and by the presence of purely convective or double diffusive processes. In this case, the approach of calculation of the heat fluxes from the characteristics of the temperature fluctuations in the hypolimnion seem more reliable and orient to the presence of convective events at the base of the mixolimnion in 2006 and 2007.

Despite the fact that processes along the shore plays a major role in the generation of turbulence at the water body scale, it is suggested that seasonal variation of the turbulence in the central part of the Lake has consequences at the basin wide scale.

The biogeochemical behaviour of Lake Pavin as well as its rather small dimensions makes it a life-size laboratory reactor. The use of the estimated dispersion coefficient in the modelling of the biogeochemical behaviour of the Lake will be of primary importance in the assessment of the fate of both major and trace elements.

## **Acknowledgements**

This work was supported by the ANR program METANOX. We thank D. Jezequel, E. Viollier, A. Groleau and G. Michard (LGE, France) for fruitful discussions on this study and considerable help to perform the survey of Lake Pavin.

## References

- Aeschbach-Hertig, W., Hofer, M., Schmid, M., Kipfer, R., and Imboden, D. M. 2002. The physical structure and dynamics of a deep, meromictic crater Lake (Lac Pavin, France). *Hydrobiologia*. 487: 111-136.
- Alford, M. and Pinkel, R. 2000. Patterns of turbulent and double diffusive phenomena: observations from a rapid-profiling microconductivity probe. *J. Phys. Oceanogr.* 30: 833-854.
- Assayag N., Jézéquel D., Ader M., Viollier E., Michard G., Prevot F., Agrinier P., Hydrological budget, carbon sources and biogeochemical processes in Lac Pavin (France) : Constraints from  $d^{18}O$  of water and  $d^{13}C$  of dissolved inorganic carbon, *Journal of Applied Geochemistry* (in prep)
- Baker, M. A., and Gibson., C.G. 1987. Sampling turbulence in the stratified ocean: Statistical consequences of strong intermittency. *J. of Phys. Oceanogr.* 17: 1817-1837.
- Baines P.G., Gille A.E., 1969. On thermohaline convection with linear gradients. *J. Fluid. Mech.*, 37, 289-306.
- Baker M.A. and Gibson C.H. 1987. Sampling turbulence in the stratified ocean: Statistical consequences of strong intermittency. *J. of Phys. Oceanogr.* 17. 10 1817-1837.
- Batchelor G.K. (1959) Small scale variations in convected quantities like temperature in a turbulent fluid. Part I. General discussion and the case of small conductivity. *J. Fluid. Mech.* 5, 113-139.
- Boehrer B. and Stevens C. , 2005, Ray waves in a pit lake. *Geophys. Res. Lett.*, 32 (24)
- Bonhomme C., Poulin M. Vinçon-Leite B., Saad M., Groleau A., Jézéquel D., Tassin B. Importance d'une source sous lacustre pour le maintien de la méromicticité du lac Pavin (Auvergne, France). CRAS Geosciences. In prep.
- Bonhomme C., Cuypers Y., Poulin M. Vinçon-Leite B., Saad M., Groleau A., Jézéquel D., Tassin B. Influence of meromixis on the internal wave pattern in a small crater lake (Lake Pavin, France). *Limnology and Oceanography*. In prep.
- Camus, G., Michard, G., Olive, P., Boivin, P., Desgranges, P., Jézéquel, D., Meybeck, M., Peyrus, J.-C., Vinson, J.-M., Viollier, E., and Kornprobst, J. 1993. Risques d'éruption gazeuse volcanique en Auvergne, *Bull. Soc. Géol. France* 164: 767-781.



- Chen, C.T., and Millero, F.J. 1977. The use and misuse of pure water PVT properties of Lake waters. *Nature* 266: 707-708.
- Chen, C.T., and Millero, F.J. 1986. Precise thermodynamic properties for natural waters covering only the limnological range. *Limnology and Oceanography* 31: 657-662.
- Dussart B. 1966. *Limnologie, l'étude des eaux continentales*. Paris, Gautier-Villars, 678p:126-133. Réédité 1992. Paris. Boubée, 681p.
- Eklund H. 1963 *Science* vol 142 p 1457-1458.
- Ellison T.H. 1957. Turbulent transport of heat and momentum from an infinite rough plane; *J. Fluid. Mech.* 2. 456-466.
- Fedorov, K.N. 1988. Layer thicknesses and effective diffusivities in "diffusive" thermohaline convection in the ocean p. 471-479. In Nihoul, J.C.J. , Jamart, B.M. [eds.], *Small-scale turbulence and mixing in the ocean*. Elsevier, Amsterdam.
- Fernando, H.J.S. 1989. *Journal of Physical Oceanography* 19: 1707-1715.
- Gargett A.E., Osborn T.R. and Nasmyth P.W. 1984. Local isotropy and the decay of turbulence in a stratified fluid. *J. Fluid. Mech.* 144, 231-280.
- Gregg, M.C. 1980, Microstructure patches in the thermocline. *J. Phys. Oceanogr.*, 10, 915-943.
- Gregg, M.C., Sanford, T.B., and Winkel, D.P. 2003. Reduced mixing from the breaking of internal waves in equatorial waters. *Nature* 422: 513-515.
- Grossmann S. and Lohse D., 2000, Scaling in thermal convection: A unifying theory, *J. Fluid. Mech.*, 92, 659-670.
- Head, M. 2000. Determining turbulent dissipation from SCAMP measurements, in *SCAMP Application Note 1*. *Precis. Meas. Eng.*, Encinitas, Calif.
- Huppert, H.E. and Linden, P.F. 1979 On heating a stable salinity gradient from below. *J. Fluid Mech.* 95: 431-464.
- Itsweire E.L., Kosiff J.R., Briggs D.A. and Ferziger J.H. 1993, Turbulence in stratified shear flows: implications for interpreting shear induced mixing in the ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, 23, 1508-1522.
- Kelley, D.E. 1984. Effective diffusivities within oceanic thermohaline staircases, *Journal of Geophysical Research* 95: 3365-3371.

Kelley, D.E. 1990. Fluxes through diffusive staircases: a new formulation, *Journal of Geophysical Research* 95: 3365-3371.

Lemmin U., 1995, *Limnologie physique*, p 61-106 in Pourriot R. and M. Meybeck (eds). *Limnologie générale*, Masson, Paris.

Lorke A. et Wüest A. 2002 Probability density of displacement and overturning length scales under diverse stratification. *Journal of Geophysical Research*. 107. doi: 10.1029/2001JC001154

Luketina, D.A., and J., Imberger, 2001. Determining Turbulent Kinetic Energy Dissipation from Batchelor Curve Fitting. *J. Atmos. Oceanic Technol.* 18: 100–113.

Maas L.R.M, and Lam F.P.A., Geometric focusing of internal waves, *J. Fluid. Mech.*, 1995, 300, 1-41.

McDougall, T., Thorpe, S. and Gibson, C. 1988. Small-scale turbulence and mixing in the ocean: a glossary, p. 3-9. In Nihoul J.C.J. and Jamert B.M. [eds.], *Small-Scale Turbulence and Mixing in the Ocean*. Amsterdam, Elsevier.

Neshiba

Oakey, N.S., 1982. Determination of the rate of dissipation of turbulent energy from simultaneous temperature and velocity shear microstructure measurements, *J. Phys. Oceanogr.* 12: 256-271.

Osborn, T.R., 1980. Estimation of the local rate of vertical diffusion from dissipation measurements. *J. Phys. Oceanogr.* 10: 83–89.

Paparella, F., Spiegel, E. A., and Talon, S., 2002. Shear and mixing in oscillatory doubly diffusive convection. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn* 96: 271-189.

Powell, T., and A., Jassby 1974. The estimation of vertical eddy diffusivities below the thermocline in Lakes. *Water. Resour. Res.* 10: 191-198.

Radko, T. 2003. A mechanism for layer formation in a double-diffusive fluid. *Journal of Fluid Mech.* 497: 365-380.

Reichert, P., *AQUASIM - a tool for simulation and data analysis of aquatic systems*. 1994. *Wat. Sci. Tech.* 30: 21-30.

Roget E., Lozovatsky I. Sanchez X. Figueroa M. 2006. Microstructure measurements in natural waters : Methodology and applications. *Progress in Oceanography* 70 126-148.

- Ruddick, B., Anis, A., and Thompson, K. 2000. Maximum Likelihood Spectral Fitting: The Batchelor Spectrum. *J. Atmos and Oceanic Tech.* 17: 1541 - 1555.
- Saggio A. and Imberger J., Mixing and turbulent fluxes in the metalimnion of a stratified lake, 2001, *Limnol. Oceanogr.*, 46(2), 392-409.
- Shahidi A.E. and Imberger J. 2001. Anatomy of turbulence in thermally stratified lakes. *Limnol. Oceanogr.* 46 1158-1170
- Sanchez X., Roget E., 2007, Microstructure measurements and heat flux calculations of a triple-diffusive process in a lake within the diffusive convection regime, *Jour. Geophys. Research*, Vol 112, doi: 10.1029/2006JC003750
- Schmid, M., Lorke, A., Dinkel, C., Tanyileke, G., and Wüest, A. 2004. Double-diffusive convection in Lake Nyos, Cameroon. *Deep-Sea Research I.* 51: 1097-1111.
- Schmitt, R. W., 1983. The characteristics of salt fingers in a variety of fluid systems, including stellar interiors, liquid metals, oceans and magmas. *Phys. Fluids.* 26: 2373-2377.
- Schmid M., Halbwegs M., Wehrli B., Report of the scientific expeditions to Lake Kivu in November 2003 and February 2004 (pers com.)
- Thorpe, S.A., and Jiang, R., 1998. Estimating internal waves and diapycnal mixing from conventional mooring data in a Lake. *Limnol. Oceanogr.* 43: 936-945.
- Thorpe, S. A. 1977. Turbulence and mixing, p. 125-181. In a Scottish loch. *Philos. Trans. Roy. Soc. London* [eds], 286A.
- Turner, J.S. 1973. Buoyancy Effects in Fluids. In Cambridge University Press London [eds].
- Viollier, E., Jézéquel, D., Michard, G., Pépe, M. and Sarazin, G. 1995. Geochemical study of a crater Lake (Pavin Lake, France): Trace-element behaviour in the monimolimnion. *Chem. Geol.* 125: 61-72.
- Walker K.F., Likens, G.E., 1975. Meromixis and a reconsidered typology of lake circulation patterns. *Verh. Intern. Verein. Limnol.*, 19, 442-458.
- Walsh, D., and Ruddick, B. 1995. Double-diffusive interleaving: The influence of nonconstant diffusivities. *Journal of Physical Oceanography* 25: 348-358.
- Wesson, J. C., and Gregg, M.C. 1994. Mixing at Camarinal Sill in the Strait of Gibraltar. *J. Geophys. Res.* 99: 9847-9878.

Wüest, A., Piepke, G., and Van Senden, D. C. 2000. Turbulent kinetic energy balance as a tool for estimating vertical diffusivity in wind-forced stratified waters. *Limnol. Oceanogr.* 45: 1388-1400.

Wüest, A. and Lorke, A. 2005. Validation of microstructure-based diffusivity estimates using tracers in Lakes and oceans, p. 140-152. In Baumert, H.J., Simpson, J., Sundermann [eds]: *Marine Turbulence – Theories, Observations and Models*. Cambridge University Press.

Wüest, A., Ravens, T. M., Granin, N.G., Kocsis, O., Schurter, M., and Sturm, M. 2005. Cold intrusions in Lake Baikal: Direct observational evidence for deep-water renewal. *Limnol. Oceanogr.* 50: 184-196.







## **Article 2**





# Importance d'une source sous-lacustre pour le maintien de la méromicticité du lac Pavin (Auvergne, France)

Céline Bonhomme<sup>1</sup>, Michel Poulin<sup>2</sup>, Brigitte Vinçon-Leite<sup>1</sup>, Mohamed Saad<sup>1</sup>, Alexis Groleau<sup>3</sup>, Didier Jézéquel<sup>3</sup>, Bruno Tassin<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*CEREVE: Centre d'Enseignement et de Recherche sur l'Eau, la Ville et l'Environnement*

<sup>2</sup>*ENSMP : Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris*

<sup>3</sup>*LGE : Laboratoire de Géochimie des Eaux (Université Paris VII et Institut de Physique du Globe de Paris UMR 7154)*

## Résumé

Le lac Pavin est méromictique : sa colonne d'eau est séparée en deux compartiments : le mixolimnion soumis au brassage hivernal et le monimolimnion qui ne l'est pas. L'étude met en évidence, par la réalisation de profils de température et de conductivité de haute précision et par des mesures en continu, la présence d'une source froide se déversant de façon intermittente, au bas du mixolimnion, entre 50 et 55 m de profondeur. Cet apport d'eau froide remonte dans la colonne d'eau par convection saline. L'utilisation d'un modèle conceptuel simple représentant la diffusivité turbulente diapycnale et la convection liée à la présence de la source dans la colonne d'eau montre son rôle dans le maintien du caractère méromictique du lac à l'échelle de temps intra-annuelle. La source influe également sur la profondeur du mélange hivernal et contribue donc à fixer la profondeur de l'interface mixolimnion-monomolimnion à l'échelle de temps inter-annuelle.

## Abstract (en anglais)

Lake Pavin is a deep meromictic lake, which means that the water column is divided in two parts: the mixolimnion which is mixed during seasonal overturn and the monimolimnion which is not. Using high precision temperature and conductivity profiles and temperature continuous measurements, the study shows the presence of a sublacustrine intermittent cold spring at the bottom of the mixolimnion around 50-55 meter depth. This cold water input goes up the water column by saline convection. The use of a simple conceptual diffusive and convective model which represents turbulent diapycnal diffusivity and convection related to the presence of the source in the water column shows its role in the

keeping of meromixis at the intra annual time scale. The source also influences the seasonal overturn and contributes to fix the depth of the interface mixolimnion-monimolimnion at the inter-annual time scale.

### **Abridged English version**

Lake Pavin is located in the volcano region in France, South East of Mont-Dore and South West of Besse en Chandesse (Fig. 1). The crater lake is deep (92m depth), round shaped (its diameter is 750m) and meromictic. Meromixis means that the deepest part of the lake –the monimolimnion- is excluded from seasonal overturn and thus from contact with the atmosphere. It has for consequence that the monimolimnion is anoxic and that dissolved compounds concentrations are high in this part of the lake [12].

The origin of meromixis can be of three origins (ectogenic, crenogenic or biogenic) [9]. Only if the stratifying processes sufficiently contribute to the stability of the water column to overcome the natural trend towards diffusion, the permanent stratification is sustained. The origin of meromixis of Lake Pavin is not totally determined but could be of several origins: ectogenic because fresh water input in the mixolimnion is likely, crenogenic because deep waters could have been loaded with dissolved substances due to volcanic activity and biogenic because biological activity could also enrich the monimolimnion part.

The presence of a source in the deep part of Lake Pavin has been formulated in the deep part of Lake Pavin for a long time [11,12]. The precise localization of the source was first thought to be in the monimolimnion, bringing saline and dense water in the bottom. More recently isotopic analysis on  $^{18}\text{O}$  and  $^{13}\text{C}$  suggested an important source in the mixolimnion with an approximate flow of  $20 \text{ L s}^{-1}$  coupled to a secondary and independent source in the monimolimnion (about  $2 \text{ L s}^{-1}$ ).

The purpose of the present paper is to use physical measurements acquired during a systematic survey of Lake Pavin during years 2006 and 2007 in the frame of METANOX<sup>1</sup> program to show the existence of a cold and intermittent, low saline source at the bottom of the mixolimnion in Lake Pavin. Cold thermal anomalies located between 50-55 meters depth are detectable either on profiles and continuous measurements between April and July 2007 (Fig. 2 and Fig 3). These anomalies propagate upwards in the water column.

Continuous measurements of temperature permit to identify different periods when

---

<sup>1</sup> METANOX : Programme de recherche pluridisciplinaire financé par l'Agence Nationale pour la Recherche (ANR) portant sur la dynamique microbologique, physique et géochimique dans la colonne d'eau d'un lac méromictique, le lac Pavin.

these anomalies are particularly strong (Fig 3). The conservation of the heat flux in the hypolimnetic part of Lake Pavin permits to quantify the flow and the temperature of the source. The flow seems to be intermittent, throwing periodically waters in the mixolimnion with a flow of 100 L/s and a temperature close to 3°C. The electrochemical characteristics of the source are very close to those of mixolimnion and the source seems to be enriched in oxygen in comparison with the oxygen level of 2007. The thermal anomalies are concomitant with oxygen uploads at the same depths in the water column (see Fig 4).

The temperature of the flow permits to exclude that the water has the same origin as the surface streams in the area which have higher temperatures at this time of the year. Only one known source of water in the area has common features with the inflow: the water coming from “Creux de Soucy”, about 2km from Lake Pavin. This hypothesis is tested.

The vertical speed of the rising thermal anomalies ( $\sim 10^{-4} \text{ m s}^{-1}$ ), permits to conclude that convection is the main mechanism which drives the upwards motion of the water. Convective motions are driven by a poorer saline content of the sublacustrine water entry and can be qualified as saline convection.

The effect of this water intrusion is to stabilize the water column close to the interface between the mixo and the monimolimnion by washing the interface with poor saline water and enhancing the conductivity gradient at the interface, whereas it destabilizes the water column upper by creating instable layers. Figure 5 shows the evolution of the vertical diffusion coefficient in the presence and absence of the source. A model including both the effects of vertical turbulent diffusion and convection (by homogenization of the instable layers) shows that the transfer of a passive tracer from the monimolimnion to the mixolimnion is reduced when the source is present (Table 1), even if the mixing is enhanced upper than 50 meter depth.

During year 2006, the source had not been detected. The absence of the source could lead to a very different mixing climate during year 2006 in comparison with 2007 (Fig 6, Fig 7). The source could also influence the depth of seasonal overturn which also contributes to keep the meromixis. In fact, the depth at which salt stabilizes the water column which is higher in case of dominant diffusive processes creates a barrier towards mixing that prevents the penetration of fresh water close to maximum density. This water cannot reach the interface between mixolimnion and monimolimnion ( Fig 8). On the contrary, the presence of the source permits a winter mixing closer to the interface.

Finally, this source has an impact in the conservation of the meromixis and in the depth of the interface and takes part to the physical equilibrium of Lake Pavin. A more

complete investigation on the origin of the source would be useful to predict the evolution of meromixis of this lake.

## 1. Introduction

Le lac Pavin situé dans la chaîne des volcans d’Auvergne est un lac de cratère (ou maar), de forme circulaire, ayant une profondeur de 92 m pour une surface de 0.44 km<sup>2</sup>. Situé au sud-est du massif du Mont –Dore et à 4 km au sud-ouest de la commune de Besse et S<sup>t</sup> Anastaise (voir Figure 1), il présente la particularité d’être méromictique. Seul le mixolimnion (de 0 à 60 m de profondeur) est affecté par le mélange hivernal, contrairement au monimolimnion (de 60 à 92 m de profondeur).



Fig. 1 - Carte topographique de la région du lac Pavin. Point rouge : Localisation du creux du Soucy.

Le monimolimnion est caractérisé par de forts gradients en matières dissoutes, en gaz dissous (particulièrement CH<sub>4</sub> et CO<sub>2</sub>) et par une totale anoxie [12]. L’absence de brassage hivernal dans le monimolimnion entraîne l’anoxie permanente de ce compartiment.

Le fond du lac est soumis à un flux de chaleur d’origine géothermique ; la température des eaux du monimolimnion est d’environ 1°C supérieure à la température des eaux du bas du mixolimnion. De plus la concentration en sels dissous du monimolimnion est largement supérieure à celle du mixolimnion (la conductivité spécifique à 25°C entre ces deux

compartiments varie de 50 à près de 500  $\mu\text{S}\cdot\text{cm}^{-1}$ ), assurant la stabilité du monimolimnion. La chaleur et les composés dissous du monimolimnion diffusent vers le mixolimnion, et ce jusque vers 30 mètres de profondeur en 2006. La diffusion conjointe, bien que faible, des matières dissoutes et de la chaleur du monimolimnion vers le mixolimnion assure globalement la stabilité de la colonne d'eau en dessous de 30 m de profondeur [1].

Les origines et les mécanismes de maintien de la méromicticité du lac Pavin restent mal connus. L'origine de la méromicticité peut être ectogénique (dans le cas d'un apport d'eau peu saline dans le mixolimnion), crénogénique (dans le cas d'apport d'eau très saline dans le monimolimnion dû à l'activité volcanique) ou biogénique (pour le cas où c'est l'activité biologique qui augmente la concentration en matières dissoutes au fond du lac) [9]. Dans le cas du lac Pavin, chacune de ces trois origines pourrait avoir un rôle (source dans le mixolimnion, source minérale dans le monimolimnion et activité biologique). Une des hypothèses les plus courantes concerne la présence d'une ou plusieurs sources sous lacustres qui contribueraient à la conservation des gradients à l'interface mixolimnion-monimolimnion. L'existence de ces sources est justifiée par le bilan hydrique qui ne peut être équilibré en considérant seulement les apports d'eau par le bassin versant. Même si un bilan hydrique basé sur un suivi en continu reste à faire, les différentes estimations convergent vers une arrivée d'eau sous lacustre de l'ordre de 20 L/s en moyenne annuelle [1], dont 2 L/s environ seraient injectés au fond du monimolimnion par une source minérale et le reste arriverait dans le mixolimnion [2].

L'existence d'une source minéralisée dans le monimolimnion est envisagée pour expliquer la présence des gradients à l'interface mixo-monimolimnion [11]. Puis, un modèle en boîtes est utilisé [10] pour expliquer à la fois le bilan hydrique et des mesures de tritium en postulant toujours l'existence d'une unique source dans le monimolimnion. Différents scénarios sont testés [1] à l'aide du modèle 1D AQUASIM [16], notamment l'hypothèse d'une source sous lacustre dans le mixolimnion complétée d'une diffusivité verticale très faible entre le monimolimnion et le mixolimnion. La reproduction des profils observés est meilleure en supposant l'existence d'une source dans le mixolimnion. L'hypothèse est corroborée par l'observation d'une anomalie froide de température sur les profils d'une sonde multiparamètre (conductivité-température-profondeur) effectués en septembre 1996, mais absente sur ceux de septembre 1994. Cette anomalie d'environ  $-0.06^\circ\text{C}$  est présente entre 45 et 50 m de profondeur. Les auteurs rapportent également un léger appauvrissement en oxygène dissous aux mêmes profondeurs, aucune anomalie de conductivité n'est enregistrée.

Plus récemment, la présence d'une arrivée d'eau est confirmée [2], sur la base

d'analyses isotopiques de la concentration en  $^{18}\text{O}$ , à partir de prélèvements effectués entre 2002 et 2004 sur toute la colonne d'eau. L'évaluation précise du débit d'une autre source dans le monimolimnion à 1.7 L/s et le bilan hydrique orientent vers un débit d'environ 18 L/s dans le mixolimnion.

Nous nous proposons, sur la base de différentes mesures effectuées au cours des années 2006 et 2007, d'examiner l'hypothèse de l'existence d'une source se déversant dans le mixolimnion du lac Pavin, vers 50 m de profondeur. Nous tenterons de la caractériser et de mettre en évidence son rôle dans la conservation de la méromicticité du lac. Pour cela, une approche de modélisation est proposée permettant de comparer les flux de matière transférée du monimolimnion vers le mixolimnion dans les deux cas, absence ou présence de cette source. Nous mettrons en évidence la variabilité temporelle de cet apport, sur la base des observations de 2006 et 2007. Enfin, nous examinerons le rôle de la source dans le contrôle de la profondeur de mélange lors de la convection hivernale.

## **2. Matériel et méthodes :**

Des profils de microstructure thermique réalisés à l'aide d'un SCAMP (Self Contained Autonomous Micro-Profiler, PME, USA) ont été réalisés à un rythme mensuel de mai 2006 à juin 2007. La précision de l'appareil concernant la mesure de température est de  $0.005^\circ\text{C}$ , la résolution sur la mesure de conductivité est de  $0.2 \mu\text{S cm}^{-1}$ . L'appareil permet de résoudre la microstructure thermique dans la colonne d'eau mais le SCAMP est utilisé ici de façon similaire à une sonde CTD. Les profils présentés ici ont été acquis au centre du lac.

Des enregistrements en continu de température ont été effectués de juillet 2006 à juillet 2007 par un LDS (Lake Diagnostic Station, PME, USA), de juillet 2006 à juillet 2007, à l'exception de la période hivernale pendant laquelle le lac est pris en glace. Le pas d'acquisition est de 30 secondes, les capteurs de température ont une précision de  $0.001^\circ\text{C}$ . Le LDS permet d'enregistrer les variations de température entre 4 m et 70 m de profondeur (capteurs à 4, 7, 15, 25, 35, 45, 50, 53, 56, 58, 60 et 70 m). Les capteurs ont été positionnés de manière à augmenter la densité d'observations dans les zones de fort gradient.

Pendant l'hiver, des thermomètres Starmon (Star-Oddi, Islande) ont été placés à des profondeurs comparables à celles des thermomètres du LDS (4, 7, 15, 25, 35, 45, 50, 52, 58, 60 et 69 m). Le pas de temps d'acquisition est aussi de 30 secondes mais avec une précision de  $0.01^\circ\text{C}$ .

Du 26/04/07 au 26/06/07, deux optodes Aanderaa ont été utilisées pour suivre la

concentration en oxygène dissous en continu à profondeurs fixes dans l'oxycline (à 51 m et 56 m de profondeur). Le pas de temps d'acquisition est de 30 minutes. Cette nouvelle génération de capteurs fonctionne d'après une méthode totalement différente des technologies électrochimiques classiques. La méthode est basée sur le principe du quenching dynamique de luminescence d'un luminophore spécifique de l'oxygène dissous. Les optodes ne consommant pas d'oxygène, il n'est pas nécessaire de renouveler l'eau par agitation au voisinage du capteur. Elles sont de plus très peu sensibles au colmatage de la membrane externe par les biofilms (biofouling). La gamme de mesure est de 0 à 500  $\mu\text{M}$  d'oxygène dissous avec une résolution inférieure à 1  $\mu\text{M}$ , et une précision relative inférieure à 5 % ( $< 8 \mu\text{M}$ ). Le temps de stabilisation de la réponse ( $t_{90}$ ) est de 3 minutes. Dans l'intervalle de mesure considéré, les contrôles de calibration montrent que la dérive des capteurs est inférieure à 5%.

La ligne thermique Starmon et les optodes étaient positionnées au centre du lac, alors que le LDS était situé à 150 m à l'est de ce point.

### 3. Résultats

#### 3.1 Détection d'une anomalie thermique froide dans le mixolimnion :

Des anomalies sur les profils thermiques sont observées en 2007 alors qu'elles n'étaient pas observables sur les profils acquis au cours de l'année 2006. La figure 2A montre l'apparition de l'anomalie thermique froide sur les profils de SCAMP fin mai et fin juin 2007.

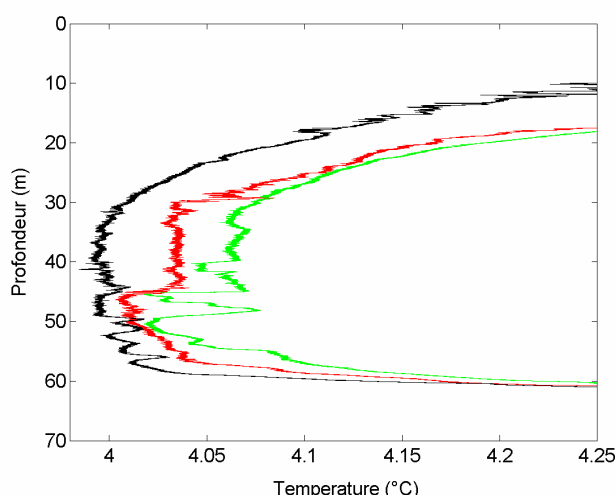


Fig. 2 - Profils de température entre 0 et 70m réalisés avec le SCAMP le 25/04/2007 (en noir), le 31/05/2007 (en rouge) et le 27/06/2007 (en vert).

L'anomalie de température est estimée en reportant l'écart à un profil de température



simplement diffusif entre le monimolimnion et le mixolimnion : elle est de  $-0.027$  °C fin mai 2007 et de  $-0.056$  °C fin juin 2007 au centre du lac. Il est intéressant de noter qu'il n'y a pas d'anomalie de conductivité détectée par les enregistrements de SCAMP au centre du lac. La composition électrochimique de cet apport d'eau est donc proche de celle du mixolimnion.

L'anomalie thermique se double de phénomènes de mélange comme en témoignent les fluctuations de températures entre 40 et 50 mètres de profondeur (profil de juin 2007). Ces phénomènes de mélange se propagent vers le haut de la colonne d'eau. Le mélange est également perceptible sur le profil de conductivité de juin 2007 qui présente une conductivité homogène entre 30 et 50 mètres et un point d'inflexion vers 30 mètres de profondeur. Dans cette zone où la stabilité est faible et dominée par le (faible) gradient salin [1], ces phénomènes de mélange peuvent être liés soit à un effet advectif (si les masses d'eau froide ont une vitesse verticale initiale importante), soit à un effet convectif. Dans ce dernier cas, la salinité de ces eaux doit être légèrement plus faible que la salinité des eaux dans lesquelles elles arrivent ce qui induit le déplacement convectif et le mélange entre les profondeurs 50 à 30 mètres.

Les anomalies étant observées jusqu'en juillet 2007, cette arrivée d'eau n'est pas directement reliée à la fonte des neiges plus précoce dans la région. A ce stade, on peut supposer que soit cette arrivée d'eau froide n'est pas détectable en avril 2007 car sa température (proche de  $4^{\circ}\text{C}$ ) est la même que la température du mixolimnion à ce moment là de l'année, soit que cette arrivée d'eau se fait de façon intermittente à ces profondeurs.

### **3.2 Mise en évidence de propagations d'anomalies thermiques vers le haut de la colonne d'eau.**

L'analyse des températures aux profondeurs 15 m, 25 m, 35 m, 45 m, 50 m, 53 m et 56 m sur le lac entre le 25/04/07 et le 19/07/07 (voir figure 3A) indique la propagation du bas vers le haut de la colonne d'eau d'un flux d'eau plus froide partant de 53 m de profondeur et pouvant se propager jusqu'à la profondeur de 25 m de façon intermittente. Trois évènements de baisse de température majeurs sont mis en évidence (du 14/05/07 au 16/05/07, du 12/06/07 au 20/06/07 et du 11/07/07 au 13/07/07). Ces évènements représentent des anomalies thermiques de presque  $-0.1^{\circ}\text{C}$  et se répercutent pour les deux premiers d'entre eux jusqu'à profondeur de 25 m. Les baisses les plus importantes de température sont enregistrées sur les thermomètres placés à 50m et 53 m, avec un décalage temporel témoignant d'une propagation de la masse d'eau froide du bas vers le haut de la masse d'eau.

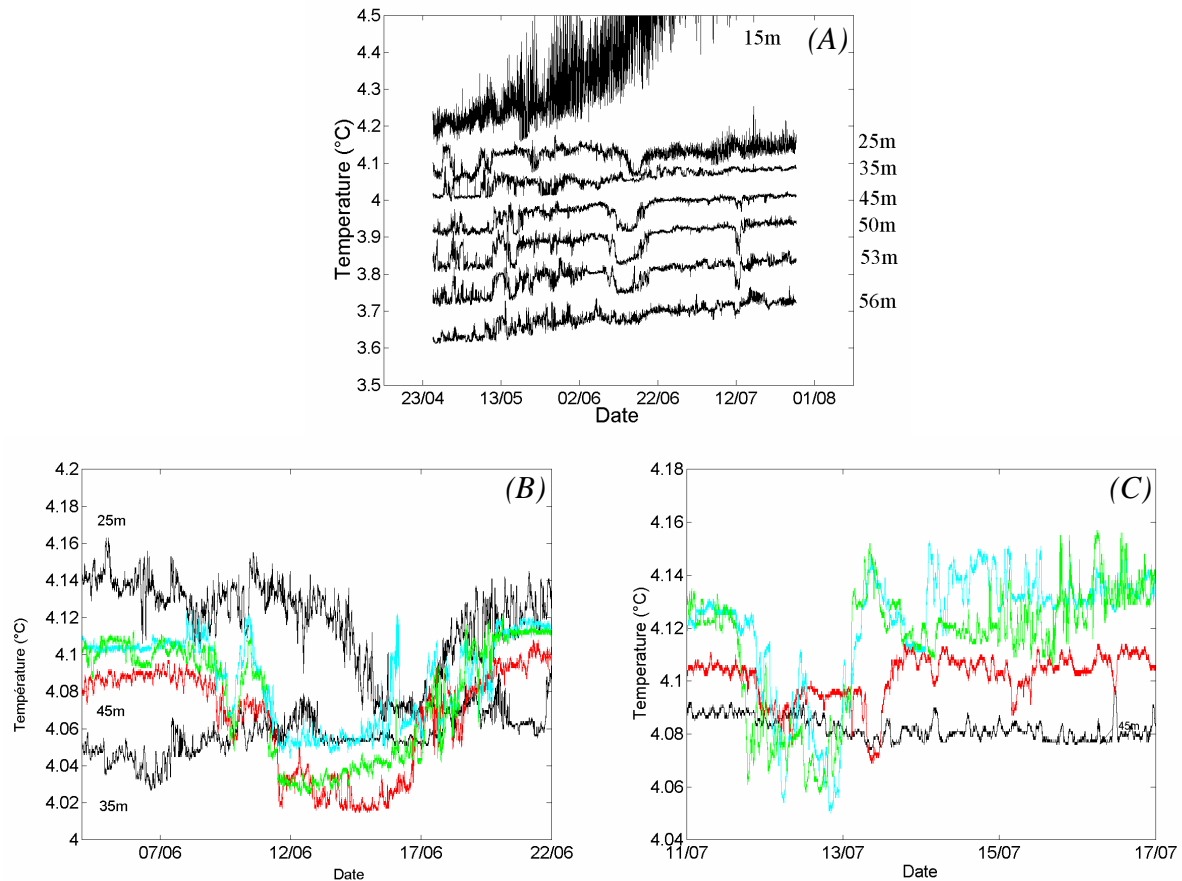


Fig. 3 - (A) Série temporelle des enregistrements de température entre 15 et 56 mètres de profondeur et entre le 23/04/07 et le 01/08/07. Pour une meilleure visualisation, certains enregistrements ont subi un offset :  $T_{15m}$ =pas d'offset,  $T_{25m}$ =pas d'offset,  $T_{35m}$ =pas d'offset,  $T_{45m}=-0.1^{\circ}\text{C}$ ,  $T_{50m}=-0.2^{\circ}\text{C}$ ,  $T_{53m}=-0.3^{\circ}\text{C}$ ,  $T_{56m}=-0.4^{\circ}\text{C}$ . (B) et (C) Zooms sur deux évènements majeurs de refroidissement des températures sans offset. Noir : 25 et/ou 35m, Rouge : 45m. Cyan : 50m, Vert : 53m.

La figure 3B se focalise sur l'évènement du 12/06/07 au 20/06/07. A partir de ces observations nous pouvons calculer la vitesse apparente de remontée de l'anomalie thermique dans la colonne d'eau. Entre 53 et 45 mètres, elle est de  $5.7 \times 10^{-4} \text{ m s}^{-1}$ . Entre 45 et 25 mètres, elle est de  $2.9 \times 10^{-4} \text{ m s}^{-1}$ .

La figure 3C se focalise sur l'évènement du 11/07/07 au 13/07/07. Cette fois ci, l'anomalie froide s'étend sur une durée plus courte et ne remonte que jusqu'à 45 m de profondeur.

Sur ces deux évènements, la température à 35 m n'est quasiment pas affectée par le passage de la masse d'eau froide. En effet, même sans changer fortement, la température à 35 m demeure intermédiaire entre la température à 45 mètres et à 25 mètres, qui enregistrent

pourtant des baisses significatives par rapport à leur niveau antérieur. L'anomalie négative de température traverse des niveaux de température proche (ce qui est le cas vers 35 mètres de fond) et continue à se propager vers le haut. Ce déplacement de masse d'eau serait lié soit à un effet advectif (lié à l'énergie cinétique de la source), soit à un effet convectif lié à une différence de salinité.

### **3.3 Origine des anomalies thermiques :**

La durée de ces refroidissements permet de les distinguer de façon incontestable de phénomènes de mélange locaux ou « overturns » qui apparaissent fréquemment dans l'hypolimnion peu stratifié des lacs d'eau douce. Dans ce cas, les variations de température résultantes affecteraient la colonne d'eau sur une hauteur de l'ordre de quelques mètres et dureraient au plus quelques heures. En effet, la durée  $T$  d'un événement d'instabilité statique ou par cisaillement dans un milieu stratifié est inversement proportionnelle à la fréquence de Brunt-Väisälä, de l'ordre de  $10^{-3} \text{ s}^{-1}$  dans le mixolimnion du lac Pavin [1]. La durée d'une instabilité peut être approximée par  $T \approx 24N^{-1}$  [15] soit au plus 6 heures environ dans le bas du mixolimnion du lac Pavin. Les événements étant observés durant plusieurs jours, nous pouvons en déduire que des instabilités locales ne sont pas à l'origine des anomalies thermiques observées.

Les brusques diminutions observées sur la température dans le mixolimnion ne peuvent être dues aux flux de chaleur à la surface du lac ou au fond du lac car les enregistrements de température en dessus (à 15 m) ou en dessous (à 58 m) ne montrent pas de variations de température. Le lac se comporte donc comme un système adiabatique par ses frontières supérieures et inférieures, entre 15 et 58 m. Si l'on fait donc le bilan thermique entre ces deux profondeurs aux périodes considérées, on en conclut qu'il y a nécessairement un apport d'eau froide provenant de « l'extérieur ». De plus, les températures minimales atteintes lors de ces baisses de température ne se rencontrent pas ailleurs dans la colonne d'eau et ne peuvent pas être liées à des ondes internes qui provoqueraient des intrusions à ces profondeurs. L'unique hypothèse réellement envisageable correspond donc à celle d'une source sous lacustre.

### **3.4 Caractérisation de la température de la source**

Les 3 événements correspondent à des variations de température de  $-0.05^\circ\text{C}$  en moyenne qui s'établissent en une demi-journée en moyenne (voir Figure 3B et 3C). Il est intéressant de noter la dissymétrie du refroidissement et du réchauffement pour le premier

évènement. Ceci montre que le refroidissement est causé par une brusque arrivée d'eau froide alors que le réchauffement se produit progressivement (voir figure 3B).

L'évaluation du flux de chaleur journalier sera effectuée entre 50m et 55m, qui est la zone où les variations de température enregistrées sont les plus fortes :

$$\Phi_{journalier} = \int_V C_p \rho \Delta T_{journalier} dV \quad (\text{Eq. 1})$$

D'après la bathymétrie établie par Delebecque en 1898 [6], le volume d'eau entre les profondeurs 50 et 55 m est de  $10^6 \text{ m}^3$ .

Sur le premier évènement (Figure 3B), on observe une baisse de température de  $0.07^\circ\text{C}$  sur une journée. Cette observation de la baisse de température sur un temps court permet de s'affranchir des transferts convectifs vers les niveaux supérieurs qui ont lieu avec un décalage temporel. C'est pourquoi nous estimons que la source a un impact thermique de cette ampleur entre 50 et 55 mètres, sur environ 1/6 de la surface du lac. Cette estimation de l'étendue horizontale du panache provient des seules informations spatiales publiées lors de la détection de l'anomalie thermique et qui font état d'environ le sixième de la surface du lac affecté par la présence de la source [1]. L'équation 1 permet d'obtenir :

$$\frac{\Phi_{journalier}}{C_p \rho} = -1.16 \times 10^4 \text{ } ^\circ\text{C} \times \text{m}^3 \times \text{jour}^{-1} \quad (\text{Eq. 2})$$

La variation de la quantité de chaleur est imputable à la source froide. Cette source a un débit moyen annuel estimé par différentes méthodes de 20 L/s [1], [2], soit  $1700 \text{ m}^3$  par jour. Les enregistrements montrent que cette source a un débit variable et apporte de l'eau dans le Pavin de façon intermittente. On peut donc estimer son débit instantané comme supérieur ou égal à 20 L/s. Différentes hypothèses sont testées (voir Table 1). Des débits instantanés supérieurs à 200 L/s sont peu réalistes car ils entraîneraient une turbulence accrue et de fortes vitesses horizontales dans le lac. Un débit instantané de 100 L/s sera retenu pour la suite de cette étude car compatible à la fois avec le bilan de chaleur et avec des températures réalistes pour la source.

Débit source (L/s)	20	50	100	200
$T_{source} - T_{mixo}$	-6.82	-2.72	-1.36	-0.68

Table 1

Les eaux superficielles des ruisseaux tributaires du Pavin ont des températures bien supérieures à  $4^\circ\text{C}$  au printemps et une conductivité sensiblement plus élevée (communication

personnelle LGE). A cette période de l'année, dans les environs du lac, seules les eaux du Creux de Soucy sont connues pour avoir une température inférieure à 4°C, et donc inférieure à la température dans le mixolimnion.

### **3.5 Comparaison avec les eaux du Creux de Soucy**

Plusieurs mesures ponctuelles sur une dizaine d'années ont indiqué une température quasi constante de 3°C quelle que soit la saison (communication personnelle LGE). Cette température est compatible avec le refroidissement calculé précédemment. De plus, la conductivité spécifique des eaux du Creux de Soucy est de 40  $\mu\text{S}/\text{cm}$  (C25), ce qui correspond à une conductivité plus faible que celle du mixolimnion ( $\sim 50 \mu\text{S}/\text{cm}$ ).

Le Creux de Soucy est situé à environ 2 km du lac Pavin, à une altitude de 1255 m (voir Figure 1), l'eau est en contrebas à une altitude de 1235 m. Il se prolonge par un boyau d'environ 2 m de diamètre qui plonge plus bas mais n'a pas été que partiellement exploré. Le Creux de Soucy n'est pas normalement relié au bassin versant du lac Pavin, mais une communication de ce boyau avec le lac n'est pas exclue [3]. L'arrivée d'eau intermittente pourrait s'expliquer par un effet de siphon dans la roche qui conduirait à des déversements d'eau de façon irrégulière, seulement lorsque le siphon s'amorce.

Il existe donc à proximité du Pavin des bassins d'alimentation ayant une altitude supérieure à la surface libre du lac et ayant des caractéristiques thermique et de conductivité compatibles avec les observations.

Toutefois, l'hypothèse d'une alimentation du Pavin par le Creux de Soucy ne peut, en l'état actuel des connaissances géologiques, expliquer le déversement de tels volumes d'eau, aussi fréquemment. En effet, le Creux de Soucy montre des variations de volume de l'ordre de 5000  $\text{m}^3$  dans l'année (volume estimée à partir du marnage rapporté dans la littérature et du volume du lac souterrain), mais qui ont été attribuées précédemment à des phénomènes saisonniers (perte de 5000  $\text{m}^3$  entre le moment de la fonte des neiges et le mois de juillet) [3]. Comme aucune surveillance régulière du niveau souterrain n'a été effectuée, il est impossible de savoir aujourd'hui si les variations de niveau se font de façon plus fréquente. Par ailleurs, il faudrait une alimentation en eau souterraine, ce qui n'est pas connu à ce jour.

### **3.6 Les caractéristiques en oxygène de la source sous lacustre.**

La tendance générale de la concentration en oxygène dans l'oxycline du lac Pavin, en dehors de la période d'englacement, est à la décroissance (données LGE 2006 et 2007). Cette décroissance s'explique notamment par l'oxydation de différents composés dissous comme le

fer, le manganèse, l'ammonium et le méthane qui diffusent lentement de l'interface mixolimnion-monimolimnion sous forme réduite et s'oxydent en consommant de l'oxygène dès que la concentration en oxygène augmente dans le mixolimnion. L'augmentation de concentration de ces particules est visible sur des mesures acoustiques doppler (LADCP), sur lesquelles nous voyons la constitution de plusieurs couches indépendantes correspondant à des concentrations particulières plus importantes entre 50 et 60 mètres de profondeur (données non fournies).

Au cours de l'année 2007, on constate des périodes de recharge en oxygène alors qu'aucun mécanisme biogéochimique connu ne peut expliquer ces recharges importantes, qui représentent une augmentation de 25%, à ces profondeurs. Ce phénomène n'est pas observé en 2006.

La figure 4 montre que les périodes de recharge en oxygène sont concomitantes des baisses de températures détectées entre 45 et 56 m. Les échelles des signaux ont été adaptées de manière à pouvoir visualiser en même temps les signaux d'oxygène et de température. Entre le 14/05/07 et le 16/05/07, la recharge en oxygène apparaît en décalage de l'anomalie thermique froide. Pour la deuxième période, c'est-à-dire entre le 12/06/07 et le 20/06/07, l'augmentation de l'oxygène se fait aussi avec un léger décalage temporel. Ce décalage temporel peut être attribué à la localisation du LDS qui est différente de celle de la chaîne Aanderaa. On peut évaluer la vitesse de progression à  $10^{-3} \text{ m s}^{-1}$ . C'est donc la diffusion turbulente horizontale qui domine et qui peut être estimée à  $1.5 \times 10^{-1} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  pour une distance de 150 m entre les deux instruments de mesure. Cette valeur de diffusion horizontale est cohérente avec les dimensions du lac Pavin [17].

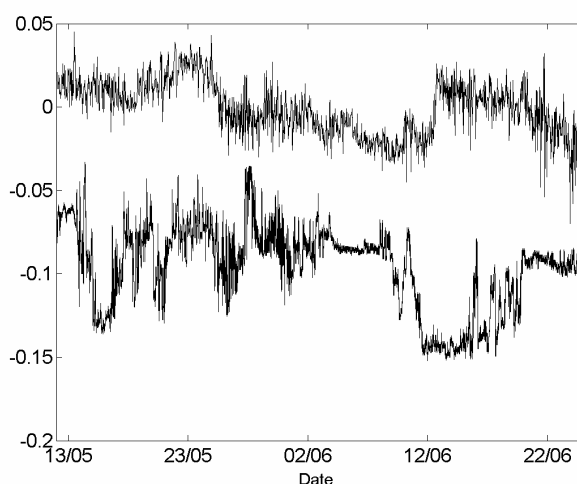


Fig. 4 - Enregistrements d'oxygène ( $\mu\text{Mol/L}$ ) à 56m (en haut sur la figure) et de température ( $^{\circ}\text{C}$ ) à 53m (en bas sur la figure). La concentration en oxygène est divisée par 1000 et un

offset de -0.2 est réalisé. Sur la température, un offset de -0.07°C est réalisé.

A 56 m, les périodes de recharge en oxygène correspondent à une augmentation de la concentration en oxygène comprise entre 40 et 50 µM pour une valeur moyenne de 200 µM à 56 m. L'autre optode située à 50 m de profondeur présente des fluctuations concomitantes mais moindres, puisqu'elles sont de 15 µM pour une valeur moyenne de 245 µM sur la période étudiée. Le capteur à 56 m semble donc plus proche de l'arrivée de la masse d'eau au centre du lac.

### 3.7 Rôle de la source sous lacustre pour le maintien de la méromicticité à l'échelle intra-annuelle

Trois processus peuvent être impliqués pour expliquer l'évolution de la température : l'advection verticale liée à l'énergie cinétique initiale de la source, la flottabilité (convection) ou la diffusion diapycnale turbulente.

La dernière hypothèse peut être rejetée instantanément si on considère la vitesse de remontée des anomalies thermiques dans la colonne d'eau. En effet, si le transport turbulent était dominant alors pour une diffusion verticale  $K_z$  de  $10^{-4} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$  (hypothèse haute pour l'hypolimnion du lac Pavin) [1] [4] alors l'épaisseur de la couche influencée par le refroidissement lié à la source peut être estimée par  $H = \sqrt{K_z T}$ , soit 3m en une journée. Cette vitesse est d'un ordre de grandeur inférieure à la vitesse observée pour la remontée des anomalies thermiques (~25 m/j).

Considérons maintenant l'hypothèse advective. Sur la verticale, à proximité de l'éjection d'un fluide, l'effet cinétique domine le transport. La flottabilité devient dominante au-delà d'une distance caractéristique  $l_m$  qui peut être calculée par la formule suivante [8] :

$$l_m = M_0^{3/4} / Q_0^{1/2} \quad (\text{Eq. 3})$$

Cette formule représente le rapport entre la quantité de mouvement ( $M_0$ ) et la flottabilité ( $Q_0$ ).  $M_0$  est défini comme  $\pi D^2 w_0^2 / 4$  où  $D$  est le rayon du panache créé par la source,  $w_0$  est la vitesse verticale du fluide mesurée à la base (que l'on considère comme se situant à 50m de profondeur) et au centre du panache et  $Q_0$  est défini comme  $\pi D^2 \Delta b_0 w_0 / 4$  avec  $\Delta b_0$  le flux de flottabilité qui s'exprime comme  $\Delta b_0 = \frac{g \Delta \rho}{\rho}$ . Comme

aucune différence de salinité liée à la source n'est mesurable, on peut évaluer  $\Delta b_0$  à partir de la vitesse verticale au centre du panache  $w$  à 30m de profondeur par la formule établie par

Morton en 1956 [13]. La vitesse  $w$  a été évaluée en prenant une estimation haute de la vitesse de remontée des anomalies thermiques dans la colonne d'eau du lac au point du LDS (qui n'est pas le centre du panache) :

$$\Delta b_0 = \frac{\left(\frac{6w\alpha}{5}\right)^3 5\pi/18 \frac{H}{\alpha}}{q} \quad (\text{Eq. 4})$$

En prenant comme débit  $q \sim 100\text{L s}^{-1}$ ,  $\alpha$  le coefficient d'entraînement égal à 0.1 (dans le cas d'un panache),  $H$ , la hauteur du panache  $\sim 25\text{m}$ ,  $w \sim 1 \times 10^{-3} \text{m s}^{-1}$ , on obtient  $\Delta b_0 \sim 1 \times 10^{-8} \text{m s}^{-2}$ .

L'application Eq. 3 avec  $D \sim 150\text{m}$ ,  $w_0 \sim 1 \times 10^{-3} \text{m/s}$  et  $\Delta b_0 \sim 10^{-8} \text{m s}^{-2}$  permet d'obtenir  $l_m \sim 0.3\text{m}$ . Cela signifie que la flottabilité domine le déplacement vertical dans la colonne d'eau dès le premier mètre.

Notons qu'une telle valeur de  $\Delta b_0$  est cohérente avec des anomalies non mesurables de salinité liées à la source dans le mixolimnion du lac Pavin, puisque :

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} \approx 10^{-9} \approx \beta_s \Delta S \approx \beta_s \frac{b_0}{a_0} \Delta\kappa. \quad (\text{Eq. 5})$$

Les valeurs suivantes [1] sont attribuées à  $a_0$ ,  $b_0$  et  $\beta$  :  $a_0 = 0.601$  et  $b_0 = 8.45 \times 10^{-4}$  et  $\beta = 0.778 \times 10^{-3}$ . Les différences de conductivité attendues sont donc de l'ordre de  $10^{-3} \mu\text{S/cm}$  et donc non mesurables.

### ***Principe de la modélisation :***

L'objectif est de s'intéresser aux conséquences de la source sous lacustre sur les flux de matière à l'interface mixolimnion- monimolimnion.

La diffusion verticale d'un traceur passif de concentration  $C$  dans la colonne d'eau vérifie l'équation suivante :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = K_z \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \quad (\text{Eq. 6})$$

avec  $K_z$ , la diffusivité diapycnale turbulente.

Le calcul de la diffusivité diapycnale se fait selon la méthode décrite ci-après.

La masse volumique de l'eau est déduite de la température et de la salinité recalculées à partir de la conductivité à 20°C [1]. La fréquence de Brunt-Väisälä est égale à :

$$N^2(z) = -\frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dz} = g \left( \alpha \frac{dT}{dz} - \beta \frac{dS}{dz} \right) \quad (\text{Eq. 7})$$

On peut séparer une contribution sur  $N^2$  due à la température et une autre due à la



salinité. Au voisinage de l'interface mixolimnion-monimolimnion, c'est-à-dire entre 55m et 60m, la salinité assure la stabilité de la colonne d'eau en contrebalançant le gradient thermique dû au réchauffement par le flux géothermique.

Si  $N^2$  est positif, le coefficient de diffusion vertical est calculé d'après la loi de Osborn [14] :

$$K_z = \frac{\Gamma \varepsilon}{N^2} \quad (\text{Eq. 8})$$

où  $\varepsilon$ , la dissipation sur la colonne d'eau est fixée à  $10^{-10}$  W/kg (valeur moyenne trouvée à ces profondeurs par les mesures de microstructures thermiques) et  $\Gamma$ , le coefficient de mélange, est choisi égal à 0.2.

Dans le cas où  $N^2$  est négatif ou dépasse un seuil correspondant à celui de l'instabilité convective ( $K_z > 10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ) la convection est traitée de façon globale et les couches d'eau instables sont homogénéisées, ce qui assure la conservation de la matière.

Dans le modèle, les coefficients de diffusion de la chaleur et des solutés sont considérés comme étant égaux.

L'évolution de l'interface mixolimnion-monimolimnion est simulée sur 300 jours et deux scénarios sont envisagés :

- absence de source.
- la température et la conductivité sont forcées à leurs valeurs initiales sur la colonne d'eau entre 45 et 55 mètres de manière intermittente (tous les trois jours). Cela a pour effet de diminuer la température et la conductivité à ces profondeurs en s'opposant à la tendance diffusives du monimolimnion vers le mixolimnion.

La source sous lacustre modifie la stratification et donc le coefficient de diffusivité diapycnale calculé à chaque pas de temps.

L'équation 7 est résolue par une méthode aux différences finies avec  $\Delta_z = 25\text{cm}$  et  $\Delta_t = 0.3$  jours. Les profils de température et de conductivité initiaux sont issus des mesures de SCAMP du 4 avril 2007. La zone modélisée est comprise entre 30 mètres et 80 mètres de profondeur. Aux bords, les valeurs de conductivité et de température sont forcées à leurs valeurs initiales à chaque pas. Les flux de matière à 80 mètres ne sont pas pris en compte. En réalité, le monimolimnion est maintenu en état quasi stationnaire par une source minérale ainsi que par les réactions de minéralisation de la matière organique qui atteint le monimolimnion [1]. Ces apports de matière maintiennent le gradient salin du côté du monimolimnion. Ces apports peuvent ici être négligés car l'objectif de l'étude est de

reproduire la variation des flux du monimolimnion vers le mixolimnion en présence et en l'absence de source sous-lacustre et non de faire une simulation réaliste de ces flux.

Les flux à l'interface mixo-monimolimnion vers le mixolimnion sont évalués en observant les variations du flux d'un traceur passif indépendant de la température et de la conductivité, mais présentant un profil analogue à celui de la conductivité rapporté entre 0 et 1. Le transfert de matière est évalué en calculant l'aire délimitée par le profil entre 30 et 60 m, tout en prenant en compte les pertes de matière aux bornes du domaine et de la quantité de matière qui était déjà présente à l'instant initial entre 30 et 60 m.

### Résultats :

La chaleur et les matières dissoutes diffusent du monimolimnion vers le mixolimnion.

La figure 5 montre l'évolution du coefficient de dispersion  $K_z$  après une année entre le scénario diffusif pur et le scénario diffusif avec source. Dans le cas de l'absence d'apport d'eau sous-lacustre vers 50 m, la diminution des gradients thermique et halin par diffusion entraîne une diminution de stabilité à l'interface doublée d'une augmentation de stabilité au-dessus de l'interface due à l'apparition d'un gradient salin à cet endroit. La présence d'un apport d'eau qui maintient une conductivité basse à proximité de l'interface augmente la stabilité de l'interface tout en favorisant le mélange avec le reste du mixolimnion au-dessus de 50 m. Cet apport d'eau contribue donc à isoler le mixolimnion du monimolimnion en abaissant la diffusion verticale à proximité de l'interface.

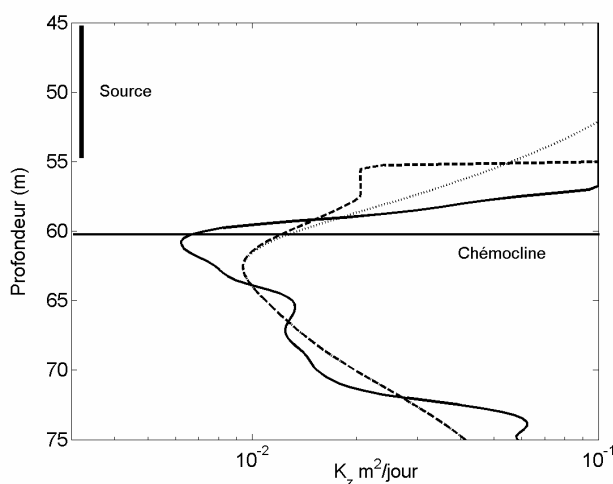


Fig. 5 - Evolution des profils de  $K_z$  ( $m^2 j^{-1}$ ) après 300 jours de simulation. Profil initial (trait plein), avec source après 300 jours de simulation (trait pointillé), sans source après 300 jours de simulation (petits points).

L'évaluation des flux réalisée à partir d'un traceur passif sur 1 an est résumée dans la Table 2. On peut donc en déduire que la présence de la source contribue à diminuer les flux entre le monimo et le mixolimnion de 20% environ et cet effet aurait tendance à s'accroître avec le temps à cause de la stabilité qui ne fait que diminuer dans le cas où la diffusion continue à s'installer. Cette diminution des flux est significative à l'échelle de l'année et limite la diffusion au-dessus du monimolimnion.

	Sans source	Avec source	Diminution relative du transfert monimolimnion-mixolimnion
Quantité initiale totale 30-80m	59.04		
Quantité initiale 30-60m	0.67		
Simulation sur 1 an			
Récupération de matière à 30m	0.0001	0.0001	
Transfert corrigé mixo-monimo (résultat-quantité ini mixo-recup)	3.35	2.66	-20%

Table 2

### 3.8 Rôle de la source pour le maintien de la méromicticité à l'échelle interannuelle.

L'hiver 2005-2006 a été particulièrement rigoureux et enneigé, accompagné d'une prise en glace très longue. Le minimum de température sur la colonne d'eau du lac au cours de l'année 2006 est resté inférieur à la  $T_{md}$  (température de maximum de densité) calculée [7] à 25 m de profondeur d'avril 2006 à septembre 2006. Sur la figure 6A, aucune anomalie thermique n'est détectée entre 50 et 55 m en 2006. De plus, la comparaison des profils thermiques et de conductivité entre 2006 et 2007 (figures 6A et 6B) montre que le bas du mixolimnion en 2006 avait une température plus élevée qu'en 2007 et que l'hypolimnion était plus stratifié. L'observation des données du LDS sur les mois de juillet-août 2006 confirme cette observation (Figure 7). En comparant à la Figure 3, tout laisse donc à penser que l'intrusion d'eau sous lacustre était absent ou très faible à 50 mètres de profondeur au cours de l'année 2006 à proximité du centre du lac. Il n'est toutefois pas exclu que la différence de

densité entre la source et le bas du mixolimnion soit plus grande en 2006 qu'en 2007 et que le panache convectif puisse remonter dans la colonne d'eau à une distance plus proche du point d'injection. Dans ce cas, le minimum de température observé vers 30 mètres de profondeur pendant l'année 2006 pourrait être dû à l'extension horizontale du panache.

Au cours de l'année 2007, le mixolimnion est beaucoup plus homogène. La source apporte périodiquement un volume important d'eau de faible conductivité. Si on considère des déversements comparables à ceux estimés dans cette étude, la source apporte un volume de  $4300 \text{ m}^3$  en une demi-journée, soit près de 0.5% du volume compris entre 50 et 55 m de fond.

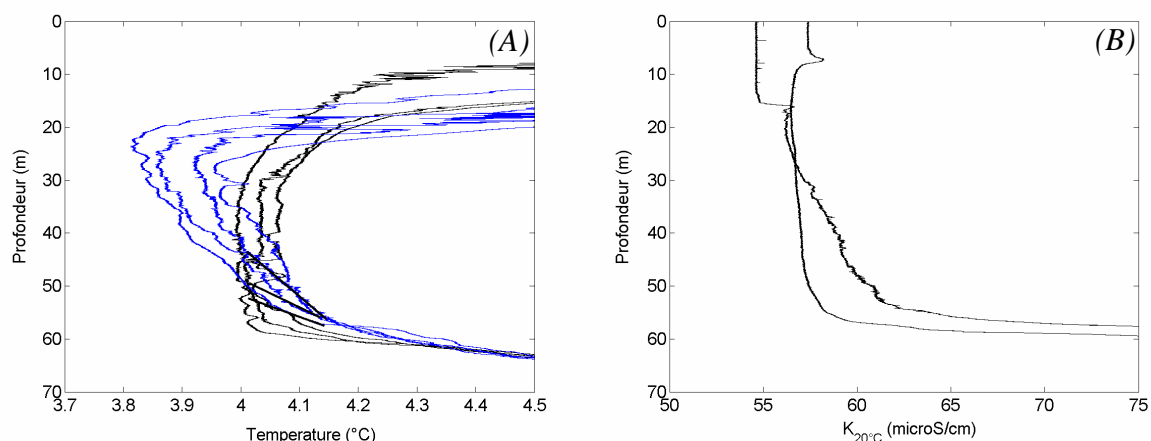


Fig. 6 - (A) Comparaison de l'évolution des profils de température (°C) entre l'année 2006 (bleu) et 2007 (noir). Chaque profil est séparé du suivant par 1 ou 2 mois. (B) Conductivité spécifique en novembre 2006 et en avril 2007.

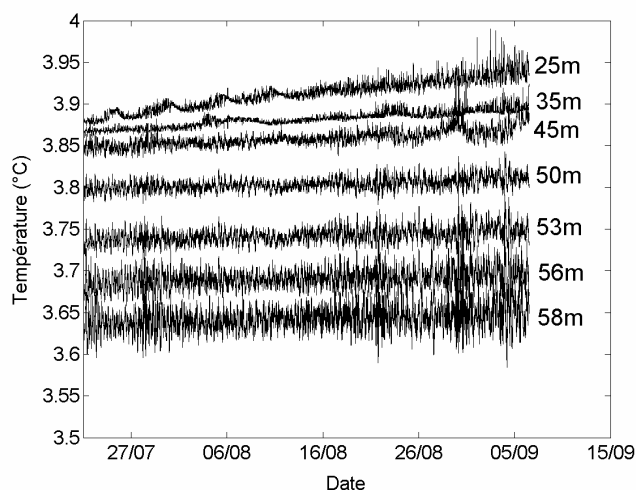


Fig. 7 - Enregistrement de température du LDS (en °C) du 25/07/06 au 02/09/06 entre 25m et 58m de fond.

Le mélange hivernal a été observé au cours de l'hiver 2006-2007 grâce à une chaîne de thermistances placées tout l'hiver sous la glace. Le retournement saisonnier du mixolimnion du lac se fait en 2 étapes : lors de la première étape (5 mars), des eaux proches du maximum de densité à ces profondeurs (3.9°C) [7] plongent fin décembre jusque vers 50 m de profondeur. Les 10 mètres au-dessus de la chémocline ne sont donc pas brassés (Figure 8). Ensuite s'installe une stratification inverse entre la surface et 50 mètres de fond dans le mixolimnion (données non fournies)

L'arrivée brusque d'une grande quantité d'eau faiblement haline vers le 25 février 2007 (Figure 8) finit d'éroder le gradient halin, ce qui permet au brassage hivernal d'effleurer la chémocline dans un second temps. Un bilan de chaleur identique à celui effectué au paragraphe 3.4 entre 40 et 60 mètres permet d'attribuer la baisse de température à ces profondeurs à un apport d'eau froide extérieur et donc à une source de façon non équivoque.

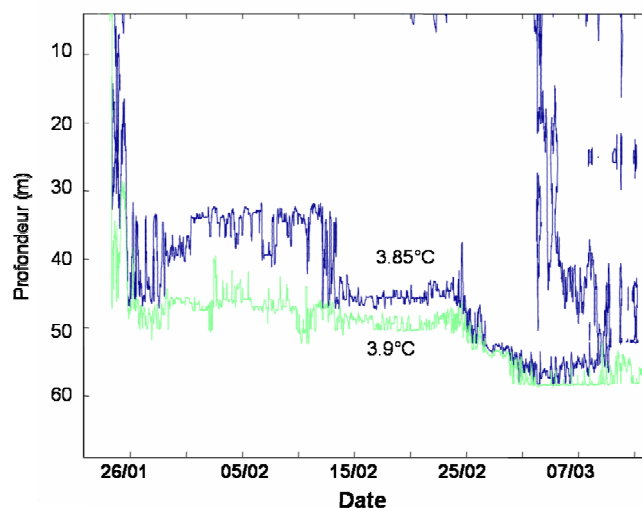


Fig. 8 - Observation de la plongée des isothermes du 25/01/07 au 10/03/07 jusqu'à 58m de profondeur. Seules les isothermes voisines de la température de maximum de densité sont représentées.

Ainsi pendant l'hiver 2006-2007, il semble probable que la source sous lacustre a contribué à fixer la profondeur de mélange lors du mélange de printemps et donc la diffusion à l'interface entre le mixolimnion et le monimolimnion.

La différence entre les profils de 2006 et 2007 (Figures 7 et 8) peut s'expliquer par des différences dans le mélange hivernal dues à la présence de déversements de la source ou à leur absence.

## **Conclusion**

Cette étude met en évidence la présence d'un panache dans le lac Pavin qui remonte de façon intermittente. Le phénomène, non détectable en 2006 dans la zone centrale du lac, a été observé en 2007. Cet apport d'eau est compatible avec les estimations moyennes annuelles avancées lors d'études précédentes pour compléter le bilan hydrique du lac. Les eaux du Creux de Soucy (en terme de température et de conductivité) sont susceptibles de caractériser les eaux entrantes dont l'origine reste toutefois à confirmer par des expérimentations de terrain.

La présence ou l'absence de la source pourrait influencer fortement sur les flux à l'interface entre le mixolimnion et le monimolimnion. En renouvelant l'eau à la base du mixolimnion par de l'eau moins saline, la source contribue à maintenir l'isolement du monimolimnion. La présence de la source semble aussi influencer sur la profondeur du mélange hivernal.

Même si d'autres facteurs d'origine chimique et biologique interviennent aussi dans le maintien de la méromicticité du lac Pavin, cette source sous lacustre dans le mixolimnion semble jouer un rôle important pour l'équilibre de la méromicticité du lac.

## **Remerciements :**

Les données utilisées ont été acquises dans le cadre du programme METANOX (ANR-ECCO). Des remerciements vont particulièrement à l'ensemble de l'équipe du LGE (Paris VII et IPGP) pour l'aide précieuse sur le terrain, ainsi qu'à Didier Chassaing et Chistian Courtet pour leurs interventions en plongée subaquatique.

## Références

- [1] N. Assayag, D. Jézéquel, M. Ader, E. Viollier, G. Michard, F. Prevo, P. Agrinier, Hydrological budget, carbon sources and biogeochemical processes in Lac Pavin (France) : Constraints from  $d^{18}O$  of water and  $d^{13}C$  of dissolved inorganic carbon, *Journal of Applied Geochemistry* (à paraître)
- [2] W. Aeschbach-Hertig, M. Hofer, M. Schmid, R. Kipfer, D. M. Imboden, The physical structure and dynamics of a deep, meromictic crater lake (Lac Pavin, France), *Hydrobiologia*, 487 (2002) 111-136.
- [3] M. Bakalowicz, *Le creux de Soucy (Besse en Chandesse, Puy de Dôme)*, (1971)
- [4] C. Bonhomme, Y. Cuypers, M. Poulin, B. Vinçon-Leite, M. Saad, B. Tassin, Inter and intra-annual variability in the mixing of a deep meromictic lake (Lake Pavin, France), in prep, *Aquatic Sciences*.
- [5] G. Camus, G. Michard, P. Olive, P. Boivin, P. Desgranges, J. Jézéquel, M. Meybeck, J.-C. Peyrus, J.-M. Vinson, E. Viollier, J. Kornprobst, Risques d'éruption gazeuse carbonique en Auvergne, *Bull. Soc. Geol. France* 164 (1993) 767-781.
- [6] A. Delebecque, *Les lacs français Chamerot et Renouard* (1898), Paris, 436pp.
- [7] H. Eklund, Fresh water : Temperature of maximum density calculated from compressibility. *Science* 142 (1965) 1457-1458.
- [8] H.B. Fischer, E. J. List, R. C. Y. Koh, J. Imberger and N.H. Brooks, *Mixing in inland and coastal waters*, (1979), Academic.
- [9] G.E. Hutchinson, *A treatise on limnology*, (1957), Vol 1, J. Wiley and sons, New York.
- [10] J-M. Martin, *The Pavin Crater Lake*. In Stumm, W. (ed), *Chemical Processes in Lakes*, John Wiley & Sons, New York: (1985) 169-188
- [11] M. Meybeck , J.M. Martin , P. Olive, *Géochimie des eaux et des sédiments de quelques lacs volcaniques du Massif Central français*. *Verh. Int. Ver. Limnol.*, 19, (1975) 1150-1164.
- [12] G. Michard, E. Viollier, D. Jézéquel, G. Sarazin, *Geochemical study of a crater lake : Pavin Lake, France – Identification, location and quantification of the chemical reactions in the lake*, *Chemical Geology* 115 (1994) 103-115.
- [13] B.R. Morton, G. Taylor, J.S. Turner, *Turbulent Gravitational Convection from Maintained and Instantaneous Sources*. *Proceedings of the Royal Society of London, Series A. Mathematical and Physical Sciences*, 234, (1956) N° 1196, pp 1-23.
- [14] T.R. Osborn, *Estimates of the local rate of vertical dissipation measurements*. *J. Phys. Oceanogr.* (1980), 10 83-89.

- [15] S.A. Thorpe, and R. Jiang, Estimating internal waves and diapycnal mixing from conventional mooring data in a Lake. (1998) *Limnol. Oceanogr.* 43: 936-945.
- [16] P. Reichert, AQUASIM: a tool for simulation and data analysis of aquatic systems. *Wat. Sci. Tech.* 30 (1994) 21-30.
- [17] C. L. Stevens, G.A. Lawrence and P.F. Hamblin Horizontal dispersion in the surface layer of a long narrow lake (2004) *J. Environ. Eng. Sci.* 3 413-417.









## **Article 3**



# **Influence of meromixis on the internal waves pattern in a small crater lake (Lake Pavin, France).**

## **Particular internal wave weather in a meromictic lake.**

C. Bonhomme<sup>1</sup>, Y. Cuypers<sup>1</sup>, M. Poulin<sup>2</sup>, B. Vinçon-Leite<sup>1</sup>, M. Saad<sup>1</sup>, A. Groleau<sup>3</sup>,  
D. Jézéquel<sup>3</sup>, B. Tassin<sup>1</sup>.

<sup>1</sup>*CEREVE: Centre d'Enseignement et de Recherche sur l'Eau, la Ville et l'Environnement*

<sup>2</sup>*ENSMP : Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris*

<sup>3</sup>*LGE : Laboratoire de Géochimie des Eaux (Université Paris VII et Institut de Physique du Globe de Paris UMR 7154)*

*(to be submitted to Limnology and Oceanography)*

### **Abstract**

This study investigates the particular internal wave pattern in a meromictic lake: Lake Pavin (France). The study focuses on the role played on seiche motions by density interface between the mixolimnion and the monimolimnion (at 60 meter depth), called the chemocline. Both observations and 2D numerical modelling highlight that each density gradient control the periods of baroclinic modes almost independently. Thus, the permanent chemocline density gradient fixes some modal responses for the basin almost independently of surface stratification. The effect of various stratifications and topographic configurations are tested. Moreover, the presence of steep critical slopes in Lake Pavin seems to influence directly moored spectra of temperature fluctuations. Spectral peaks are particularly well-defined at the chemocline. The repartition of internal seiche energy in the water column is two third at the thermocline and one third at the chemocline. Finally, continuous measurements of oxygen and conductivity near the chemocline provide another tool to observe internal wave oscillations in the hypolimnion of Lake Pavin.

## Introduction

In lakes, “internal seiches” transfer wind mechanical energy from large scales to small scales. About 2% of the vertical wind energy flux, estimated 10 meters above the lake surface, is converted into kinetic and potential energy through seiching motions [Wüest et al., 2000]. The characteristics of the seiches are both influenced by the morphology of the basin and the stratification. In the present study, field work and 2 dimensional modelling were associated to develop a complete study of basin-scale motions in a small meromictic lake located in the volcano region in the middle of France: Lake Pavin.

Meromixis is characterized by chemically-stratified bottom waters, a lighter, less salty layer overlying a deeper, saltier layer. Those waters are not affected by seasonal overturn and are anoxic. Usually, meromixis and its particular features are studied from the biogeochemical point of view. The absence of contact of the lower water compartment with the atmosphere has for consequence that a specific biocenosis can develop under the chemocline, presenting a particular metabolism. But there are less physical studies on the particular properties linked to meromixis. A complete study has been made twenty years ago with a three layer model on the seiches of Lake Lugano [Salvade et al., 1988], other studies have been made on water-filled mine pit [Stevens and Lawrence, 1998] but focusing on particular mixing events below the thermocline and another on seiching motions in Kigoma waters of Lake Tanganyika [Chitamwebwa, 1999].

The originality of the present study is related to the specificity of the study site: the water column of Lake Pavin presents both the particularity to present two zones of high density gradient (linked to meromixis) and steep slopes where supercritical reflection of internal wave rays can occur. In a stratified water column, internal wave rays propagate with an angle with the vertical proportional to the ratio between the wave frequency and the stratification. The reflection at boundaries of an enclosed basin depends on the angle formed by the rays in comparison with the slope. If the lake shoals at a shallow angle, then the ray is trapped in the shore zone. At the critical angle, the energy entirely radiates away from the side boundary [Ivey and Nokes, 1989] and in the case of supercritical reflection, the energy radiates in the whole water body [Maas and Lam, 1995]. Internal waves have been rarely investigated in this framework, except recently in a steep mine lake [Boehrer and Stevens, 2005], where interferences of ray waves have been observed under the thermocline.

The objectives of the study are to determine if there are substantial vertical motions at the chemocline and what are their amplitudes. The questions concerned the influence of the

chemocline on the modal response of the basin and what was the influence on the periods and spatial structure of the modes by the specific conditions of Lake Pavin. Moreover, the internal wave spectrum is studied in this framework to determine how it can be influenced by the presence of the chemocline and the steepness of basin slopes. In the end, the chemocline is far from the wind influence. It is interesting to quantify the repartition of energy due to seiche motions between the thermocline and the chemocline. At last, the paper proposes to use continuous measurements of oxygen and conductivity in order to study the internal wave motions. At these depths, the conductivity sensor constitutes a more sensitive sensor towards vertical water displacements than the temperature sensor as the conductivity gradient is stronger than the temperature gradient.

Most of the study is performed using temperature measurements. Data were collected with a Lake Diagnostic System (LDS) consisting of a thermistor chain and a complete meteorological station. Continuous measurements of oxygen and conductivity have also been performed in the oxygen and conductivity gradients, a few meters above the chemocline. These continuous measurements of conductivity are new in lakes and ocean and not commonly used to study the internal wave field.

The two-dimensional model allows assigning a vertical and horizontal structure to the observed modal response of the lake and data and model results can be confronted. [Munnich, 1996] developed a similar model with continuous stratification to study the effect of a variable bathymetry on the vertical modal structure. This model is a tool to investigate how the chemocline influences the internal wave pattern at the basin scale in terms of periods and vertical displacements in the whole water column and particularly at the monimolimnion-mixolimnion interface.

## **Study site**

Lake Pavin has a maximum depth of 92m. Its basin is round shaped, its surface area is 0.445km<sup>2</sup> and 0.132km<sup>2</sup> (about one third of the surface area) has a depth above 80 meter depth in the central part of the basin. Lake Pavin's hollow coefficient (ratio of maximal depth on squared area) is 0.137, just above the threshold of 0.1 which favours meromixis due to steep topography [Dussart, 1966]. The topography is regular and similar to a truncated cone. Mean slopes angle  $\beta$  with the horizontal is about  $\pi/6$ . It makes the topography of Lake Pavin a quasi ideal environment from the topographic point of view. The circular symmetries of the shore and of the basin interior make Lake Pavin an appropriate place to use a two-dimensional



model, because the horizontal shape of the basin is identical whatever the wind direction is. The upper 60 meters of the water column form the mixolimnion, and the lower 32 meters the monimolimnion. Because of meromixis, dissolved substances cause a strong conductivity and density gradient at 60 meter depth: this gradient is called the chemocline (see Fig 1 B). This density gradient remains all the year round with negligible variations among different seasons. It is preserved from smoothing because winter mixing stops at the limit between mixolimnion and monimolimnion and contributes to rebuild the gradient each year. The chemocline creates a density gradient which is about one third of the gradient at the thermocline when the lake is highly stratified in summer (see Fig 1 C) and this second density interface at depth can also act as a wave guide to concentrate internal wave energy in this deep part of the lake .

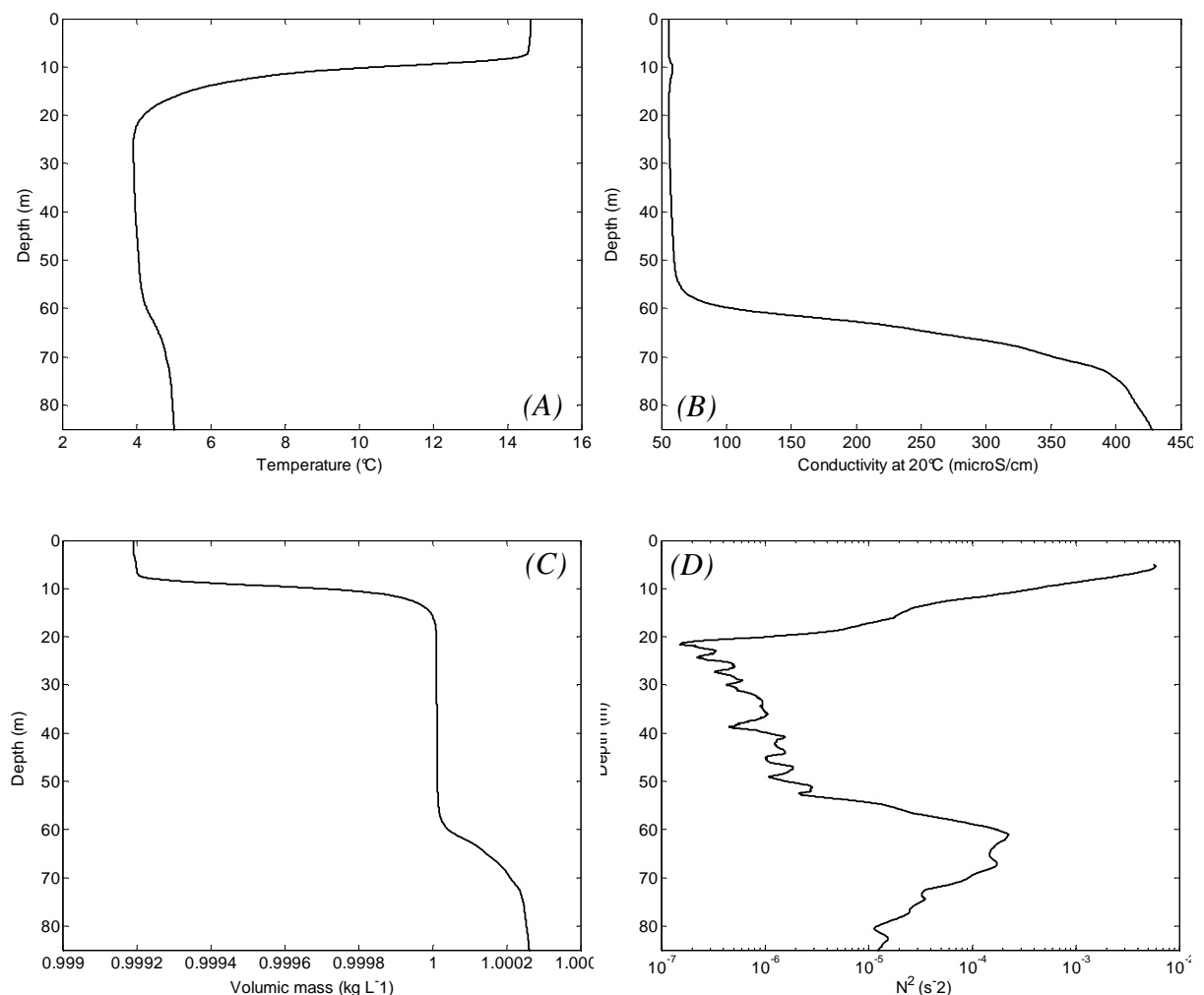


Fig. 1 - A) Temperature (°C), B) conductivity at 20°C(micros/cm), C) density (kg/L) and D)  $N^2$  ( $s^{-2}$ ) profiles from top to bottom of the water column calculated from SCAMP data of 21<sup>st</sup> of July 2006.

The inflow and outflow of the lake are negligible at the observed time scale (less than  $\tau^{-1} = 16$  hours at the latitude of Lake Pavin). Mean inflow and outflow are about 30L/s which corresponds to a renewal of the water mass of less than 0.01% of the volume of the mixolimnion in 16 hours (mixolimnion volume  $\sim 18 \times 10^6 \text{ m}^3$  [Viollier et al. 1997]).

Measurements performed with passive tracers show that the diapycnal diffusivity is very low at the chemocline, lower than heat molecular diffusivity [Michard et al. 2003]. This value is confirmed by simulations of geochemical parameters of Lake Pavin done by [Aeschbach-Hertig et al., 2002]. Low exchanges between the two compartments of the lake have for consequence that the residence time is far higher in the monimolimnion than in the mixolimnion (more than 100 years to be compared to about 10 years). These observations suggest that internal waves at the chemocline are most of time linear, because non linear waves would be a source of high dissipation at this place of the water column by crashing and rolling. The Weddeburn number which is the thickness of the mixolimnion on the mean surface displacement at these depths is also very high and inform on the linear characteristics of the waves. The chemocline located at mid-depth prevents also the development of non linear waves because the non linear coefficient is very low [Horn et al., 2002]

## **Methodology**

### **Field experiment**

A LDS (Lake Diagnostic System designed by PME, California and CWR, Australia) has been deployed on Lake Pavin, in the Eastern part of the central deepest zone. At location shown in Fig. 2, the temperature distribution of the water column was measured from 21<sup>st</sup> of July 2006 to 29<sup>th</sup> of October 2006 and from 25<sup>th</sup> of April 2007 to 2<sup>nd</sup> of July 2007. During the winter period, the lake is ice –covered and the LDS was withdrawn. Wind anemometer and wind direction data are available in 2007. The thermistor chain consists of 12 thermistors with an accuracy of 0.01°C and a resolution of 0.001°C. The depths of the thermistors are drawn on the right side of figure 2. The sampling period is 30 seconds. Thermistors are positioned with a higher density in the vicinity of the thermocline and chemocline zones (see Fig 2).

The conductivity and oxygen measurements are performed with Aandera sensors at the central location of the lake, noted platform on Fig 2. Data were acquired between 21<sup>th</sup> of June 2006 and 2<sup>nd</sup> of August 2006, from 22<sup>nd</sup> of August 2006 and 4<sup>th</sup> of September 2006 and 26<sup>th</sup> of September 2006 and 11<sup>th</sup> of October 2006. Samples were collected at 15 or 30 minutes interval. The 2 oxygen probes are located at 50 and 53 meter depth and the 2 conductivity

probes at 53 and 56 meter depth. Only the upper oxygen probe and the lower conductivity probe will be used in this study because only these sensors present sufficient absolute variations to perform spectral analysis.

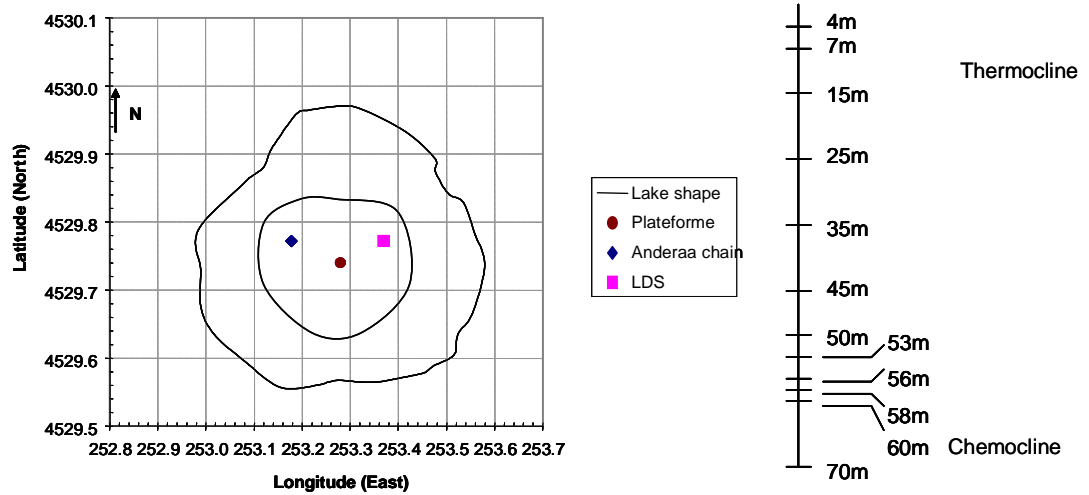


Fig. 2 - On the left, map of Lake Pavin with location of the LDS and Aandera chain. Thick line: 80 meter depth isoline. On the right, location of thermistors on LDS.

This fixed device is completed by monthly SCAMP survey (Self Contained Autonomous Micro-Profiler designed by PME, [www.pme.com](http://www.pme.com)). Temperature microstructures are measured at a frequency of 100Hz. Conductivity and pressure are measured at a frequency of 40 Hz. The SCAMP is used in falling mode, at a speed of ca 0.1 m/s, with a 100-Hz sampling rate. The resolution of the device is 0.005°C and 5% relative error for conductivity. High frequency temperature and conductivity profiles are frequently used for turbulence measurement. Here they are used to characterize the stratification of the water column. The density and Brunt-Väisälä frequency (hereafter BVF) in the water column are calculated as described in [Aeschbach-Hertig, 2002].

The density is calculated by:

$$\rho = \frac{\rho(T)(1 + \beta_s(S))}{1 - \frac{\rho}{K(T, \rho)}} \quad (\text{Eq. 1})$$

where  $\rho$  is the density of water,  $\beta_s$  is the haline contraction coefficient,  $p$  is the pressure (in bars) and  $K(T,p)$  is a polynomial expression depending on temperature and pressure from

$$[\text{Chen et Millero, 1977}]: K(T, p) = \sum_{i=0}^{i=6} c_i T^i + p \cdot \sum_{i=0}^{i=6} d_i T^i$$

BVF is defined as:

$$N^2 = \frac{-g \left( \frac{\partial \rho}{\partial z} \right)}{\rho_0} \quad (\text{Eq.2})$$

where  $\rho$  is the density of water (in  $\text{kg/m}^3$ ) and  $g$ , the gravity acceleration ( $9.81 \text{ m s}^{-2}$ ).

It follows from equations (1) and (2) that we can express Brunt-Väisälä frequency as:

$$N^2 = g \left( \alpha \left( \frac{\partial T}{\partial z} - \Gamma \right) - \beta_s \frac{\partial S}{\partial z} \right) \quad (\text{Eq. 3})$$

with  $\alpha = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T}$ , the thermal expansion coefficient and  $\beta_s = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial S}$ , the haline contraction

coefficient.  $\beta_s$  takes different values in the monimo and in the mixolimnion, because of the different ion composition of mixo ( $=0.778 \cdot 10^{-3} \text{ L g}^{-1}$ ) and monimolimnion ( $=0.784 \cdot 10^{-3} \text{ L g}^{-1}$ ). The value of  $\beta_s$  at  $20^\circ\text{C}$  can be calculated from the partial molar volumes and masses of the electrolytes dissolved in the Lake water.

The effect of the adiabatic lapse rate  $\Gamma$  is negligible (i.e. the rate of temperature change due to adiabatic compression) because  $\Gamma(T, S, p) = - \left( \frac{dT}{dz} \right)_{isen} = \frac{g \alpha}{c_p} T$ . When  $T$  is close to  $T_{md}$  (Temperature of Maximum Density) and the depth of a Lake does not exceed 100 or 200 meters,  $\Gamma$  is negligible. Thus, potential temperature and *in situ* temperature can be considered as equal in Lake Pavin.

### Data analysis:

Several spectral methods have been developed in the particular context of temperature fluctuations in Lake Pavin.

#### *Power spectral density on the whole water column (hereafter PSD).*

The PSD ( $^\circ\text{C}^2 \times \text{h}$ ) is calculated at each thermistor depth using windows averaged PSD to increase confidence on the spectrum. The total length of the series is 53000 points ( $\sim 18$  days) from 21<sup>st</sup> of July 2006 to 8<sup>th</sup> of August 2006 and the window length is 10240 samples ( $\sim 4$

days) with no overlapping segment. The confidence interval is calculated by assuming a chi-squared distribution of the non-overlapping sections of windowed data in computing the confidence interval. This method permits to obtain a confidence level at 95% equal to 0.8 in log-scale.

For the next steps of the spectral analysis, the LDS signal is always resampled to decrease the number of points by a factor 10. The resampling is effected with an anti-aliasing low pass filter. The resampling is done with a Kaiser window considering 10 points before and after the point that is considered. A control has been made to check if the shape of the resampled function was the same as the raw signal.

### *Coherence and angle of coherence*

The coherence between two signals  $x$  and  $y$  is calculated by computing the cross-spectrum and the autospectra of the 2 signals:

$$C = \frac{|P_{xy}|^2}{P_{xx}P_{yy}} \quad (\text{Eq. 4})$$

The significant threshold of the coherence is calculated through a bootstrap estimation, in which the mean background variance of the spectrum is then calculated by iteration. When the coherence exceeds the significance threshold, the angle of coherence  $\varphi$  can be considered as valid:

$$\varphi = \text{angle} \left( \frac{P_{xy}}{P_{xx}P_{yy}} \right) \quad (\text{Eq. 5})$$

The confidence threshold of coherence calculation is determined by a resampling method for statistical inference called bootstrap resampling. The application of the bootstrap method goes from toxicology to fisheries surveys and chemometrics, genomics and physical limnology [Macintyre et al., 1999]. In this paper, it consists of 100 random draws of coherence values constituting the coherence population to estimate the distribution function of the population. The percentile confidence interval method uses the  $\alpha/2$  and  $1 - \alpha/2$  percentiles of the distribution function as  $1 - \alpha$  level confidence interval for the parameter. In the following, the confidence interval at 95% is estimated.

In the case of coherence calculation between two thermistors, the window size is 1024 points with no overlap. The bootstrap threshold is 0.6 in this particular case.

For temperature and conductivity/oxygen signal, the data are interpolated on a 5minutes sampling interval to match the temperature sampling interval. The coherence is

computed on 2 weeks of recording of the Aandera chain record with a window of 1024 points. In this case, the significant threshold given by the bootstrap method is 0.8.

***Running Power Spectral Densities (RPSD):***

Two types of RPSD were calculated. The analyses are performed on the whole data set of year 2006 and the power spectra are centred at the mid-date of the PSD-length. The characteristics of the two types of RPSD are summarized in Table 1.

Unit=number of points.	PSD length	Window length	Running interval
Short window	256	128	10
Large window	2300	1024	30

Tab. 1

“Short window” Power Spectral densities are useful to focus on the V1 and V2 baroclinic modes and to estimate the characteristic time of damping of seiching motions in Lake Pavin.

“Large window” Power Spectral densities permit to have a better frequency resolution for low frequency internal waves. But, this second method leads to overestimating the time of damping of seiches.

***Seiche energy in the water column.***

The vertical isotherm displacements are directly computed from the 2007 raw signal and the mean temperature gradient at the depth of the LDS thermometers is calculated from SCAMP (PME, USA) measurements (data not shown). The lake bathymetry is taken from [Delebecque, 1898].

**Numerical simulations:**

The numerical model that is used here is similar to the one proposed by Munnich (1996). This model takes into account a continuous stratification profile.

Lake Pavin’s size makes us think that for the first vertical modes, the earth rotation can be neglected. The internal Rossby radius of deformation  $R_1 = c/f$ , where  $c$  is the phase speed of the internal wave and  $f$  the Coriolis parameter (equal to  $1.2 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  at the latitude of Lake Pavin  $-45^\circ\text{N}$ ), represents the length scale over which Coriolis forces balance the pressure gradient generated by a tilted interface. Rotational effect are sensitive if  $R = R_1/B < 5$

[Mortimer, 1974], where B is the maximum width of the lake. In the case of Lake Pavin, in summer V1H1 period is 2 hours and V2H1 mode is 2.8 hours. For both of them, phase speeds can be estimated to  $c=2 \times L/T$ . Therefore,  $c_{V1H1}$  is 0.2 m/s and  $c_{V2H1}$  is 0.14m/s. It has for consequence that  $R_1 \sim 1660$  m for V1H1 and  $R_1 \sim 1170$  m for V2H1. The lake diameter is equivalent to  $R_1$  for wave periods above 20 hours. Theoretically, at these periods, a Kelvin wave would propagate along the slopes of Lake Pavin.

Lake Pavin will be considered as an enclosed basin in the following. The numerical model consists of a 2 dimensional description of the standing wave field in the lake. In two dimensions, the governing equation for a stream function,  $\psi$  of free, infinitesimal internal gravity waves in a hydrostatic Boussinesq fluid is

$$\frac{\partial^4 \psi}{\partial^2 t \partial^2 z} + N^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = 0 \quad (\text{Eq. 6})$$

where  $x$  and  $z$  are the horizontal and the vertical dimensions,  $t$  is time,  $u = -\partial \psi / \partial z$ ,  $w = \partial \psi / \partial x$  are the horizontal and the vertical components of the velocity and  $N=N(z)$  is the Brunt-Väisälä frequency. The rigid lid approximation is used and is the absence of outflow at the boundaries imposes at the border:  $\psi=0$ . For stationary sinusoidal waves, the time dependence has the following form:  $\psi = \Phi(x, z)e^{i(\omega t + \sigma)}$  where  $\omega$  is the angular frequency of the seiche and  $\sigma$  is a constant. Therefore, the spatial and temporal dependencies of the signal can be separated. The search of solutions of the previous form does not take into account any dissipative effects. It leads to the so-called generalized eigenvalue problem for the stream function  $\Phi$  given by the equation:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = \frac{\omega^2}{N^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \quad (\text{Eq. 7})$$

The domain was discretized using finite differences on a rectangular grid, which was adjusted to the stratification which transforms the previous equation in a generalized eigenvalue problem. To solve the eigenvalue problem, the so-called QZ-algorithm [Moler and Stewart, 1973] is used. The modes were sorted by counting the number of zero crossing of  $\Phi$  gradient in the  $x$  and  $z$  direction. The corresponding eigenvalues lead to the characteristic periods for the different modes. The solutions were computed on a 25X25 grid mesh.

The vertical fluid displacement is calculated by using:

$$\zeta = \int w dt = \frac{1}{i\omega} \frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{w}{i\omega} \propto w \quad (\text{Eq. 8})$$

## Results

### Observations

#### *1. General description of the internal waves pattern in Lake Pavin*

Lake Pavin is characterized by internal seiching throughout the year, ice-covered period excepted, in the water column that causes temperature fluctuations particularly at the thermocline but also at the chemocline). At locations of density gradients, wind events are followed by free vertical oscillations of the water and the amplitude of vertical displacements are directly proportional to windy events lasting more than a quarter of a seiche period at both density interfaces [Stevens and Imberger, 1996] (see Fig 3,4). These oscillations are dissipated in several days (times  $T_1$  or  $T_2$  on Fig 4). The knowledge of the mean temperature gradient in the water column (Figure 1A) and the standard deviation of temperature fluctuations permit to estimate vertical displacements to 0.7m at the thermocline and between 1 and 2 meters at the chemocline after windy events in summer. Finally, even if the exchange are close to molecular diffusion at the interface between the mixo and the monimolimnion [Michard et al., 2003], the interface is far to be a rigid lid and is in constant motion.

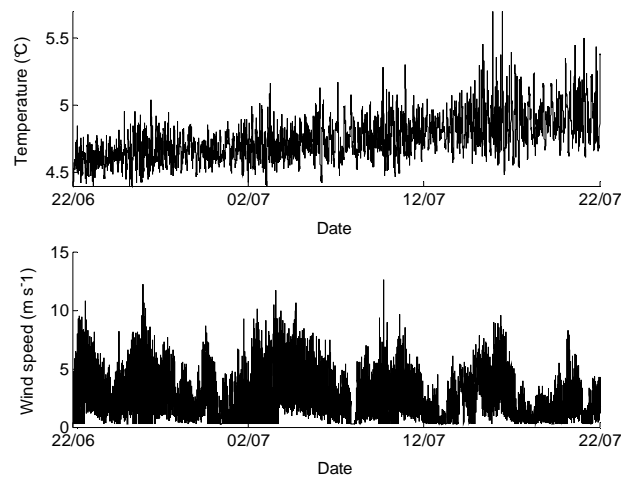


Fig. 3 - Top: Temperature records of LDS at 15 meter depth. Bottom: Wind speed records of LDS 2 meters above the lake surface from 12/06/2007 to 22/07/2007.



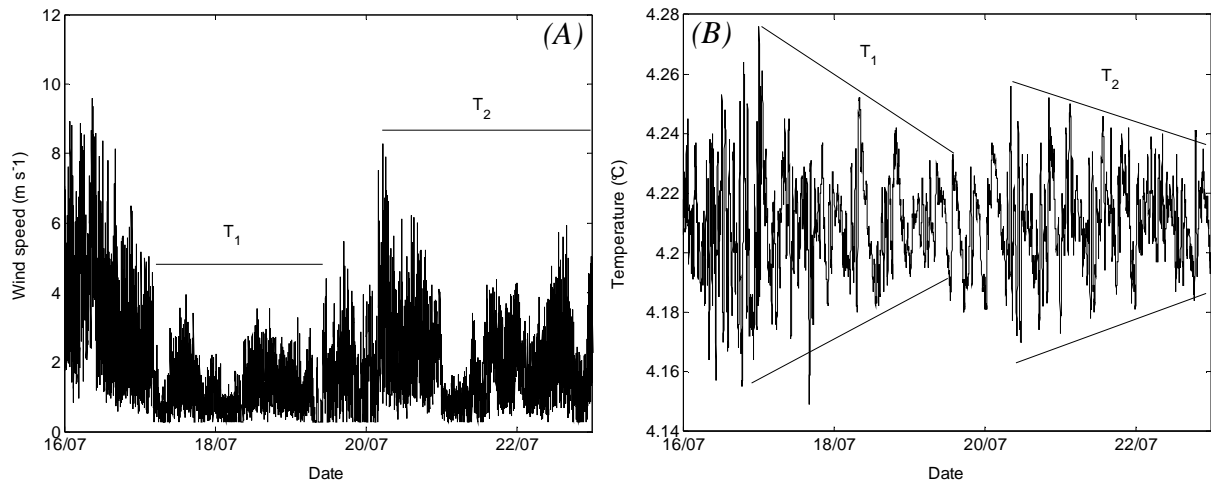


Fig. 4 - Temperature response at 60 meter depth after wind relaxation at the lake surface. A) wind speed speed B) Temperature at 60 meter depth from 16/07/2007 to 23/07/2007.

## 2. A filtering role of the chemocline

Spectral analysis of temperature records at interfaces (PSD and normalized PSD) enables the calculation of the major internal wave modes. The spectra of temperature fluctuations close to the thermocline and to the chemocline during a period of high stratification show that some particular frequencies are enhanced both at the thermocline and at the chemocline. Figure 5A shows a 3D representation of 4 temperature spectra at 7, 15, 60 and 70 meter depth. This representation permits to visualize clear peaks on the spectra that layer at the thermocline and extend to the chemocline. These peaks are likely to correspond to the particular resonant modes of the basin, in relation with the stratification and the topography of the basin [Munnich, 1996], [Fricker and Nepf, 2000]. Internal wave periods characteristics of the basin are comprised between 1h and 10 hours. We will explore the particular influence of stratification and topography in the second part of this work.

However, on a same period of time (see table 2), some peaks can be present at the thermocline and not at the chemocline (for example at periods of 0.5h, 0.65h and 1.2h) or inversely (1.01h), but this characteristic depends on the period on which the analysis is made. Each windy event is susceptible to favour a different modal response of the basin (for a given stratification state, in a particular topographical context) depending on the initial excitation and on the transfer of energy from one mode to another which is a complex process.

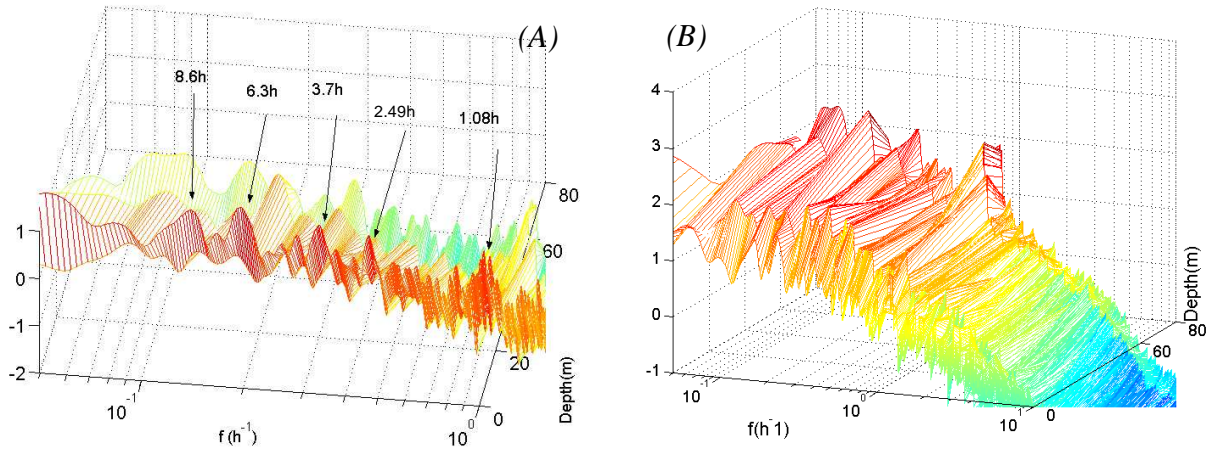


Fig. 5 - 3D Graphics of Power Spectral Density of temperature fluctuations ( $^{\circ}C^2$ ) (in log scale) at 4 Depths in the water column: 7m, 15m, 60m, 70m from 21/07/2006 to 08/08/2006. A) PSD from raw temperature fluctuations B) PSD from normalized temperature fluctuations by the standard deviation at each depths.

Chemocline	Thermocline
	0.5
	0.65
1.01	1.01
	1.22
2.25	
3.33	3.33
3.61	3.61
	5.22
8.03	

Tab. 2 - Fluctuations of periods (h) associated to significant peaks on the spectra of temperature fluctuations at the thermocline and at the chemocline on PSD from 08/08/2006 to 28/08/2006

Normalized PSD enables to compare spectral peaks at the thermocline and chemocline by equalizing spectral background fluctuations. Figure 5B shows normalized spectra by the standard deviation of temperature fluctuations: relative amplitudes of the peaks at the chemocline are significantly higher at the thermocline. These enhanced peaks at depths suggest that the chemocline signal is less affected by sources of temperature fluctuations such as thin structure, or other non linear processes such as wave-wave interactions, wave breaking. Non linear processes have the properties to gradually share the energy of a

monochromatic modal response of the basin with other frequencies and so to decrease the relative amplitude of an internal wave peaks in comparison with the background spectral level.

As dissipation is actually very low at the chemocline and the vertical dispersion is close to molecular diffusion [Michard et al., 2003], it is not surprising that internal wave peaks are more pronounced at the chemocline in comparison with the internal wave energy background. It makes the chemocline a kind of filter of internal wave eigenresponse of the basin, which is quite an unusual situation, and an interesting property related to meromixis.

At 25 and 35 meter depth, no peak appears particularly (data not shown). Figure 1D shows that this part of the water column is very weakly stable and temperature fluctuations at these depths remain far above temperature sensor accuracy. Nevertheless, the temperature signal is submitted to strong temperature fluctuations added to the internal wave oscillations and prevent the spectral analysis. These temperature fluctuations are due to local convection caused by the upward motion of a plume [Bonhomme et al., in prep]

### 3. *Observation of the evolution of the seiche periods along the year*

To observe the evolution of the modal response of the lake depending on the stratification state, we performed two types of “running power spectral densities” (RPSD): One with short PSD length to focus on the two first vertical baroclinic modes and one with long PSD length to observe higher period peaks. The details of the method are given in the Methodology section.

21/07/2006 to 08/09/2006 (Chemocline)		21/07/2006 to 08/09/2006 (Thermocline)		25/04/2007 to 02/07/2007 (Chemocline)		25/04/2007 to 02/07/2007 (Thermocline)	
21/07/2006	08/09/2006	21/07/2006	08/09/2006	25/04/2007	02/07/2007	25/04/2007	02/07/2007
1.01	1.09	NO	NO	1.05	1.00*	NO	NO
NO	NO	NO	NO	1.19	1.08*	NO	NO
1.32	1.44	NO	NO	1.23	1.17*	1.31	1.31
1.77	1.89	NO	NO	1.89	1.68*	NO	NO
2.20	2.27	2.17	2.64	NO	NO	2.35	2.35
NO	NO	2.95	3.45	NO	NO	NO	NO
3.69	4.49	3.97	4.69	NO	NO	3.57	3.57
5.51	7.53	NO	NO	6.13	4.68	4.79	4.79
NO	NO	9.19	12.33	8.76	8.21		

Tab. 3 - *Fluctuations of periods (h) associated to significant peaks on the spectra of temperature fluctuations at the thermocline and at the chemocline at different periods of years 2006 and 2007. NO = Not observed.*

An inter-annual comparison of spectral peaks observed during two stratified periods of summers 2006 and 2007 (Table 3) shows that the general spectral pattern is comparable during the two summers. The evolution of the periods between the beginning and the end of the observation period in 2006 and 2007 is reported. However, the trend is different during the two periods: periods increase in year 2006 (stratification deepening and erosion) and decrease in year 2007 (stratification formation).

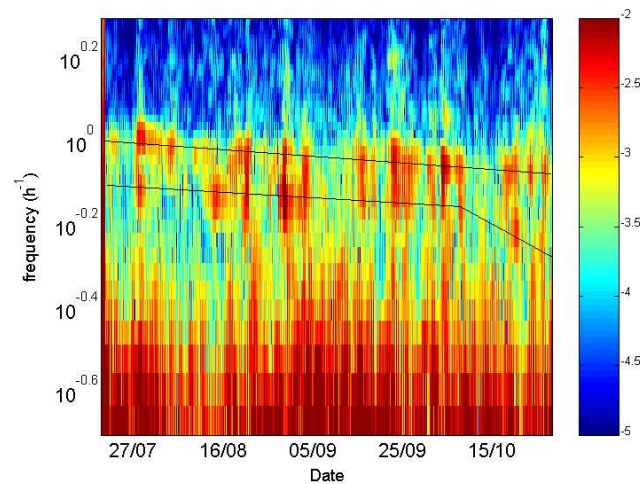


Fig. 6 - RPSD “short” performed from 21/07/2006 to 29/10/2006 at 60 meter depth.

Figure 6 shows the RPSD at chemocline depth during year 2006. We observe the presence of 2 distinct peaks: one corresponding to a period of about 1h and the other one corresponding to 1.3h. From July to October, the periods associated to the peaks follow an increasing trend, due to the deepening of the thermocline and the decrease of stratification [Mortimer, 1974]. The increase is higher for the peak related to the period 1.3h and becomes stronger with time from summer to winter, whereas the period at 1.0h does not change significantly. The different rates in the evolution of the two peaks suggest different stratification factors influencing the evolution of these two baroclinic modes. It is interesting to keep in mind that the thermocline deepens in autumn, whereas the stratification at the chemocline does not vary along the year.

#### 4. *Garrett Munk moored spectra: the influence of Lake Pavin slopes*

Remarkably, the internal wave spectrum is similar in the ocean or in lakes. Garrett and Munk [Garrett and Munk, 1972, 1975] propose an analytical form of the internal wave spectrum that approximates many observations:

$$E(k, m) = \frac{3fNE \frac{m}{m^*}}{\pi \left(1 + \frac{m}{m^*}\right)^{5/2} (N^2 k^2 + f^2 m^2)} \quad (\text{Eq. 9})$$

with  $E$  a constant,  $f$  the Coriolis parameter,  $N$  the buoyancy frequency,  $k$  and  $m$  the horizontal and vertical wavenumbers of the internal waves.

With the dispersion relation corresponding to internal waves, the spectrum can be modified in the so-called moored spectrum:

$$E(\omega) = 2fE \left\{ \pi \left[ 1 - (f/\omega)^2 \right]^{1/2} \omega^2 \right\}^{-1} \quad (\text{Eq. 10})$$

The internal wave energy spectrum should decrease with a slope higher than -2 in log scale in the frequency band between  $f$ , the inertial frequency -about  $0.0625 \text{ h}^{-1}$  at the latitude of Lake Pavin- and  $N$ , the Brunt Vaisala frequency -between  $3.6 \text{ h}^{-1}$  in the hypolimnion and  $280 \text{ h}^{-1}$  at the thermocline in July 2006- in the water column of Lake Pavin.

Figure 7 shows “usual” Garrett-Munk moored spectra from 7m, 15m, 25m, 60m, 70m depth thermistors in Lake Pavin, calculated from July 2006 data. The slope lies between -2.5 and -3 (see Table 4). This observation suggests that the internal wave cascade is more precisely described by a theoretical background of the kind of Weak Turbulence framework [Zakharov, 1992], which predicts a -5/2 slope for the moored spectrum, because non linear interactions are stronger than in the classical Garrett-Munk framework. The closeness of the slopes in a lake has for consequence that non linear interactions are stronger than in the open ocean.

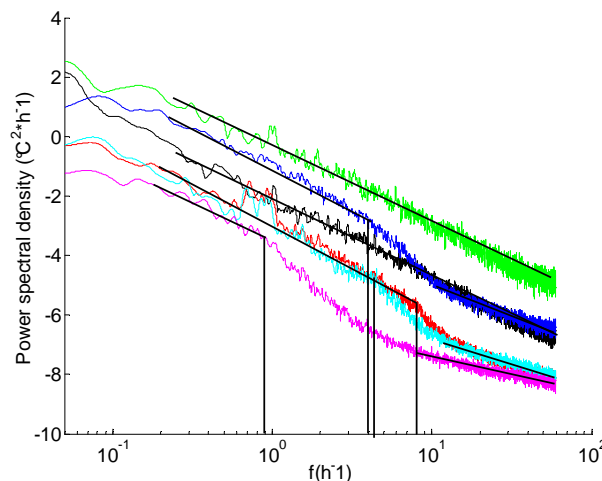


Fig. 7 - Power spectral density ( $^{\circ}\text{C}^2 \text{ h}$ ) in log scales of temperature records at 7m (black), 15m (green), 25m (magenta), 60m (blue), 70m (red). Vertical lines indicate the different cut-off frequencies observed on the spectra.

	Slope from “low frequency” range	Frequency range (h <sup>-1</sup> )	T <sub>c</sub> (h)	Slope at “high frequency”
4m-black	-2.48	0.05-60		
7m-green	-2.55	0.05-60		
15m-blue	-3.01	0.05-fc	0.24h	-2.07
25m-magenta	-2.5	0.05-fc	1.12h	-1.2
60m-red	-2.9	0.05-fc	0.12h	-1.55
70m-cyan	-2.9	0.05-fc	0.22h	-1.55

*Tab. 4 Observed cut-off frequencies and periods Slopes of the spectra in the wave and high frequencies domains.*

The cut-off frequencies at N are not in accordance with what is expected from the calculation. Cut-off frequency is increased in comparison to what would be expected. A tentative explanation could be to the fact that the propagation of internal waves is very different close to the critical frequency or above (critical reflection) than below. Lake Pavin has the particularity to be very deep in comparison with its surface, it follows that its slope are very steep. The expression of the critical frequency is given by

$$\omega_c = N \sin \beta \quad (\text{Eq. 11})$$

Depending on the stratification (see Figure 1D):

- at 7m depth,  $N^2=10^{-3} \text{ s}^{-2}$ , it follows that  $T_c=0.07\text{h}$  (the cut off cannot be seen on the figure, it corresponds to a too high frequency)
- at 15m depth,  $N^2=10^{-4} \text{ s}^{-2}$ , it follows that  $T_c=0.23\text{h}$
- at 25m depth,  $N^2=10^{-6} \text{ s}^{-2}$ , it follows that  $T_c=2.31\text{h}$
- at 60m depth,  $N^2=3 \times 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ , it follows that  $T_c=0.12\text{h}$ .
- at 70m depth,  $N^2=10^{-4} \text{ s}^{-2}$ , it follows that  $T_c=0.23\text{h}$

The comparison of these tendencies with the observed ones shows that the critical angle could effectively be the explanation for the enhanced damping which corresponds to critical reflection (see Table 4).

### ***5. Repartition of seiche energy in the whole water column.***

From the spectra on Figure 6, we can also evaluate the typical time of damping of a seiching event. At 60 meter depth, the time of damping can reach 4 days (for example seiching events from day 28/08/2006 to day 01/09/2006 and from 13/09/2006 to 18/09/2006). This duration is in accordance with the litterature. [Wüest et al., 2000] consider that the time scale for the dissipation of the internal seiche energy increases on average by 1 day per 38m lake depth,

because dissipation is stronger in the boundary layers than in the interior of a lake, and the volume ratio of the boundary layers and the interior decreases with increasing depth. On this basis, the time scale should be 3 days in Lake Pavin. However, the time of residence of the energy is lightly increased in Lake Pavin because of the relatively low seiche energy content (see next paragraph) and the steep bathymetry,

The total energy caused by internal waves and its repartition in the water column between the thermocline and the chemocline can be estimated from the potential energy. When Earth's rotation can be neglected, internal wave energy is partitioned equally between kinetic and potential energy. Therefore, the total energy  $E_{TOT}$  of an internal wave can be calculated by doubling the average potential energy [Antenucci and Imberger, 2001]. The expression of the total energy due to internal waves is also the following:

$$E_{TOT} = \frac{\rho}{A_{surface}} \int_{max\ depth}^{surface} N^2(z) \langle d^2(z) \rangle A(z) dz \quad (\text{Eq. 12})$$

where  $N$  is the Brunt Vaisala frequency,  $\langle d^2 \rangle$  is the variance of isotherm displacement and  $A(z)$  is the area of the lake at depth  $z$ .

The repartition of the energy is 2/3 at the thermocline and 1/3 at the chemocline (Figure 8). The calculation gives  $E_{TOT}=14.1 \text{ J m}^{-2}$  during periods of seiche oscillations. It is a relatively low value compared to values obtained on other lakes as Lake Alpnach ( $22 \text{ J m}^{-2}$ ) [Wüest et al., 2000].

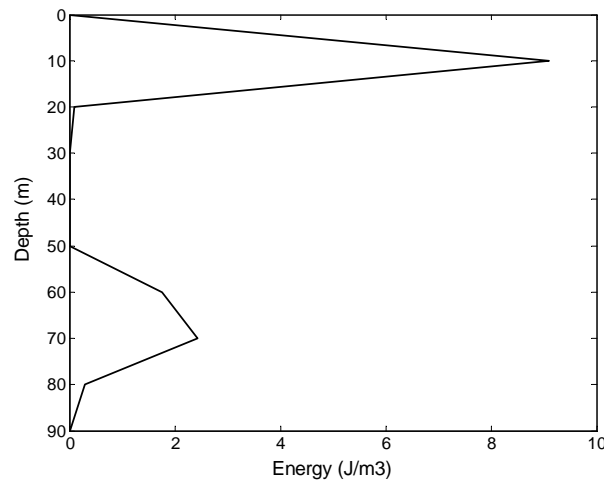


Fig. 8 - *Repartition of seiche energy ( $\text{J m}^{-3}$ ) in the water column.*

Considering mean event duration of 4 days, we can conclude that the total power dissipation is  $0.04 \text{ mW m}^{-2}$  in the hypolimnion. At the scale of the basin, the dissipation in the hypolimnion is thereafter  $4.4 \times 10^{-10} \text{ W/kg}$ .

The Osborn relation [Osborn, 1980] permits to calculate the turbulent vertical diffusion coefficient, knowing the dissipation ( $\varepsilon$ ) and the stratification state ( $N^2$ ) of the water column:

$$K_z = \gamma_{mix} \frac{\varepsilon}{N^2} \quad (\text{Eq. 13})$$

with  $\gamma_{mix}$  the efficiency of mixing.

With a mixing efficiency of 0.2, the Osborn relation permits then to evaluate the mean vertical diffusion coefficient in the hypolimnion to  $8.8 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ . This value of dissipation is of the same order than the basin wide dissipation calculated from the evolution of mean temperature profiles.

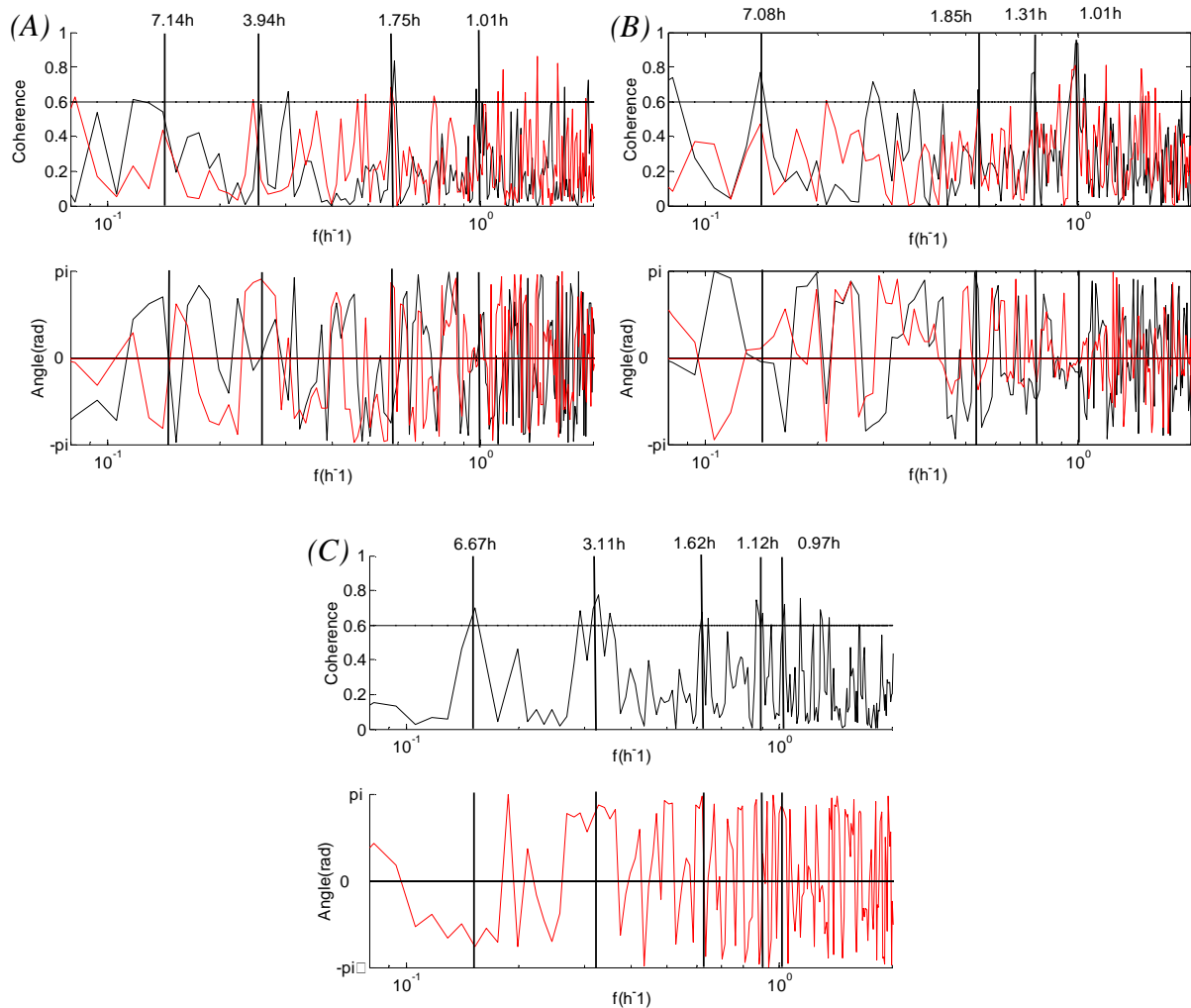


Fig. 9 - Coherence (top) and angle of coherence (coherence) between different temperature probes in the water column. The thick line on the coherence represents threshold at 0.95% of reliability of coherence. A) black: 4m-7m, red: 7m-15m B) black: 60m-70m, red: 53m-60m C) 7m-53m



## 6. Identification of the vertical baroclinic modes

In the hypothesis of well-defined, classical seiching motions, the different vertical modes drive coherent vertical motions of different parts of the water column depending on the order of the vertical baroclinic mode.

As expected, different peaks of coherence computed between thermistors of the LDS during highly stratified period (July- August 2006) appear at several frequencies previously assessed by spectral analysis. Depending on the thermistors that are used to calculate the coherence, the significant threshold is exceeded several times for periods between 1h and 10h: at 1.01h, 1.31h, 1.6h-1.85h, 3.11-3.9h, 6.6h-7.1h (see Fig 9 A to C). Variability on the periods is due to spectral peak resolution.

The temperature profiles of the water column of Lake Pavin cause a change in the temperature gradient in the hypolimnion (around 35 meter depth in July 2006). It has for consequence that upwards motions at two different depths of the water column are in phase if both temperature gradients have the same sign and are in opposite phase if they have different signs (see Figure 10 left).

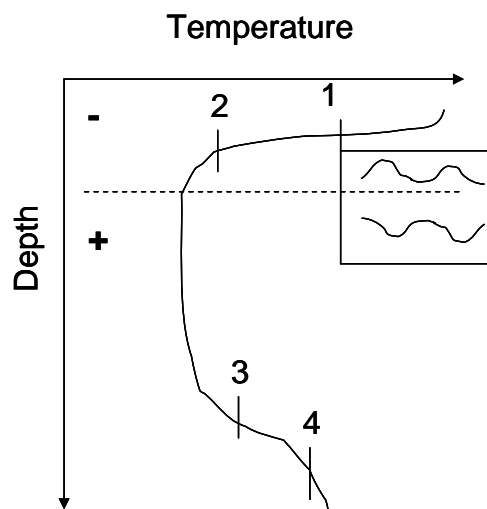


Fig. 10 - Effect of the vertical positions of the thermistors on the phase difference between the recorded data during a seiching event.

The coherence between the recordings of thermometers at different depths gives elements that partly confirm the vertical structure associated to each baroclinic mode.

- The 1.01h modal response appears to be highly coherent throughout the water column. The angle of significant coherence shows the vertical displacements are in phase at the thermocline, in phase at the chemocline, in phase opposition between the upper and

the lower part of the water column (angle=0 at 1.12h). This structure suggests a baroclinic mode 2 (with zero crossing of the vertical displacement between 7 and 53 meter depth).

- The 1.31h modal response is only coherent at the chemocline (in phase) and in intermediate waters (angle=  $\pi$ ). We also detect zero crossing of the vertical displacement.
- The 3.6h and 1.75h modes are in opposition on both sides of the thermocline and of the chemocline. The displacements are in phase between 15 and 53m. It is consistent with two changes of sign of the vertical velocity in the water column: at the thermocline and at the chemocline. This structure is consistent with a vertical baroclinic mode 3.
- The 6.81h period has not been attributed to a particular baroclinic mode, so we will not interpret further the high coherence that occurs at this modal period. Phase at the intermediate waters Phase monimo and 2 oppositions in the epilimnion.

Other measurements (currents measurements for instance) would have been useful to complete and confirm these results.

### ***7. Use of continuous measurements of a biogeochemical tracer near the chemocline***

Conductivity measurements can be used as a tool to investigate the internal wave pattern in the hypolimnion when temperature gradients are low and can be too small to perform correctly a spectral analysis.

The first observation that can be made on conductivity signal is that it oscillates on a similar manner as the temperature signal. The period of the sinusoidal envelope is about half a day and can be seen on the conductivity and on the temperature measurement at 56 meter depth (see Fig 11A bottom). Conductivity and temperature signals have common pattern as far as their spectra is concerned and show strong similarities with peaks at 3.15 and 8.05h on the September time series (see Fig 11B). Peaks at lower periods cannot be detected because of the sampling period.

As expected, peaks appear more clearly on the conductivity spectrum, particularly at low frequency. So, conductivity measurements can be used rather than temperature measurements to investigate vertical displacements in the water column.

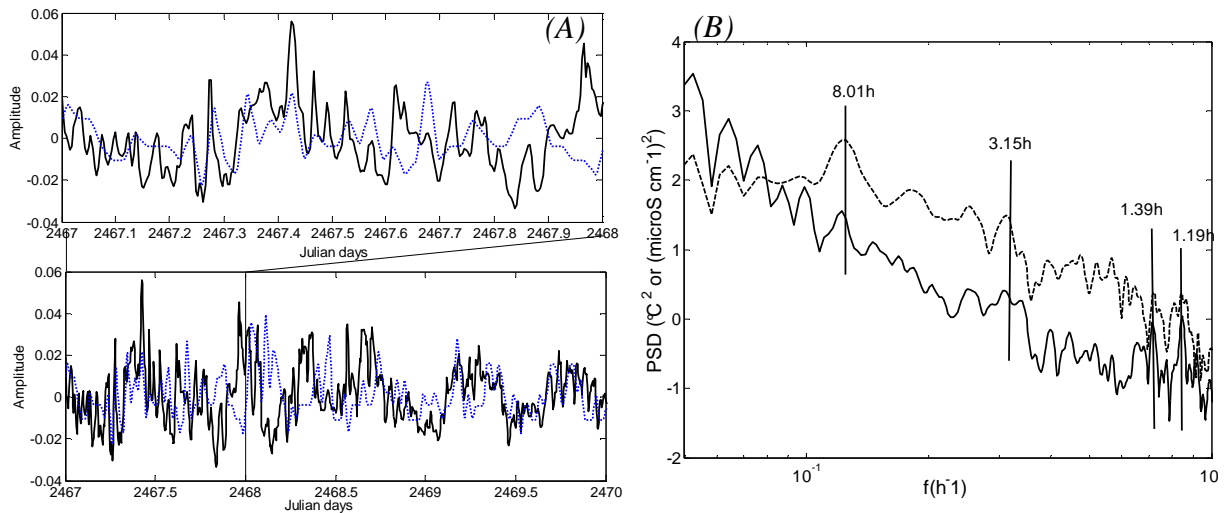


Fig. 11 - A Conductivity signal (blue and dotted line) and Temperature signal at 56meter depth (black) in September-October 06. The averages on the time of observation have been subtracted to the temperature and conductivity signals and the conductivity signal is divided by 1000 B) Power spectral density at 56 meter depth for temperature signal (solid line) and conductivity signal (dashed line).

The coherence between the temperature and the conductivity signal is another tool to investigate the frequencies that are mostly present in the spectrum. The coherence presents peaks that are common with the temperature spectrum. The peaks which overcome the significant peak are: 1.1h, 1.34h, 2.64h, 3.45h, 6.29h (see Figure 12). That means that the dynamics of the system determines at the first time the behaviour of the conductivity tracer. At this time scale, conductivity can be considered as a passive tracer. The phase between 0 and  $\pi$  determines the horizontal structure associated to the different modes. On figure 12, modes at 1.1h and 3.45h present a 0 phase lag whereas modes at 2.64h, 3.45h and 6.29h present a  $\pi$  lag. This observation suggests that the horizontal modal structure could be the same for modes at 1.1h and 3.45h and different for the other ones.

The use of oxygen measurement as a passive tracer is more hazardous. On the power spectrum of oxygen, no peak appears clearly (data not shown). It could indicate that oxygen is not a passive tracer at the time scale of interest. Other processes than the physical one can influence the oxygen concentration, as for example local consumption by chemical reactions (oxidation of reduced forms of iron and manganese diffusing from the monimolimnion [Michard et al., 2003]), bacterial organisms consumption at these depths.

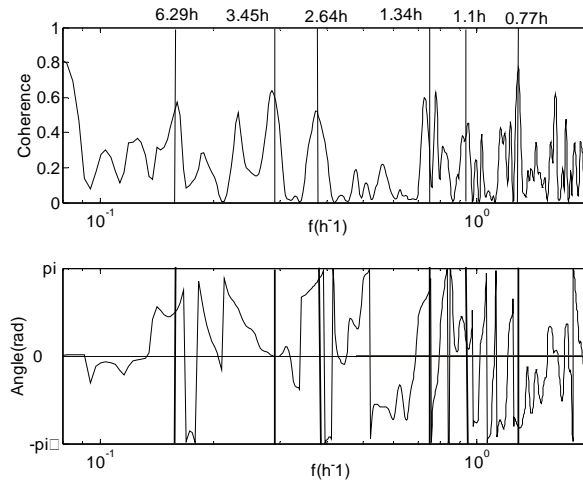


Fig. 12 - *Coherence (top ) and angle of coherence (bottom) between conductivity temperature data at 56meter depth from 22/08/06 to 04/09/06.*

## Model

### 1. *Confrontation to model results*

LDS position, close to the central location of the lake (see Figure 2), enables to detect various horizontal baroclinic modes. In fact, horizontal baroclinic modes 1 (H1) is consistent with weak vertical displacements at the lake centre (maximum close to the shore) whereas H2 modes implies high vertical displacements at this location.

Various geometries of the lake are tested. Firstly, the numerical model [Munnich, 1996] is used firstly in a rectangular configuration with stratification in agreement with those of Lake Pavin in the end of July 2006 (see Figure 13) to determine the first vertical baroclinic modes. The rectangular configuration presents the advantage that the hyperbolic equation of the stream function can be resolved explicitly with the Munnich model by a separation of variables. Discrete modes can be obtained that correspond to the traditional modes that are observed in basin. With the semi-ellipse configuration, the rectangular geometry is the only closed geometry of the basin that gives exact solutions which correspond to the well-known seiching modes for the stream function [Maas and Lam, 1995].

The theoretical vertical velocity structure (proportional to the vertical displacement) of the first vertical modes calculated with the model for the second horizontal mode close to the lake central points are given in Figure 14B.

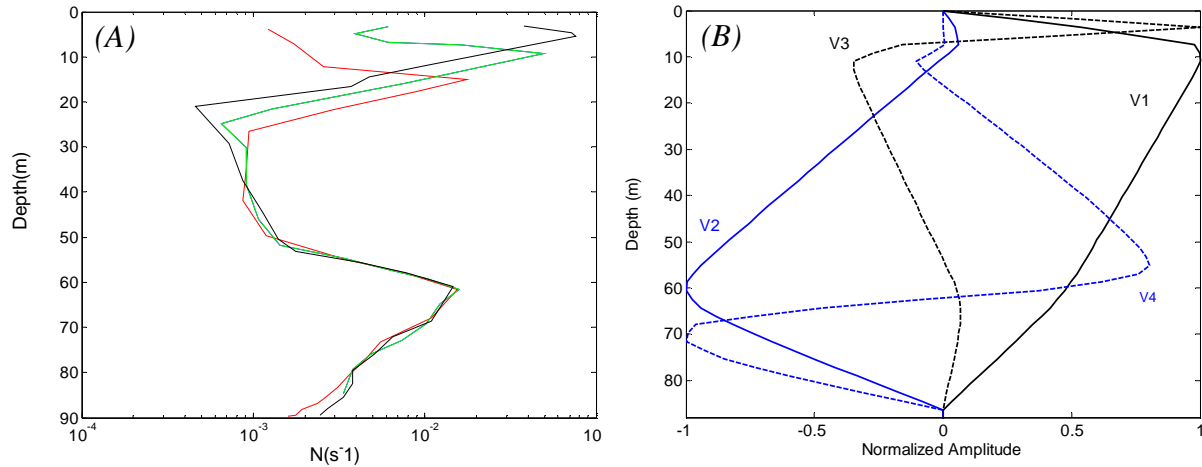


Fig. 13 - Vertical modal structure A) Stratifications calculated from SCAMP data and tested with the Munnich model (black: 21<sup>st</sup> of July 2006, green: 25<sup>th</sup> of September 2006 and red: 23<sup>th</sup> of November 2006). B) Vertical mode-one to four eigenfunctions for normalized vertical velocities (July stratification).

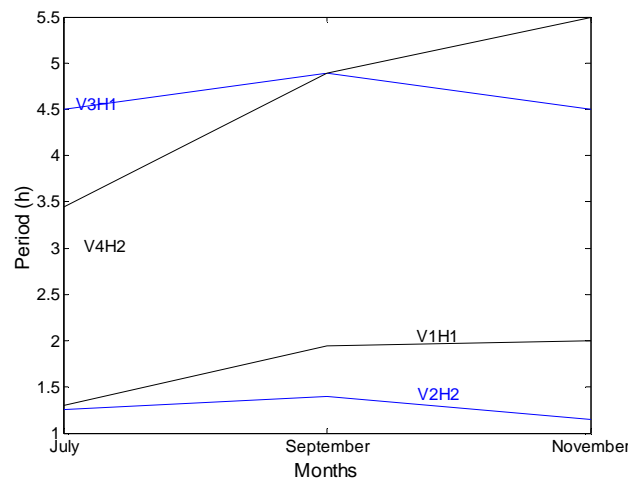


Fig. 14 - Evolution of the periods of the modal response of the basin in function of the stratification evolution (July to November 2006) (black: modes centred at the thermocline, blue: modes centred at the chemocline).

The comparison of the results of the model with the observed peaks on the power spectral density is made in Table 5. We conclude to a good agreement of the results of this rectangular model with the observed peaks. The predicted periods are very close to the one observed. We note that seven observed modes are consistent with the model results and that modes V1 to V4 have been observed (relative error varies between 0 and 18%). Vertical coherence calculation helps in the mode determination. It is showed that peak at 1.2h is a

vertical mode 2 and peak at 1.3h a vertical mode 1. The baroclinic vertical mode 3 is also consistent with the model results. Finally, the study predicted that the modes at 1.01h and 3.45 h were baroclinic ones with a similar horizontal structure (and different from the other peaks). This is also the case in the model prediction, where they are identified as horizontal baroclinic mode 2.

Rectangular configuration Stratification of July 06	Periods(h)	Maximum vertical displacement	Observed spectral peaks	Location of relative highest observed peak	Relative error ( $\Delta T/T_{\text{observed}}$ )
V2H4-V1H2	0.6	Thermocline	0.5-0.65	Thermocline	0.04
V2H2	1.2	Chemocline	1.01	Thermocline and Chemocline	0.18
V1H1	1.31	Thermocline	1.22	Thermocline	0.07
V2H1	2.5	Chemocline	2.5	Chemocline	0
V4H2	3.45	Thermocline	3.33-3.61	Thermocline and Chemocline	0.005
V3H1	4.5	Chemocline	5.22	Thermocline and Chemocline	0.13
V4H1	6.9	Thermocline	8.03	Chemocline	0.14

Tab. 5 Observed baroclinic modes in the frame of various topography

## 2. Particular influence of the chemocline

The model permits to understand the respective roles of the two interfaces (chemocline and thermocline) in the determination of the internal wave pattern in Lake Pavin. This aspect is interesting in so far as few studies on internal waves have been made in the context of meromixis. Two stratification profiles have been tested to assess the role of meromixis on the internal wave characteristics.

A “mean stratification” profile based on the geometric mean of the Brunt-Väisälä frequency calculated from July, September and November 2006 temperature profiles. This stratification profile presents two maxima, at the thermocline and at the chemocline. Firstly, the stratified chemocline is erased, considering a constant and weak stratification from the bottom of the mixolimnion to the bottom of the lake ( $N^2 = 10^{-6} \text{ s}^{-2}$ ). The results of the

Munnich model for the first vertical baroclinic modes are summarized in Table 6. The eigenmodes whose current functions were centred at the chemocline disappear. Only the eigenmodes whose current function was centred at the thermocline persist and their period characteristics remain almost identical as before. This behaviour is interesting and rather unusual for a lake, as a lake normally has only one density interface, which is the thermocline.

Secondly, the stratification of the thermocline is erased considering an almost homogenous mixolimnion ( $N^2 = 10^{-6} \text{ s}^{-2}$  from the top of the water column to the chemocline). The effect is similar to the period at the beginning of winter when the thermocline disappears. Periods of modes centred at the chemocline change only slightly (see Table 6).

Baroclinic modes	Periods(h)	Maximum vertical displacement	Without chemocline		Without thermocline	
V1H1	1.9	Chemocline			V1H1	1.97
V1H2	2.8	Thermocline	V1H1	2.61		
V3H1	6.76	Chemocline			V2H1	6.81
V4H1	7.64	Thermocline	V2H1	7.42		
V5H2	10.4	Chemocline				

Tab. 6 - *Simulation of internal wave field (variations from a “mean” stratification state and rectangular topography)*

A persistent modal response of the lake is expected even when the lake stratification is actually weak in spring and autumn. It is what is observed on Figure 6, when only the V1H1 period changed at the end of October 2006.

Finally the stratification conditions are progressively modified by using successively the stratifications of July, September and November 2006 (see Figure 14A) as input of the model.

Figure 14 confirms that the determination of the periods of each mode is mainly determined by the stratification characteristics of each interface. In fact, the modification of stratification at the thermocline almost does not influence the modes determined by the chemocline.

### 3. *Influence of topography*

Previous results are valid for a rectangular basin. If we consider a parabol, a bucket or a semi-ellipse configuration, then the solution of the streamfunction form webs that do not necessary focus [Maas and Lam, 1995]. In this case, we cannot consider that there exist seiching modes in the basin. Three configurations were tested: a parabolic, a bucket and a semi-ellipse configuration with July 2006 stratification. Parabolic and bucket configuration (data not shown for the last one) present similar patterns and resonant periods: only the two first baroclinic modes can be identified easily because higher modes are more submitted to the absence of focusing of energy rays (also called characteristics [Maas and Lam, 1995]). In the model, long time focusing of energy rays can be observed on the current function by small scale variability.

On the contrary, the semi-ellipse configuration permits both to be closer to the topography of Lake Pavin and to obtain explicit solutions. Some large scale focusing path for the ray waves can be observed. Current functions present shapes and periods that can be reported to “classical seiching motions”. Periods are similar to the one obtained for rectangular geometry, especially for the first two vertical modes (see Table 7). But the horizontal structures corresponding to these modes can differ from the rectangular configuration. For example, the dominant mode is horizontal mode 1 with the parabolic configuration whereas it was previously a horizontal mode 2. Theses changes are due to the variations of the horizontal dimension of the lake with the vertical in this case.

The precision of the spectra do not permit to conclude if these periods are more accurately determined than previously. Finally, in Pavin, stratification seems to be a more determinant factor in the determination of the periods of the modes than topography.

Periods (h)	Maximum vertical displacement	Semi-ellipse	Parabol
V1H2	Thermocline	0.61	0.61
V2H2	Chemocline	0.98	0.78
V1H1	Thermocline	1.2	1.18
V2H1	Chemocline	1.98	1.37

Tab. 7 - *Other topography tested with mean stratification state*



## **Discussion/conclusion**

### **Meromixis and morphometry of Lake Pavin: influence on the internal wave spectrum.**

The present study permits to highlight two principal modifications of the internal wave spectrum due to meromixis and to the morphometric characteristics of Lake Pavin, the two of them being related [Walker and Likens, 1975], [Lemmin, 1995].

First of all, we observe that the eigenmodes of the basin produce spectral peaks that come off the background level of the spectrum more clearly at the chemocline than at the thermocline. Also, the chemocline acts as a kind of filter of internal wave activity in the lake. The reason of this different behaviour has certainly to be related to the exceptionally low dissipation at this deep density gradient which suggests that the chemocline presents less non linear processes than the thermocline [Michard et al., 2003] [Bonhomme et al., in prep].

Secondly, the moored spectra of the whole water column are very typical of enclosed basins for the low frequency part. The slopes coefficient is steeper than  $-2$  m/m, closer to  $-3$  m/m, particularly at thermocline and chemocline depths. These observations have also been made in the ocean, where the spectral fall-off rate has sometimes been reported for slope coefficient around  $-3$  m/m [Van Haren, 2004]. But the most questioning characteristic of the spectra is perhaps the presence of a high frequency cut-off that does not correspond to the expected Brunt-Vaisala frequency. We attributed this cut-off to the transition between subcritical to supercritical reflections on the slopes of the internal wave field. In this case, we suggest that the damping sources are stronger and the spectral form does not fit anymore with the classical Garrett-Munk form.

More theoretical developments would be useful to explain the slopes of the spectrum in the high frequency range (between  $f_c$  et  $N$ ).

### **Repartition wind energy in the whole water column.**

The calculation of the energy due to seiches shows that one third of the energy is present at chemocline depth (and two thirds at the thermocline). The seiche energy originating from the wind spreads to the whole water mass. The eigenmodes of the basin are also transmitted to the whole basin. Even if the monimolimnion seems to be “isolated” from the mixolimnion by a different mixing behaviour at mid depth (where no peak appears), the internal wave field transmits the wind influence in the whole water mass. This result is expected considering that pressure differences cause seiches and are transmitted to the whole water column.

## **2D rectangular modelling gives results in agreement with field data**

The use of the LDS permits to detect lots of modal responses of the basin. The results converge to the detection of at least a vertical baroclinic mode 3. But complementary experiments such as current measurements or the deployment of other thermistor chains would be useful in the future to detail precisely the vertical structure associated to different baroclinic modes unequivocally.

The prediction of internal wave mode periods by the model is satisfactory.

The presence of high vertical baroclinic modes in Lake Pavin is due to the fact that the second density interface doubles the number of observable modes in the water column in comparison with other lakes. However, detection of such high baroclinic modes is not common in lakes. Recently, a third vertical baroclinic mode has been observed in Sau reservoir (Spain) [Vidal et al., 2005]

## **Continuous conductivity measurements used to study the internal wave field.**

The conductivity sensor permits to investigate the motions in the part of the water column where the temperature gradients are small, whereas the oxygen sensor is less performing for this use. Conductivity can be considered as a passive tracer at the time scale of internal seiching whereas oxygen sensors seem to be less reliable for this use. This indicates that non physical processes influence oxygen concentration at these depths at short time scales.

## **The influences of the thermocline and chemocline are independent.**

Because of the chemocline, the stratification context of Lake Pavin is very original.

One interesting result concerns the fact that each interface acts independently to fix the periods of the modal response of the lake. In this context it is difficult to attribute a definitive number to each observed vertical modes. Depending on the stratification of each interface, the predicted periods of the vertical baroclinic modes “live their own life”. As a consequence, a vertical mode 2 (centred at the chemocline) in summer can become a vertical mode 1 in autumn, because it will be the lower period modal response of the basin. Even if it has not been observed on the data set, we can imagine that this situation creates theoretically points of singularity when a mode is transformed in another (and the number of zero crossings on the vertical axis changes)

**But the horizontal structure of the different modes remains questionable.**

We tried different topographies to approximate the topography of Lake Pavin. The tested topographies vary from a simple rectangular basin configuration to a half-ellipsoide configuration and a parabol configuration, which is closer to Lake Pavin topography.

The biggest perceptible effect on the internal wave periods is caused by the stratification. But the topography has certainly a great influence on the horizontal structure of the modes and stratification and topography can act in a synergetic way. The deformation of the current function related to stratification changes has already been reported in a non rectangular basin [Fricher and Nepf, 2000].

Depending of the period of the year that is considered, the coherence between the conductivity and temperature sensors which are not at the same place in the lake varies. It is the same for the coherence between the two thermistor chains at the western and eastern central locations in the lake. It would be interesting in another study to confirm the horizontal structure of the modes using several thermistor chains. Using a modelling approach similar to the well-known theoretical circular study of [Csanady, 1968] but extended to a 3D truncated cone volume in meromixis context.

As a conclusion, Lake Pavin is the kind of natural environment that is an ideal field to investigate further the effect of supercritical reflection and double density interface theoretically.

## References

- Aeschbach-Hertig W., Hofer M., Schmid M., Kipfer R., Imboden D.M. The physical structure and dynamics of a deep, meromictic crater lake (Lac Pavin, France), *Hydrobiologia*, 487, 111-136, 2002.
- Antenucci J.P. and Imberger, J. Energetics of long internal gravity waves in large lakes, *Limnology and Oceanography*, 46:7, pp 1760-1773.
- Boehrer B. and Stevens C., Ray waves in a pit lake, *Geophys. Research Letters*, Vol 32, L24608, doi:10.29/2005GL024678, 2005.
- Bonhomme C., Poulin M. Vinçon-Leite B., Saad M., Groleau A., Jezequel D., Tassin B. Importance d'une source sous-lacustre pour le maintien de la méromicticité du lac Pavin (Auvergne, France), CRAS Geosciences, in prep.
- Bonhomme C., Cuypers Y., Poulin M., Vinçon-Leite B., Saad M., Tassin B., Inter and intra-annual variability in the mixing of a deep meromictic lake (Lake Pavin, France), *Aquatic Sciences*, in prep.
- Chen C.T. and Millero F.J. 1977. Effect of salt content on the temperature of maximum density and on static stability in Lake Ontario. *Limnol. Oceanogr.* 22: 140-141.
- Chitamwebwa D.B.R., Meromixis, stratification and internal waves in Kigoma waters of Lake Tanganyika, *Hydrobiologia*, 407, 59-64, 1999.
- Csanady, G. T., Wind-driven summer circulation in the Great Lakes, *J. Geophys. Res.*, 73, 2579-2589, 1968a
- Casnady, G. T. Motions in a model Great Lake due to a suddenly imposed wind, *J. Geophys. Res.*, 73, 6435-6447, 1968b
- Delebecque A., 1898. *Les lacs français*. Chamerot et Renouard, Paris, 436p.
- Dussart B. 1966. *L'étude des eaux continentales* Gauthier-Villars, Collec. Géobiol. Ecol., Aménagement, Paris.
- Fricker P.D. and Nepf H.M. Bathymetry, stratification and internal seiche structure, 2000, *Journal of Geophysical Research*, VOI 105, pp 237-251.
- Garrett C.J.R., Munk, W.H., 1972, *Geophys. Fluid. Dyn.*, 3, 225-264.
- Garrett C.J.R., Munk, W.H., 1975, *J. Geophys. Res.*, 80, 281-297.

- Horn D.A., Imberger J., Ivey G.N., Redekopp L.G. 2002, A weakly nonlinear model of long internal waves in closed basin. *Journal of Fluid Mechanics*, 467, 269-287.
- Ivey G.N. and Nokes R.I., Vertical mixing due to the breaking of critical internal waves on sloping boundaries, *J. Fluid Mechanics*, 204, 479-500, 1989.
- Lemmin, U. 1995. *Limnologie physique*. P 61-106. In: Pourriot R. and M. Meybeck (eds). *Limnologie générale*. Masson. Paris.
- Maas L.R.M, and Lam F.P.A., Geometric focusing of internal waves, *J. Fluid. Mech.*, 1995, 300, 1-41.
- MacIntyre S., Flynn K.M. Jellison R., Romero J.R., Boundary mixing and nutrient fluxes in Mono Lake, California, *Limnol. Oceanogr.* 1999, 44(3), 512-529.
- Michard G. Jezequel D. Viollier E., Dissolution and precipitation reactions at the redox interface in a meromictic lake (Pavin lake, France), *Revue des sciences de l'eau*, 2003, 1999-218
- Munnich, M, Influence of bottom topography on internal seiches in stratified media, *Dyn. Atmos. Oceans*, 23, 257-266, 1996.
- Mortimer, 1974, Lake hydrodynamics, *Mitt. Int. Ver. Theor. Angew. Limnol.*, 20, 124-197.
- Moler C.B. and Stewart G.W., 1973. An algorithm for generalized matrix eigenvalue problems, *SIAM J. Numer. Anal.*, 10: 241-256.
- Monismith S., Modal response of reservoirs to wind stress. *J. Hydr. Eng.*, 113(12), 1290-1306, 1987.
- Osborn, T.R., 1980. Estimates of the local rate of vertical diffusion from dissipation measurements. *Jour. Phys. Oceanogr.* 10, 83-89.
- Salvade G., Zamboni F., Barbieri A., 1988, Three-layer model of the North Basin of the Lake of Lugano, 6 (4), 463-474.
- Stevens C. and Imberger J. 1996. The initial response of a stratified lake to a surface shear stress. *J. Fluid. Mech.* 312: 39-66.
- Stevens C. L. and Lawrence G. A. Stability and meromixis in a water-filled mine pit, *Limnol. Oceanogr.*, 43(5), 946-954, 1998.
- Van Haren H., Some observations of nonlinearly modified internal wave spectra. 2004, *Journal of Geophysical Research*, Vol 109, doi:10.1029/2003JC002136.

Vidal J., Casamitjana X., Colomer J., Serra T. 2005. The internal wave field in Sau reservoir: Observation and modelling of a third vertical mode. *Limnology and Oceanography*. 50(4): 1326-1333.

Viollier E., Michard G., Alberic P., Jezequel D., Prevot F., Sarazin G., 1997, Geochemical study of a crater lake: Lake Pavin, Puy de Dôme, France, *Chem. Geol.*, 142, 225-241.

Walker, K.F., Likens G.E., 1975. Meromixis and a reconsidered typology of lake circulation patterns. *Verh. Intern. Verein. Limnol.*, 19, 442-458.

Wüest A., Piepke G. and Van Senden D. C. 2000. Turbulent kinetic energy balance as a tool for estimating vertical diffusivity in wind-forced stratified waters. *Limnol. Oceanogr.* 45(6), 1388-1400.

Zakharov V., Lvov V. and Falkovich G. 1992. *Kolmogorov spectra of turbulence* (Springer, Berlin).









## **Article 4**



# **Advective transport caused by intra-seasonal Rossby waves: a key player of the high chlorophyll variability off the Peru upwelling region.**

Bonhomme C., Aumont O., Echevin V.

*Laboratoire d'Océanographie et de Climatologie: Experimentation et Approches Numériques  
IRD/ENPC/IPSL, Paris, France.*

*(Journal of Geophysical Research – Oceans 112 (C9): Art. No. C09018 (SEP 2007))*

## **Abstract**

The upwelling region off Peru between 5°S and 12°S is characterized by high offshore intra-seasonal variability in sea-surface productivity due to westward propagating chlorophyll anomalies, whose magnitude can reach half the variance of total chlorophyll variations. Spectral analyses of SSH, SST and chlorophyll satellite data show that these events are generated by intra-seasonal Rossby waves. The almost constant phase shift between chlorophyll and altimetric signals suggests a physical mechanism dominated by horizontal advection, which is confirmed by the use of a simple conceptual model. Furthermore, an increase from the North to the South in the detected Rossby wave periods, correlated with a decrease in the wavelengths and phase velocities of the wave, suggests the presence of a second baroclinic mode north of 8°S and of a first baroclinic mode south of this latitude. The latitude of this transition is consistent with the theory of critical latitudes, which specifies that at given latitude, only Rossby wave with periods below a threshold period depending on the baroclinic structure of the wave, can propagate offshore. For the South American coast, second baroclinic mode Rossby waves with periods above the critical period of 130 days are supposed to propagate offshore north of 8°S.

## 1. Introduction

The Peru region is characterized by a permanent coastal upwelling owing to the southeasterly trade winds oriented parallel to the coast throughout the year. This upwelling regime brings cold, nutrient-rich subsurface waters to the surface, which sustains an intense primary productivity along the coast [Chavez, 1995; Carr, 2002] and makes the Peru-Chile system one of the world's most productive regions in terms of fisheries [Alheit and Bernal, 1993]. The high phytoplankton biomass can extend hundreds of kilometers offshore, whereas the physical boundary of the upwelling, namely the upwelling density front, remains close to the coast (typically less than 100 km). The wider extension of the productive region relative to the physical upwelling is a common feature observed in all eastern boundary upwelling systems [Carr et al., 2002].

The ocean off Peru-Chile is characterized by strong interannual fluctuations in sea-surface chlorophyll concentrations associated with the El Niño Southern Oscillation, with maxima always located along the coast [Thomas et al., 2001; Carr et al., 2002]. On the other hand, when considering all the timescales, the normalized standard deviation of sea-surface chlorophyll is maximum at a distance of 100-500 km from the coast, whereas it is significantly smaller just off the coast (Fig. 1). Thus, surprisingly, the most productive region is not the place where the relative fluctuations are the strongest. Understanding the processes, either physical or biological, that drive this variability, is the main goal of the present work.

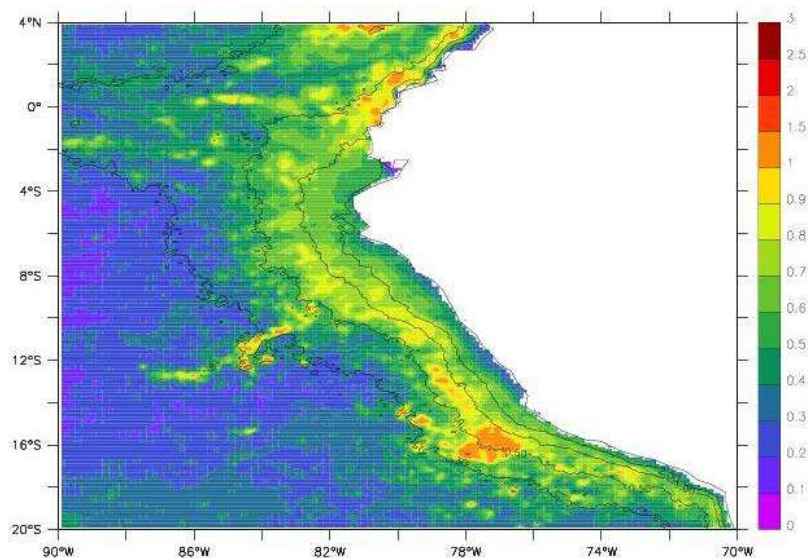


Fig. 1 - Standard deviation of normalized chlorophyll concentration. Normalized chlorophyll is defined as  $\frac{Chl}{\overline{Chl}}$  at each grid point, where the overbar denotes temporal mean. The contours represent 0.3, 0.5, 1 and 2  $mg/m^3$  Chlorophyll concentration isolines.

During the last few years, there have been numerous studies on open-ocean planetary waves (or Rossby waves) based on sea colour observations. These studies have revealed sea level and chlorophyll anomalies propagating westwards at the same speed in all oceanic basins [Cipollini et al., 2001, Killworth et al., 2004]. These westward propagating features have large spatial scales ( $\gg 10^2$  km) and are also distinct from westward propagating eddies, which have smaller spatial scales and higher kinetic energy levels [McGillicuddy, 1998; Le Traon, 1991]. Different hypotheses have been proposed to explain how Rossby waves can modify sea-surface chlorophyll concentration. The proposed mechanisms are either based on chlorophyll transport by the Rossby wave associated currents or on transport of nutrients and/or organisms by the currents, which could result in an enhanced primary productivity. First, Rossby waves can act by a purely physical mechanism: meridional currents associated to the waves can transport chlorophyll meridionally in the presence of a meridional gradient of chlorophyll such that chlorophyll anomalies propagate westward with the wave [Killworth et al., 2004]. A second physical mechanism has been called the “rototiller effect” [Siegel, 2001]. The vertical velocity associated to the leading edge of the wave can pump subsurface nutrients into the surface layer thus stimulating phytoplankton growth. In that case, there is always a lag between the nutrient injection and the occurrence of the bloom. Furthermore, this upwelling may also raise the deep chlorophyll maximum into the mixed layer [Kawamiya and Oeschies, 2001]. Last, floating particles may accumulate into the convergence zones created by the quasi-geostrophic currents associated with the wave. Thus, Rossby waves act as a “hay-rake” for chlorophyll rich floating materials, which can be detected by remote sensing [Dandonneau et al., 2003].

Previous studies have focused on the open ocean, away from coastal areas, which are often affected by high eddy activity that can mask the more organized SSH anomalies generated by Rossby waves. The upwelling region off Peru is particularly interesting as the background sea-surface chlorophyll concentration is higher than in most open ocean regions. Moreover, this low latitude region is characterized by “boundary driven” Rossby waves propagation, which is not the case of the middle of subtropical gyres where Rossby waves could be generated locally by the wind stress curl [Fu and Qiu, 2002]. With chlorophyll levels higher than in offshore regions, one can expect stronger chlorophyll gradients and a more evident signature of Rossby waves on the chlorophyll signal than in the middle of the subtropical gyre for instance, which should allow for a more accurate determination of the processes involved. Moreover, the meridional chlorophyll gradient, a crucial ingredient in the hypothesis of Rossby waves-related horizontal advection of chlorophyll, is enhanced because of the strong nearshore productivity and because of the northwest to southeast orientation of

the coastline (see Fig 2). We can expect the westward propagating eddy field created by the Rossby wave will transport chlorophyll from the highly productive region to the open ocean quite efficiently.

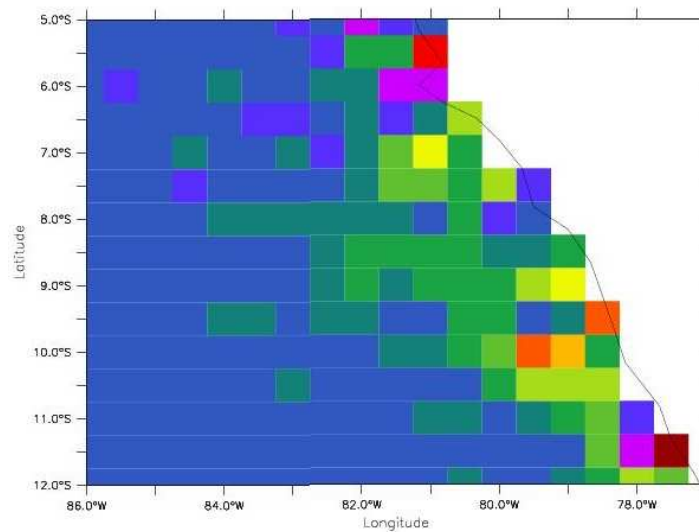


Fig. 2 - Meridional gradient ( $10^5 \text{ mg Chl/m}^4$ ) of the SeaWiFS 1998-2004 mean chlorophyll concentration.

The present study aims at characterizing and quantifying the impact of Rossby waves on primary productivity off Peru. The analysis is restricted to the 5°S-12°S latitude band, away from the equatorial region where the high productivity area extends furthest from the coast. Section 2 describes the satellite data products, the spectral analysis techniques used here, as well as the conceptual model of [Killworth et al., 2004]. In section 3, the observed chlorophyll and westward propagating SSH features are characterized and analysed with the spectral techniques. Additionally, the simple conceptual model is used to investigate the potential physical/biological mechanisms responsible for the signal in surface chlorophyll. In section 4, the results and the uncertainties are discussed, before some conclusions are drawn.

## 2. Material and Method

### 2.1 Data products

- Sea surface height (SSH)

The AVISO merged Topex-Poseidon/ERS-1-2 sea level anomalies for the period October 1992-June 2004 were used. The data product consists of 7-day means of SSH on a  $0.3^\circ \times 0.3^\circ$  spatial grid.

### - SST

The SST product is the Weekly Global Gridded Multi-Channel Sea-Surface Temperature (MCSST) derived from the NOAA AVHRR. These 7-days data are available for the period 11 November 1981-7 February 2001. These data have been regrided onto the grid used for the SSH data product ( $0.3^{\circ}\times 0.3^{\circ}$ ).

### - Tide gauges

Tide gauge data from the Sea Level Center of Hawaii University were used. Among all of the available tide gauge data along the South American coast between  $5^{\circ}\text{S}$  and  $12^{\circ}\text{S}$ , only data for two sites (Lobos at  $6^{\circ}\text{S}$  and Callao at  $12^{\circ}\text{S}$ ) demonstrated high correlations with TOPEX/POSEIDON data interpolated at the coast, and thus we have opted to include only those two tide gauge time series in this study.

### - Sea-surface Chlorophyll

In this study, we have used SeaWiFS global area coverage (GAC) level 3 data from NASA-GSFC DAAC, processed with the version 4 chlorophyll algorithm [O'Reilly et al., 1998]. These data are daily composites of chlorophyll concentration in  $\text{mg Chl}/\text{m}^3$ , covering a period of 7 years, from September 1997 to June 2004. We chose to remove data until beginning of June 1999, which corresponds to the termination of a strong La Nina event [Thomas et al., 2001].

## **2.2 Gap filling procedure for sea-surface chlorophyll**

As certain periods of the year, mainly austral winter, are particularly cloudy, the chlorophyll signal has been extrapolated by averaging pixels around the missing values simultaneously in space and time. This filling procedure has been applied on the daily product binned on the original  $0.0879^{\circ}\times 0.0879^{\circ}$  grid. Chlorophyll values present in a spatio-temporal radius of 8 days and of  $0.0879^{\circ}$  around the missing values have been averaged, which is relevant for the temporal and spatial scales of chlorophyll variability. When no data were available in this radius of influence, the gap was not filled. After this interpolation procedure, the data were regrided onto the 7-day,  $0.3^{\circ}\times 0.3^{\circ}$  SSH grid. This step was necessary to improve the coverage of sea-colour data. However, this interpolation technique could not sufficiently improve the data coverage during wintertime, leading us to disregard that period of the year.



Only 30 weeks of SeaWiFS data were kept each year from 1999 to 2003. The data analysis described below was performed on each of these truncated years.

### **2.3 Extraction and Filtering of the westward propagating signal**

The chlorophyll, SSH and SST signals have been analyzed using time-space 2D-Fourier transforms at each latitude. This 2D-Fourier analysis was performed after all gaps were filled using a nearest neighbour linear interpolation on each truncated sea-surface chlorophyll time series. At each latitude, the signal was decomposed into the angular frequency and wave number components present in the signal. Then, a Hanning band-pass filter, passing 30 to 240 days in time and 1 to 10 degrees in space, was applied to remove the high-frequency noise, the seasonal cycle as well as any stationary waves. Additionally, the 2D-Fourier analysis was also used to separate eastward and westward propagating signals. As expected, the westward propagating signal largely dominated the eastward component on chlorophyll, SSH and SST data: the ratio of the westward to eastward peak amplitude was close to 3 for chlorophyll data almost everywhere in the region of study (this ratio was higher for SSH data in which the Rossby wave signal is clearer). Since, in this study, we focus on the intra-seasonal Rossby wave, the noise was reduced by keeping only westward propagating features.

### **2.4 Spectral analysis**

Auto-spectra and cross-spectra of SSH and sea-surface chlorophyll were calculated at a spatial resolution of  $1/3^\circ$  between  $5^\circ\text{S}$  and  $12^\circ\text{S}$ .

#### **- Auto- spectra**

An auto-spectral analysis allows for an identification of the most energetic spatial and temporal scales in a given signal. The sea-surface chlorophyll auto-spectrum was calculated by averaging the four auto-spectra corresponding to the four selected SeaWiFS years. Each sample spans 30 weeks corresponding to the non-cloudy period in the chlorophyll signal. This was necessary in order to obtain a good estimation of the mean auto-spectrum and to avoid introducing a bias by adding spurious frequencies during the cloudy winter period. As we used interpolated SSH, there were no gaps in the time series. The total time period has been split into two parts of 100 weeks duration. An auto-spectrum has been computed on each of

these samples and then, the two available auto-spectra have been averaged to obtain the final auto-spectrum for SSH.

The resolution of the auto-spectra was increased by adding zeros on either side of the temporal and spatial series (technique of zero padding). The energy at a specific spatial and temporal frequency is given by the amplitude of the peak. The phase velocity can then be computed, along with a confidence interval.

#### - Cross and coherence spectra

In a manner similar to what was done for the auto-spectra of sea-surface chlorophyll, cross-spectra have been computed between SSH and sea-surface chlorophyll. The peaks in the cross-spectra identify the time frequencies and the wave numbers at which two signals correlate best, as well as their phase relationship. From the auto-spectra and the cross-spectrum, the coherence spectrum can be computed by dividing the latter by the squared root of the former. Coherence is an indicator of the existence of a linear and stationary relationship between two signals. For both auto-spectra and cross-spectra, a local maximum appeared clearly at all latitudes. The frequency and wave number associated with these peaks were determined by averaging the eight pixels surrounding the maximum value using weights corresponding to the amplitude values (Fig 4).

### **2.5 The conceptual Rossby wave model from [Killworth et al., 2004]**

To infer which Rossby wave-related physical and/or biological processes generate a chlorophyll signature, [Killworth et al.,2004] designed a simple conceptual model which predicts ratios of the sea-surface chlorophyll to SSH anomalies. In this model, chlorophyll concentration ( $C$ ) and sea surface elevation ( $\eta$ ) are decomposed into the sum of a mean background level and a perturbation caused by the Rossby wave:

$$C = \bar{C} + C_A \text{ and } \eta = \bar{\eta} + \eta_A \quad (\text{Eq. 1})$$

where  $\bar{C}$  is the mean chlorophyll concentration,  $C_A$  the chlorophyll anomaly,  $\bar{\eta}$  is the mean sea-surface elevation,  $\eta_A$  the sea height anomaly.

Assuming several approximations detailed in Annex I, [Killworth et al., 2004] derived a simplified equation to determine the theoretical ratio of generated  $C_A$  to  $\eta_A$  related to the wave:

$$\frac{C_A}{\eta_A} = \frac{g \left( \overline{C_{0y}} - \beta \frac{C_z}{f} \right)}{f \left( c - u_0 + ic / \omega \tau \right)} \quad (\text{Eq. 2})$$

The x,y,z axes are oriented eastward, northward and upward, respectively.  $g$  denotes gravity,  $f$  the Coriolis parameter,  $\beta$  the meridional gradient of the Coriolis parameter,  $C_{0y}$  the meridional gradient of chlorophyll,  $C_z$  the difference between  $C_{(z=0m)}$  and  $C_{(z=50m)}$ ,  $c$  the wave speed,  $u_0$  the zonal mean flow,  $\omega$  the wave frequency.  $\tau$  represents a relaxation time for a total nutrient anomaly to return toward zero by either physical (mixing) and/or biogeochemical processes (local consumption by phytoplankton). In [Killworth et al., 2004], the value of this parameter was determined from observations and set to 20 days. The phase lag between SSH and sea-surface chlorophyll is given by the argument of the ratio  $\frac{C_A}{\eta_A}$ .

The ratio  $\overline{C_{0y}} / \beta C_z / f$  represents the ratio of meridional horizontal to vertical advection (see Annex I). The phase depends on the balance between zonal mean flow  $u_0$  and  $\omega \tau$ . For the case of a physical mechanism causing perturbations (or anomalies) in chlorophyll concentration, the respective contributions of horizontal and vertical advection to the chlorophyll anomaly can be calculated. The biological hypothesis will also be addressed in the discussion.

Apart from the angular frequency  $\omega$  and wave speed  $c$ , which are deduced from the observations, the other model parameter values are selected as follows:

- The meridional gradient in chlorophyll ( $C_{0y}$ ) is computed from the SeaWiFS data. Its zonal variations are strong whereas its alongshore variations, are relatively weak (Fig 2). At the scale of the Peru region, we consider  $C_{0y}$  as a function of the distance to the coastline. The variation of  $C_{0y}$  with distance to the coastline is approximated with a linear function which decreases from  $10^{-5} \text{ mg m}^{-4}$  at a distance of 2 degrees from the coast, to a minimum value of  $10^{-6} \text{ mg m}^{-4}$  at a distance of 5 degrees from the coast.
- The surface zonal mean flow  $u_0$  is 10 cm/s in this region [Strub et al., 1998]  $\tau$  is set to 12 days. This value was obtained from a global ocean modelling study on artificial iron

fertilization using an ecosystem model [Aumont and Bopp, 2006]. As shown in the latter study, this value is in good agreement with the results of IRONEXII [Coale et al., 1996].

$C_z$  was computed from chlorophyll data obtained from IMARPE (J. Ledesma, personal communication). In situ chlorophyll data are available at the sea-surface, 10, 25 and 50m.  $C_z$  is considered constant zonally between  $2^\circ$  and  $8^\circ$  from the coast. The mixed layer is 15m depth in summer and about 60m depth in winter at this distance from the coast. We chose  $C_z = C_{\text{surface}} - C_{25\text{m}}$ , as the average depth of the mixed layer is around 25m, in the region [de Boyer-Montegut et al., 2004]. Note that chlorophyll concentration variations are likely to be minor between 25 and 50 meters depth when the mixed layer is shallow, i.e. during spring and summer, the time period during which the Rossby waves influence on sea-surface chlorophyll concentration is observed. Data from summer cruises between January and March of the years 1998-2004 were averaged.  $C_z$  was calculated at a distance of 300km from the coast at four latitudes:  $5^\circ\text{S}$ :  $-0.3 \text{ mg/m}^3$ ,  $6^\circ\text{S}$ :  $-0.57 \text{ mg/m}^3$ ,  $9^\circ\text{S}$ :  $-0.85 \text{ mg/m}^3$ ,  $12^\circ\text{S}$ :  $-0.33 \text{ mg/m}^3$ . These values were then interpolated linearly between  $5^\circ\text{S}$  and  $12^\circ\text{S}$  for model use.

Having carefully chosen the values of the parameters, [Killworth et al., 2004] model was run in the following region: between  $2^\circ$  and  $8^\circ$  from the coast of Peru and between  $5^\circ\text{S}$  and  $12^\circ\text{S}$ , where propagations of the chlorophyll signal were most evident (Fig 3).

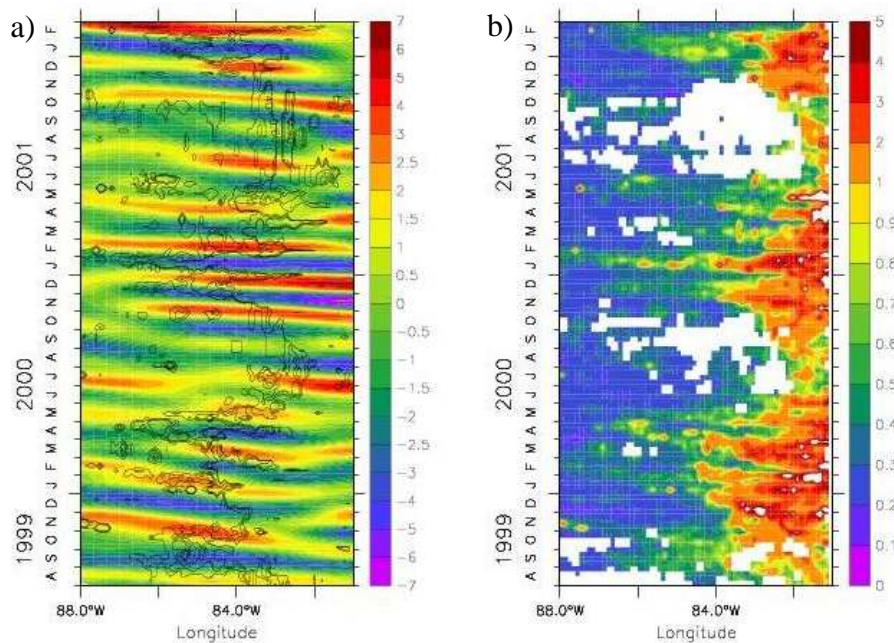


Fig. 3 - Time longitude plots along  $5^\circ\text{S}$  of (a) extracted intra-seasonal Sea surface height (SSH) anomalies (in cm) from T/P-ERS. The black line displays the  $0.5 \text{ mg Chl /m}^3$  isoline of surface chlorophyll (SCHL) concentration. b) SCHL in  $\text{mg Chl /m}^3$ . The white shaded areas represent the cloudy periods.

### 3. Results

It can be seen in Figure 1 that variations in Chlorophyll concentration have amplitudes of order 5%-100% of the mean Chlorophyll concentration. As the spatial characteristics of these fluctuations are present in the intra-seasonal filtered signal, these fluctuations are not caused by the seasonal cycle (data not shown). As a first attempt to evaluate whether westward propagative patterns contribute to that variability, a time-longitude diagram of sea-surface chlorophyll at 5°S is shown in Figure 3b. Westward propagating events at intra-seasonal periods between 2 and 4 months are clearly visible as diagonal stripes. They extend far from the coast between 4°S and 9°S (Fig 3 b). They seem to determine the offshore limit of the highly productive region related to the upwelling. The occurrence of these intra-seasonal events seems to be independent of the seasonal cycle. Nevertheless, their amplitudes may vary seasonally, as the coastal upwelling is more intense in austral winter. When intra-annual SSH anomalies and sea-surface chlorophyll propagation events are superimposed (Fig 3 a), the two events seem well correlated. Furthermore, positive sea-surface chlorophyll anomalies slightly lead maximum positive anomalies in SSH.

Propagation velocities were estimated by calculating the slopes of the rays on the time-longitude diagrams (Fig 3 b). This speed tends to be maximal in the area closest to the equator and to decrease poleward (not shown), consistent with the beta effect on Rossby waves speeds. Even if this estimate is quite imprecise and rather qualitative, the mean propagation speed is of order 10 cm/s. The spatial and temporal resolution, the noise in the chlorophyll signal and the variability of the propagative events preclude a more accurate estimate of this value.

After extraction of the intra-seasonal westward propagating SSH, the auto-spectrum clearly reveals a dominant intra-seasonal component at each latitudes between 5°S and 12°S (see Fig 4 as an example for 7°S). These peaks have associated temporal and spatial periods which vary from the north to the south of the region (Fig 5): The temporal period of the dominant wave is 60 days at 5°S, increases up to 120 days at 9°S and remains constant at approximately 80 days south of 9°S. The spatial wavelength associated to the peak in the auto-spectra decreases monotonically from 9 degrees (~1000 km) at 5°S to 4 degrees (~450 km) at 9°S and then increases to 6 degrees (~650 km) at 12°S. The phase speed of the wave, calculated as the ratio between the spatial wavelength and the temporal frequency, lies between 5 and 25 cm/s. The speed is maximum at 5°S (~20 cm/s), decreases rapidly poleward, reaches a minimum at 9°S (5 cm/s) and increases again slightly south of 9°S (Fig 5c).

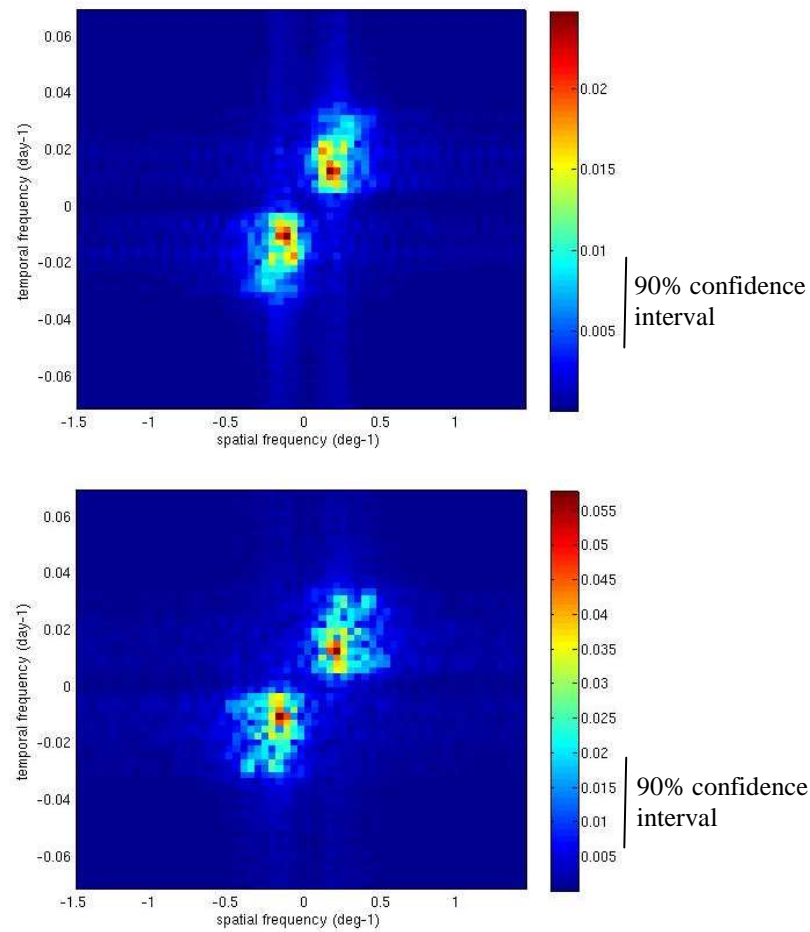


Fig. 4 - *SSH auto spectra and SSH-SCHL cross spectra at 7°S. a) Auto-spectrum amplitude of filtered and normalized SSH signal in day<sup>-1</sup>.deg<sup>-1</sup> (see section 2.4 for method). The 90% confidence interval for standard deviation is indicated on the right of the figure. b) Cross-spectrum amplitude of filtered and normalized SCHL and SSH signal in day<sup>-1</sup>.deg<sup>-1</sup>. The 90% confidence interval for standard deviation is indicated on the right of the figure. It represents the amplitude of the Fourier spectrum that can be considered as noise. Above this interval, a peak can be considered as significant.*

Secondary peaks clearly appeared at some latitudes. However, their amplitude was much weaker than the dominant peak. Furthermore, and perhaps more importantly, no systematic pattern or tendency could be deduced from their positions as their location seemed to vary rather randomly over the latitudinal domain. Moreover, these peaks were often at the limit of the resolved band in the spatial and temporal frequencies space, and might have been artificially generated by the spectral analysis as the analyzed time series were rather short. This led us to focus on the most energetic peak in the auto and cross-spectra.

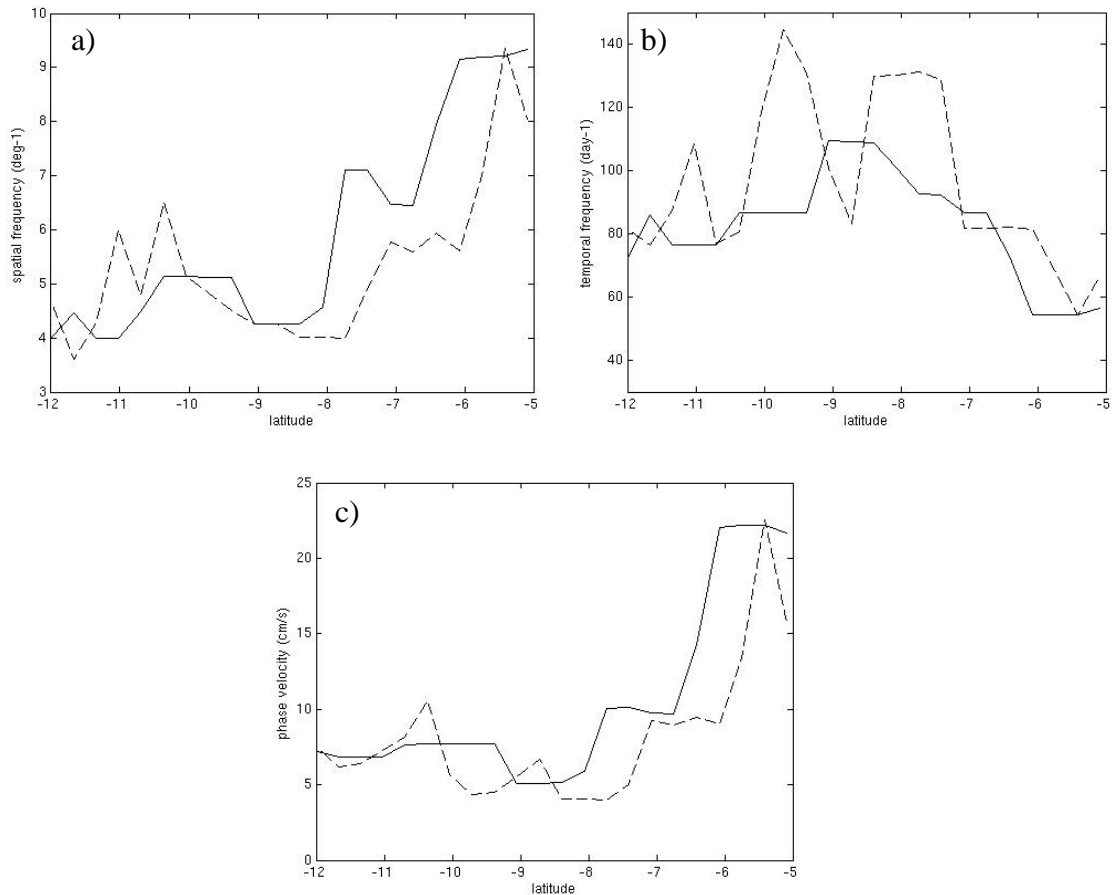


Fig. 5 - SSH auto-spectra (full line) and SSH-SCHL cross-spectra (dashed line) variations vs latitude. a) Temporal frequencies in day<sup>-1</sup>. b) Spatial frequencies in deg<sup>-1</sup>. c) phase speed in cm/s.

The SSH-Chlorophyll cross-spectra exhibit significant peaks in the studied latitude range (from 5°S to 12°S), and the amplitude of these peaks decreases poleward (Fig. 6 a). This pattern is expected as the amplitude of filtered SSH anomalies decreases poleward whereas the amplitude of chlorophyll anomalies remains almost constant. When compared to the SSH auto-spectra (Fig 5), they show rather similar tendencies. However, the cross-spectrum analysis produces spikes, most noticeably at the lowest temporal frequencies which do not exist in the auto-spectrum analysis. We shall return to this point shortly.

Figure 6b presents the coherence between the SSH and SCHL times series. The coherence is approximately 0.8 in the 5°S-12°S band (see Fig 6 b). It decreases slightly poleward, and falls occasionally under the significance level threshold value (0.63 in the

present case). Consequently, the correlation between the SSH and chlorophyll signal is more significant near the equator than poleward of 9°S.

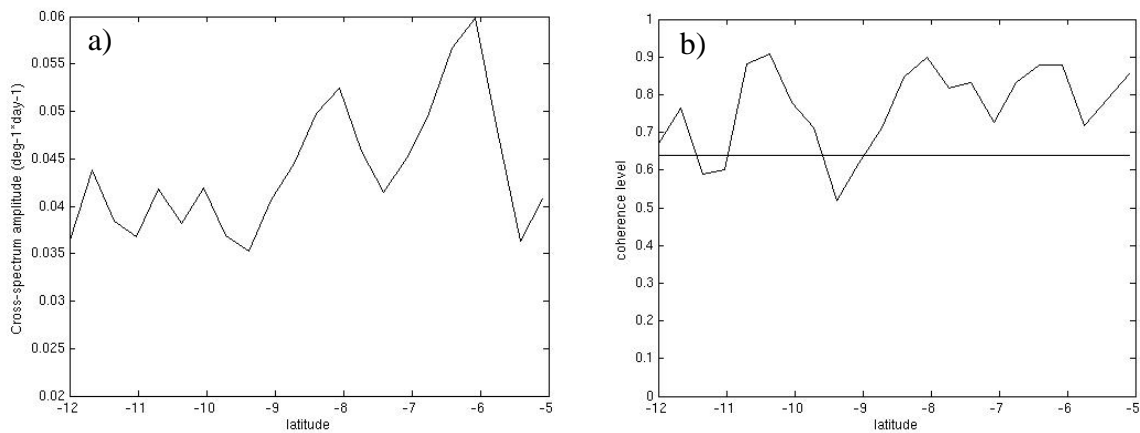
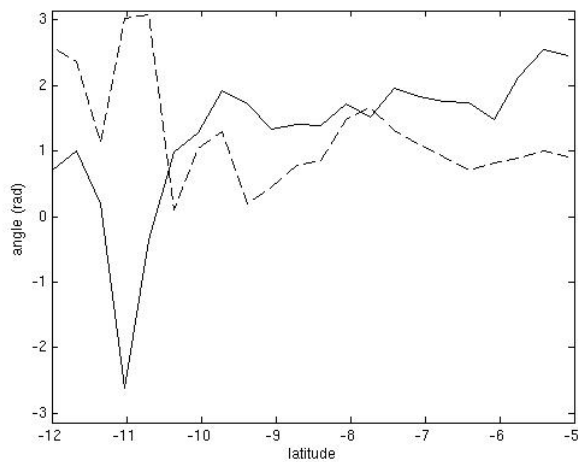


Fig. 6 - (a) Cross-spectral SSH-Chlorophyll amplitude peak (in  $\text{deg}^{-1}.\text{day}^{-1}$ ) and (b) Coherence associated with the maximum amplitude of cross-spectrum SSH-Chlorophyll, vs latitude. The horizontal line indicates the threshold of significance level.

The argument of the coherence, which represents the phase shift between the sea-surface chlorophyll and SSH filtered signals, can be considered reliable between 5°S and 9°S and more uncertain between 9°S and 12°S. This phase shift between the two signals varies relatively smoothly with the latitude, and lies between  $\pi/2$  and  $2\pi/3$  (Fig 7). Its sign is in agreement with that of the phase shift calculated by [Killworth et al., 2004] further offshore of the Peru region (see Fig 6 in their paper). This means that the process of horizontal advection of chlorophyll by the Rossby wave currents controls the variability.





*Fig. 7 - Phase shifts (in radians) between SCHL and SSH (full line) and between SSH and SST (dashed line) obtained from cross-spectral analysis at different latitudes.*

The amplitude of the intra-seasonal sea-surface chlorophyll anomalies caused by the propagation of the Rossby waves can be computed by selecting the amplitude of the sea-surface chlorophyll auto-spectra at the wave number and frequency of the peak in the SSH-sea-surface chlorophyll cross-spectra. Between 5°S and 12°S, the amplitude of sea-surface chlorophyll anomaly follows the same pattern from the north to the south (not shown). It varies between 15% and 25 % of the averaged total chlorophyll concentration, depending on the distance to the coast: the percentage value is low close to the coast, reaches a maximum offshore and decreases further away from the coast (same spatial structure as on Fig 1 and Fig 2, not shown).

This result needs to be compared to typical fluctuations of chlorophyll concentrations around the mean total chlorophyll concentration. As noted previously, the standard deviation represents between 50% and 100% of the mean chlorophyll concentration (see Fig 1). It means that the amplitude of the signal induced by the Rossby waves can reach about 25% of the typical fluctuations observed in this region. The total variance of the chlorophyll concentration signal can be calculated by summing peaks on chlorophyll auto-spectrum (data not shown). If we compare with the variance included in the peak corresponding to intra-seasonal frequencies, we calculate that chlorophyll fluctuations at these frequencies represent on average 10% of total chlorophyll variance. Moreover, the coherence spectrum SSH – sea-surface chlorophyll shows that in average Rossby waves explain 80% of chlorophyll variance at the peak of the cross-spectrum. As a conclusion, it means that intra-seasonal Rossby waves explain 80% of the 10% of total variance corresponding to the intraseasonal band, hence 8% of total chlorophyll variance. This shows that Rossby waves have a strong signature in the

Peru upwelling region, of the same order of magnitude as 10 to 20% of total variance obtained globally [Uz et al., 2001].

In order to determine which mechanisms are responsible for generating the chlorophyll signal, the conceptual model of [Killworth et al., 2004] (see section 2 and appendix D) was used to compare the predicted and observed ratios of SSH to sea-surface chlorophyll anomaly related to the intra-seasonal Rossby waves, presented in Fig 8. Both modelled and observed ratios are of the same order of magnitude in the northern part of the domain (between 5°S and 7.5°S) (Fig 8 a and 8b). South of 8°S, the modelled ratio is too high (Fig 8a). As expected, the chlorophyll anomaly is stronger close to the coast owing to the more intense meridional gradient of chlorophyll nearshore, and decreases strongly further offshore. The effect of advection terms is dominant everywhere in the area even though the influence of vertical advection increases equatorward (Fig 8 d).

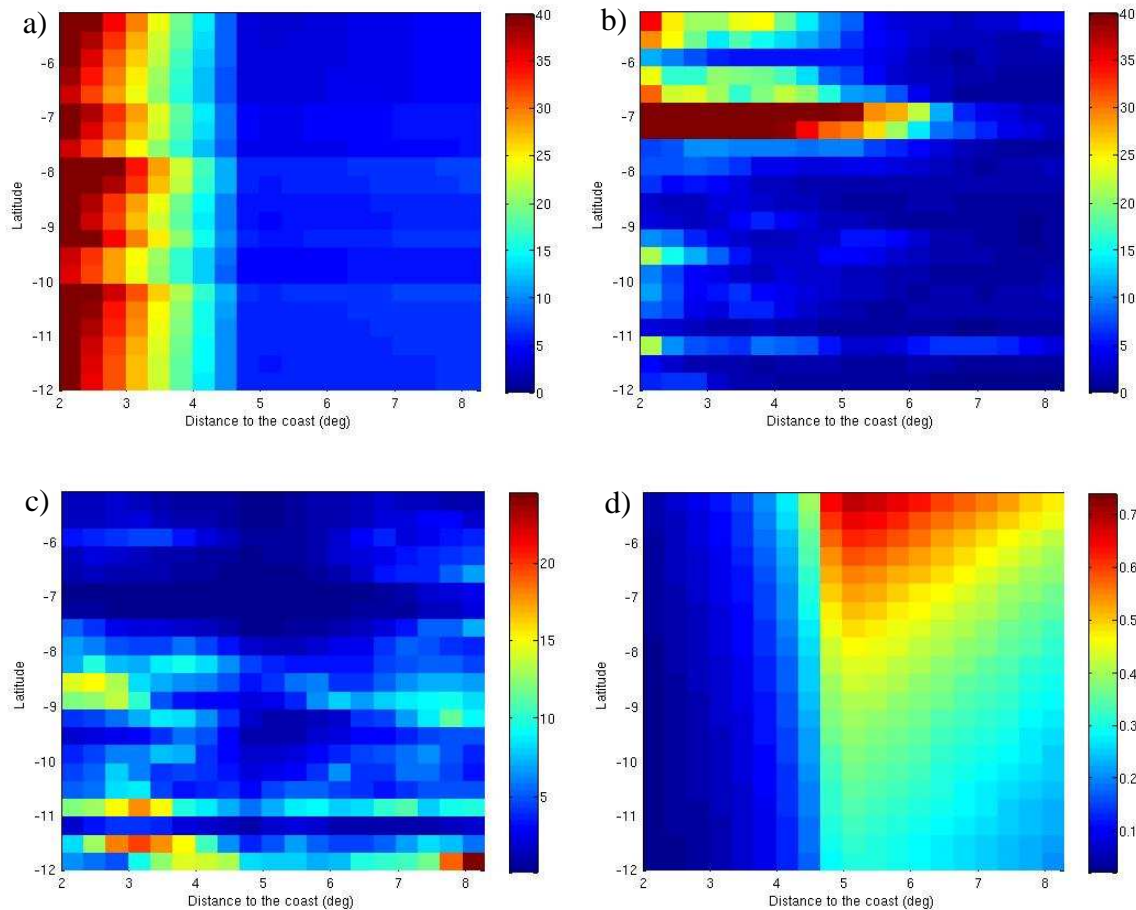


Fig. 8 - Model results:  $C_A/\eta_A$  ratios for the model (a) and for the observations (b). Ratio of the model to observed  $C_A/\eta_A$ , and (d) ratio of vertical advection to horizontal advection contribution.

The agreement between the model and the observations (Fig 8c) is better than in [Killworth et al., 2004], as their modelled ratio exceeded the observed ratio by a factor 10 at a distance of 5 degrees from the coast in the area of the Eastern Pacific. The better agreement found in the present study likely stems from a better adjustment of the model parameters to the region of interest. However, south of 8°S, the chlorophyll anomaly decreases strongly and the model overestimates the observed ratio by a factor of ~5-10 (Fig 8c). Besides, the predicted and observed phase shifts are in close agreement between 5°S and 10 °S (Fig 9). As the phase is determined by the balance between the terms in the denominator in equation (1), this shows that the contribution of the mean zonal flow must be taken into account and that the value for the relaxation time is accurate.

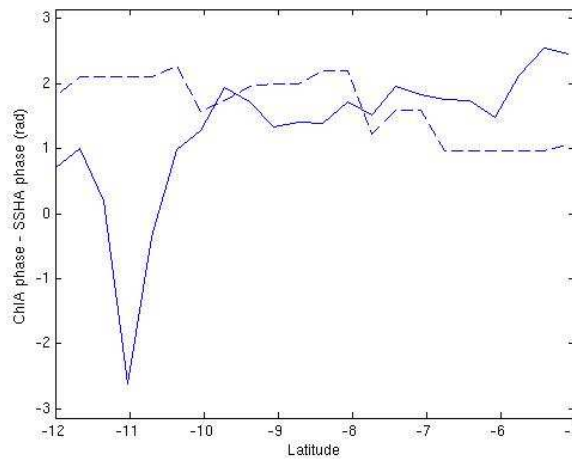


Fig. 9 - Modelled (dashed line) and observed (full line) phase difference (in radians) between Chlorophyll and SSH Rossby wave related signals. This phase, shown at 5° from the coast, varies very little with the longitude.

## 4. Discussion

### 4.1 Uncertainties

The duration of cloudy periods in the vicinity of Peru was clearly limiting for this study. As we were careful not to perform indiscriminant interpolation of the ocean color signal, large gaps remained in the chlorophyll product. As a consequence, we had to work with shorter time series. Hence the temporal length of each continuous set of observations cannot exceed 30 weeks for sea-surface chlorophyll. Furthermore, focus was given to a region whose zonal extent is 20 degrees from the coast, meaning that spatial and temporal resolution for

chlorophyll auto-spectra and SSH-chlorophyll cross-spectra are 10 degrees spatially and 105 days temporally. The spatial resolution was not limiting as the spatial wavelength of the dominant signal never reached 10 degrees. However, such was not the case for the temporal resolution because some Rossby wave periods were close or slightly exceeded 105 days. As the SSH signal was not affected by cloudiness, the SSH auto-spectra were performed on a 100 weeks time series which allowed to detect Rossby waves periods up to 50 weeks long, ie 300 days. These considerations are important when SSH auto-spectra and SSH-Chlorophyll cross-spectra are compared (Figure 5). As noted previously, the temporal frequency of the dominant peak in the cross-spectra displays significant fluctuations at values close to the temporal resolution of the spectrum (Fig 5a). However, a good agreement between the cross-spectra and the SSH auto-spectra results can be observed for periods shorter than 100 days. Furthermore, the wave numbers are also consistent over the whole region (Fig 5 b). These similarities suggest that the results deduced from the cross-spectral analysis are robust, even close the detection limit.

The wave speed estimation is affected with uncertainties coming on the one hand, from the spatial and temporal resolution of the satellite data, and on the other hand from the resolution of the 2D Fourier spectra. For the SSH auto-spectrum, we can estimate this uncertainty by adding the uncertainties coming from the spatial and temporal sources. With  $c$  denoting the Rossby wave phase speed calculated from the ratio of  $\lambda$  (wavelength) and  $T$  (wave period), we obtain the uncertainty  $\Delta c$ :

$$\frac{\Delta c}{c} = \frac{\Delta \lambda_{Topex}}{\lambda} + \frac{\Delta \lambda_{Spectrum}}{\lambda} + \frac{\Delta T_{Topex}}{T} + \frac{\Delta T_{Spectrum}}{T} \quad (\text{Eq. 3})$$

If we consider the mean detected Rossby wavelength to be  $7^\circ$ , spatial uncertainty is the sum of the spectral uncertainty at this wavelength and of the uncertainty linked to the 7 day temporal resolution of the SSH product. Numerically, with  $c \sim 10 \text{ cm/s}$  being the mean phase velocity, the spatial uncertainty is equal to the sum of  $0.7 / 7$  (interval between two detected spatial periods on the spectrum for the  $7^\circ$  wavelength) and of  $0.5 / 7$  (the uncertainty on SSH data related to the wave propagation during 7days:  $10 \text{ cm/s} * 7 \text{ days} = 0.5$  degrees). The spatial uncertainty on phase speed is then  $\sim 17\%$ . Temporal uncertainty around the 80 day time period is the sum of the spectral uncertainty (the resolution of the spectrum is 3 days for an 80 day time period) and of the uncertainty related to the temporal resolution of the composite (here 7 days). Temporal uncertainty is then equal to 13%. It follows that the total uncertainty on the calculated wave speed, for a wavelength of 7 degrees and a time period of 80 days, is approximately 30%.

Additionally, a southward decrease of the cross-spectral amplitude peak and of the coherence was noted (Fig. 6), meaning that chlorophyll and altimetry are less and less correlated poleward or that their amplitudes decrease. A possible explanation for this decrease could be an increase in cloudiness. Indeed, SeaWiFS data show more clouds in the southern part of the domain (not shown). Such higher cloudiness may result in a higher uncertainty on the chlorophyll signal. As the filtering procedure involves nearest neighbour filling of the gaps, the spatio-temporal components produced by the Fourier analysis could be noisier during winter. This was not the case with SSH since it is not affected by cloudiness. Such a differentiated impact could lead to a reduced correlation between SSH and SCHL, and to the generation of unexpected frequencies in the spectral analysis.

#### 4.2 Detection of different baroclinic modes

One particular result of Rossby wave related chlorophyll anomalies is the non-monotonic variations with the latitude of the wave characteristics shown on Fig 5. Both time period and wavelength evolutions exceed uncertainties due to the method (see section 4.1) and are statistically significant. Consequently, the same non-monotonic evolution is observed for the dominant wave speed. On the other hand, the presence of a single dominant Rossby wave mode would lead to a monotonic poleward decrease of the wave speed [Killworth et al., 1997]. This pattern suggests that different Rossby wave modes may be dominating depending on the latitude range.

The phase speed of the wave north of 9°S lies well below the expected value for a first mode baroclinic wave at these latitudes. Indeed, phase speeds ranging between 5cm/s to 22 cm/s for latitudes between 9°S and 5°S were computed from the spectra (Fig 5c). For a first mode baroclinic phase, theoretical phase speeds range from 30 cm/s and 70 cm/s [Killworth et al., 1997]. Even if the 30% uncertainty inferred for these intra-seasonal features is accounted for, the observed speeds remain much too low.

The hypotheses, according to which phase speeds can be modified, either by bottom topography changes or mean zonal flow variations, have to be rejected in the present case. When the effects of mean zonal flow and bottom topography changes are taken into account, the Rossby wave dispersion relation is

$$c = \frac{\omega}{k} = U - \frac{\bar{\beta}}{K^2 + L_D^{-2}} \quad (\text{Eq. 4})$$

with  $U$  the mean eastward flow,  $K$  the zonal wave number,  $L_D = gH/f_0^2$  the Rossby radius of deformation and  $\bar{\beta} = \beta + \frac{U}{L_D^2} + \frac{f_0 \Lambda}{D}$  with  $f_0$ , the local Coriolis parameter,  $\Lambda$  the eastward slope of the bottom,  $D$  the depth [Pedlosky, 1987].

Inner and outer shelves are significantly larger between 7°S and 10°S [Strub, 1998], thus the eastward bottom slope is weakest in this latitude range. Therefore, this topographic effect leads to a decrease of the theoretical wave speed between 7°S and 10°S according to the above equations. However, the opposite situation is observed, leading us to conclude that the topography cannot explain the observed variations.

Moreover, the mean zonal flow is quite constant with latitude between 5°S and 12°S [Strub et al., 1998], whereas strong variations would be necessary to explain the observed speed and wave period variations around 8°S.

This suggests instead a change in the baroclinic structure of the dominant Rossby wave. Clarke and Shi [1991] predicted that theoretically poleward propagating Kelvin waves at a given time period can generate Rossby waves equatorward of a critical latitude, which depends on the time period and on the vertical structure of the Kelvin wave. Poleward of this latitude, the energy remains coastally trapped. According to this theory, a Kelvin wave with a second baroclinic mode vertical structure would generate a second mode Rossby wave everywhere between the equator and 9°S when the period exceeds 120 days. Similarly, a first mode Kelvin wave at 120 days would generate a first mode Rossby wave north of 15°S. The latitude 9°S, at which the wave characteristics change (Fig 5), corresponds to the theoretical critical latitude for the second baroclinic mode at 120 days. South of this limit, only a first mode Rossby wave at 120 days can propagate offshore. Therefore, the detection of a dominant second baroclinic mode north of 9°S and of a first mode south of 9°S seems a reliable hypothesis.

This suggests that the non-monotonic evolution of the observed wave speed is due to the transition between two areas, the northern area being dominated by the propagation of second mode baroclinic Rossby waves and the southern area by first mode baroclinic Rossby waves. Moreover, the estimated propagation speeds to the north are in closer agreement with second mode Rossby wave speeds whereas to the south, they are in relatively good agreement with the speed of a first mode, although slightly underestimated compared to those in the literature [Killworth et al., 1997]. Between 10°N and 10°S, first mode baroclinic waves propagate 50% faster than the phase speed deduced from the linear theory, whereas outside of the tropical area, phase velocities are rather overestimated [Chelton and Schlax, 1996]. Hence,

the value of the observed propagation speed alone cannot be trusted to determine which baroclinic mode is observed, especially in the studied area which is near the tropics. In the present study, the detected time periods and their agreement with those deduced from the theory of Clarke and Shi [1991] seem reliable elements which suggest a latitudinal change in the vertical structure of the observed Rossby wave modes.

The analysis of tide gauges data at 6°S and 12°S shows a significant peak at 70 days (Fig 10), whereas no peak appears at 120 days. This result is in agreement with the observed Rossby wave periods at these two latitudes (Fig 5b).

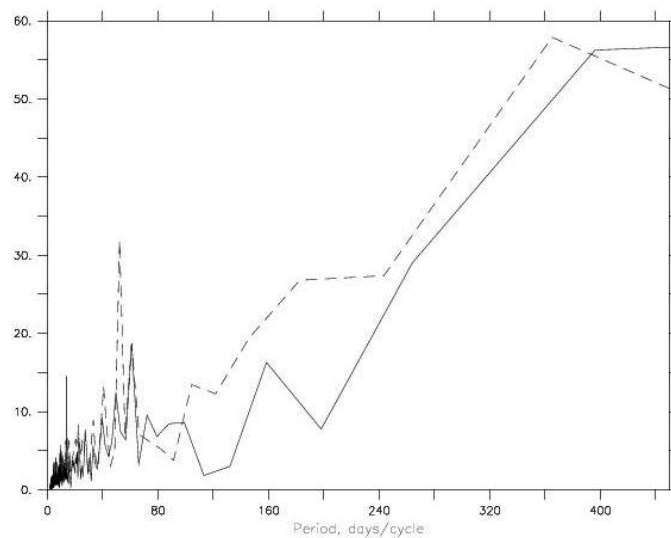


Fig. 10 - *FFT spectrum of SSH from coastal tides gauges at Lobos (6°S) (full line) and Callao (12°S) (dashed line).*

In this region, tide gauges give information on coastal Kelvin waves, which may well be of equatorial origin. The absence of energy in the coastal sea level signal with a 120-day periodicity near 9°S and the presence of energy in the Rossby wave signal, suggests that an extra-tropical forcing, as for example local wind stress, could be acting. Indeed, several model studies show that the intra-seasonal variability in the ocean interior for the North Pacific [Fu and Qiu, 2002] and South Pacific [Vega, 2003] is driven by both the wind stress curl and the influence of the coastal boundary, depending on the latitude. In our region of study, Quikscat wind stress curl at ~100 km from the coast, between 4°S and 7°S, displays a strong signal with a 120-day periodicity (data not shown). This indicates that 120-day period Rossby waves could be forced off the Peru shore between 4°S and 7°S.

If we consider the Rossby wave efficiency in generating chlorophyll anomalies, the amplitude of the chlorophyll response to Rossby wave with respect to a given SSH anomaly is higher north of 7°S than south of 7°S (see Fig 8b). This could be related to a difference in the response to different baroclinic Rossby wave modes, as suggested by [Killworth et al. 2004]. Indeed, if phase velocity decreases for a higher mode Rossby wave, the eddy structure related to the wave propagates slower for a second mode, and the meridional currents can distort the chlorophyll surface fields more efficiently.

## **5. Mechanisms by which Rossby waves act on chlorophyll**

The use of the simple model suggests that horizontal advection is most likely responsible for producing the chlorophyll signal. In order to illustrate this, Figure 10 shows the time evolution of a chlorophyll anomaly together with the geostrophic velocities computed from SSH. Currents formed on the crests and troughs of a Rossby wave are assumed to be geostrophic because the spatial scales of Rossby wave associated eddies are much larger than the local Rossby radius of deformation. Moreover, the four snapshots are taken during the summer period when wind events were relatively scarce and weak. During the 4 weeks covered by figure 10; sea-surface circulation was dominated by the geostrophic component and not by the Ekman current (negligible and not represented). On November 27<sup>th</sup>, 1999 and December 4<sup>th</sup>, 1999, chlorophyll patches elongate from the coast at 6°S towards the offshore region and seem to follow the trajectories suggested by the Rossby wave geostrophic currents. On December 11<sup>th</sup> and December 18<sup>th</sup>, the geostrophic currents transport chlorophyll towards the coast. Such events highlight the dominant role of horizontal advection. Furthermore, Figure 10 shows that chlorophyll does not accumulate in convergence zones, which are located west of the wave crest in the southern hemisphere, and propagate zonally, with a front approximately parallel to the coastline [Dandonneau et al., 2003]. In our case the elongation of the chlorophyll patch is approximately zonal and not meridional. Thus this is in disagreement with the “hay-rake” hypothesis, which specifies that the chlorophyll anomaly should be located in the convergence zone [Dandonneau et al., 2004].



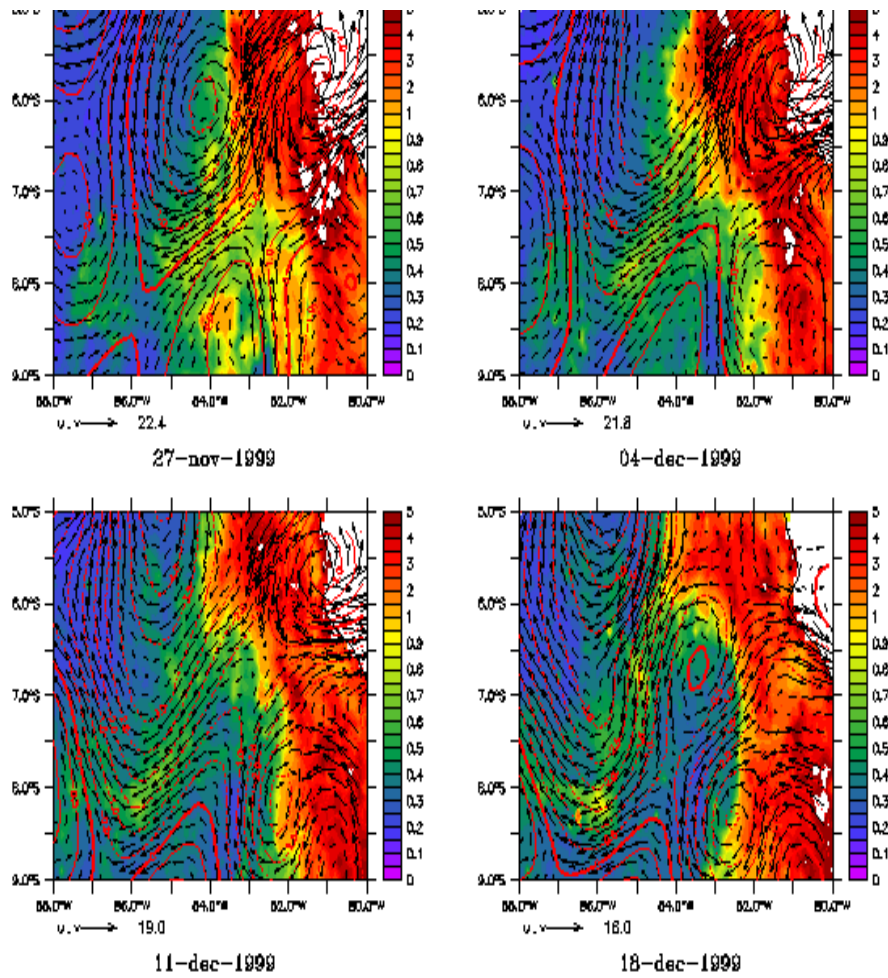


Fig. 10 - Chlorophyll patches detaching from the coast to the open ocean in summer 1997. Colors show the Chlorophyll concentration (in mg Chl/m<sup>3</sup>). Red contours show the SSH anomaly (in cm). Black arrows indicate the geostrophic currents computed from the SSH anomalies. The time intervall between each snapshot is 7 days.

The biological hypothesis proposes that the vertical advection of nutrients could be responsible for the propagating chlorophyll blooms [Killworth et al., 2004]. This hypothesis also has to be rejected in the Peru upwelling region for two reasons. First, this hypothesis leads to a negative phase lag between chlorophyll sea-surface chlorophyll and SSH whereas a positive phase lag was found everywhere in the domain (Fig 7). Second, SST-SSH cross-spectra show that the phases shift between SSH and SST is  $\pi/3$  (Fig 7). As a consequence, the phase shift between SST and sea-surface chlorophyll is equal to  $\pi$ . In other words, cold SST anomalies are in phase with positive chlorophyll anomalies. This observation does not allow us to determine whether horizontal or vertical advection is dominant, because in both cases,

high chlorophyll concentration would be co-located with cold waters. However, this result refutes the biological hypothesis once again. Indeed, as the phytoplankton bloom follows the injection of the nutrients in the euphotic layer, the phase shift between SST and chlorophyll should be less than  $\pi$ .

Additionally, none of the terms in equation (1) can be neglected a priori as they have the same order of magnitude, and thus may all play a significant role. In the northern part of the domain, vertical advection of chlorophyll represents up to 70% of the signal whereas it has a minor contribution in the south (see Fig. 8d). Furthermore, the model produces rather satisfying results in the northern part of the region since the ratio ( $C_A/\eta_A$ ) and the SSH-Chlorophyll phase shift compare well with the observations. This suggests that advection of chlorophyll itself is largely responsible for generating the chlorophyll anomaly. Further south, the observed ratio is overestimated by the model, especially south of  $8^\circ\text{S}$ . This discrepancy could be related to the change of Rossby wave vertical structure in evidence near  $9^\circ\text{S}$ . Further investigation would be necessary to better understand the impact of the vertical structure of Rossby wave on surface chlorophyll.

## 6. Conclusions

This study underlines the impact of Rossby waves with periods around 90 days on the spatial and temporal variability of the highly productive Peru upwelling region. The influence of this dynamical process must be taken into account to understand the variability of offshore primary production at intra-seasonal time scales. Co-propagations of sea-level and chlorophyll anomalies have been observed in the open ocean in previous studies. Their contribution to chlorophyll variability was estimated to about 10 to 20% on basin scale [Uz, 2001]. In the Peru upwelling region, we show that Rossby waves may contribute to up to 8% of the chlorophyll variance, which is consistent with previous studies concerning the open sea whereas we are here situated in a coastal area. As only 8% of total sea-surface chlorophyll variability is explained by Rossby wave related transport, the influence of this process may seem relatively minor at first sight. However, this result has to be compared with the variance due to the seasonal cycle, which is equal to 82% of the total variance [Thomas et al., 2001]. Thus, Rossby wave propagation explain close to half of the remaining variance and thus has a major impact on the variability at the intraseasonal timescale. The shift of a dominant second baroclinic Rossby mode north of  $9^\circ\text{S}$  to a first baroclinic mode south of this latitude was identified and it was shown that this is consistent with theory. Using the simple process model of [Killworth et al, 2004], the mechanisms by which Rossby waves impact biological activity

were investigated. It is shown that the dominant process is horizontal advection which transports chlorophyll to the open ocean, away from the richest nearshore zone.

This work has also identified uncertainty surrounding processes in the Peru upwelling region, and addressing this is beyond the scope of this paper: the identification of the dominant baroclinic modes of the Rossby waves, the respective contribution of horizontal and vertical advection of chlorophyll and nutrients, the mechanisms which generate Rossby waves in this region (coastal Kelvin waves, wind stress curl, bottom topography). In a next step, a coupled dynamical and biogeochemical model of this region could be of great help to address these questions. Eventually, this work could also be transposed to other eastern boundary upwelling systems to study the link between high productivity extent and Rossby waves propagation.

**Acknowledgements** : We thank C. Menkes, L. Bopp, P. Soler, B. Dewitte, for fruitful discussions on this study. This work was supported by the PROOF program OCEVAR and by the ATI “sistema de Humboldt” program.

## Annexe I

The SSH ( $\eta$ ), the velocity field ( $u,v,w$ ) and chlorophyll concentration ( $C$ ) are decomposed in a sum of mean background and a perturbation caused by the wave:

$$C = \bar{C} + C'; \quad \eta = \bar{\eta} + \eta',$$

$$u = \bar{u} + u', \quad v = \bar{v} + v', \quad w = \bar{w} + w'$$

$C'$  and  $\eta'$  are assumed to satisfy the wave equation and can be written as

$$C' = C_A e^{i\varphi}, \quad \varphi = kx - \omega t, \quad \eta' = \eta_A e^{i\varphi}$$

Chlorophyll, considered as a passive tracer, satisfies the advection equation:

$$\frac{DC}{Dt} = M \quad (\text{Eq.1})$$

where  $D/Dt$  denotes the total derivative, and  $M$  represents a mixing term which includes all non conservative processes.

Rossby waves are assumed to propagate westward and the  $x,y,z$  axes are oriented eastward, northward and upward, respectively.  $u, v, w$  are the associated velocity components.  $u'$  is equal to zero because  $l$ , the meridional wave number in the wave equation., is neglected.

The mean meridional flow is assumed to be weak in comparison with the zonal flow [Strub et al., 1998]. The wave scale is large in comparison with the Rossby deformation radius, so the thermal wind equation leads to:

$$v_0 = \frac{g}{f} \eta_x' \quad (\text{Eq. 2})$$

With all previous approximations, equation (Eq. 1) becomes, to the first order:

$$C_t' + \bar{u}C_x' + v'\bar{C}_y + w'\bar{C}_z = M \quad (\text{Eq. 3})$$

To approximate  $w'$ , K04 uses the vortex stretching equation:

$$\beta v' = f w_z' \quad (\text{Eq. 4})$$

By integrating from the surface to the mixed layer depth, it follows:

$$w'(z = -h) = -\frac{\beta h}{f} v_0' \quad (\text{Eq. 5})$$

Then  $w'C_z$  is approximated by  $-\frac{\beta}{f}v_0'\Delta C$  where  $\Delta C$  is the chlorophyll concentration difference between the surface and the bottom of the mixed layer.

Substituting all the terms in equation (Eq. 3), we finally obtain Equation 4:

$$C_{0t}' + \overline{u}C_{0x}' + v_0'\overline{C_{0y}} - \frac{\beta}{f}v_0'\Delta C = -\frac{C_0'}{\tau} \quad (\text{Eq. 4})$$

where  $\tau$  is the relaxation time it takes for the perturbation of chlorophyll induced by the wave to return to 0.

Using the wave expressions of  $C_A$  and  $\eta_A$ , Equation 4 becomes:

$$-i\omega C_A + \overline{u_0}ikC_A + \frac{ikg}{f}\eta_A C_{0y} - \frac{\beta}{f}\frac{ikg}{f}\eta_A \Delta C = -\frac{C_A}{\tau} \quad (5)$$

Replacing  $k=\omega/c$  in (5) leads to the ratio of amplitudes in section 2.5, we obtain:

$$\frac{C_A}{\eta_A} = \frac{g}{f} \frac{\left( \overline{C_{0y}} - \beta \frac{C_z}{f} \right)}{\left( c - \overline{u_0} + ic/\omega\tau \right)}$$

## Bibliography

- Alheit J., and P. Bernal (1993), Effects of physical and biological changes on the biomass yield of the Humboldt Current Ecosystem, Large Marine Ecosystems: V. Stress, Mitigation and Sustainability, pp 55-68, In Sherman, K., Alexander, L. M., Gold, B. D. (Eds.), American Association for the Advancement of Science, Washington DC.
- Antonov, J., S. Levitus, T. P. Boyer, M. Conkright, T. O'Brien, and C. Stephens (1998), World Ocean Atlas 1998, vols 1-3, Temperature of the Atlantic/Pacific/Indian Ocean, NOAA Atlas NESDIS 27, 166 pp., Natl. Oceanic and Atmos. Admin., Silver Spring, Md.
- Boyer, T. P., S. Levitus, J. Antonov, M. Conkright, T. O'Brien, and C. Stephens (1998), World Ocean Atlas 1998, vols 1-3, Temperature of the Atlantic/Pacific/Indian Ocean, NOAA Atlas NESDIS 27, 166 pp., Natl. Oceanic and Atmos. Admin., Silver Spring, Md.
- Aumont O., and L. Bopp (2006), Globalizing results from ocean in situ iron fertilization studies, *Glob. Biogeochem. Cycles*, 20, doi: 10.1029/2005GB002591.
- Carr, M.E., (2002), Estimation of potential productivity in Eastern Boundary Currents using remote sensing, *Deep-Sea Research II*, 49, 59-80.
- Carr, M.E., P.T. Strub, A.C. Thomas, and J. L. Blanco (2002), Evolution of 1996-1999 La Nina and El Nino conditions off the western coast of South America: A remote sensing perspective, *J. Geophys. Res.*, 107 (C12), 3236, doi:10.1029/2001JC001183, 2002.
- Chavez F.P. (1995), A comparison of ship and satellite chlorophyll from California and Peru, *J. Geophys. Res.*, 100(C12), 24855-24862, 10.1029/95JC02738, 1995.
- Chelton D.B., and M.G. Schlax, (1996), Global observations of Oceanic Rossby Waves, *Science*, 272, 234-238.
- Cipollini, P., D. Cromwell, P.G. Challenor, and S. Raffaglio (2001), Rossby waves detected in global ocean colour data, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 323-326.
- Clarke A.J., and C. Shi, (1991), Critical Frequencies at Ocean Boundaries, *J. Geophys. Res.*, 96(C6), 10,731-10,738.
- Coale K.H., et al. (1996), A massive phytoplankton bloom induced by an ecosystem-scale iron fertilization experiment in the equatorial Pacific Ocean, *Nature*, 383, 495-501.
- Dandonneau, Y., A. Vega, H. Loisel, Y. Du Penhoat, and C. Menkes (2003), Oceanic Rossby waves acting as a "hay rake" for ecosystem floating by-products, *Science*, 302, 1548-1551.

- De Boyer Montégut, C., G. Madec, A. S. Fischer, A. Lazar, and D. Ludicone (2004), Mixed layer depth over the global ocean: an examination of profile data and a profile-based climatology, *J. Geophys. Res.*, 109, C12003.
- Fu L.L., and B. Qiu (2002), Low-frequency variability of the North Pacific Ocean: The roles of boundary and wind-driven baroclinic Rossby waves, *J. Geophys. Res.*, 107 (C12), 3220, doi:10.1029/2001JC001131.
- Kawamiya, M., and A. Oschlies (2001), Formation of basin-scale surface chlorophyll pattern by Rossby waves, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 4139-4142.
- Killworth, P. D., D. B. Chelton, and R. A. de Szoeke (1997), The speed of observed and theoretical long extratropical planetary waves. *J. Phys. Oceanogr.*, 27, 1946–1966.
- Killworth, P.D., and J.R. Blundell (2003), Long Extratropical Planetary Wave Propagation in the Presence of Slowly Varying Mean Flow and Bottom Topography. Part I: The Local Problem, *J. Phy. Oceanogr.*, 33, 784-801.
- Killworth, P. D., P. Cipollini, B.M. Uz, and J.R. Blundell (2004), Physical and biological mechanisms for planetary waves observed in satellite-derived chlorophyll, *J. Geophys. Res.*, 109 (C07002), doi:10.1029/2003JC001768.
- Le Traon, P. Y. (1991), Time scales of mesoscale variability and their relationship with space scales in the North Atlantic, *J. Mar. Res.*, 49, 467-492, 1991.
- Madec G., P. Delecluse, M. Imbard, and C. Levy (1998), OPA 8.1 Ocean general circulation model reference manual, Notes du pôle de modélisation, IPSL.
- McGillicuddy D.J., A.R. Robinson, D.A. Siegel, H.W. Jannasch, R. Johnson, T.D. Dickey, J. McNeil, A.F. Michaels, and A.H. Knap (1998), Influence of mesoscale eddies on new production in the Sargasso Sea, *Nature*, 394, 263-266.
- O'Reilly, J.E., et al. (1998), Ocean color chlorophyll algorithms for SeaWiFS, *J. Geophys. Res.*, 103, 24,937-24,953.
- Pedlosky J., 1987. *Geophysical Fluid Dynamics*, Springer Verlag, 710 p.
- Siegel, D.A. (2001), The Rossby rototiller, *Nature*, 409, 576-577.
- Strub T., J. Mesias, V. Montecino, J. Rutllant, and S. Salinas (1998), Coastal ocean circulation off western South America. Coastal segment (6, E), 273-313 in Robinson, A. and Brink, K. (eds): *The Sea*, Vol. 11. Wiley, New York.

Thomas A. C., J. L. Blanco, M. E. Carr, P. T. Strub, and J. Osses (2001), Satellite-measured chlorophyll and temperature variability off northern Chile during the 1996-1998 La Nina and El Nino. *J. Geophys. Res.*, 106, 899-915.

Uz, B.M., J.A. Yoder , and V. Osychny , (2001), Pumping of nutrients to ocean surface waters by the action of propagating planetary waves, *Nature*, 409, 597-600.

Vega, A. (2003), Ondes de Rossby, niveau de la mer et couleur de l'eau dans le Pacifique Sud, *PhD manuscript*.