



HAL
open science

Sur l'âge de la glace et des bulles d'air dans les calottes polaires Composition du jury

Frédéric Parrenin

► **To cite this version:**

Frédéric Parrenin. Sur l'âge de la glace et des bulles d'air dans les calottes polaires Composition du jury. Glaciologie. Université Joseph Fourier, 2013. tel-01219813

HAL Id: tel-01219813

<https://hal.science/tel-01219813>

Submitted on 23 Oct 2015

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.

Sur l'âge de la glace et des bulles d'air dans les calottes polaires

Frédéric Parrenin

Thèse d'habilitation à diriger des recherches

Date de soutenance : 21/10/2013

Composition du jury :

Pr. Jacques Blum	Rapporteur
Pr. Franck Pattyn	Rapporteur
M. Frédéric Herman	Rapporteur
Mme Frédérique Remy	Examinatrice
Pr Eric Blayo	Examineur
Mme Valérie Masson-Delmotte	Examinatrice
Pr. Jérôme Monnier	Examineur
Pr. Olivier Gagliardini	Examineur

version du 23/10/2015

Résumé

Dater la glace et les bulles d'air des calottes polaires est essentiel pour exploiter pleinement cette formidable archive paléoclimatique, qui nous permet de mieux cerner les mécanismes climatiques en général et le rôle des gaz à effet de serre en particulier. D'autre part, les observations d'âge, issues des carottages ou des instruments radars, permettent de contraindre le champ de vitesse de ces calottes et ainsi d'améliorer nos modèles numériques d'évolution des calottes polaires. Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à différents aspects de l'âge.

Sur le plan analytique, nous avons déterminé dans le cas 2.5D pseudo-stationnaire le lien entre champ de vitesse et champ d'âge, en explicitant notamment la pente des couches isochrones et la fonction d'amincissement vertical. Ceci a été fait en introduisant un système de coordonnées (π, θ) qui est par ailleurs très adapté pour la résolution numérique de l'équation de l'âge. Les résultats analytiques ont été vérifiés par des simulations numériques.

Nous avons ensuite détaillé une méthodologie pour optimiser la chronologie des forages profonds, basée sur une conjonction statistique de modèles d'écoulement et d'observations de l'âge. Cette méthodologie a été utilisée pour construire les chronologies officielles de bon nombre de forages.

Nous nous sommes également intéressés à la relation de phase entre variations d'insolation et variations climatiques lors des grandes déglaciations du dernier million d'années. Un modèle conceptuel a été développé et prédit un déphasage variable lié à l'ampleur de la glaciation précédente. La prédiction de ce modèle a été vérifiée par une datation précise de la carotte de Dome Fuji exploitant le rapport O_2/N_2 des bulles d'air.

Enfin le décalage en profondeur entre glace et bulles d'air d'un même âge, le Δ profondeur, a été étudié. Nous avons mis en évidence une sur-estimation du Δ profondeur estimé jusqu'alors pour le forage EPICA Dome C lors de la dernière période glaciaire grâce à un modèle de densification de la neige en glace. Exploitant l'enregistrement en $\delta^{15}N$ des bulles d'air qui est affecté par un enregistrement gravitationnel dans le névé, nous avons pu ré-estimer la profondeur de piégeage des gaz. Nous en avons déduit que les variations de CO_2 atmosphérique et les variations de la température Antarctique lors de la dernière période glaciaire étaient approximativement synchrones, remettant en cause des résultats précédents.

Table des matières

1	Curriculum Vitae	4
1.1	Généralités	4
1.2	Thématique scientifique	4
1.3	Cursus scolaire et universitaire	4
1.4	Emplois scientifiques	4
1.5	Encadrement	5
1.6	Enseignement et organisation de l'enseignement	5
1.7	Gestion de projets, administration	5
1.8	Distinctions	5
1.9	Conférences et séminaires invités	5
1.10	Collaborations scientifiques	6
1.11	Missions de terrain	6
1.12	Production scientifique	6
2	Introduction	10
2.1	Prédire les changements climatiques	10
2.2	La paléoclimatologie	13
2.3	L'écoulement de la glace des calottes polaires	17
2.4	L'âge de la glace des calottes polaires	21
3	Aspects analytiques et numériques à l'équation de l'âge	25
3.1	Calculs analytiques	25
3.1.1	Notations	25
3.1.2	La fonction de courant	27
3.1.3	Le système de coordonnées (x, Ω)	28
3.1.4	Le système de coordonnées (π, θ)	28
3.1.5	L'âge de la glace dans le cas stationnaire	30
3.1.6	Fonction d'amincissement vertical dans le cas stationnaire	30
3.1.7	Pente des isochrones dans le cas stationnaire	32
3.2	Modélisation numérique	34
3.2.1	Utilisation de la coordonnée Ω dans un modèle 3D SIA non stationnaire	34
3.2.2	Utilisation des coordonnées (π, θ) dans un modèle 2,5 D pseudo-stationnaire	35
3.2.3	Quelques illustrations du terme de trajectoire	36
3.2.4	Dépendance d'un modèle d'écoulement 2,5D à ses paramètres (exemple du site Vostok)	42
3.3	Conclusions	46
4	Optimisation de la chronologie des forages	47
4.1	Chronologies des forages VK, EDC, DF et TALDICE par méthode inverse appliquée à un modèle d'écoulement	47
4.1.1	Cas de Vostok	47
4.1.2	Cas d'EPICA Dome C, Dome Fuji et TALDICE	49
4.2	Correction des modèles d'écoulement	53
4.2.1	Le problème	53
4.2.2	Une approche préliminaire pour corriger les modèles	53
4.2.3	La méthode DATICE	53
4.2.4	La chronologie officielle AICC2012 : une application de la méthode DATICE	59
4.3	Conclusions	59

5	Déphasage insolation-climat lors des déglaciations	62
5.1	Un modèle conceptuel des variations du niveau des mers du dernier million d'années . . .	62
5.1.1	Introduction	62
5.1.2	Description du modèle direct	63
5.1.3	Optimisation du modèle par un méthode de Monte-Carlo	63
5.1.4	Simulation du volume de glace du dernier million d'années	64
5.1.5	Age et durée des terminaisons	65
5.1.6	Réduction de la complexité	66
5.1.7	Sensibilité aux conditions initiales	66
5.1.8	Importance de l'obliquité et de la précession dans le déclenchement des déglaciations	66
5.2	Âge des terminaisons obtenu par calage orbital du rapport O_2/N_2 en Antarctique	68
5.3	Conclusions	70
6	Décalage glace-gaz et déphasage CO_2/température Antarctique lors de la Terminaison I	72
6.1	Préambule : mise en évidence d'un problème avec les modèles de densification	72
6.2	Les différentes méthodes pour calculer le Δ profondeur	72
6.2.1	Δ prof à partir de modèles d'écoulement et de densification	72
6.2.2	Δ prof à partir d'un modèle d'écoulement et d'une profondeur de piégeage issue des mesures de $\delta^{15}N$	73
6.2.3	Δ prof à partir de la synchronisation glace et gaz à GRIP	76
6.2.4	Δ prof à partir de la synchronisation à EDML	76
6.2.5	Δ prof à partir de la synchronisation glace et gaz à TALDICE	79
6.2.6	Δ prof à partir de l'hypothèse de la bascule climatique bipolaire	79
6.3	Comparaison des différentes approches pour évaluer le Δ prof	81
6.3.1	Confirmation de l'hypothèse de la bascule climatique bipolaire	81
6.3.2	Le paradoxe du Δ prof glaciaire à EDC	81
6.3.3	Utilisation de l'hypothèse de la bascule pour améliorer la chronologie dans la partie basse	83
6.3.4	Validité de la méthode $\delta^{15}N$ pour reconstruire la profondeur de piégeage durant le passé	83
6.4	Reconstruction du déphasage CO_2 / température Antarctique durant la dernière déglaciation	84
6.4.1	Construction de l'échelle d'âge	84
6.4.2	Une courbe sommée des variations de température Antarctique, 0-800 ka BP . . .	85
6.4.3	Régression de AT, CO_2 et rCO_2 par une fonction continue et linéaire en 5 morceaux	87
6.4.4	Discussion	89
6.5	Conclusions	91
7	Prospective de recherche pluriannuelle	93
7.1	Synchronisation volcanique des forages polaires	93
7.2	Détermination d'un site pour obtenir de la glace ancienne (>1 Ma)	94
7.3	Inversion du champ de vitesse à partir des isochrones dans le cas 2D stationnaire	95
7.4	Analyse théorique de l'âge dans les cas non plan et non stationnaire	96
7.5	Développement du modèle d'âge pseudo-stationnaire en (π, θ) à l'ordre 1	97
7.6	Application du modèle pseudo-stationnaire à VK, EDML, NorthGRIP et NEEM avec contrainte sur les couches	
7.7	Modèle fédératif de datation : couplage des méthodes inverses, synchronisation automatique des enregistrements	
7.8	Détermination d'une échelle d'âge optimale et commune aux différents forages Antarctique et Groenland	99
7.9	détermination de l'âge du début de la Terminaison I	99
7.10	Application de la méthode N-15 à d'autres périodes temporelles et d'autres forages pour la reconstruction du d	
7.11	Mécanismes d'écoulement au fond des forages	100
7.12	Développement d'un nouveau modèle de densification	101
7.13	Inversion des profils de température	101
7.14	Utilisation d'un modèle grande échelle	101
7.15	Construction d'enregistrements composites	102
7.16	Modélisation conceptuelle des paléoclimats	103

Chapitre 1

Curriculum Vitae

1.1 Généralités

- LGGE/CNRS
BP 96, 54, rue Molière
F-38402 Saint Martin d'Hères Cedex
- parrenin@ujf-grenoble.fr

1.2 Thématique scientifique

- Détermination de l'âge de la glace et des bulles de gaz des calottes polaires
 - reconnaissance d'horizons repères
 - synchronisation à des enregistrements paléoclimatiques datés
 - comparaison aux variations d'insolation
 - modélisation numérique de l'âge de la glace
 - détermination de la différence d'âge entre glace et bulles de gaz
- Inversion de l'âge de la glace dans les calottes polaires
 - détermination des profils de vitesse
 - détermination des conditions à la base du glacier (fonte, glissement)
 - détermination des taux d'accumulation en surface
- Modélisation conceptuelle des paléoclimats du Quaternaire

1.3 Cursus scolaire et universitaire

- 1993 : Baccalauréat section C. mention B.
- 1995 : Concours d'entrée à l'École Normale Supérieure de Paris (rue d'Ulm), section mathématiques
- 1996 : Licence et maîtrise (mention AB) de mathématiques à Paris VII. 1ère année de magistère de mathématiques fondamentales et appliquées et d'informatique à l'ENS.
- 1997 : DEA d'analyse numérique à Paris VI (mention TB). 2ème année de magistère de mathématiques fondamentales et appliquées et d'informatique à l'ENS.
- 1998 : Licence (mention AB) de Sciences de la Terre à Paris VI. 1ère année de magistère de sciences de la Terre à l'ENS.
- 2002 : Thèse au LGGE Grenoble "Datation glaciologique des forages profonds en Antarctique et modélisation conceptuelle du climat : implications pour la théorie astronomique des paléoclimats".
Directeurs : J. Jouzel et D. Raynaud.

1.4 Emplois scientifiques

- 2002-2004 : Post-doctorat au Laboratoire d'Etudes en Géophysique et Océanographie Spatiales (LEGOS), avec F. Remy. Financement CNES. Thème : utilisation des données radar à basses fréquences pour contraindre l'écoulement des calottes polaires.
- depuis 2004 : Chargé de recherche au LGGE, CNRS Grenoble. Domaine de recherche : détermination et inversion de l'âge de la glace et des bulles de gaz dans les calottes polaires.

1.5 Encadrement

- 2004-2007 : Co-encadrement (avec J. Chappellaz, LGGE) de la thèse de L. Loulergue « Contraintes chronologiques et biogéochimiques grâce au méthane dans la glace naturelle : une application aux forages du projet EPICA »
- 04/2005-07/2005 : Co-encadrement (avec F. X. Le Dimet, LJK) du stage M2R de M. Jradeh “Reconstruction de l’accumulation de surface sur les calottes polaires à partir des couches internes”
- 03/2006-06/2006 : Encadrement du stage M1R de D. Buiron “Comparaison des différentes méthodes de datation des événements de Dansgaard-Oeschger”
- 05/2006-08/2006 : Encadrement du stage IUT de F. Laurency sur l’implémentation d’un greffon pour l’analyse des séries temporelles dans le tableur Gnumeric
- 09/2005-11/2008 : Co-encadrement (avec J. Jouzel, LSCE) de la thèse de G. Dreyfus “Dating an 800,000 year Antarctic ice core record using the isotopic composition of trapped air”
- 01/2006-04/2009 : Co-encadrement (avec D. Raynaud, LGGE) de la thèse de B. Lemieux “Conjonction de données et de modèles pour la datation des forages profonds d’Antarctique et du Groenland”
- 09/2007-12/2010 : Co-encadrement (avec J. Chappellaz, LGGE) de la thèse de D. Buiron “Dynamique climatique côtière en région Antarctique au cours des 50 000 dernières années”
- 02/2013-06/2013 : encadrement du stage de M1 de Florent Molliex sur la datation des forages polaires.
- 03/2013-04/2013 : encadrement du stage de licence d’Audrey Brouillet.

1.6 Enseignement et organisation de l’enseignement

- 1999-2002 : Monitorat à l’UJF Grenoble (Mathématiques, 64h d’équivalent TD par an).
- 2007-2009 : Cours de paléoclimats au M2R Sciences de la Terre et de l’Environnement.
- 2007-2009 : Cours de glaciologie au M2R Sciences de la Terre et de l’Environnement.
- 2007-2010 : Cours sur le changement climatique à l’école d’architecture de Vaulx-en-Velin.
- 2013 : Cours sur les carottes à l’Ecole Nationale Supérieure de Géologie de Nancy.
- 2013 : Cours sur les calottes polaires à l’Ecole Nationale Supérieure de Géologie de Nancy.

1.7 Gestion de projets, administration

- 2006-2009 : Responsable du projet ANR jeune chercheurs MIDIGA (Modeling and Identification for Drilling Interpretation in Greenland and Antarctica)
- 2007-2009 : Co-reponsable de l’équipe paléoclimats au sein du LGGE
- depuis 2006 : Responsable du consortium datation au sein du projet EPICA
- 2007 : Editeur en chef du numéro spécial “EDC3 and EDML1” pour *Climate of the Past*
- 2007 : Contributing author pour le quatrième rapport du GIEC
- 2012 : Convener de la session “Quaternary Geochronology” à l’EGU
- 2013 : Editeur du numéro spécial “AICC2012” pour *Climate of the Past*
- 2013 : Contributing author pour le cinquième rapport du GIEC
- 2013 : Responsable LGGE du projet ANR MA-CHRONO
- 2013 : Convener de la session “Quaternary geochronologies” à l’EGU

1.8 Distinctions

- médaille de bronze du CNRS en 2007.

1.9 Conférences et séminaires invités

- F. Parrenin, Optimizing the Antarctic ice cores time scales with a modeling approach, INQUA conference, Reno, 2003.
- F. Parrenin, The Dome C chronology, EPICA workshop, Acquafredda, Italy, 09/2005.
- Parrenin F., E. Blayo, L. Debreu, F.-X. Le Dimet, O. Gagliardini, J. Jouzel, B. Legrésy, B. Lemieux, J. Monnier, F. Rémy, C. Ritz and M. Sacchetti, Conjonction de modèles et données pour l’étude des calottes polaires, Colloque National sur l’Assimilation de Données, Toulouse, 09-10/05/2006.

- F. Parrenin, Antarctic ice cores dating by modelling, 2nd Carlsberg Dating Conference, Copenhagen, 15-17/11/2006.
- Parrenin, F., R. Hindmarsh, F. Rémy, O. Eisen, D. Steinhage, Using isochronal layers to constrain the ice flow in ice sheets, AWI, Bremerhaven, Germany, 12/09/2007.
- F. Parrenin, The EDC3 age scale, seminar at Université Catholique de Louvain, December 2009.
- F. Parrenin, EDC3 and towards AICC2012, seminar at Climate and Environmental Physics, Bern, November 2011.
- F. Parrenin, The EDC3 age scale, seminar at NIPR, Tokyo, December 2011.
- F. Parrenin, D. Veres, A. Landais, L. Bazin, B. Lemieux-Dudon, H. Toye Mahamadou Kele, E. Wolff, and P. Martinerie, A common and optimized age scale for Antarctic ice cores, EGU symposium, April 2012.

1.10 Collaborations scientifiques

- Laboratoire Jean Kuntzmann (LJK) : F. X. Le Dimet, E. Blayo.
- INSA Toulouse : J. Monnier.
- Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement (LSCE) : J. Jouzel, V. Masson, A. Landais, D. Paillard.
- Laboratoire d'Etudes en Géophysique et Océanographie Spatiales (LEGOS) : F. Remy, B. Legrésy.
- British Antarctic Survey (BAS) : E. Wolff, R. Hindmarsh, C. Martin, R. Arthern.
- Université de Florence : R. Udisti, M. Severi
- Alfred Wegner Institute (AWI) : O. Eisen, D. Steinhage, P. Köhler
- Université de Cardiff : S. Barker
- National Institute of Polar Research, Tokyo (NIPR) : K. Kawamura, K. Goto-Azuma, S. Fujita
- Kazan Federal University : A. Salamatin
- Polar Research Institute of China (PRIC) : Sun Bo, Tang Xueyuan

1.11 Missions de terrain

- 11/2005-02/2006 : Forage Talos Dome, Antarctique
- 04/2006 : Mission pour l'étude de la neige au Svalbard
- 2004-2011 : Nombreuses missions de terrain pour l'étude du bilan de masse des glaciers alpins

1.12 Production scientifique

- Thèse : F. Parrenin, Datation glaciologique des forages profonds en Antarctique et modélisation conceptuelle du climat : implications pour la théorie astronomique des paléoclimats, Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier Grenoble 1, 2002.
- Publications de rang A
 1. Sarnthein, M., Kennett, J. P., Chappell, J., Crowley, T., Curry, W., Duplessy, J. C., Grootes, P., Hendy, I., Laj, C., Negendank, J., Schulz, M., Shackleton, N. J., Voelker, A., Zolitschka, B., and the other Trins workshop participants, Exploring late Pleistocene climate variations, *AGU Eos Trans*, vol. 81, No 51, pp. 625-628, 2000.
 2. Parrenin, F., J. Jouzel, C. Waelbroeck, C. Ritz and J. Barnola, Dating the vostok ice core by an inverse method., *J. Geophys. Res.*, 106(D23), 31,837-31,851, 2001.
 3. Caillon, N., J. P. Severinghaus, J.-M. Barnola, J. C. Chappellaz, J. Jouzel and F. Parrenin, Estimation of temperature change and of gas age-ice age difference, 108 kyr B.P., at Vostok, Antarctica, *J. Geophys. Res.*, 106(D23), 31,893-31,901, 2001.
 4. Jouzel, J., G. Hoffmann, F. Parrenin and C. Waelbroeck, Atmospheric oxygen 18 and sea-level changes, *Quat. Sci. Rev.*, 21(13), 307-314, 2002.
 5. O. Watanabe, J. Jouzel, S. Johnsen, F. Parrenin, H. Shoji, and N. Yoshida. Homogeneous climate variability across East Antarctica over the past three glacial cycles. *Nature*, 422, 509-512, 2003.
 6. J. Jouzel, F. Vimeux, N. Caillon, G. Delaygue, G. Hoffmann, V. Masson, and F. Parrenin. Temperature reconstruction from antarctic ice cores. *J. Geophys. Res.*, 108(D12), pp. ACL6 :1-10, 2003.

7. Frédéric Parrenin and Didier Paillard. Amplitude and phase modulation of glacial cycles from a conceptual model. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 214(1-2), pp. 243-250, 2003
8. T. Blunier, J. Schwander, J. Chappellaz, F. Parrenin and J.-M. Barnola. What was the surface temperature in central Antarctica during the last glacial maximum ?. *Earth Planet. Sci. Lett.*, vol. 218, pp. 379-388, 2004.
9. Shackleton, N. J., Fairbanks, R. G., Tzu-Chien, L., and Parrenin, F., Absolute calibration of the Greenland time scale : implications for Antarctic time scales and for $\Delta^{14}\text{C}$. *Quat. Sci. Rev.*, vol. 23, pp. 1513-1522, 2004.
10. EPICA community members, 8 glacial cycles from an Antarctic ice core. *Nature*, vol. 429, pp. 623-628, 10/06/2004.
11. Didier Paillard and Frédéric Parrenin. The Antarctic ice sheet and the triggering of deglaciations. *Earth and Planetary Science Letters*, vol. 227(3-4), pp. 263-271, 2004.
12. Parrenin, F., Rémy, F., Ritz, C., Siegert, M. J., and Jouzel, J., New modelling of the Vostok ice flow line and implication for the glaciological chronology of the Vostok ice core. *J. Geophys. Res.*, 109(D20), D20102, 2004.
13. F. Rémy and F. Parrenin, Snow accumulation and random walk : how to interpret changes of surface elevation in Antarctica ?, *Earth Planet. Sci. Lett.*, vol. 227, pp. 273-280, 2004.
14. G. Durand, J. Weiss, V. Lipenkov, C. Ritz, F. Parrenin, and P. Duval, Effect of impurities on grain growth in cold ice sheets : II. Model, *J. Geophys. Res.*, vol. 111, 2006.
15. Parrenin F., R. Hindmarsh and F. Remy, Analytical solutions for the effect of topography, accumulation rate and flow divergence on isochrone layer geometry, *J. Glaciol.*, vol. 52(177), p. 191-202, 2006.
16. EPICA community members, One-to-one coupling of glacial climate variability in Greenland and Antarctica. *Nature*, vol. 444, pp. 195-198, 09/11/2006.
17. Masson-Delmotte, V., G. Dreyfus, P. Braconnot, S. Johnsen, J. Jouzel, M. Kageyama, A. Landais, M.-F. Loutre, J. Nouet, F. Parrenin, D. Raynaud, B. Stenni, and E. Tuenter, Past temperature reconstructions from deep ice cores : relevance for future climate change. *Climate of the Past*, vol. 2, pp. 145-165, 2006.
18. Bender, M. L. ; Floch, G. ; Chappellaz, J. ; Suwa, M. ; Barnola, J.-M. ; Blunier, T. ; Dreyfus, G. ; Jouzel, J. ; Parrenin, F., Gas age-ice age differences and the chronology of the Vostok ice core, 0-100 ka, *J. Geophys. Res.*, vol. 111, D21115, doi :10.1029/2005JD006488, 2006.
19. Domine, F. ; Taillandier, A.-S., Houdier, S. ; Parrenin, F. ; Simpson, W.R. and Douglas, T.A. (2007) Interactions between snow metamorphism and climate : physical and chemical aspects, in "Physics and Chemistry of Ice", W.F. Kuhs, ed., Royal Society of Chemistry, Cambridge, UK, pp. 27-46.
20. Durand, G., Gillet-Chaulet, F., Svensson, A., Gagliardini, O., Kipfstuhl, S., Meyssonier, J., Parrenin, F., Duval, P. and Dahl-Jensen, D : Change of the ice rheology with climatic transitions - implication on ice flow modelling and dating of the EPICA Dome C core, *Climate of the Past*, 3, 155-167, 2007.
21. Parrenin, F., G. Dreyfus, G. Durand, S. Fujita, O. Gagliardini, F. Gillet, J. Jouzel, K. Kawamura, N. Lhomme, V. Masson-Delmotte, C. Ritz, J. Schwander, H. Shoji, R. Uemura, O. Watanabe, N. Yoshida : Ice flow modeling at EPICA Dome C and Dome Fuji, East Antarctica, *Clim. Past*, 3, 243-259, 2007.
22. Dreyfus, G., Parrenin, F., Lemieux-Dudon, B., G. Durand, V. Masson-Delmotte, J. Jouzel, J.-M. Barnola, L. Panno, R. Spahni, A. Tisserand, U. Siegenthaler, M. Leuenberger, Anomalous flow below 2700 m in the EPICA Dome C ice core detected using $\delta^{18}\text{O}$ of atmospheric oxygen measurements, *Clim. Past*, 3, 341-353, 2007.
23. Severi, M. ; Castellano, E. ; Morganti, A. ; Udisti, R. ; Ruth, U. ; Fischer, H. ; Huybrechts, P. ; Wolff, E. ; Parrenin, F. ; Kaufmann, P. ; Lambert, F. & Steffensen, J. (2007), 'Synchronisation of the EDML1 and EDC3 timescales for the last 52 kyr by volcanic signature matching', *Climate of the Past* 3, 367-374.
24. Ruth, U. ; Barnola, J. ; Beer, J. ; Bigler, M. ; Blunier, T. ; Castellano, E. ; Fischer, H. ; Fundel, F. ; Huybrechts, P. ; Kaufmann, P. ; Kipfstuhl, S. ; Lambrecht, A. ; Morganti, A. ; Oerter, H. ; Parrenin, F. ; Rybak, O. ; Severi, M. ; Udisti, R. ; Wilhelms, F. & Wolff, E. (2007), 'EDML1 :

- A chronology for the EDML ice core, Antarctica, over the last 150 000 years', *Clim. Past* 3, 475-484.
25. Jouzel, J. ; Masson-Delmotte, V. ; Cattani, O. ; Dreyfus, G. ; Falourd, S. ; Hoffmann, G. ; Minster, B. ; Nouet, J. ; Barnola, J. M. ; Chappellaz, J. ; Fischer, H. ; Gallet, J. C. ; Johnsen, S. ; Leuenberger, M. ; Loulergue, L. ; Luethi, D. ; Oerter, H. ; Parrenin, F. ; Raisbeck, G. ; Raynaud, D. ; Schilt, A. ; Schwander, J. ; Selmo, E. ; Souchez, R. ; Spahni, R. ; Stauffer, B. ; Steffensen, J. P. ; Stenni, B. ; Stocker, T. F. ; Tison, J. L. ; Werner, M. & Wolff, E. W. (2007), 'Orbital and Millennial Antarctic Climate Variability over the Past 800,000 Years', *Science* 317(5839), 793-796.
 26. Parrenin, F. ; Barnola, J. ; Beer, J. ; Blunier, T. ; Castellano, E. ; Chappellaz, J. ; Dreyfus, G. ; Fischer, H. ; Fujita, S. ; Jouzel, J. ; Kawamura, K. ; Lemieux-Dudon, B. ; Loulergue, L. ; Masson-Delmotte, V. ; Narcisi, B. ; Petit, J. ; Raisbeck, G. ; Raynaud, D. ; Ruth, U. ; Schwander, J. ; Severi, M. ; Spahni, R. ; Steffensen, J. P. ; Svensson, A. ; Udisti, R. ; Waelbroeck, C. & Wolff, E. (2007), 'The EDC3 agescale for the EPICA Dome C ice core', *Clim. Past* 3, 485-497.
 27. Kawamura, K. ; Parrenin, F. ; Uemura, R. ; Vimeux, F. ; Severinghaus, J. P. ; Matsumoto, K. ; Nakata, H. ; Nakazawa, T. ; Aoki, S. ; Jouzel, J. ; Fujii, Y. & Watanabe, O. (2007), 'Northern Hemisphere forcing of climatic cycles over the past 360,000 years implied by absolute dating of Antarctic ice cores', *Nature* 448, 912-917.
 28. Loulergue, L. ; Parrenin, F. ; Blunier, T. ; Barnola, J. ; Spahni, R. ; Schilt, A. ; Raisbeck, G. & Chappellaz, J. (2007), 'New constraints on the gas age-ice age difference along the EPICA ice cores, 0-50 kyr', *Climate of the Past* 3(3), 527-540.
 29. Parrenin, F. & Hindmarsh, R. (2007), 'Influence of a non-uniform velocity field on isochrone geometry along a steady flowline of an ice sheet', *J. Glaciol.* 53(183), 612-622.
 30. Waelbroeck, C. ; Franck, N. ; Jouzel, J. ; Parrenin, F. ; Masson-Delmotte, V. & Genty, D. (2008), 'Transferring absolute dating of the Last Interglacial sea level high stand to marine and ice core records', *Earth Planet. Sci. Lett.* 265, 183-194.
 31. Svensson, A. ; Andersen, K. K. ; Bigler, M. ; Clausen, H. B. ; Dahl-Jensen, D. ; Davies, S. M. ; Johnsen, S. J. ; Muscheler, R. ; Parrenin, F. ; Rasmussen, S. O. ; Röthlisberger, R. ; Seierstad, I. ; Steffensen, J. P. & Vinther, B. M. (2008), 'A 60 000 year Greenland stratigraphic ice core chronology', *Climate of the Past* 4(1), 47-57.
 32. Dreyfus, G.B. ; Raisbeck, G.M. ; Parrenin, F. ; Jouzel, J. ; Guyodo, Y. ; Nomade, S. ; Mazaud, A. (2008), 'An ice core perspective on the age of the Matuyama-Brunhes boundary', *Earth Planet. Sci. Lett.* 274, 151-156.
 33. Hindmarsh, R.C.A. ; Gwendolyn, J.-M.C. ; Parrenin, F., A large scale numerical model for computing isochrone geometry, *Annals of Glaciology* 50(51), 2009.
 34. Lemieux-Dudon, B. ; Blayo, E. ; Petit, J.-R. ; Waelbroeck, C. ;Svensson, A. ; Ritz, C. ; Barnola, J.-M. ; Narcisi, B.M. ; Parrenin, F., Consistent dating for Antarctic and Greenland ice cores, *Quat. Sci. Rev.* 29(1-2), 2010.
 35. Lemieux-Dudon, Bénédicte ; Parrenin, Frédéric ; Blayo, Eric, 'A probabilistic method to construct a common and optimal chronology for an ice core', in *Physics of Ice Core Records*.
 36. K. Pol, V. Masson-Delmotte, S. Johnsen, M. Bigler, O. Cattani, G. Durand, S. Falourd, J. Jouzel, B. Minster, F. Parrenin, C. Ritz, H.C. Steen-Larsen, B. Stenni, New MIS 19 EPICA Dome C high resolution deuterium data : Hints for a problematic preservation of climate variability at sub-millennial scale in the "oldest ice", *Earth Planet. Sci. Lett.* 298, p. 95-103, 2010.
 37. B. Stenni, D. Buiron, M. Frezzotti, S. Albani, C. Barbante, E. Bard, J. M. Barnola, M. Baroni, M. Baumgartner, M. Bonazza, E. Capron, E. Castellano, J. Chappellaz, B. Delmonte, S. Falourd, L. Genoni, P. Iacumin, J. Jouzel, S. Kipfstuhl, A. Landais, B. Lemieux-Dudon, V. Maggi, V. Masson-Delmotte, C. Mazzola, B. Minster, M. Montagnat, R. Mulvaney, B. Narcisi, H. Oerter, F. Parrenin, J. R. Petit, C. Ritz, C. Scarchilli, A. Schilt, S. Schüpbach, J. Schwander, E. Selmo, M. Severi, T. F. Stocker and R. Udisti, 'Unified Antarctic and Greenland climate seesaw during the last deglaciation', *Nature Geosciences*, 4, p. 46-49, 2011.
 38. D. Buiron, J. Chappellaz, B. Stenni, M. Frezzotti, M. Baumgartner, E. Capron, A. Landais, B. Lemieux-Dudon, V. Masson-Delmotte, M. Montagnat, F. Parrenin, and A. Schilt, TALDICE-1 age scale of the Talos Dome deep ice core, East Antarctica, *Clim. Past*, 7, p. 1-16, 2011.

39. S. Barker, G. Knorr, R. L. Edwards, F. Parrenin, A. E. Putnam, L. C. Skinner, E. Wolff and M. Ziegler, 800,000 years of abrupt climate variability, *Science*, Vol. 334, no. 6054, pp. 347-351.
40. Parrenin, F. ; Petit, J.-R. ; Masson-Delmotte, V. ; Basile, I. ; Jouzel, J. ; Lipenkov, V. ; Rasmussen, S. ; Schwander, J. ; Severi, M. ; Udisti, R. ; Veres, D. ; Vinther, B. & Wolff, E., 'Volcanic synchronisation between the EPICA Dome C and Vostok ice cores (Antarctica) 0-145 kyr BP', *Clim. Past*, 8, 1031-1045, 2012.
41. D. Buiron, B. Stenni, J. Chappellaz, A. Landais, M. Baumgartner, M. Bonazza, E. Capron, M. Frezzotti, M. Kageyama, B. Lemieux-Dudon, V. Masson-Delmotte, F. Parrenin, A. Schilt, E. Selmo, M. Severi, D. Swingedouw, R. Udisti, 'Regional imprints of millennial variability during the MIS 3 period around Antarctica', *Quat. Sci. Rev.* 48, 99-112, 2012.
42. Parrenin, F. ; Barker, S. ; Blunier, T. ; Chappellaz, J. ; Masson-Delmotte, V. ; Jouzel, J. ; Landais, A. ; Schwander, J. & Veres, D., 'On the gas-ice depth difference (Δ depth) at EPICA Dome C', *Clim. Past*, 8, 1239-1255, 2012.
43. Parrenin, F. & Paillard, D., 'Terminations VI and VIII (\sim 530 and \sim 720 kyr BP) tell us the importance of obliquity and precession in the triggering of deglaciations', *Clim. Past*, 8, 2031-2037, 2012.
44. Parrenin, F. V. Masson-Delmotte, P. Köhler, D. Raynaud, D. Paillard, J. Schwander, C. Barbante, A. Landais, A. Wegner and J. Jouzel, 'Synchronous change of atmospheric CO₂ and Antarctic temperature during the last deglacial warming', *Science*, accepted, 2013.
45. Svensson, A., Bigler, M., Blunier, T., Clausen, H. B., Dahl-Jensen, D., Fischer, H., Fujita, S., Goto-Azuma, K., Johnsen, S. J., Kawamura, K., Kipfstuhl, S., Kohno, M., Parrenin, F., Popp, T., Rasmussen, S. O., Schwander, J., Seierstad, I., Severi, M., Steffensen, J. P., Udisti, R., Uemura, R., Vallelonga, P., Vinther, B. M., Wegner, A., Wilhelms, F., and Winstrup, M. : Direct linking of Greenland and Antarctic ice cores at the Toba eruption (74 ka BP), *Clim. Past*, 9, 749-766, doi :10.5194/cp-9-749-2013, 2013.
46. Capron, E., Landais, A., Buiron, D., Cauquoin, A., Chappellaz, J., Debret, M., Jouzel, J., Leuenberger, M., Martinerie, P., Masson-Delmotte, V., Mulvaney, R., Parrenin, F., and Prié, F. : Glacial–interglacial dynamics of Antarctic firn columns : comparison between simulations and ice core air- $\delta^{15}\text{N}$ measurements, *Clim. Past*, 9, 983-999, doi :10.5194/cp-9-983-2013, 2013.

Chapitre 2

Introduction

2.1 Prédire les changements climatiques

Nos sociétés sont très dépendantes du climat dans lequel elles évoluent. Le climat va en effet modifier la faune et la flore naturelles présentes sur les continents et dans les océans (qui sont des ressources), conditionner l'agriculture (via le gel des sols, les températures, les précipitations et l'apport terrestre d'eau), modifier l'étendue des terres émergées (via le niveau des mers) et des terres arables (via en plus le gel des sols), altérer les constructions (via les tornades, les pluies diluviennes, le gel, le dégel du permafrost...), perturber les activités de plein air (tourisme, construction, agriculture, pêche, certaines industries, déplacements), influencer certaines ressources d'énergie renouvelables (solaire, éolien), conditionner les ressources en eau (pour des utilisations domestiques, agricoles ou industrielles), modifier l'étendue des glaciers et neiges saisonnières (qui sont un objet touristique et une ressource en eau) et il aura impact sur les épidémies. Tous ces facteurs peuvent jouer sur les équilibres politico-économiques du monde. Il est donc primordial de pouvoir prédire l'évolution future du climat.

Le climat se réchauffe depuis le début de l'ère industrielle. Plusieurs indicateurs le prouvent sans doute possible. Ainsi la température moyenne à la surface du globe (Figure 2.1) a augmenté de $0,74^{\circ}\text{C}\pm 0,18^{\circ}\text{C}$ sur la période 1906-2005 [?]. On note également [?] :

- un réchauffement des océans depuis 1955, qui représente 80% du changement de contenu en énergie du système climatique;
- une décroissance de la couverture neigeuse, en particulier au printemps;
- une décroissance de la banquise arctique de $2.7\pm 0.6\%$ par décennie depuis 1978;
- une décroissance de la calotte Groenlandaise dans ses parties côtières qui n'est pas entièrement compensée par un accroissement dans les parties centrales, et ce sur la période 1993-2003. De même, la fonte de régions côtières en Antarctique de l'Ouest ne semble que partiellement compensée par l'augmentation de précipitations dans les régions centrales de l'Antarctique de l'Est;
- une augmentation du niveau des océans de 1.8 ± 0.5 mm/an sur la période 1961-2003 (données marégraphes) et de 3.1 ± 0.7 mm/an sur la période 1993-2003 (données du satellite TOPEX/Poseidon);
- une décroissance de 7% de la surface des sols gelés durant la seconde moitié du XXème siècle, avec une décroissance au printemps encore plus significative (15%);

L'essentiel de ce réchauffement global est, d'après le Groupement Intergouvernemental pour l'Étude du Climat (GIEC), très probablement causé par l'augmentation des concentrations atmosphériques en gaz à effet de serre que sont le dioxyde de carbone (CO_2), le méthane (CH_4) et le protoxyde d'azote (N_2O), comme l'on peut le voir sur la figure 2.2. Cependant certains scientifiques appelés *climato-sceptiques* contestent le rôle des gaz à effet de serre dans le réchauffement observé. Notons que le réchauffement climatique n'est pas le seul problème induit par l'augmentation de la concentration de CO_2 atmosphérique. L'acidification des océans en est une autre conséquence. Notons également que les gaz à effet de serre ne sont pas les seules causes anthropiques de variations climatiques. La modification des sols ou encore les rejets d'aérosols dans l'atmosphère sont d'autres causes.

Dans ce contexte climatique, les calottes polaires sont :

- un indicateur** des changements climatiques présents et passés, avec par exemple une perte de masse du Groenland qui est symptomatique du réchauffement actuel;
- un acteur** du système climatique qui influence, entre autre, le niveau des mers et la circulation des océans;

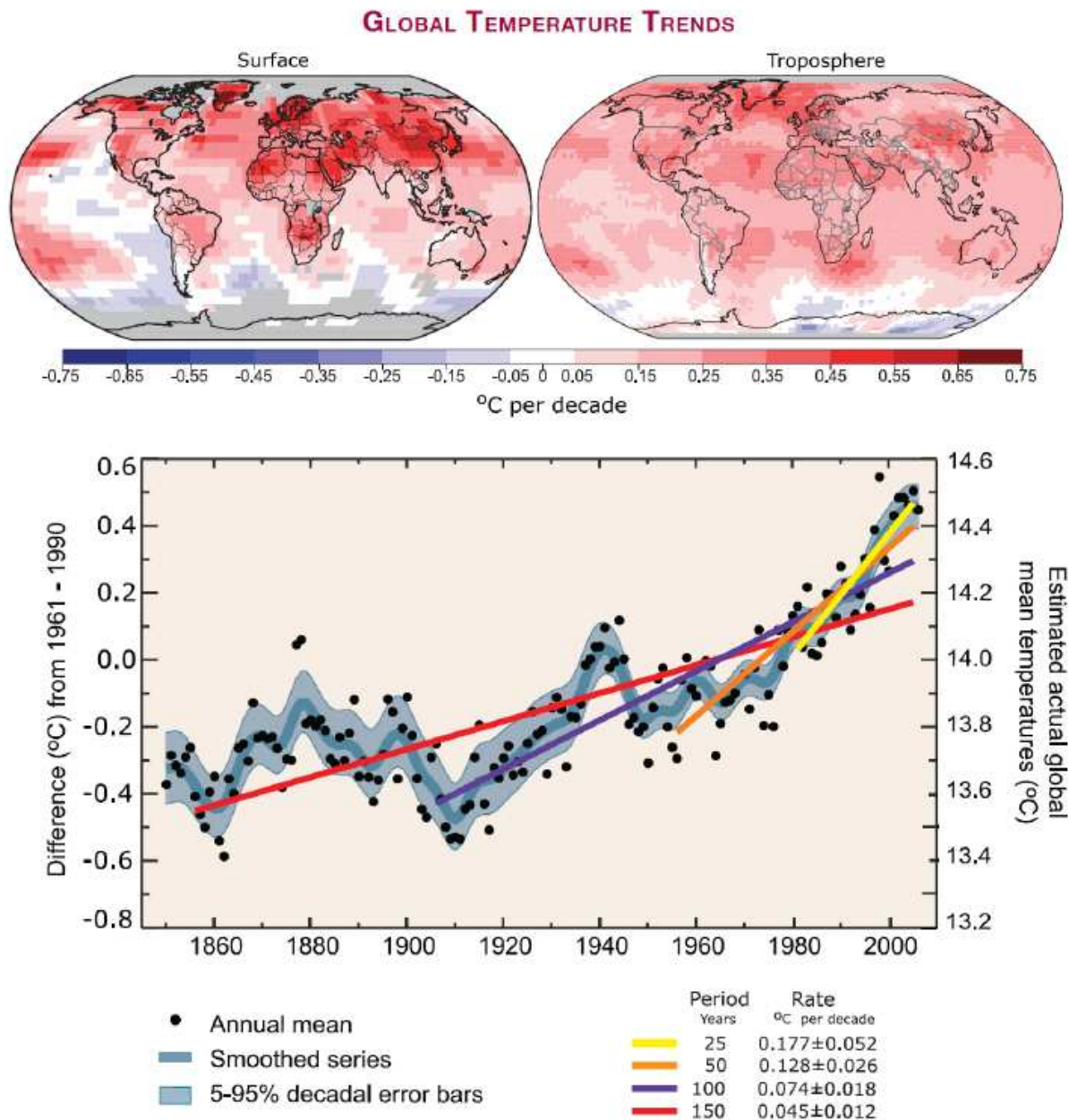


FIGURE 2.1 – (En haut) Répartition des tendances de la température globale pour la période 1979-2005 estimée à la surface (à gauche) et pour la troposphère (à droite) à partir d'enregistrements satellitaires. La couleur grise indique des zones avec des données incomplètes. (En bas) Température moyenne globale annuelle (points noirs) avec des régressions linéaires aux données. Les tendances linéaires sont montrées pour les derniers 25 (jaune), 50 (orange), 100 (magenta) et 150 ans (rouge). L'augmentation de température de la période 1850 à 1899 à la période 2001 à 2005 est $0,76^{\circ}\text{C}\pm 0,19^{\circ}\text{C}$. Extrait de [?].

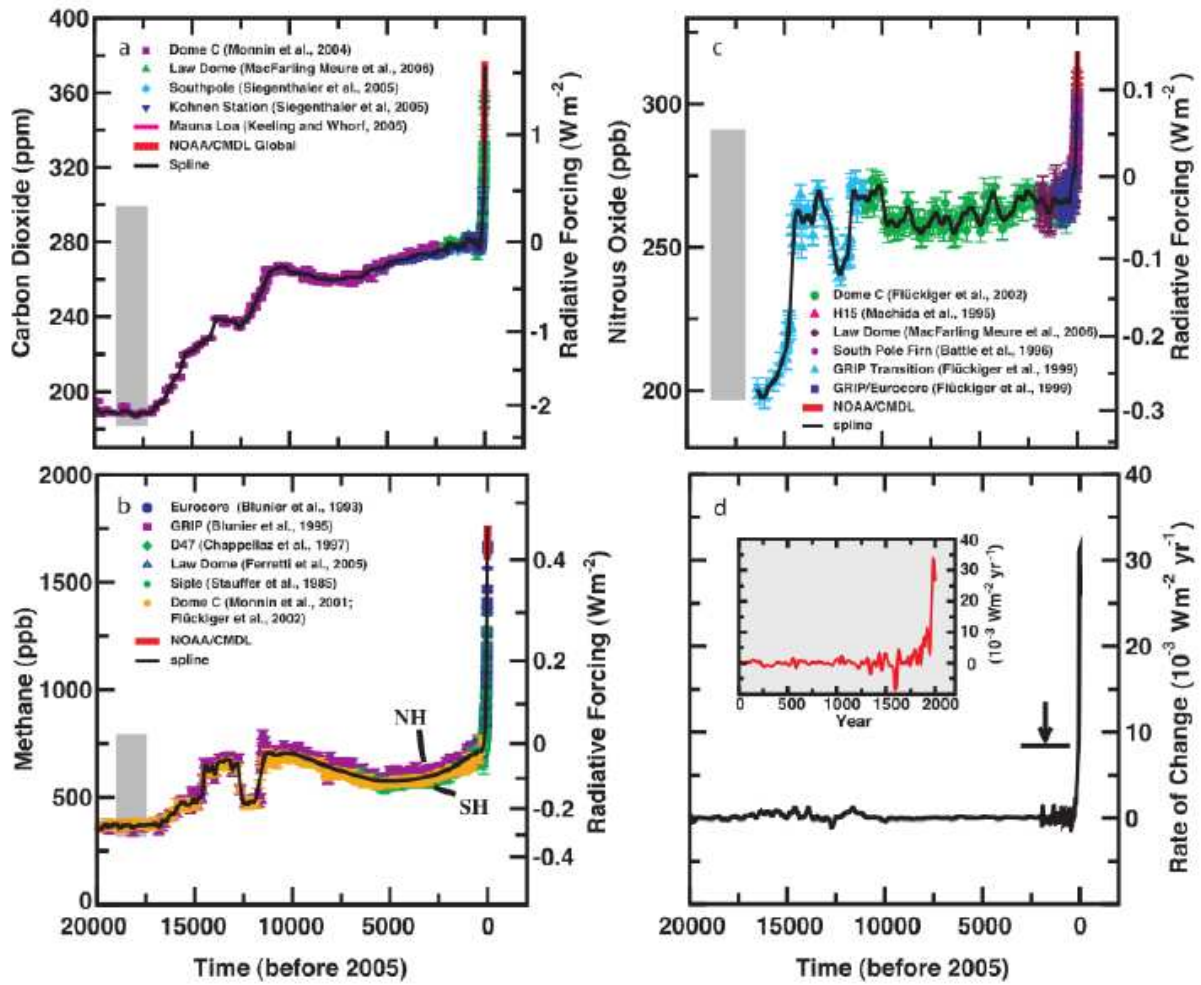


FIGURE 2.2 – Concentrations atmosphériques et forçage radiatif en a) CO_2 , b) CH_4 , c) N_2O et d) le taux de changement de leur forçage radiatif combiné pour les derniers 20 000 ans. Les concentrations en gaz à effet de serre sont reconstruites à partir de l'air emprisonné dans les calottes polaires et à partir de mesures directes. Extrait de [?].

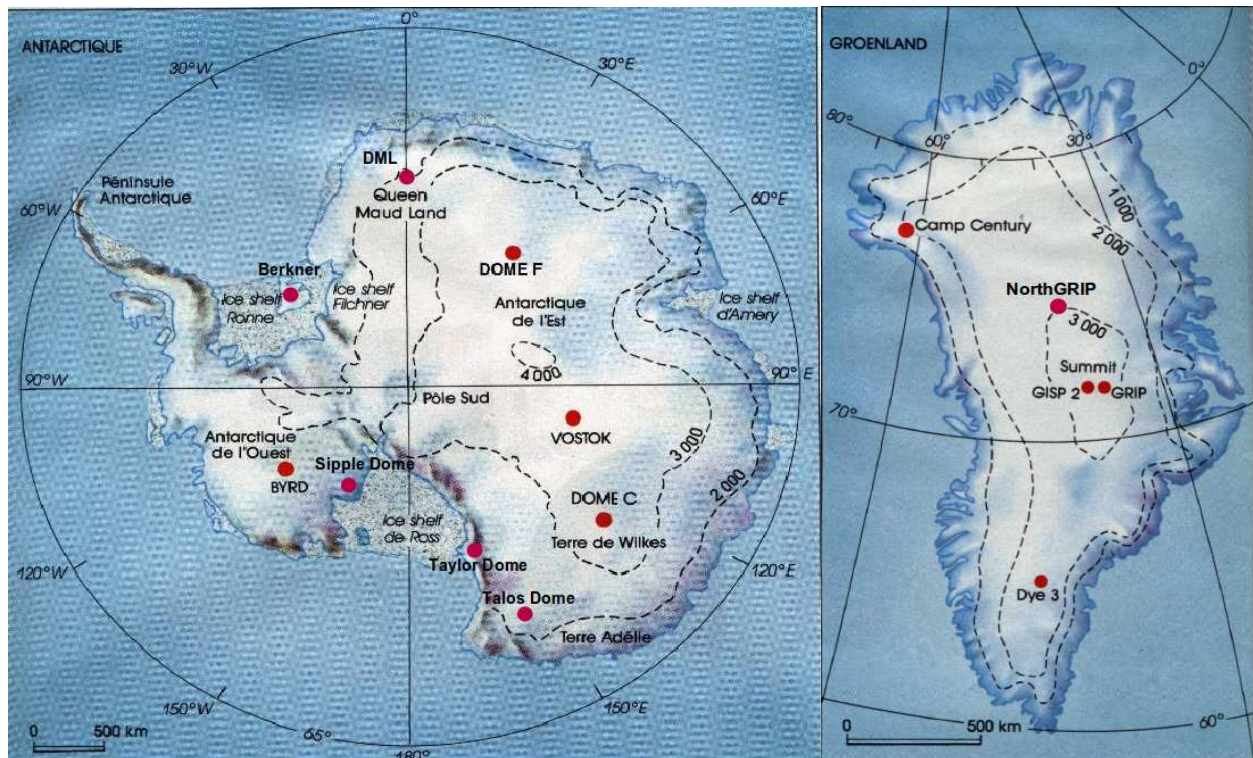


FIGURE 2.3 – Cartes des forages polaires profonds réalisés en Antarctique et au Groenland qui permettent de reconstruire les climats du passé sur plusieurs centaines de milliers d’années.

une **archive** qui permet de remonter aux conditions climatiques et environnementales sur plusieurs centaines de milliers d’années, notamment aux températures au-dessus des calottes polaires et aux concentrations atmosphériques de gaz à effet de serre ; c’est à cet aspect là que nous nous sommes le plus intéressés dans ce travail.

2.2 La paléoclimatologie

La paléoclimatologie est l’étude des climats passés. Elle peut être faite à partir de modélisation numérique des processus physiques dans des conditions passées ou à partir d’archives que la Terre a conservées naturellement des climats passés, notamment la glace des calottes polaires (Figure 2.3). La paléoclimatologie a plusieurs intérêts :

contextualiser les observations actuelles permet par exemple d’identifier si les augmentations de gaz à effet de serre et de température associée sont extraordinaires. Une augmentation extraordinaire sera associée à une action anthropique avec une très grande probabilité. Ainsi, le GIEC a déterminé que la dernière cinquantaine d’années était *très probablement* la plus chaude des 500 dernières années et *probablement* la plus chaude des 1300 dernières années (Figure 2.4). Le réchauffement climatique actuel s’inscrit dans une période climatique stable qui a prévalu lors des derniers 10 000 ans (Figure 2.5), appelée Holocène, qui contraste avec l’instabilité qui a prévalu durant les périodes glaciaires et durant les transitions entre glaciaires et interglaciaires. Quant aux concentrations en gaz à effet de serre, leurs valeurs actuelles excèdent largement les valeurs des 650 000 dernières années telles que reconstruites à partir de l’air piégé dans les calottes polaires (Figure 2.5). Nous décrirons dans ce manuscrit la méthodologie utilisée pour construire l’échelle d’âge des archives glaciaires, aussi bien pour la glace que pour les bulles de gaz (Chapitre 4).

identifier des processus climatiques Le climat est un système complexe, qui implique des échelles de temps et d’espace très variées. Il est donc impossible de réaliser des expériences climatiques choisies. Cependant, la Terre a conservé de nombreuses traces des variations climatiques passées et on peut utiliser ces expériences passées pour mieux comprendre le fonctionnement du système climatique.

Ainsi, on observe une étroite corrélation entre concentrations en CO_2 et CH_4 , température Antar-

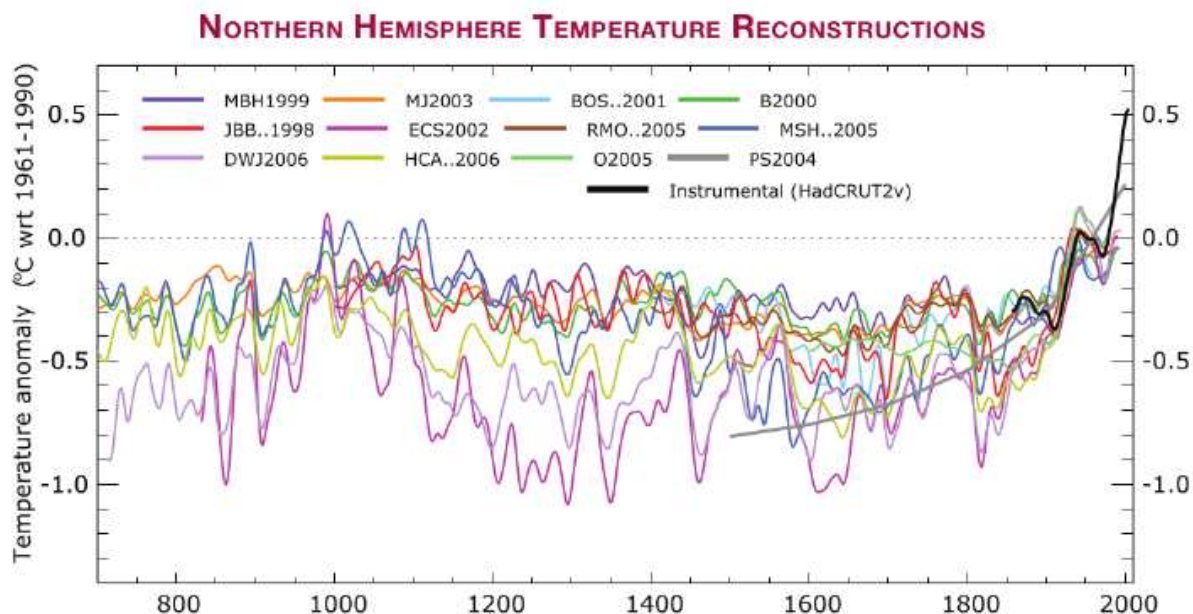


FIGURE 2.4 – Enregistrements des variations de température de l’hémisphère Nord durant les derniers 1300 ans avec 12 reconstructions utilisant des archives climatiques multiples (en couleur) et une reconstruction basée sur des mesures directes (en noir). Notons que les carottes de glace du Groenland et de l’Antarctique sont utilisées dans les reconstructions de température. Extrait de [?].

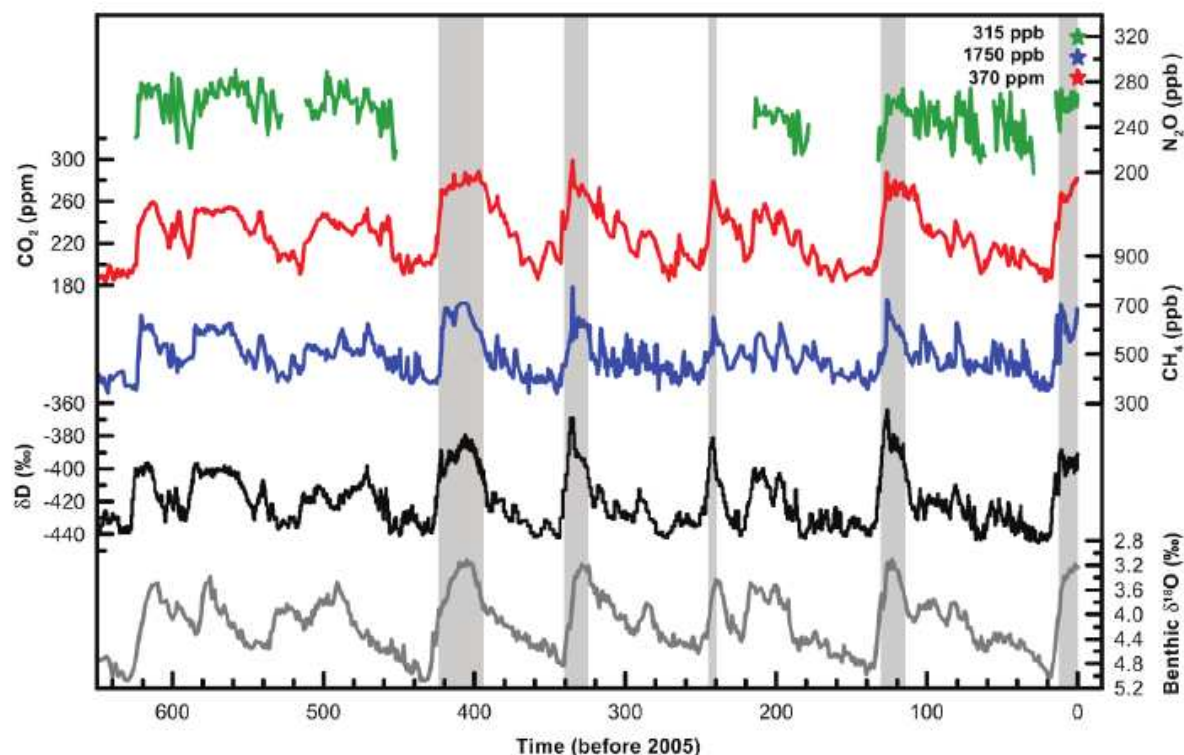


FIGURE 2.5 – Du haut en bas : variations de l’oxygène 18 ($\delta^{18}\text{O}$) des foraminifères benthiques, un indicateur du niveau des mers, variations du deutérium (δD) dans la glace Antarctique, qui est un indicateur de la température locale, et les concentrations atmosphériques en gaz à effet de serre que sont le dioxyde de carbone (CO_2), le méthane (CH_4) et l’oxyde nitreux (N_2O) dans l’air piégé dans les calottes polaires et issu de mesures atmosphériques récentes. Les données couvrent 650 000 ans et les bandes grises indiquent les périodes interglaciaires. Extrait de [?].

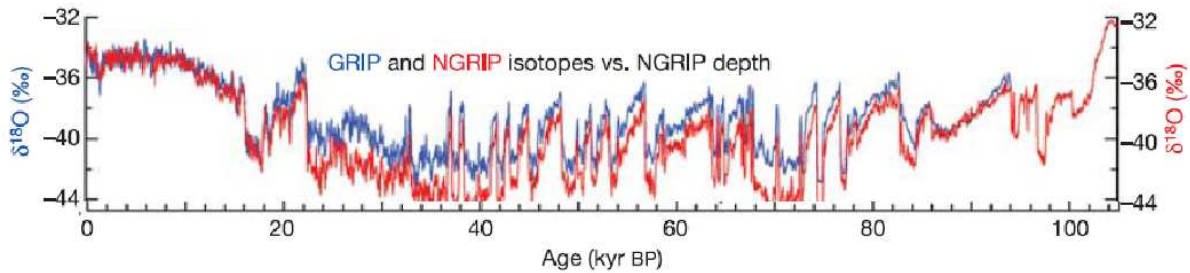


FIGURE 2.6 – Composition en oxygène 18 de la glace mesurée le long des forages GRIP et NorthGRIP, qui est un indicateur de la température locale. Extrait de [?].

tique et niveau des mers au cours des 650 000 dernières années (Figure 2.5). Cependant corrélation ne signifie pas causalité. Un indice supplémentaire provient du décalage temporel entre ces différents indicateurs, un effet ne pouvant être antérieur à une cause. Ainsi, [?] ont estimé qu’au démarrage de la dernière déglaciation, il y a environ 18 000 ans, l’augmentation de température Antarctique avait précédé l’augmentation de CO_2 d’environ 800 ans (Figure 2.7) et, selon eux, le CO_2 ne pouvait pas être l’initiateur de la déglaciation, mais tout au plus un amplificateur. Mais ce problème du décalage CO_2 / température Antarctique n’est pas simple car, dans une carotte de glace, il y a un décalage en profondeur (appelé Δ profondeur) entre signaux gaz et signaux glace d’un âge donné. Nous verrons dans le chapitre 6 que nous avons remis en cause les évaluations précédentes du Δ profondeur et le déphasage CO_2 / température Antarctique associé.

La cause ultime de ces changements climatiques aux échelles de temps des cycles glaciaire-interglaciaire semble être les variations d’orbite de la Terre (Figure 2.8). En effet, [?] ont montré que l’on retrouvait dans les variations climatiques des périodes de 19 000, 23 000 et 41 000 ans (Figure 2.9) dont on sait qu’elles correspondent aux variations de précession et d’obliquité de l’orbite terrestre (Figure 2.9). Le lien entre variations d’orbite terrestre et variations climatiques est cependant complexe car, alors que les variations d’orbites sont principalement une combinaison linéaire de variations sinusoïdales avec des périodes de 41 000 et 23 000 ans (avec une modulation à 100 000 ans pour cette dernière), les cycles glaciaire-interglaciaire ont une période d’environ 100 000 ans et sont dissymétriques avec des glaciations lentes et des déglaciations rapides (Figure 2.9). La réponse climatique est donc non-linéaire. J’ai pu proposer un modèle conceptuel simple permettant d’expliquer les principales variations du niveau des mers du dernier million d’années à partir des variations d’insolation, et aussi le déphasage variable entre insolation et climat lors des différentes déglaciations [?, ?]. Au-delà du dernier million d’années, on observe à partir des forages marins que la fréquence principale de variations du climat est 41 000 ans (Figure 2.10). Le forage polaire actuel remontant à la plus longue période est celui d’EPICA Dome C avec un âge de 800 000 ans et ne permet donc pas de remonter à ce *monde du 41 000 ans*. Nous n’avons donc que des contraintes très faibles sur les variations de concentrations en gaz à effet de serre. Je propose en perspectives une méthodologie pour déterminer des sites de glace ancienne à partir des sondages radar effectués par avion.

Aux échelles de temps millénaires, les carottes extraites au Groenland ont permis de mettre en évidence des variations abruptes et de grande ampleur ($\sim 20^\circ\text{C}$) du climat groenlandais, les événements de Dansgaard-Oeschger, qui ont marqué les périodes glaciaires (Figure 2.6). Des variations similaires ont été retrouvées à de nombreux endroits de l’hémisphère Nord, bien que l’on ne sache souvent pas caractériser leur amplitude. Cette découverte a illustré combien le système climatique est complexe et instable, ce qui incite à la prudence quant aux perturbations auxquelles nous pouvons le soumettre. Ces événements de Dansgaard-Oeschger demeurent mystérieux à bien des égards. Leur fréquence ne répond à aucune logique triviale. Des hypothèses physiques pour les expliquer résident dans le comportement oscillatoire de l’océan ou des calottes polaires mais aucune théorie n’est communément admise. Je propose en perspective d’étudier ces événements par l’analyse de données et la construction de modèles conceptuels.

Fournir des tests pour les modèles climatiques Les données paléoclimatiques fournissent des tests pour les modèles de climat, ces modèles étant utilisés pour prédire l’évolution future du climat. Même si les conditions passées ne couvrent pas toutes les conditions futures, il y a une intersection non nulle entre ces deux jeux d’expériences et l’on peut donc considérablement améliorer les

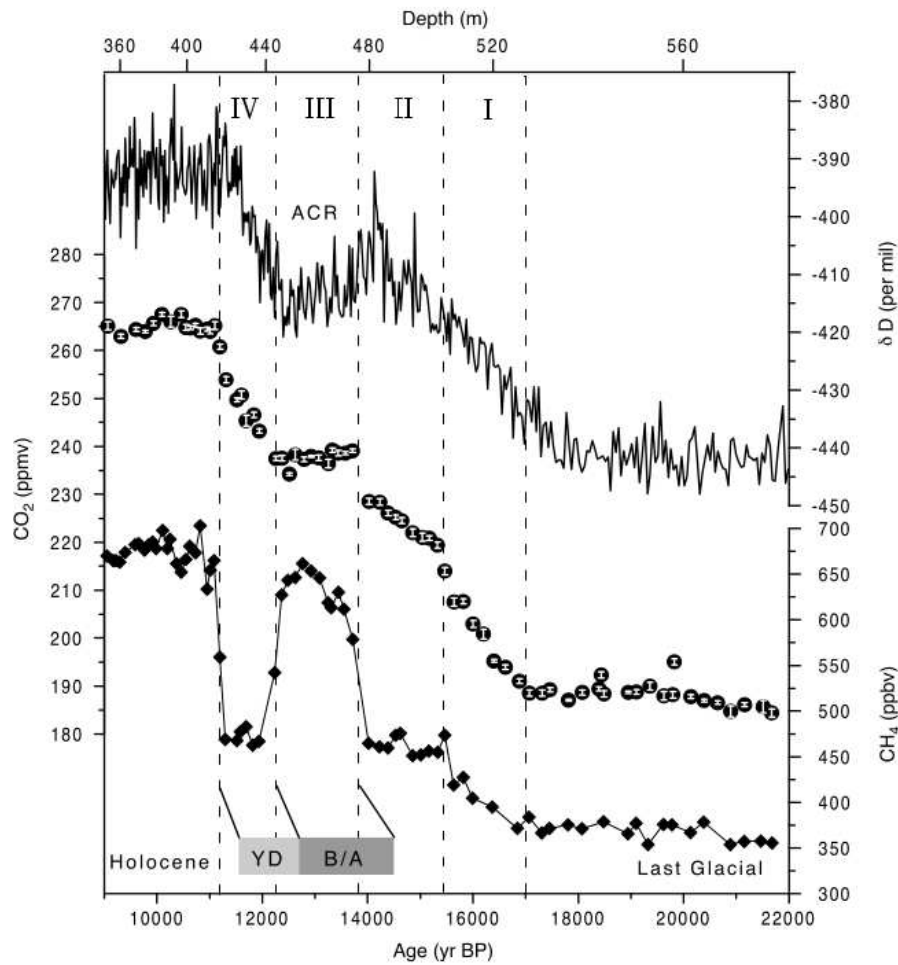


FIGURE 2.7 – Différents indicateurs climatiques mesurés sur la carotte d'EPICA Dome C pour la dernière déglaciation. Du haut en bas : composition en deutérium, un indicateur de la température locale, concentration atmosphérique en CO₂ et concentration atmosphérique en CH₄. Le début de l'augmentation de température apparaît précéder de 800 ans le début de l'augmentation de CO₂. Extrait de [?].

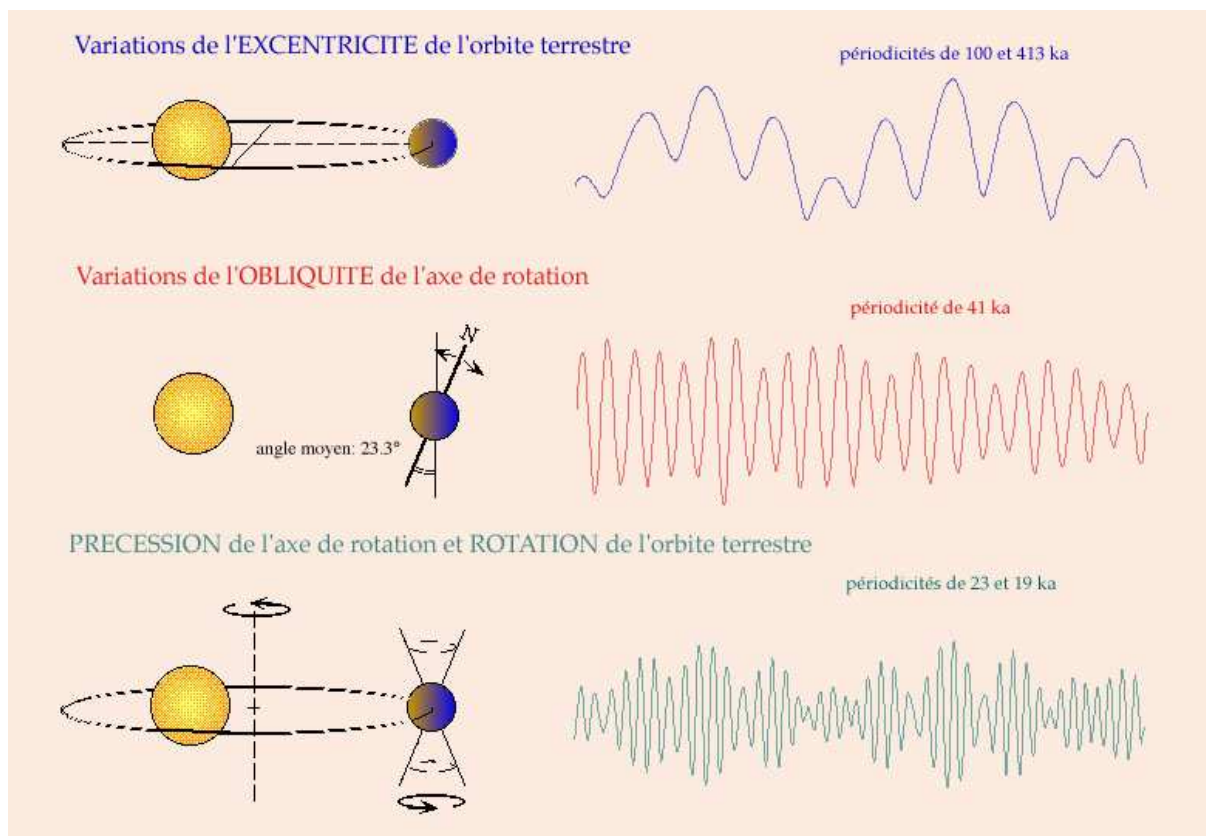


FIGURE 2.8 – Paramètres orbitaux de la Terre et leurs variations au cours du dernier million d’année. Extrait de [?].

prédictions des modèles en les faisant simuler des données paléoclimatiques (Figure 2.11). Au cours de mon travail, j’ai ainsi pu mieux contraindre les variations de température et d’accumulation au-dessus de l’Antarctique au cours des derniers 800 000 ans (Chapitres 4 et 7).

2.3 L’écoulement de la glace des calottes polaires

La glace des calottes polaires provient des précipitations neigeuses qui ont lieu sur sa surface et s’écoule lentement vers les bords par gravité, la glace étant un fluide fortement visqueux. D’après le rapport du GIEC, les calottes polaires diminuent de volume à cause de deux effets : une diminution du bilan de masse de surface (pour le Groenland) et une augmentation des vitesses d’écoulement vers les marges. On observe en effet une accélération d’un grand nombre de glaciers au Groenland et de certains glaciers émissaires en Antarctique, notamment celui de la région de Pine Island (Figure 2.12). Pour prédire l’évolution de ce deuxième effet, appelé effet dynamique, il est nécessaire de développer des modèles numériques de la mécanique de l’écoulement.

Mais certains aspects de ces modèles d’écoulement sont mal contraints, comme la loi de frottement/glisement sur le socle rocheux ou la loi de comportement de la glace. En effet, la glace des calottes polaires a des vitesses de déformation et des contraintes déviatoires très faibles et peut donc être considérée comme un fluide visqueux. Mais c’est un fluide particulier car il est constitué de l’assemblage de cristaux dont l’anisotropie est une des plus marquée des cristaux naturels. Il convient donc de connaître la distribution des orientations cristallines si l’on veut connaître la loi de comportement de ce fluide. De plus, les expériences en laboratoire ne permettent pas de reproduire les conditions de déformation des calottes polaires (contraintes très importantes, déformation très lente). Certains paramètres des modèles numériques doivent donc inévitablement être ajustés.

Les données sur l’âge de la glace apportent justement une contrainte sur le champ de vitesse, bien que cette information soit intégrée dans le temps. Au cours de ce travail, j’ai pu apporter des contraintes sur le champ de vitesse au voisinage des sites de forage (Chapitre 4). Je propose par ailleurs une méthodologie pour extraire les champs de vitesse stationnaires à partir des isochrones, c’est-à-dire des surfaces d’un

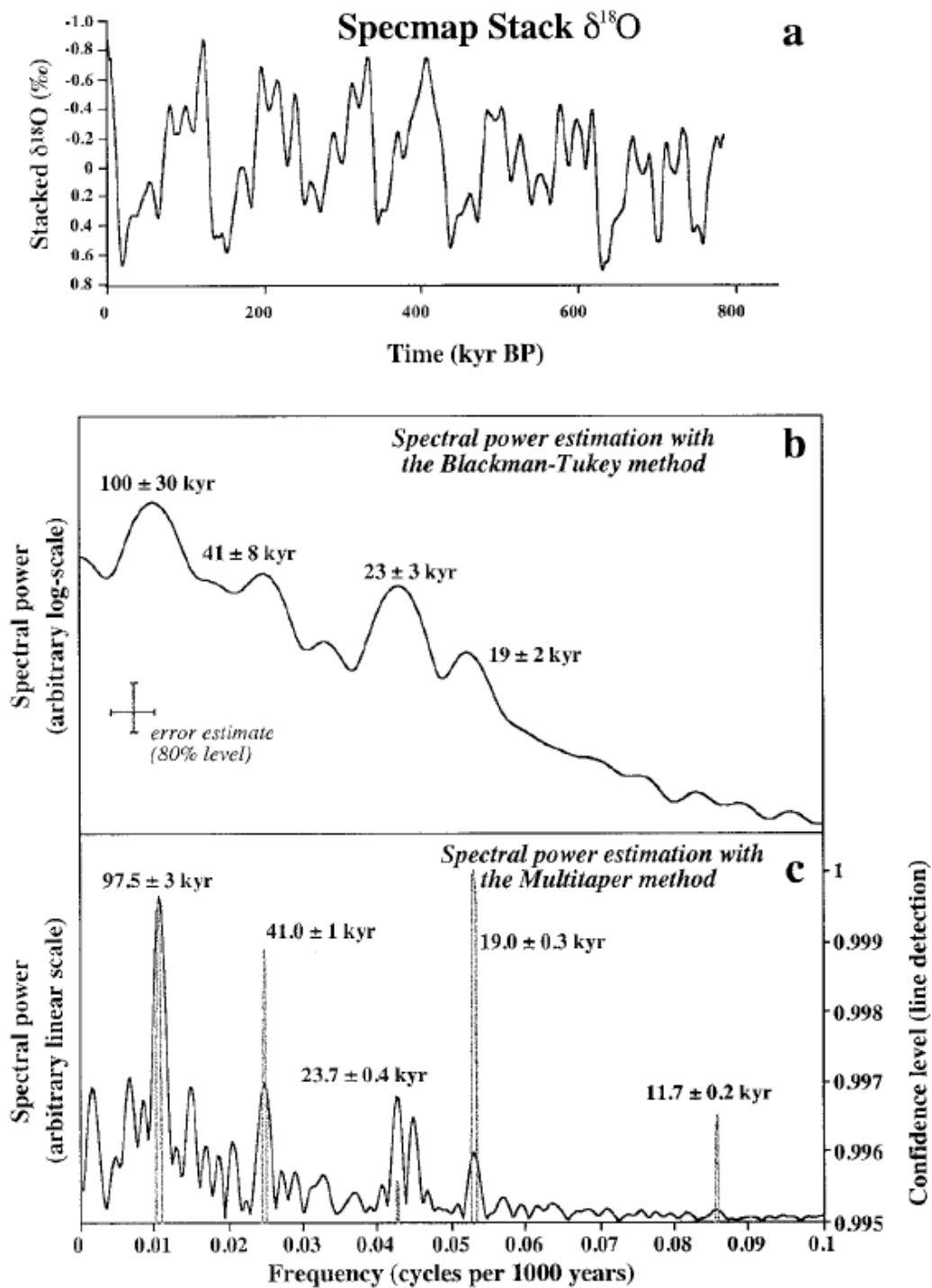


FIGURE 2.9 – (a) Enregistrement en oxygène 18 des foraminifères benthiques [?]. (b) Analyse spectrale de SPECMAP en utilisant la méthode standard de Blackman-Tukey. (c) Même analyse avec la méthode multitaper. Dans les figures (b) et (c), les fréquences astronomiques sont clairement visibles. Extrait de [?].

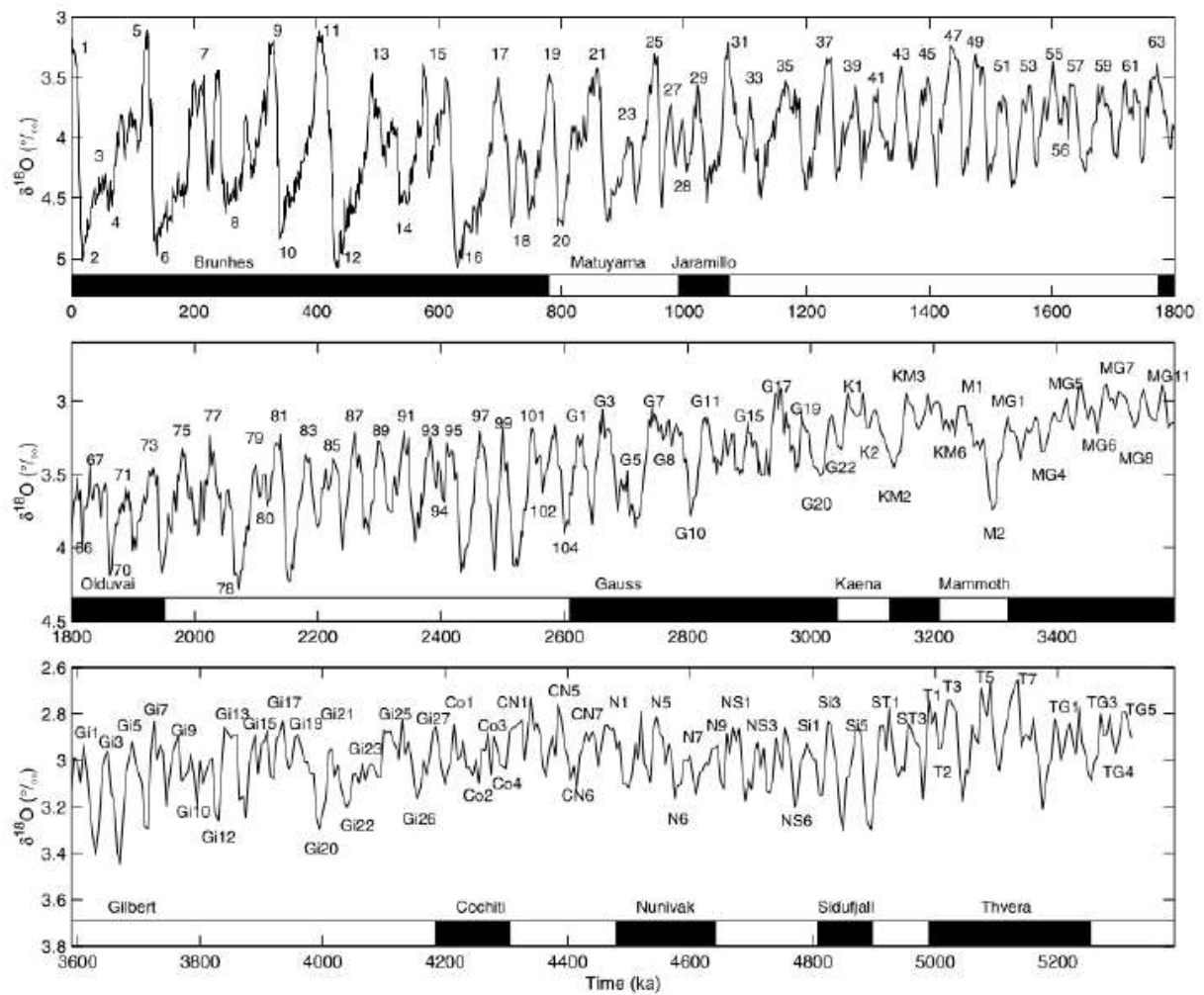


FIGURE 2.10 – La courbe de l’oxygène 18 benthique LR04 construite à partir de la corrélation de 57 enregistrements individuellement globalement répartis dans les océans. Les chiffres indiquent les Stades Isotopiques Marins (SIM). Extrait de [?].

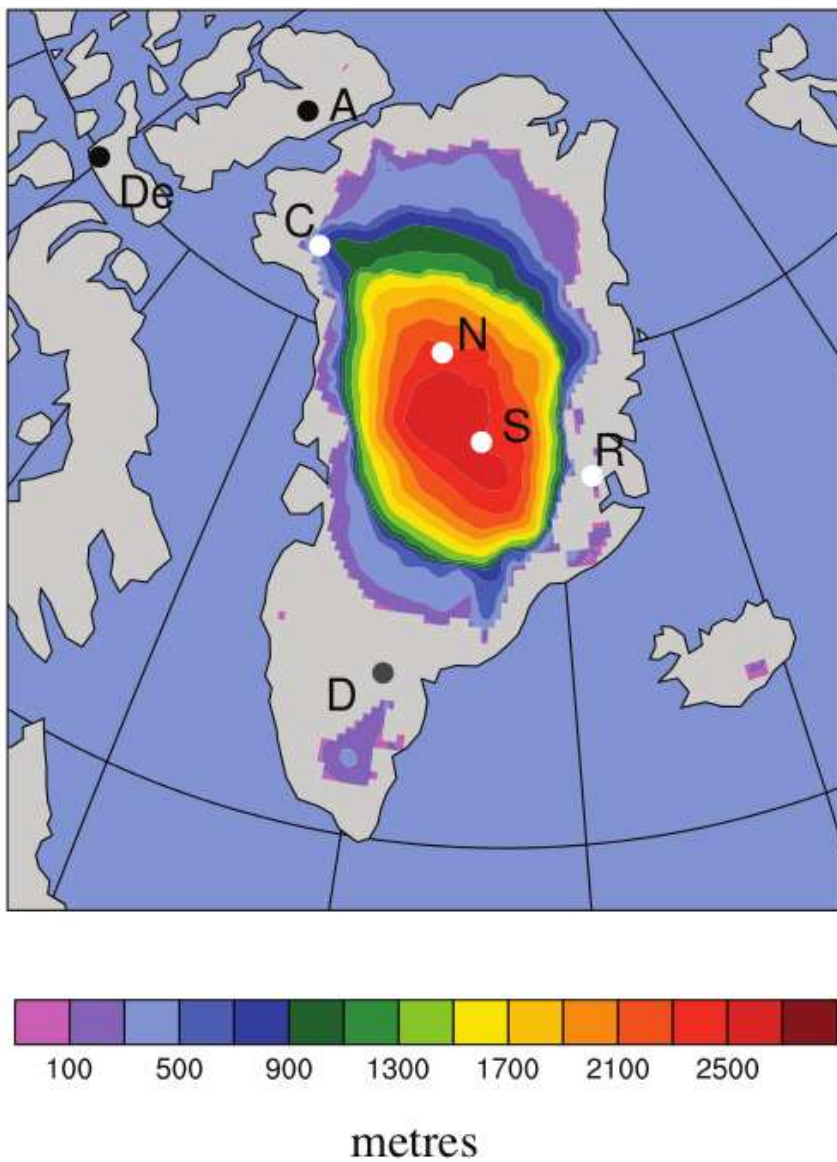


FIGURE 2.11 – Épaisseur minimale de glace au Groenland lors de l'avant dernière période interglaciaire, il y a environ 130 000 ans. Extrait de [?].

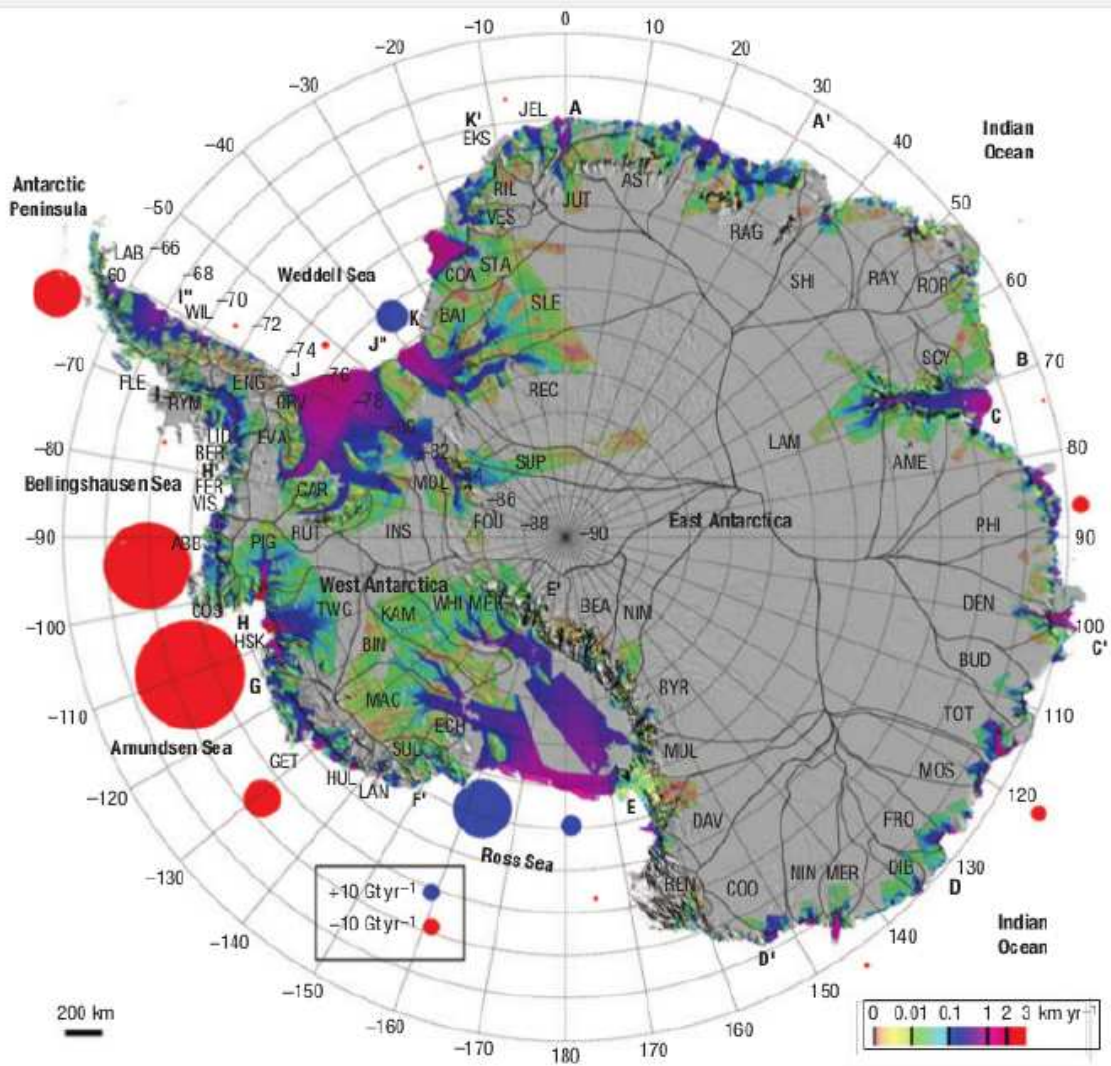


FIGURE 2.12 – Vitesses de la glace en Antarctique en code couleur logarithmique. Les disques représentent les pertes de glace (en rouge) ou les gains de glace (en bleu) de grands bassins en gigatonnes par an. Les bassins de drainage sont délimités par les lignes noires. Extrait de [?].

âge donné que l'on peut observer par sondage radar (Chapitre 7).

2.4 L'âge de la glace des calottes polaires

Dans cette étude nous nous intéresserons plus particulièrement à l'âge de la glace et des bulles de gaz qu'elle renferme (Figure 2.13). Les intérêts de l'étude de l'âge sont multiples :

dater les carottages profonds est essentiel pour interpréter les données issues de ces forages. Ceci est compliqué par le fait que les bulles de gaz sont plus jeunes que la glace qui les emprisonne, car la couche superficielle des calottes polaires est poreuse et les bulles de gaz ne se ferment qu'à une profondeur d'environ une centaine de mètres, cette profondeur variant selon les conditions climatiques. Nous distinguerons lorsque nous parlerons d'âge différents types d'incertitudes. La première incertitude qui vient à l'esprit est l'incertitude en âge absolu. Elle est particulièrement pertinente lorsque l'on cherche à analyser la relation de phase entre un enregistrement glaciologique et les variations d'insolation, qui sont elles précisément datées. Mais lorsque l'on analyse la relation de phase entre deux enregistrements paléoclimatiques, une incertitude relative est suffisante : peu importe l'échelle d'âge utilisée, soit-elle un peu fautive, du moment que les deux enregistrements partagent la même chronologie. Enfin, un troisième type d'incertitude est sur la durée des événe-

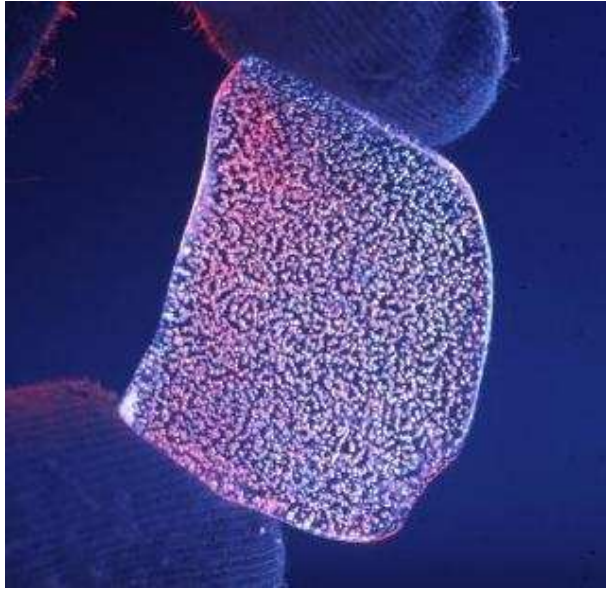


FIGURE 2.13 – Bulles d’air emprisonnées dans de la glace en Antarctique.

ments, un paramètre clef pour analyser les mécanismes paléoclimatiques en œuvre. Une échelle d’âge peut être relativement précise en âge absolu et avoir des durées d’événements imprécises, et réciproquement.

Dans ce travail, de manière générale nous avons déterminé une méthodologie pour dater de manière optimale et commune les différents forages d’Antarctique et du Groenland. De manière particulière nous nous sommes intéressés à la relation de phase entre gaz à effet de serre et climat lors du passé.

prospector de nouveaux sites de forage qui vont nous permettre soit d’atteindre de la glace la plus vieille possible, soit d’obtenir une bonne résolution temporelle pour une période paléoclimatique donnée.

Nous proposons en perspective une méthodologie pour déterminer des sites avec de la glace ancienne qui permettra de mieux comprendre le *monde à 41 000 ans*.

inverser les paramètres de l’écoulement permettra de déduire des informations glaciologiques sur les calottes polaires, comme les taux d’accumulations en surface ou de fonte à la base du glacier, ou encore les profils de vitesse.

Dans ce travail, nous avons déterminé les bilans de masse de surface (accumulation) et à la base du glacier (fusion/regel) aux voisinages de certains sites de forage et au cours du temps. Nous avons également apporté des contraintes sur la mécanique de l’écoulement (frottement/glissement à l’interface glace-socle et profils verticaux de vitesse).

L’étude de l’âge de la glace polaire et des bulles d’air qu’elle renferme a ses spécificités :

1. Une première difficulté réside dans le fait que les bulles d’air piégées dans la glace sont toujours plus jeunes que la glace qui les entoure, la différence d’âge s’appelant le Δ âge. Autrement dit, il y a un décalage en profondeur, appelé Δ profondeur, entre la glace et les bulles de gaz d’un âge donné. Ce décalage est dû au fait que les bulles d’air sont piégées à une centaine de mètres de profondeur, à la base de d’une couche perméable appelée *le névé* (Figure 2.14).
2. Une deuxième difficulté provient du fait qu’il n’y a pas une méthode unique permettant d’aborder l’âge des glaces polaires. Diverses méthodes permettent de dater de manière plus ou moins précises certaines périodes et elles ont leurs avantages et leur inconvénients. Ces méthodes sont issues de la modélisation (de l’accumulation de la neige, de sa densification en glace et de l’écoulement de la glace), et des observations (issues des forages profonds ou partir des couches isochrones, ces surfaces d’un âge donné que l’on peut obtenir par radar basses-fréquences). Il convient donc de les combiner de manière probabiliste pour optimiser notre connaissance du problème.
3. Une troisième difficulté apparaît lorsque l’on veut inverser les observations de l’âge dans les calottes polaires, car cette information est intégrée dans le temps. Il convient donc de la déconvoluer pour remonter aux paramètres de l’écoulement.

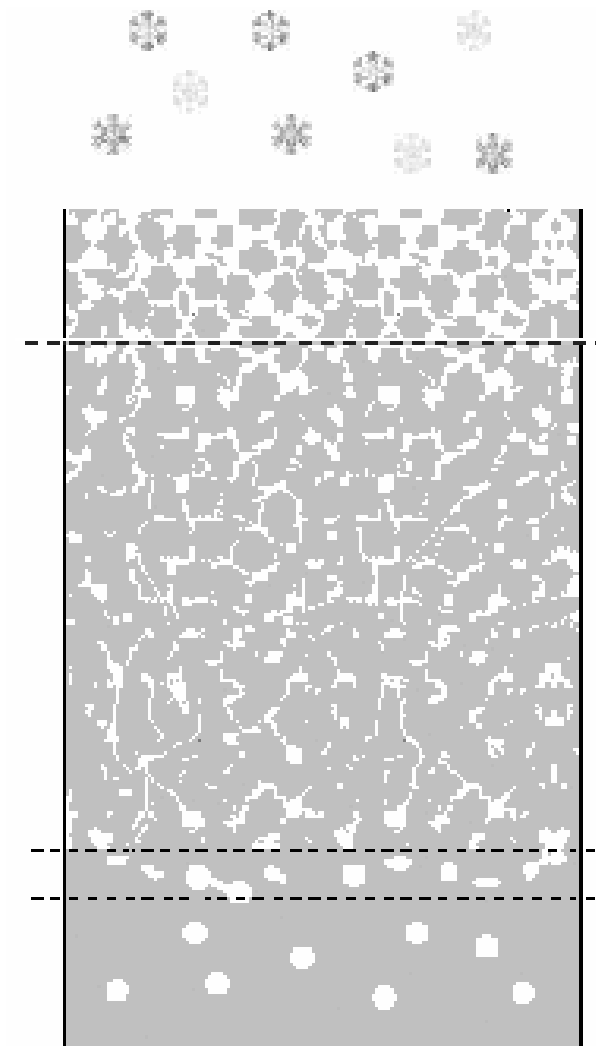


FIGURE 2.14 – Schéma illustrant la zone superficielle et perméable des calottes polaires appelée *le névé* qui emprisonne des bulles d'air à sa base.

Dans ce manuscrit, nous détaillerons quelques avancées que nous avons eu l'occasion de réaliser en ce qui concerne l'âge de la glace des calottes polaires. Le chapitre 3 est dédié à des aspects analytiques et numériques de l'équation de l'âge. Les méthodes pour optimiser les chronologies des forages profonds et inverser les paramètres de l'écoulement seront décrites dans le chapitre 4. Le décalage temporel entre variations des paramètres orbitaux de la Terre et variations de son climat sera traité dans le chapitre 5. Le chapitre 6 traitera du décalage entre glace et gaz dans un forage et du déphasage entre CO_2 atmosphérique et température Antarctique lors de la dernière déglaciation. Enfin nous énoncerons quelques perspectives à ce travail dans le chapitre 7.

Chapitre 3

Aspects analytiques et numériques à l'équation de l'âge

Des outils essentiels pour aborder l'âge de la glace des calottes polaires sont le calcul analytique et la modélisation numérique. Les calculs analytiques (section 3.1) permettent notamment de comprendre comment l'âge de la glace varie en fonction des paramètres de l'écoulement. En supposant l'état pseudo-stationnaire (seul un facteur d'échelle appliqué à l'accumulation de surface et à la fonte basale varie temporellement), nous calculons l'origine spatiale de la glace, son âge, son facteur d'amincissement vertical (la fonction d'amincissement vertical) et la géométrie des couches isochrones. Nous mettons notamment en évidence le *terme de trajectoire*, qui représente le cumul passé des rotations d'une couche isochrone. La modélisation numérique (section 3.2) permet d'obtenir de manière "opérationnelle" l'âge de la glace dans des cas concrets en utilisant des données terrains comme conditions aux limites ou comme conditions à inverser ou dans des cas théoriques avec des données construites. Par rapport aux données d'âge provenant des carottages, les modèles numériques permettent une interpolation "glaciologique" qui respecte la durée des événements climatiques. Nous proposons tout d'abord des schémas numériques efficaces pour calculer l'âge de la glace à partir du champ de vitesse (en prenant en compte les développements analytiques effectués dans la section précédente). Nous illustrons ensuite le terme de trajectoire dans quelques exemples didactiques. Enfin, nous analysons la dépendance dans modèle d'âge flanc aux paramètres de l'écoulement et nous confirmons les conclusions effectuées à partir des développements analytiques.

Les résultats présentés ici sont principalement issus des articles [?, ?, ?, ?]. Il y a également quelques résultats originaux.

3.1 Calculs analytiques

3.1.1 Notations

On considère une ligne d'écoulement d'une calotte polaire (Figure 3.1). Le temps est représenté par t . On écrit les équations dans un repère (x, z) , où x , la coordonnée horizontale le long de l'écoulement, est la distance depuis la ligne de partage et où z est la coordonnée verticale. On suppose que l'écoulement est 2,5D, c'est-à-dire que la direction horizontale de l'écoulement ne dépend pas de la position verticale et est indépendante du temps. On représente la divergence latérale de l'écoulement par la largeur du tube d'écoulement $Y(x, z)$. En pratique, pour la glace posée, la direction de l'écoulement peut être déterminée à partir du gradient de la topographie de surface. Dans ce cas, l'hypothèse de stationnarité pour le tube d'écoulement signifie que la forme des iso-altitudes ne change pas avec le temps. Mais ce développement analytique s'applique à d'autres cas, par exemple l'écoulement d'une plate-forme de glace.

La géométrie de la calotte est donnée par $B(x, t)$, l'altitude du socle, $S(x, t)$, l'altitude de la surface et $H(x, t) = S(x, t) - B(x, t)$, l'épaisseur totale de glace. L'on définit également la densité du matériau neige/glace relativement à la glace pure $D(x, z)$, que l'on suppose indépendante du temps. Soit $a(x, t)$ et $m(x, t)$ respectivement l'accumulation de glace en surface et la fonte basale de glace à l'interface glace-socle exprimées en équivalent de glace pure. On définit $u_x(x, z, t)$ la vitesse horizontale et $u_z(x, z, t)$ la vitesse verticale des particules de glace. On représente également par $\chi(x, z, t)$ l'âge des particules de glace.

On définit maintenant plusieurs flux qui seront utilisés par la suite pour déduire la fonction de courant. Le *flux horizontal partiel* $q_H(x, z, t)$ est défini comme le flux horizontal passant en-dessous de la profondeur

Symbole	Définition
$Y(x)$	Largeur du tube d'écoulement
$B(x, t)$	Altitude du socle
$S(x, t)$	Altitude de la surface
$H(x, t)$	Épaisseur de glace totale
$a(x, t)$	Accumulation de glace en surface
$m(x, t)$	Taux de fusion basale
$u_x(x, z, t)$	Vitesse horizontale
$u_z(x, z, t)$	Vitesse verticale
$\chi(x, z, t)$	Age de la glace
$q_H(x, z, t)$	Flux horizontal partiel
$Q_H(x, t)$	Flux horizontal total
$Q_m(x, z, t)$	Flux de fusion basale
$Q_B(x, t)$	Flux de soulèvement du socle
$q(x, z, t)$	Flux partiel
$Q(x, t)$	Flux total
$\psi(x, z, t)$	Fonction de courant
$\Omega(x, z, t)$	Fonction de courant normalisée
$u_\Omega(x, z, t)$	Vitesse verticale de courant
$\pi(x, z)$	Coordonnée horizontale du flux logarithmique
$\theta(x, z)$	Coordonnée verticale du flux logarithmique
$u_\pi(\pi, \theta)$	Vitesse horizontale du flux logarithmique
$u_\theta(\pi, \theta)$	Vitesse verticale du flux logarithmique
x_0	Position initiale des particules de glace
Q_0	Flux total à la position x_0
$z_\Omega(x, \Omega)$	Fonction d'altitude
$\alpha(x, z)$	Paramètre du signe de la pente
$\mathcal{P}(x, z)$	Terme de trajectoire
$\omega(x, z)$	Fonction de forme du flux horizontal

TABLE 3.1 – Liste des symboles utilisés dans cette section.

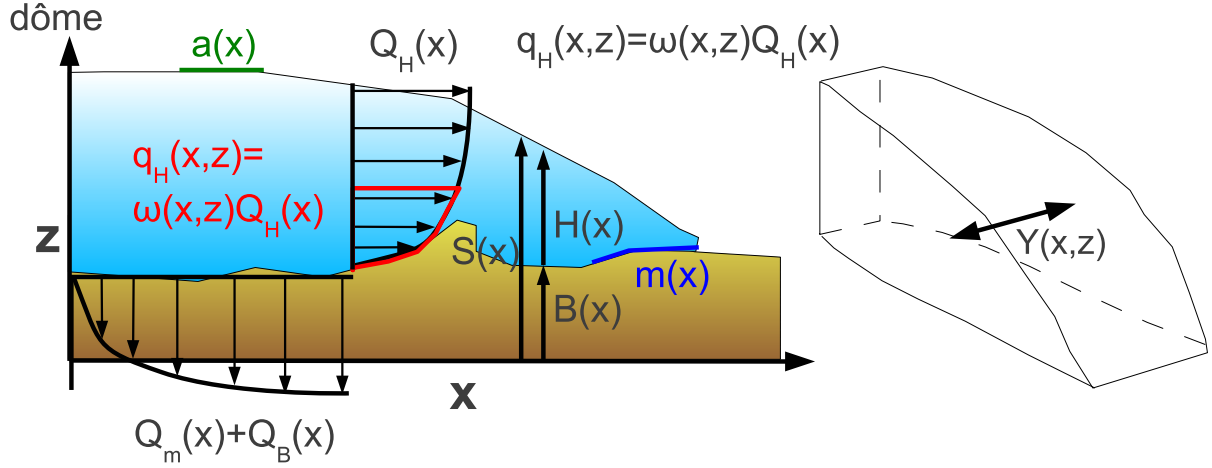


FIGURE 3.1 – Principales notations utilisées dans le développement analytique présenté dans ce document.

z :

$$q_H(x, z, t) = \int_B^z Y(x, z') D(x, z') u_x(x, z', t) dz'. \quad (3.1)$$

avec $Q_H(x, t) = q_H(x, S, t)$ le *flux horizontal total* à la position x et au temps t . On définit de plus le *flux de fusion basale* $Q_m(x, t)$ par :

$$Q_m(x, t) = \int_0^x Y^B(x', t) m(x', t) dx', \quad (3.2)$$

et le flux de soulèvement du socle comme :

$$Q_B(x, t) = - \int_0^x Y^B(x', t) D^B(x', t) \frac{\partial B}{\partial t}(x', t) dx', \quad (3.3)$$

où $Y^B(x, t) = Y(x, B(x, t))$ et $D^B(x, t) = D(x, B(x, t))$.

3.1.2 La fonction de courant

Par soucis de concision, nous n'écrirons pas dans les formules suivantes la dépendance des fonctions aux coordonnées spatiale et temporelle. Elles seront montrées seulement lorsqu'il y a un intérêt spécial.

Il est bien connu de la théorie de la mécanique des fluides [?] qu'un écoulement plan avec une densité stationnaire ρ peut être représenté par une fonction de courant ψ . Cette fonction de courant a une signification physique importante. Par exemple, le flux au travers d'une courbe quelconque reliant deux points A et B est indépendante de la courbe choisie et est donnée par la différence $\psi_B - \psi_A$. Un corollaire à cette propriété est que le long d'une ligne de courant, ψ est constant.

On peut étendre cette idée à une ligne d'écoulement de largeur variable comme suit. Ici, on peut assimiler la largeur du tube d'écoulement $Y(x)$ à une densité, variable en espace mais *pas* en temps et notre écoulement de glace est donc déterminé en principe par une fonction de courant. La vitesse verticale à l'interface glace-socle est :

$$u_z(x, z = B) = -m + \frac{\partial B}{\partial t}. \quad (3.4)$$

En prenant comme référence le point de coordonnée $x = 0$ et $z = B$ et en choisissant une courbe en deux morceaux $(x', B(x'))$, $0 \leq x' \leq x$ puis (x, z') , $B \leq z' \leq z$, on vérifie aisément que la fonction de courant q est :

$$q(x, z, t) = q_H(x, z, t) + Q_m(x, t) + Q_B(x, t). \quad (3.5)$$

Cette fonction de courant vérifie ainsi :

$$Y D u_x = \frac{\partial q}{\partial z}, \quad (3.6)$$

$$Y D u_z = - \frac{\partial q}{\partial x}. \quad (3.7)$$

3.1.3 Le système de coordonnées (x, Ω)

On définit le flux total à la position x et au temps t par $Q(x, t) = q(x, S, t)$. En écrivant la conservation de la masse sur une colonne totale de glace on obtient :

$$\frac{\partial Q}{\partial x} = Y^S \left(a - D^S \frac{\partial S}{\partial t} \right), \quad (3.8)$$

où $Y^S(x, t) = Y(x, S(x, t))$ et $D^S(x, t) = D(x, S(x, t))$. A part à la ligne de partage où $Q(x, t) = 0$, on définit la *fonction de courant normalisée* $\Omega(x, z, t)$ telle que la fonction de courant q est donnée par :

$$q(x, z, t) = Q(x, t)\Omega(x, z, t). \quad (3.9)$$

Pour donner au lecteur plus d'intuition sur cette nouvelle variable, on peut la relier à la *fonction de forme du flux horizontal* ω au travers de :

$$\Omega Q = \omega Q_H + (Q_m + Q_B), \quad (3.10)$$

avec ω défini par [?, ?]

$$q_H(x, z, t) = Q_H(x, t)\omega(x, z, t), \quad (3.11)$$

Ecrivons maintenant le champ de vitesse en utilisant cette variable Ω . A partir de (3.6), la vitesse horizontale u_x est donnée par

$$YDu_x(x, z, t) = Q \frac{\partial \Omega}{\partial z}(x, z, t). \quad (3.12)$$

A partir de (3.7) et (3.8), la vitesse verticale u_z est déduite :

$$YDu_z = - \left[Y^S \left(a - D^S \frac{\partial S}{\partial t} \right) \Omega + Q \frac{\partial \Omega}{\partial x} \right]. \quad (3.13)$$

On suppose maintenant que Ω est une fonction croissante de z pour tout (x, t) , ce qui correspond à supposer qu'il n'y a pas de flux inversé. Cela nous permet d'utiliser Ω comme coordonnée verticale et nous l'appellerons la *coordonnée verticale de courant*. Dans ce qui suit, nous noterons $z_\Omega(x, \Omega, t)$ la coordonnée verticale z écrite comme une fonction de (x, Ω) , ou autrement dit l'altitude des lignes iso- Ω .

Les variations temporelles de Q et Ω en suivant une particule de glace, que nous appellerons ici les vitesses Q et Ω , sont obtenues en utilisant les relations en chaîne :

$$u_Q = \frac{\partial Q}{\partial x} u_x, \quad (3.14)$$

$$u_\Omega = \frac{\partial \Omega}{\partial x} u_x + \frac{\partial \Omega}{\partial z} u_z + \frac{\partial \Omega}{\partial t}, \quad (3.15)$$

ce qui se simplifie en

$$YDu_Q = Q \frac{\partial \Omega}{\partial z} Y^S \left(a - D^S \frac{\partial S}{\partial t} \right), \quad (3.16)$$

$$YDu_\Omega = -\Omega \frac{\partial \Omega}{\partial z} Y^S \left(a - D^S \frac{\partial S}{\partial t} \right) + YD \frac{\partial \Omega}{\partial t}. \quad (3.17)$$

3.1.4 Le système de coordonnées (π, θ)

On suppose à partir d'ici que la calotte est en état pseudo-stationnaire : $B(x, t) = B(x)$, $S(x, t) = S(x)$, $\omega(x, z, t) = \omega(x, z)$ et les variations de a et m peuvent être séparées en :

$$a(x, t) = \bar{a}(x)R(t), \quad (3.18)$$

$$m(x, t) = \bar{m}(x)R(t), \quad (3.19)$$

où $R(t)$ est un facteur positif. Dans ce cas, les trajectoires, les formes des isochrones et la fonction d'amincissement verticale sont les mêmes que dans l'état stationnaire. Les âges du problèmes pseudo-stationnaire peuvent être reliés aux âges du problème stationnaire (avec accumulation \bar{a} et fusion basale \bar{m}) en changeant la variable temporelle de t à \bar{t} définie par :

$$\bar{t} = \int_0^t R(t') dt', \quad (3.20)$$

où $t = 0$ dénote le présent. Par simplicité, nous considérons donc dans la suite le problème stationnaire.

A partir de (3.17), la vitesse Ω devient :

$$YDu_\Omega = -\Omega \frac{\partial \Omega}{\partial z} Y^S a. \quad (3.21)$$

On transforme maintenant de (x, z) à un nouveau système (π, θ) défini par :

$$\pi(x) = \ln \left(\frac{Q(x)}{Q^{\text{ref}}} \right), \quad (3.22)$$

$$\theta(x, z) = \ln(\Omega(x, z)), \quad (3.23)$$

où $Q^{\text{ref}} = Q(x^{\text{ref}})$ et où x^{ref} est une position de référence le long de la ligne d'écoulement. Dans ce qui suit, nous appellerons π la *coordonnée horizontale en flux logarithmique* et θ la *coordonnée verticale en flux logarithmique*. Notons que le changement de variable de x à π nécessite que $Q(x)$ soit une fonction croissante et nous supposons donc que l'accumulation a est strictement positive tout au long de la ligne d'écoulement (si ce n'est pas le cas, l'âge possédera des discontinuités).

On définit ensuite les composantes horizontale et verticale de la vitesse dans ce nouveau système de coordonnées : $u_\pi = \frac{d\pi}{dt}$ et $u_\theta = \frac{d\theta}{dt}$. La vitesse horizontale en flux logarithmique u_π peut être déduite de la vitesse horizontale dans la coordonnée standard x

$$u_\pi = \frac{1}{Q} \frac{\partial Q}{\partial x} u_x. \quad (3.24)$$

En utilisant (3.8) et (3.12) on obtient :

$$YDu_\pi = \frac{\partial \Omega}{\partial z} Y^S a. \quad (3.25)$$

De manière similaire, on peut déduire la vitesse verticale u_θ à partir de u_Ω :

$$u_\theta = \frac{1}{\Omega} u_\Omega. \quad (3.26)$$

En remplaçant u_Ω par son expression dans (3.21) on arrive à :

$$YDu_\theta = -\frac{\partial \Omega}{\partial z} Y^S a. \quad (3.27)$$

Le paramètre κ défini comme $1/u_\pi$ et $-1/u_\theta$:

$$\kappa = YD \left(\frac{\partial \Omega}{\partial z} Y^S a \right)^{-1}. \quad (3.28)$$

jouera un rôle important dans la suite.

On remarque immédiatement que les expressions dans (3.25) et (3.27) sont opposées. Ceci induit de simples trajectoires linéaires pour les particules de glace dans ce système de coordonnées en flux logarithmique (π, θ) :

$$\left. \frac{d\theta}{d\pi} \right|_c = -1, \quad (3.29)$$

ce qui est équivalent à

$$\theta = \pi_0 - \pi, \quad (3.30)$$

où $\pi_0 = \ln(Q_0/Q^{\text{ref}})$ et où Q_0 est le flux total à la position initiale x_0 de la particule en surface. Nous avons utilisé la notation $|_c$ pour désigner les trajectoires, reflétant le fait qu'elles sont les caractéristiques de l'équation hyperbolique de l'âge. On peut déduire une relation similaire en prenant l'exponentielle de (3.30)

$$Q_0 = Q\Omega. \quad (3.31)$$

Cette équation représente donc simplement le fait que la fonction de courant q est constante le long d'une trajectoire en état stationnaire.

Dans la partie supérieure des calottes polaires, l'on peut faire l'hypothèse de l'écoulement en bloc :

$$Y = Y^S, \quad (3.32)$$

$$\bar{H} = D \left(\frac{\partial \Omega}{\partial z} \right)^{-1}, \quad (3.33)$$

où \bar{H} , appelée *l'épaisseur de glace équivalente pour un écoulement en bloc sans fusion*, est indépendante de z . Il s'ensuit que

$$\Omega = 1 - \frac{\bar{d}}{\bar{H}}, \quad (3.34)$$

où

$$\bar{d} = \int_z^S D(z') dz' \quad (3.35)$$

est *la profondeur en équivalent glace*. Par conséquent, pour la partie haute de la calotte, le flux initial en surface est

$$Q_0 = Q \left(1 - \frac{\bar{d}}{\bar{H}} \right). \quad (3.36)$$

3.1.5 L'âge de la glace dans le cas stationnaire

Nous considérons dans cette sous-section que la calotte est en état stationnaire.

Pour un dôme, l'âge de la glace s'obtient par une intégration le long de la trajectoire verticale de la particule de glace de l'inverse de la vitesse verticale issue de (3.13) :

$$\chi = \int_z^S \frac{YD}{Y^S a \Omega} dz'. \quad (3.37)$$

Le long d'un flanc, l'âge s'obtient par intégration le long de la trajectoire horizontale de la particule de l'inverse de la vitesse horizontale exprimée dans les coordonnées Q ou π et issues de (3.17) et (3.25) :

$$\chi = \int_{Q_0}^Q YD \left[Q' \frac{\partial \Omega}{\partial z} Y^S a \right]^{-1} dQ', \quad (3.38)$$

$$\chi = \int_{\pi_0}^{\pi} YD \left[\frac{\partial \Omega}{\partial z} Y^S a \right]^{-1} d\pi'. \quad (3.39)$$

Maintenant, dans la partie supérieure des calottes, cette formule se simplifie en :

$$\chi = -\ln \left(1 - \frac{\bar{d}}{\bar{H}} \right) \left[\frac{1}{\pi - \pi_0} \int_{\pi_0}^{\pi} \frac{\bar{H}}{a} d\pi' \right], \quad (3.40)$$

c'est-à-dire que l'âge est le produit d'une coordonnée verticale réduite logarithmique et de la moyenne en π du temps caractéristique $\frac{\bar{H}}{a}$ le long de la trajectoire.

3.1.6 Fonction d'amincissement vertical dans le cas stationnaire

Considérons maintenant (voir Figure 3.2) deux particules initialement à la surface de la calotte à des positions horizontales voisines $x_0, x_0 + \delta x_0$ (qui correspondent à $\pi_0, \pi_0 + \delta \pi_0$). Après des temps $\chi + \delta \chi, \chi$, les particules auront la position horizontale x (ce qui correspond à π) avec des altitudes $z - \delta z, z$ (ce qui correspond à $\theta - \delta \theta, \theta$). Notre but est de déduire une expression pour la fonction d'amincissement vertical, c'est-à-dire l'épaisseur verticale d'une couche infinitésimale divisée par l'accumulation à l'endroit de déposition. Comme indiqué par les notations, nous supposons que $\delta \pi$ etc. sont de petites quantités.

La différence de temps τ_1 pour les particules pour aller de $\pi_0 + d\theta$ à π est :

$$\int_{\pi_0 + d\theta}^{\pi} [\kappa(\pi', \pi' - \pi_0) - \kappa(\pi', \pi' - \pi_0 - d\theta)] d\pi' \approx -d\theta \int_{\pi_0}^{\pi} \frac{\partial \kappa}{\partial \theta} d\pi'. \quad (3.41)$$

Maintenant le temps τ_2 mis par la particule initialement à π_0 pour aller à $\pi_0 + d\theta$ est :

$$\tau_2 = d\theta \kappa_0. \quad (3.42)$$

Par conséquent, la variation verticale de l'âge en utilisant la coordonnée θ est :

$$\frac{\partial \chi}{\partial \theta} = \kappa_0 - \int_{\pi_0}^{\pi} \frac{\partial \kappa}{\partial \theta} d\pi' = \kappa_0 \left[1 - \frac{1}{\kappa_0} \int_{\pi_0}^{\pi} \frac{\partial \kappa}{\partial \theta} d\pi' \right]. \quad (3.43)$$

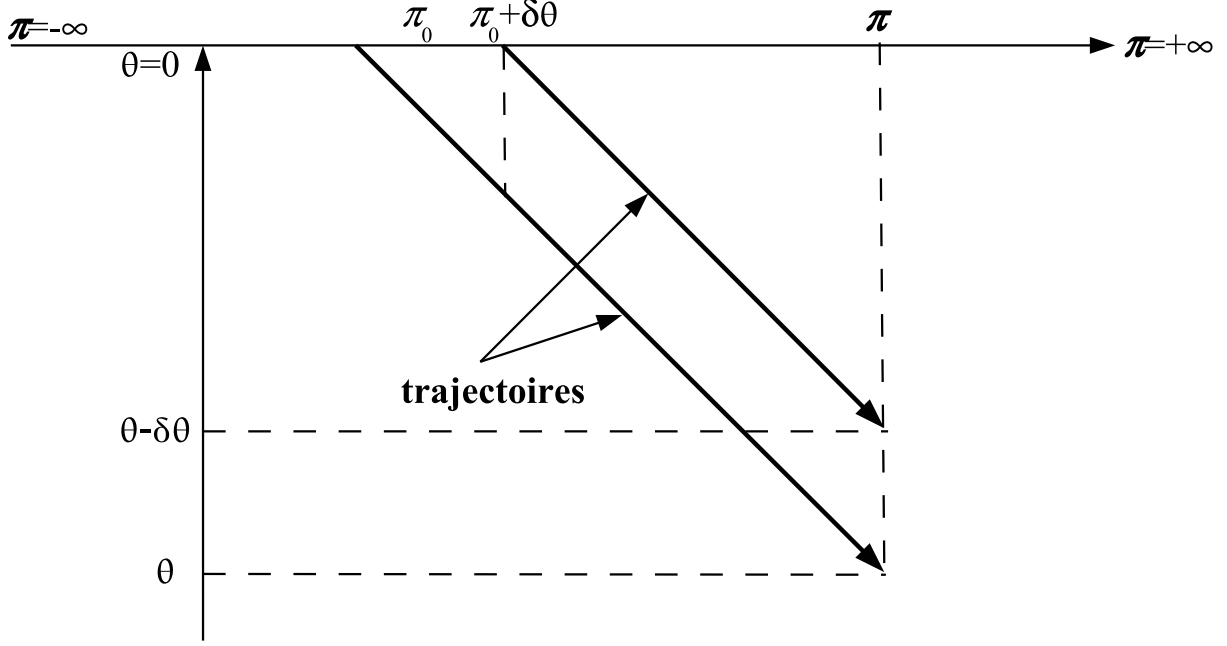


FIGURE 3.2 – Schéma illustrant la preuve de la formule pour la fonction d'amincissement vertical.

Une intégration par partie donne la formule alternative suivante :

$$\frac{\partial \chi}{\partial \theta} = \kappa - \int_{\pi_0}^{\pi} \frac{\partial \kappa}{\partial \pi} d\pi' = \kappa \left[1 - \frac{1}{\kappa} \int_{\pi_0}^{\pi} \frac{\partial \kappa}{\partial \pi} d\pi' \right]. \quad (3.44)$$

Maintenant, on peut écrire :

$$\frac{\partial \chi}{\partial \theta} = \frac{\partial \chi}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial \Omega} \frac{\partial \Omega}{\partial \theta}, \quad (3.45)$$

ce qui conduit aux expressions suivantes pour l'épaisseur verticale d'une couche annuelle :

$$\frac{\partial z}{\partial \chi} = \frac{\partial z}{\partial \Omega} \Omega \frac{a_0}{D_0} \left(\frac{\partial \Omega}{\partial z} \right)_0 \left[1 - \frac{1}{\kappa_0} \int_{\pi_0}^{\pi} \frac{\partial \kappa}{\partial \theta} d\pi' \right]^{-1}, \quad (3.46)$$

$$\frac{\partial z}{\partial \chi} = \Omega \frac{Y^S a}{YD} \left[1 - \frac{1}{\kappa} \int_{\pi_0}^{\pi} \frac{\partial \kappa}{\partial \theta} d\pi' \right]^{-1}, \quad (3.47)$$

et donc aux expressions suivantes pour la fonction d'amincissement vertical τ :

$$\tau = \Omega \frac{\partial z}{\partial \Omega} \left(\frac{\partial \Omega}{\partial z} \right)_0 \left[1 - \frac{1}{\kappa_0} \int_{\pi_0}^{\pi} \frac{\partial \kappa}{\partial \theta} d\pi' \right]^{-1}, \quad (3.48)$$

$$\tau = \Omega \frac{Y^S a}{YD} \frac{D_0}{a_0} \left[1 - \frac{1}{\kappa} \int_{\pi_0}^{\pi} \frac{\partial \kappa}{\partial \theta} d\pi' \right]^{-1}. \quad (3.49)$$

A un dôme stationnaire, (3.37) donne :

$$\frac{\partial z}{\partial \chi} = \frac{Y^S a \Omega}{YD}, \quad (3.50)$$

et par conséquent :

$$\tau = \frac{Y^S D^S}{YD} \Omega. \quad (3.51)$$

Dans la partie supérieure des calottes, $\frac{\partial \kappa}{\partial \theta} = 0$ et (3.48) se simplifie en :

$$\tau = \frac{\bar{H} - \bar{d} D_0}{\bar{H}_0} \frac{D_0}{D}. \quad (3.52)$$

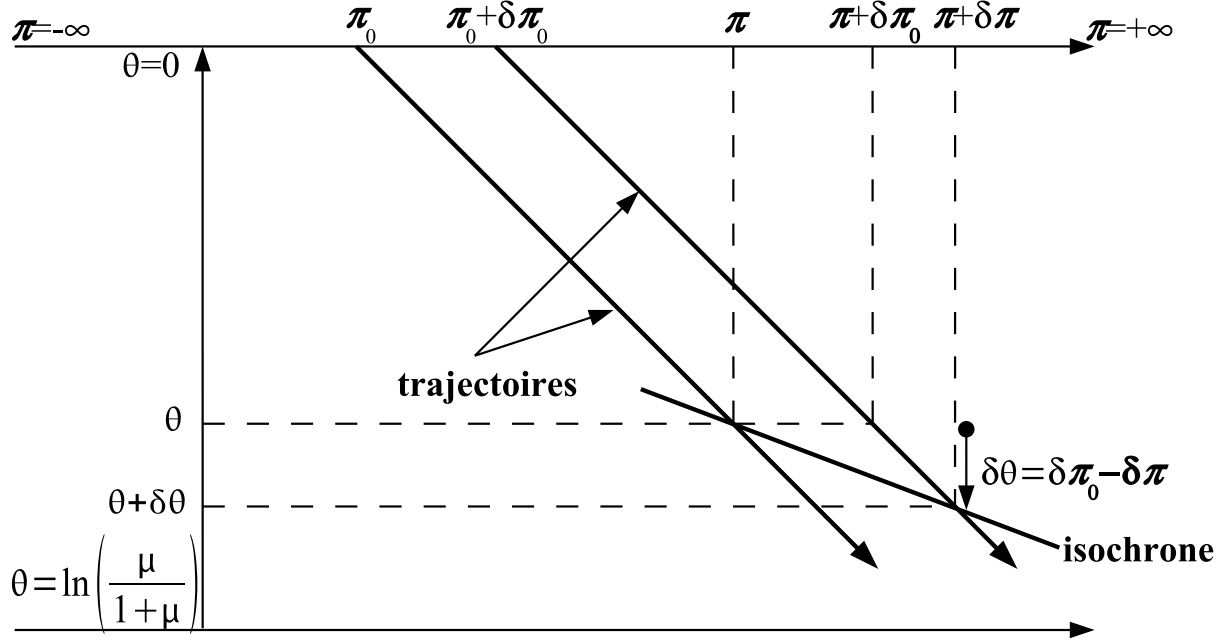


FIGURE 3.3 – Schéma illustrant la preuve de la formule pour la pente des isochrones. Extrait de [?].

3.1.7 Pente des isochrones dans le cas stationnaire

Nous allons maintenant construire une formule analytique pour la pente des isochrones. La pente dépend du système de coordonnées spatiales et dans ce qui suit, nous allons le qualifier selon ce système de coordonnées et l'appeler, par exemple, la pente (π, θ) ou bien la pente (x, z) . Nous allons d'abord déduire la pente (π, θ) et ensuite nous allons déduire les pentes (x, Ω) et (x, z) .

Considérons maintenant deux particules initialement à la surface de la calotte polaire à des positions voisines $x_0, x_0 + \delta x_0$ (ce qui correspond à $\pi_0, \pi_0 + \delta\pi_0$). Après un temps Δt les particules auront des positions $x, x + \delta x$ (ce qui correspond à $\pi, \pi + \delta\pi$) avec des altitudes $z, z + \delta z$ (ce qui correspond à $\theta, \theta + \delta\theta$). Notre but est de déduire une expression pour la pente (x, z) des isochrones en déduisant au départ la pente (π, θ) . Comme indiqué par la notation, nous supposons que δx , etc. sont des petites quantités.

En conséquence de (3.29), les trajectoires dans l'espace (π, θ) des deux particules sont deux lignes parallèles avec une pente de -1, séparées par une distance horizontale $\delta\pi_0$ (voir Figure 3.3).

La pente (π, θ) des isochrones peut être écrite (en supposant que $\delta\pi_0 \rightarrow 0$) :

$$\left. \frac{d\theta}{d\pi} \right|_{\chi} = \frac{\delta\theta}{\delta\pi} = \frac{\delta\pi_0 - \delta\pi}{\delta\pi}. \quad (3.53)$$

(La notation $|_{\chi}$ est utilisée dans ce qui suit pour signifier des âges constants, i.e. une couche isochrone)

Pour aller plus loin, on doit relier $\delta\pi$ à $\delta\pi_0$. Comme conséquence de (3.29), les trajectoires dans l'espace (π, θ) sont deux lignes parallèles avec une pente de -1, séparées par une distance horizontale de $\delta\pi_0$ (voir Figure 3.3). C'est la raison fondamentale pour laquelle on peut déduire ici une expression analytique pour la pente des isochrones. La pente en (π, θ) des isochrones peut être écrite (en supposant que $\delta\pi_0 \rightarrow 0$) :

$$\left. \frac{d\theta}{d\pi} \right|_{\chi} = \frac{\delta\theta}{\delta\pi} = \frac{\delta\pi_0 - \delta\pi}{\delta\pi}. \quad (3.54)$$

(La notation $|_{\chi}$ est utilisée au travers du papier pour définir des âges constants, c'est-à-dire des couches isochrones.)

Pour aller plus loin, l'on doit relier $\delta\pi$ à $\delta\pi_0$. Premièrement, l'on doit évaluer le temps $\delta\tau_{\pi}$ requis par la seconde particule pour voyager de $\pi + \delta\pi_0$ à $\pi + \delta\pi$ (voir Figure 3.3). Lorsque $\delta\pi$ et $\delta\pi_0$ sont petits, ces quantités peuvent être déduites de (3.25) comme :

$$\delta\tau_{\pi} = \kappa(\pi, \theta) (\delta\pi - \delta\pi_0). \quad (3.55)$$

Deuxièmement, l'on doit évaluer la différence de durée entre les deux trajets des particules, représentés par $\delta\tau_{\pi_0 \rightarrow \pi}$, de π_0 à π pour la première particule et de $\pi_0 + \delta\pi_0$ à $\pi + \delta\pi_0$ pour la seconde particule. En utilisant (3.25), on peut déterminer $\delta\tau_{\pi_0 \rightarrow \pi}$ comme étant :

$$\delta\tau_{\pi_0 \rightarrow \pi} = \int_{\pi_0}^{\pi} [\kappa(\pi', \pi_0 - \pi') - \kappa(\pi' + \delta\pi_0, \pi_0 - \pi')] d\pi', \quad (3.56)$$

ou, si l'on différencie la fonction κ par rapport à π :

$$\delta\tau_{\pi_0 \rightarrow \pi} = -\delta\pi_0 \int_{\pi_0}^{\pi} \frac{\partial \kappa}{\partial \pi}(\pi', \pi_0 - \pi') d\pi'. \quad (3.57)$$

Maintenant, par construction, les deux particules ont le même âge et donc $\delta\tau_{\pi_0 \rightarrow \pi} = \delta\tau_{\pi}$. Cela donne :

$$\delta\pi = (1 - \alpha)\delta\pi_0, \quad (3.58)$$

avec :

$$\alpha = \frac{1}{\kappa} \int_{\pi_0}^{\pi} \frac{\partial \kappa}{\partial \pi}(\pi', \pi_0 - \pi') d\pi', \quad (3.59)$$

ce qui peut aussi être écrit avec le système de coordonnées (x, Ω) :

$$\alpha = \kappa^{-1} \int_{x_0}^x \frac{\partial \kappa}{\partial x} \left(x', \frac{Q(x_0)}{Q(x')} \right) dx'. \quad (3.60)$$

Finalement, l'on remplace $\delta\pi$ par $(1 - \alpha)\delta\pi_0$ dans (3.53) pour déduire une expression pour la pente (π, θ) :

$$\left. \frac{d\theta}{d\pi} \right|_{\chi} = \frac{\alpha}{1 - \alpha}. \quad (3.61)$$

La pente (π, θ) dépend donc de l'intégration le long de la trajectoire de la particule de $\frac{\partial(SP)}{\partial\pi}$. La position initiale de la particule peut être évaluée à partir de (3.31) et donc la pente de l'isochrone peut être estimée directement par l'équation intégrale (3.59).

On peut exprimer α de manière différente au travers d'une intégration par partie de l'équation (3.59) :

$$1 - \alpha = \frac{1}{\kappa} \left[\kappa_0 - \int_{\pi_0}^{\pi} \frac{\partial \kappa}{\partial \theta}(\pi', \pi_0 - \pi') d\theta' \right], \quad (3.62)$$

avec $\kappa_0 = \kappa(\pi_0, \theta = 0)$. A partir de l'équation (3.58), il s'ensuit que $\alpha > 1$ correspond au fait que la pente de l'isochrone dépasse la verticale, ce qui n'est pas possible pour une vitesse horizontale croissante verticalement. En effet, un tel champ de vitesse implique $\frac{\partial^2 \Omega}{\partial z^2} > 0$ pour tout x , $\frac{\partial \kappa}{\partial \theta}$ négatif et donc $(1 - \alpha)$ positif à partir de (3.62). Par conséquent, nous appellerons α le *paramètre du signe de la pente*, car en général son signe détermine le signe de la pente de l'isochrone dans le système de coordonnées (π, θ) .

Nous pouvons maintenant écrire la pente des isochrones dans le système de coordonnées (x, Ω) :

$$\left. \frac{d\Omega}{dx} \right|_{\chi} = \left. \frac{d\theta}{d\pi} \right|_{\chi} \frac{\partial \pi}{\partial x} / \frac{\partial \theta}{\partial \Omega} + \left. \frac{d\Omega}{dx} \right|_{\theta}. \quad (3.63)$$

Maintenant, $\left. \frac{d\Omega}{dx} \right|_{\theta} = 0$, et à partir des équations (3.22) et (3.23), l'on obtient :

$$\frac{\partial \pi}{\partial x} = \frac{Y^S a}{Q}, \quad (3.64)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \Omega} = \frac{1}{\Omega}, \quad (3.65)$$

ce qui donne :

$$\left. \frac{d\Omega}{dx} \right|_{\chi} = \frac{\alpha}{1 - \alpha} \frac{Y^S a}{Q} \Omega. \quad (3.66)$$

Retournant maintenant au système de coordonnées physiques (x, z) , on peut écrire :

$$\left. \frac{dz}{dx} \right|_{\chi} = \left. \frac{d\Omega}{dx} \right|_{\chi} / \frac{\partial \Omega}{\partial z} + \left. \frac{dz}{dx} \right|_{\Omega}, \quad (3.67)$$

ce qui donne la pente des isochrones dans le système de coordonnées (x, z) :

$$\left. \frac{dz}{dx} \right|_x = \frac{\alpha}{1-\alpha} \frac{Y^S a}{Q} \Omega / \frac{\partial \Omega}{\partial z} + \left. \frac{dz}{dx} \right|_\Omega. \quad (3.68)$$

Par conséquent, à partir de l'équation (3.68), il est maintenant clair qu'il y a un lien étroit entre la pente des isochrones et la pente des iso- Ω : la pente de l'isochrone est égale à la pente de la ligne iso- Ω plus un terme :

$$\mathcal{P}(x, z) = \frac{\alpha}{1-\alpha} \frac{u_\Omega / \frac{\partial \Omega}{\partial z}}{u_x}. \quad (3.69)$$

Par comparaison à $\left. \frac{dz}{dx} \right|_\Omega$ qui dépend uniquement de la variation locale de Ω , ce terme \mathcal{P} sera appelé le *terme de trajectoire*. En effet, il dépend de ce qui s'est passé le long de toute la trajectoire de la particule de glace. Cette nouvelle formulation de la pente des isochrones montre que chaque variation spatiale de la fonction de courant normalisée Ω impactera directement la géométrie des isochrones. Dans le cas de l'absence de fusion basale, l'affirmation plus restrictive de [?] qu'à de petites longueurs d'onde spatiales, les isochrones basales ont tendance à suivre les changements de profil de vitesse est aisément interprétée dans ce cadre. Cela signifie que près du socle rocheux, le terme de trajectoire est proche de zéro et que les changements de $\left. \frac{dz}{dx} \right|_\Omega$ déterminent les changements de pente des isochrones.

On peut noter qu'un changement d'épaisseur de glace ou un changement de profil de vitesse ont formellement le même impact sur la géométrie des isochrones, au travers de la fonction z_Ω . C'est une manière utile de considérer des situations où l'écoulement ne suit pas la géométrie du socle, par exemple à de courtes longueurs d'onde spatiales [?] ou lorsqu'il y a de la glace morte près du socle.

Regardons maintenant de plus près le terme de trajectoire. Le premier facteur multiplicatif du terme de trajectoire est la pente $(\pi, \theta) : \frac{\alpha}{1-\alpha}$ où α est relié à l'intégration de $\frac{\partial \kappa}{\partial x}$ le long de la trajectoire à partir de l'équation (3.60). Le long de la trajectoire de la particule, une accumulation décroissante ou un terme $\frac{\partial^2 z_\Omega}{\partial x \partial \Omega} > 0$ auront un effet de rotation anti-horaire, et cette empreinte historique restera attachée à la particule. Le deuxième terme multiplicatif du terme de trajectoire est positif et n'aura aucune influence sur son signe. C'est le rapport d'une vitesse verticale de référence $u_\Omega / \frac{\partial \Omega}{\partial z} = a\Omega$ et de la vitesse horizontale u_x . Pour cette raison, il sera appelé le *facteur d'échelle de la vitesse*. Si la vitesse horizontale u_x est grande et/ou que la vitesse verticale de référence $u_\Omega / \frac{\partial \Omega}{\partial z}$ est petite, le terme de trajectoire sera plus atténué. Le long d'une trajectoire typique, le facteur d'échelle de la vitesse décroît généralement, car l'enfoncement de la particule signifie qu' Ω décroît et le flux total croît. Généralement, les empreintes historiques sont donc de plus en plus diluées avec le temps.

L'on peut remarquer que la formule de la pente (3.68) présente une singularité pour $x = 0$: dans ce cas, α et u_x tendent vers zéro. Une analyse asymptotique autour de la ligne de partage permet d'étendre cette formule à $x = 0$, mais c'est en dehors des objectifs du texte présent.

Comment visualiser le terme de trajectoire ? Une manière pratique est de regarder les isochrones dans le système de coordonnées (x, Ω) , où les variations spatiales d' Ω disparaissent (voir l'équation (3.66)). L'on peut aussi regarder les isochrones dans le système de coordonnées (π, θ) , qui illustrent le terme de trajectoire corrigé du facteur d'échelle de la vitesse.

Dans la partie supérieure des calottes polaires, là où l'écoulement est en bloc, $1 - \alpha = \kappa_0 / \kappa$ d'après (3.62). La pente des isochrones devient donc :

$$\left. \frac{dz}{dx} \right|_x = \frac{\kappa - \kappa_0}{\kappa} \frac{Y^S a \Omega \bar{H}}{Q} + \left. \frac{dz}{dx} \right|_\Omega. \quad (3.70)$$

3.2 Modélisation numérique

3.2.1 Utilisation de la coordonnée Ω dans un modèle 3D SIA non stationnaire

L'on voit dans l'équation (3.13) qu'un terme $\frac{\partial \Omega}{\partial x}$ apparaît. Ce terme peut créer des imprécisions numériques lorsqu'il y a des variations horizontales brutales de la fonction de courant normalisée qui peuvent être liées à : 1) des variations de géométrie (altitude du socle ou de la surface) ; 2) des variations dans la forme du profil de vitesse. L'utilisation de la coordonnée ζ , courante en glaciologie, élimine les variations de géométrie. Il peut subsister cependant des variations brutales de profils de vitesse, par exemple si l'on passe comme illustré dans la figure 3.4 d'un régime de déformation à un régime de glissement pur. Nous avons alors pu montrer [?] que l'utilisation de la coordonnée Ω (ou ω , les deux étant égales lorsqu'il n'y a pas de fusion basale) améliore grandement la précision du schéma numérique. Bien

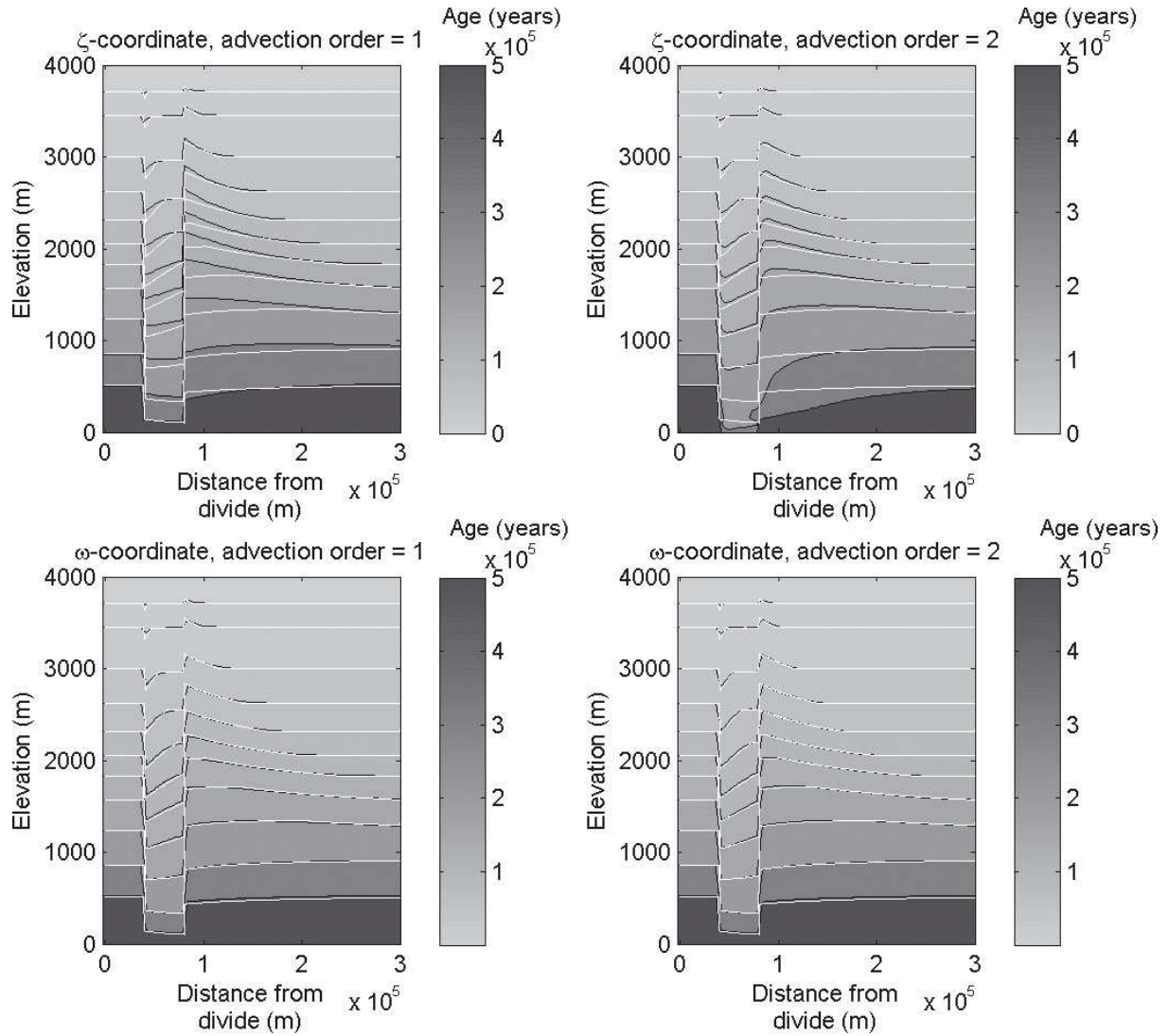


FIGURE 3.4 – Comparaison de schémas eulériens aux différences finies pour l’âge (contours remplis en dégradé de gris) avec un schéma lagrangien (lignes blanches), pour un cas de changement brutal dans le profil de vitesse. Le secteur du milieu est en glissement pur alors que les secteurs extérieurs ont de la déformation interne. Les schémas eulériens aux différences finies utilisent la coordonnée ζ ou ω avec un ordre 1 ou 2 pour l’opérateur d’advection comme indiqué au-dessus des figures. Extrait de [?].

sûr, l’utilisation de la coordonnée Ω ne peut se faire que dans des modèles SIA (l’orientation de la vitesse horizontale est supposée ne pas dépendre pas de la position verticale).

3.2.2 Utilisation des coordonnées (π, θ) dans un modèle 2,5 D pseudo-stationnaire

Les coordonnées (π, θ) vont une étape plus loin dans la simplification de la résolution de l’équation de l’âge. En effet, comme le montre l’équation (3.29), les trajectoires dans ce système de coordonnées sont linéaires de pente -1 . Ce système de coordonnées peut donc former un test pour des modèles numériques de l’équation de l’âge. On peut aussi directement résoudre l’équation de l’âge dans ce système de coordonnées. Connaissant : l’accumulation a , la fusion basale m et la largeur du tube d’écoulement Y , on peut calculer le flux total Q et le flux de fusion Q_m en fonction de x et on peut discrétiser l’axe horizontal selon π (grille exponentielle en Q). Il suffit alors de définir, sur chaque maille horizontale, ω le long de la verticale (grille exponentielle, c’est-à-dire discrétisation en θ).

Nous avons appliqué cette méthode à la ligne d’écoulement Ridge B - Vostok, la grille du modèle étant illustrée sur la figure 3.5 et la simulation de l’âge sur la figure 3.6. Le modèle est 2,5D, c’est-à-dire que l’on considère un tube d’écoulement vertical et que la troisième dimension est partiellement prise en compte par la largeur variable de ce tube d’écoulement. Les intérêts de ce système de coordonnées sont

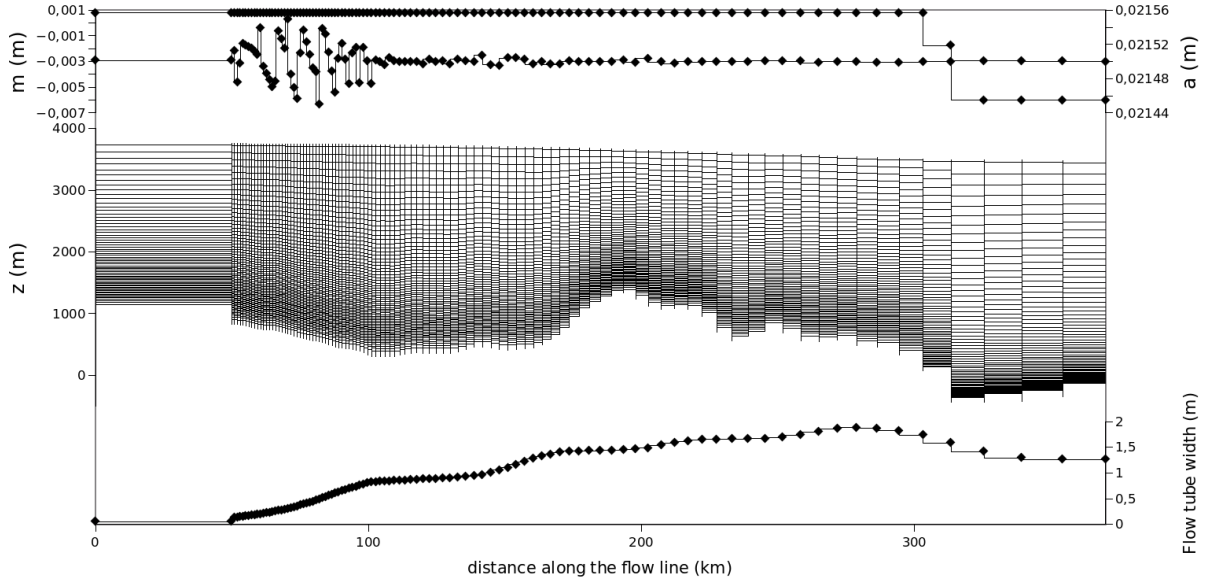


FIGURE 3.5 – Grille régulière de notre modèle en (π, θ) pour résoudre l'équation de l'âge le long de la ligne d'écoulement Ridge B - Vostok.

multiples :

1. La grille est raffinée près du dôme, là où les particules passe la plupart de leur temps et là où la vitesse horizontale est la plus faible ;
2. La grille est raffinée près du socle, là où les gradients d'âge et de vitesse horizontale sont les plus forts ;
3. Les trajectoires étant des lignes de pentes -1 , les grilles eulériennes et lagrangiennes sont confondues.
4. on peut ainsi simplement calculer l'âge stationnaire sur la grille par intégration depuis la surface des temps mis par les particules pour traverser obliquement une maille.
5. Comme notre schéma ne fait intervenir aucune interpolation sur la grille, c'est un schéma numérique exact (après discrétisation des conditions aux limites a et m et de la fonction de courant normalisée).

Dans l'exemple illustré ici, le modèle est à l'ordre 0, c'est-à-dire que D , Y , a et $\frac{\partial \Omega}{\partial z}$ sont supposés constants sur une maille. Il est prévu d'écrire un modèle à l'ordre 1, où D , Y , a et $\frac{\partial \Omega}{\partial z}$ varieraient linéairement sur la maille.

3.2.3 Quelques illustrations du terme de trajectoire

Dans la Figure 3.7, nous montrons une expérience numérique où la glace, partant du dôme, doit franchir une montagne idéalisée de forme rectangulaire dans le socle. Nous supposons : 1) un écoulement par glissement pur, 2) pas de divergence latérale de l'écoulement, 3) une épaisseur de glace comme sur la Figure 3.7, 4) une accumulation de 3 cm de glace par an. Dans les régions A1, A3 et A6, les isochrones sont horizontales, ce qui est normal puisque les particules ont expérimenté des conditions constantes horizontalement. Dans les régions A2 et A5, alors que les conditions sont constantes horizontalement, les isochrones sont inclinées par rapport à l'horizontale. Cela provient du fameux terme de trajectoire, car les particules d'une même isochrones ont parcouru des distances différentes avant, pendant et après la montagne du socle rocheux. Enfin, dans la région A4, les isochrones sont parfaitement horizontale, car l'écoulement se fait en bloc et les conditions initiales et finales des particules de glace sont identiques.

Ceci n'est plus vrai lorsque l'on suppose de la déformation basale (Figure 3.8). Ici, nous avons choisi une fonction de forme $\omega = \zeta^p$ avec $p = 1, 5$.

Dans la Figure 3.9, une expérience idéalisée de fusion basale variable est menée. Nous supposons 1) un écoulement par glissement pur, 2) pas de divergence latérale de l'écoulement, 3) une épaisseur de glace égale à 1000 m, 4) un taux d'accumulation en surface égal à 0.2 m/an, 5) un taux de fusion basale égal à $0,1 \times x/x_1$ avec $x_1 = 6$ km. On y observe que les iso- Ω sont plus pentues que les isochrones.

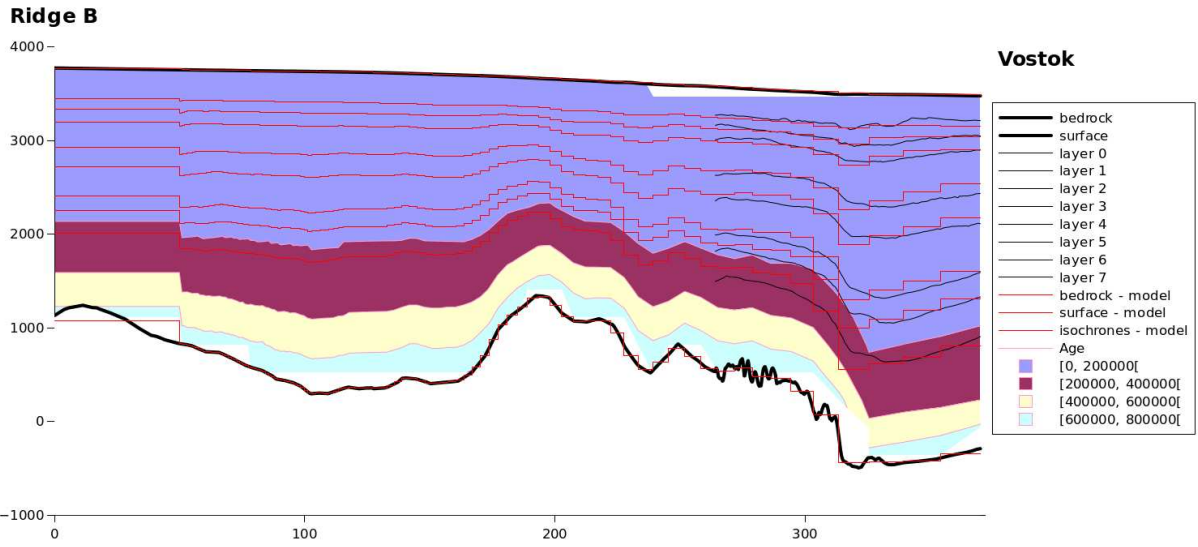


FIGURE 3.6 – Simulation de l'âge le long de la ligne d'écoulement Ridge B - Vostok en utilisant un modèle pseudo-stationnaire en (π, θ) . Les lignes noires sont les observations de socle, surface et isochrones. Les lignes rouges sont les représentations de socle, surface et isochrones dans le modèle. Le code de couleur indique l'âge modélisé.

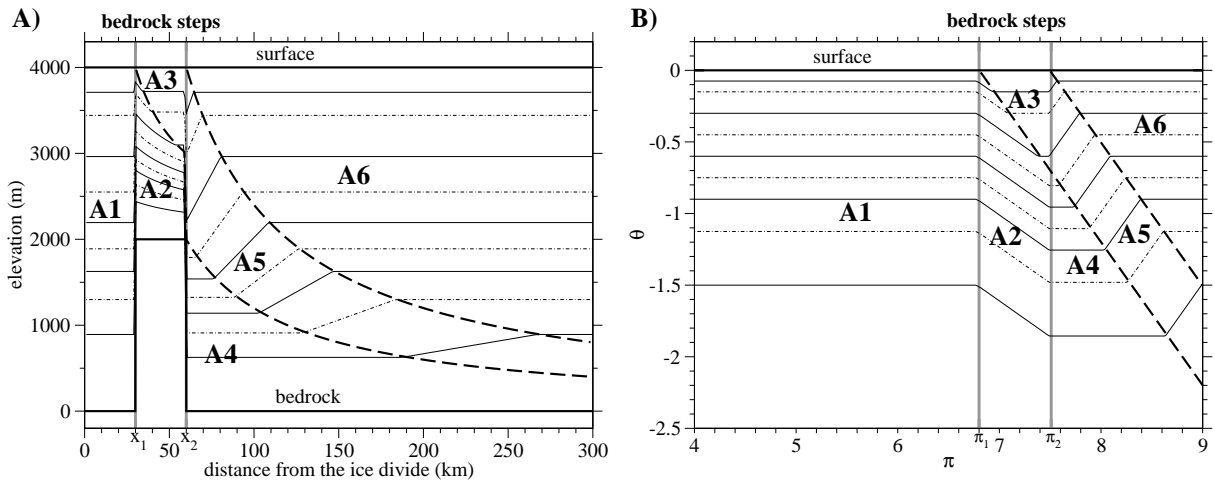


FIGURE 3.7 – Isochrones sur un plateau du socle rocheux délimité par x_1 et x_2 (correspondant à π_1 et π_2). L'écoulement de la glace est un écoulement en bloc sans fusion. Extrait de [?].

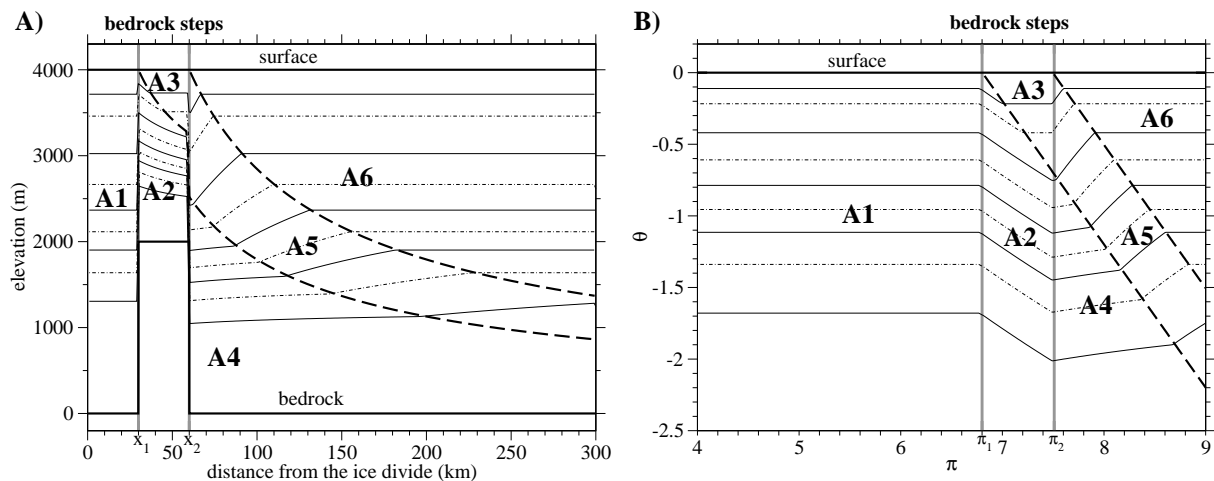


FIGURE 3.8 – Isochrones sur un plateau du socle rocheux délimité par x_1 et x_2 (correspondant à π_1 et π_2). L'écoulement de la glace se fait par déformation basale. Extrait de [?].

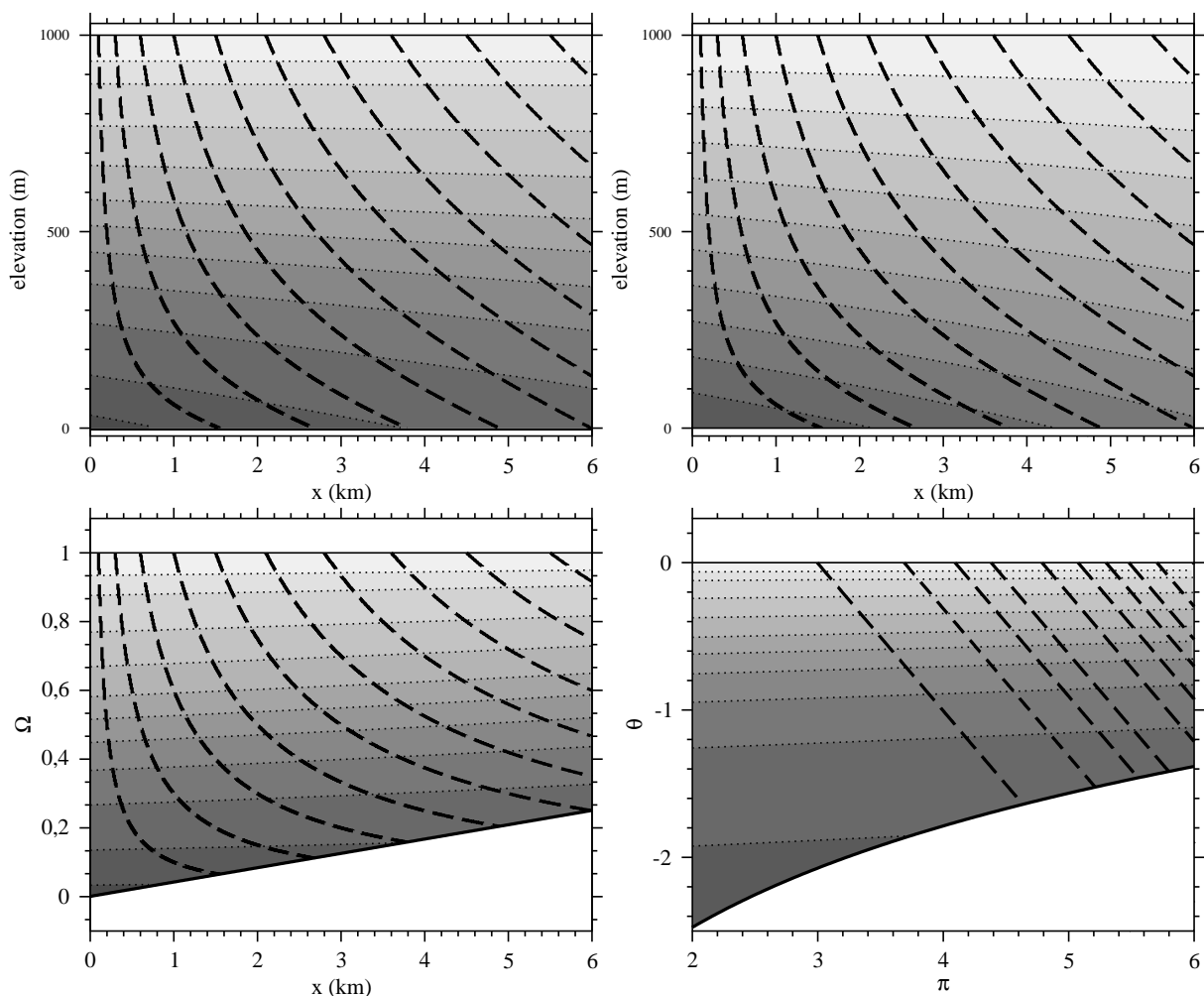


FIGURE 3.9 – Effet d'une variation spatiale de fusion basale. Les trajectoires des particules sont représentées par les lignes pointillées épaisses. (a) Isochrones dans le système de coordonnées (x, z) . (b) Lignes iso- Ω dans le système de coordonnées (x, z) (ce diagramme est une bonne illustration du terme de trajectoire). (c) Isochrones dans le système de coordonnées (x, Ω) (ce diagramme est une bonne illustration du terme de trajectoire). (d) Isochrones dans le système de coordonnées (π, θ) . Extrait de [?].

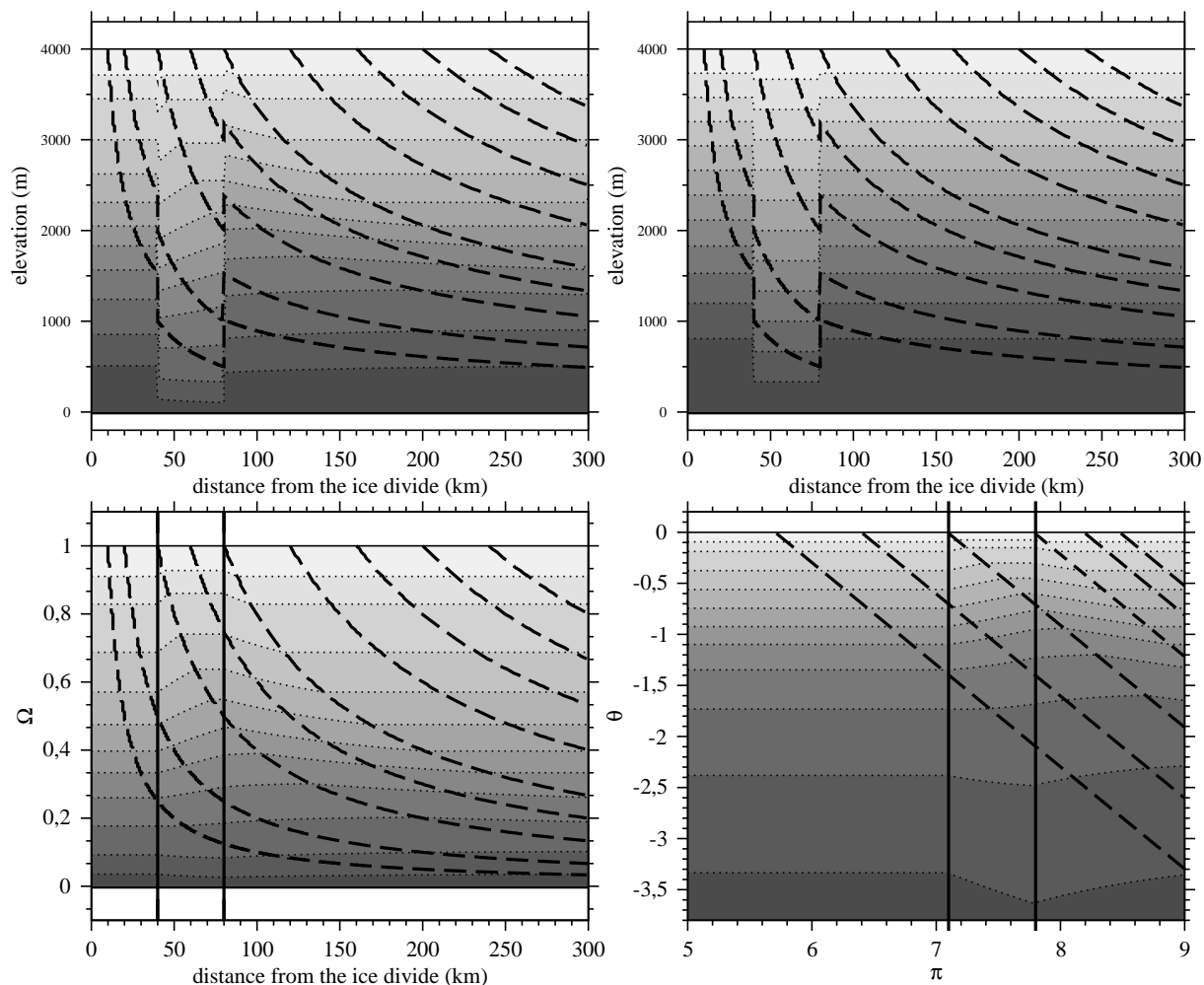


FIGURE 3.10 – Effet d’un glissement accru (effet de Weertman) sur une zone ici entre $x = 40$ et $x = 80$ km. Les trajectoires des particules sont représentées par les lignes pointillées épaisses. (a) Isochrones dans le système de coordonnée (x, z) . (b) Lignes iso- Ω dans le système de coordonnées (x, z) (c) Isochrones dans le système de coordonnées (x, Ω) (ce diagramme est une bonne illustration du terme de trajectoire). (d) Isochrones dans le système de coordonnées (π, θ) . Extrait de [?].

Dans la Figure 3.10, une expérience avec des transitions non-glissement/glissement puis glissement/non-glissement est réalisée. Nous supposons : 1) pas de divergence latérale de l’écoulement, 2) un taux d’accumulation constant et égal à 0,03 m/an, 3) pas de fusion basale, 4) des topographies du socle et de la surface égales à $B = 0$ m et $S = 4000$ m, 5) un écoulement par glissement pur de 40 à 80 km en aval du dôme et un profil de flux de [?] ailleurs avec un exposant $p = 3$:

$$\omega(\zeta) = 1 - \frac{p+2}{p+1}(1-\zeta) + \frac{1}{p+1}(1-\zeta)^{p+2}.$$

On observe que, bien que les iso- Ω soient plates sur chacune des trois zones, les isochrones sont parfois inclinées à cause du terme de trajectoire.

Dans la Figure 3.11, une expérience simulant l’effet de Raymond (vitesse verticale réduite) à un dôme est réalisée. Nous supposons : 1) pas de divergence latérale de l’écoulement, 2) une accumulation constante et égale 0.18 m/an, 3) pas de fusion basale, 4) des topographies du socle et de la surface égales à $B = 0$ m et $S = 750$ m, 5) une transition progressive d’un profil parabolique de flux au dôme $\omega = \zeta^2$ à un profil de [?] sur le flan. Nous avons mis en évidence que le terme de trajectoire présente des bosses inversées, ce qui peut induire des creux bordant les bosses de Raymond lorsque la transition du profil dôme au profil flan est suffisamment rapide. Ces creux ont été observés dans certains profils radar (Figure 3.12).

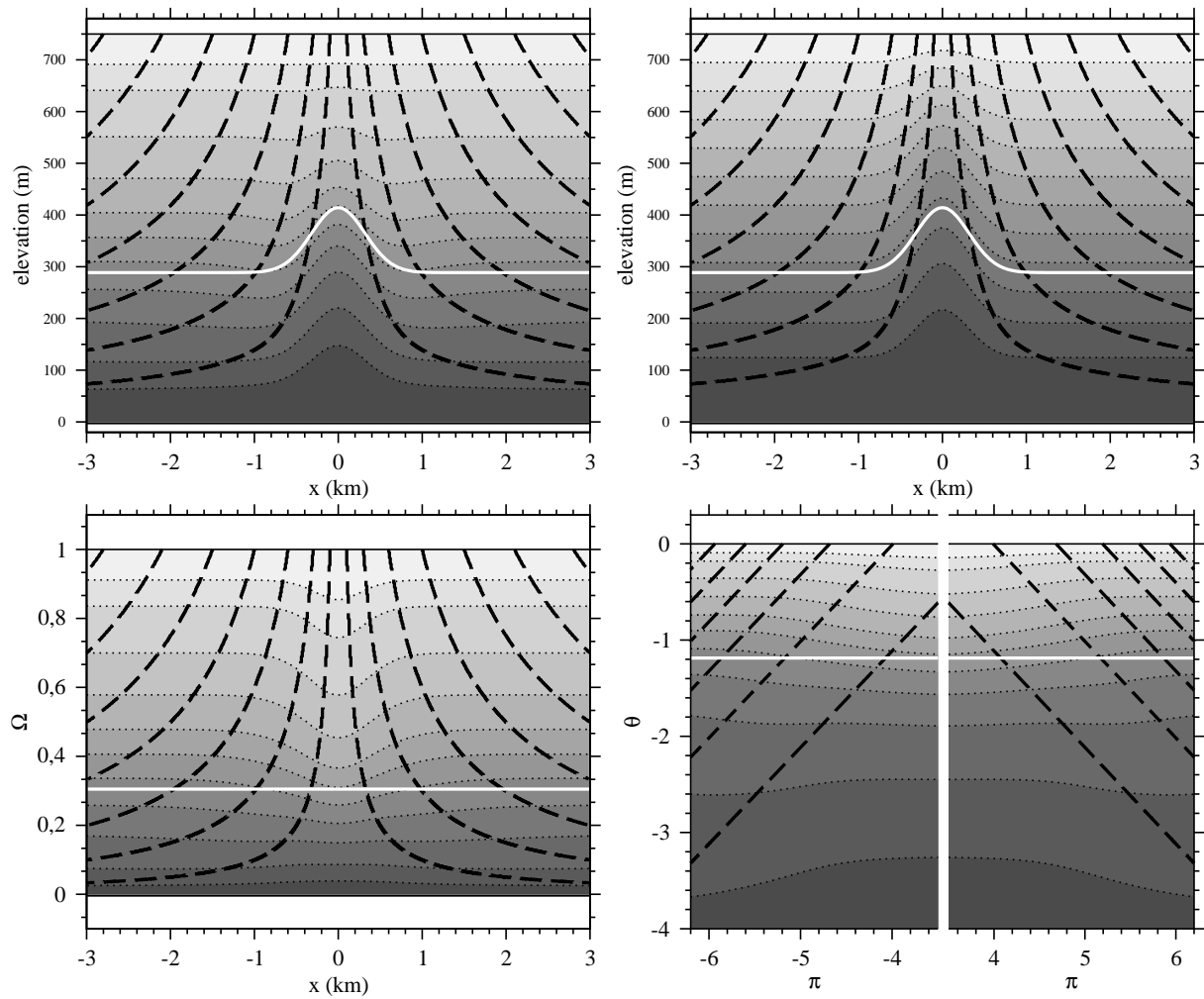


FIGURE 3.11 – Effet d’une vitesse verticale réduite à un dôme (effet de Raymond), avec une transition exponentielle du profil dôme au profil flanc. Les trajectoires des particules sont représentées par les lignes pointillées épaisses. (a) Isochrones dans le système de coordonnées (x, z) . (b) Lignes iso- Ω dans le système de coordonnées (x, z) (c) Isochrones dans le système de coordonnées (x, Ω) (ce diagramme est une bonne illustration du terme de trajectoire). (d) Isochrones dans le système de coordonnées (π, θ) . L’axe des abscisses est discontinu pour ce dernier cadran. Extrait de [?].

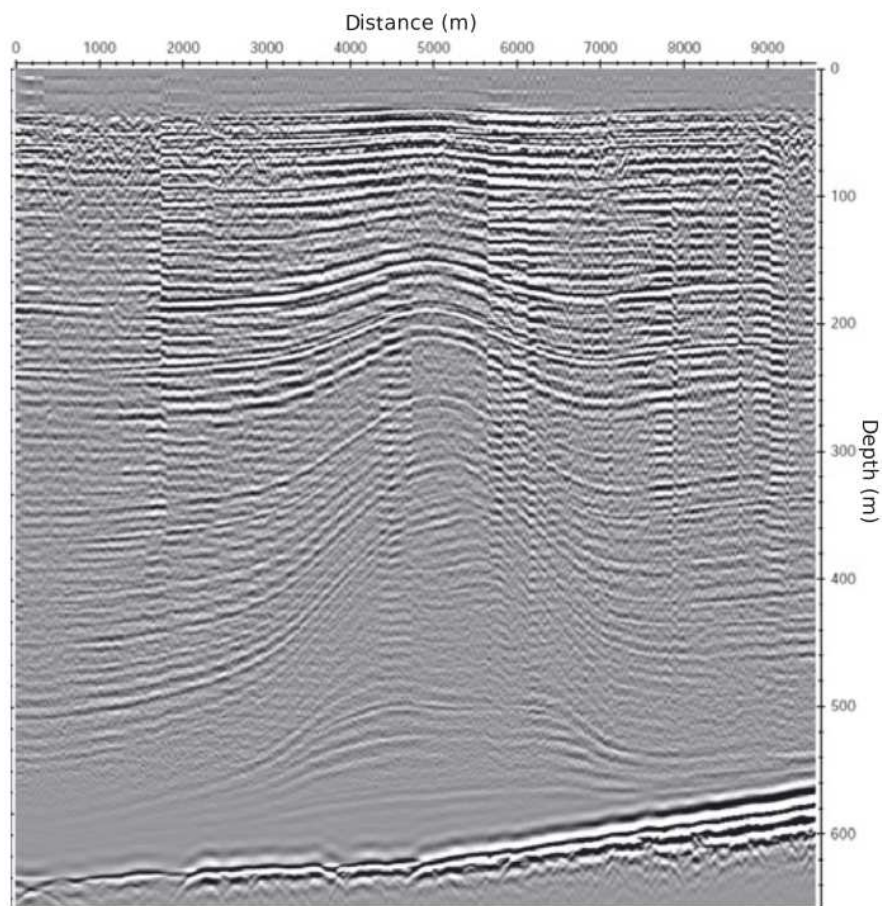


FIGURE 3.12 – Exemple de creux bordant des bosses de Raymond situées à Fletcher Promontory, terre d'Ellsworth, Antarctique de l'Ouest. Les creux sont situés du côté droit. Extrait de [?].

3.2.4 Dépendance d'un modèle d'écoulement 2,5D à ses paramètres (exemple du site Vostok)

Dans ce qui suit, nous appliquons un modèle d'écoulement 2,5D à géométrie imposée (ici fixe) et profil de vitesse analytique [?] à la ligne d'écoulement Ridge B - Vostok représentée sur la Figure 3.13. Nous appliquons ensuite une analyse de sensibilité pour mesurer la dépendance de ce modèle à ses paramètres.

La ligne d'écoulement est calculée à partir de la méthode de plus grande pente. L'altitude de la surface est préliminairement lissée à 100 km comme obtenu par [?] par comparaison à des données GPS car la relation vitesse horizontale - pente de la surface n'est valide qu'aux grandes échelles spatiales. Pour le profil d'épaisseur de glace le long de cette ligne d'écoulement, nous utilisons un profil radar basses fréquences aéroporté (Figure 3.14) très proche obtenu par [?] qui est moyenné tous les 10 km.

Le profil du flux horizontal est donné par [?] :

$$\omega(\zeta) = s\zeta + (1 - s) \left[1 - \frac{p+2}{p+1}(1-\zeta) + \frac{1}{p+1}(1-\zeta)^{p+2} \right], \quad (3.71)$$

où ζ est la coordonnée verticale réduite, s est le taux de glissement basal et p est un exposant de ce profil en théorie proche de 10 en dehors du dôme.

L'accumulation de surface est supposée être séparée en une variation spatiale et une variation temporelle fonction de la température de la couche d'inversion :

$$A(x, T_I) = A^0(x) \frac{f(T_I)}{f(T_I^0)} (1 + \beta(T_I - T_I^0)), \quad (3.72)$$

où $f(T_I)$ est la dérivée de la pression de vapeur saturante divisée par la température, T_I est la température à la couche d'inversion, qui est supposée être reliée linéairement à la température de surface telle que reconstruite par la composition isotopique mesurée dans le forage et β est un paramètre libre.

Voici plusieurs expériences de sensibilité que nous avons effectuées :

STAND Profil d'altitude de la surface et divergence latérale issus de la topographie de surface mesurée. Profil d'épaisseur de glace issu du profil basses-fréquences. Taux de regel basal d'1 mm/an au-dessus du lac Vostok (entre les points E et F dans la Figure 3.13), fusion basale nulle en dehors. Taux de glissement basal de 100% au-dessus du lac Vostok et 0% ailleurs. Accumulation présente (A^0) de 3,1 cm de glace/an sur la première moitié de la ligne d'écoulement et qui décroît ensuite linéairement jusqu'à 2,2 cm de glace/an à Vostok. Paramètre du profil de flux $p = 5$ de 0 à 40 km de Ridge B et 10 ailleurs.

MELT Identique à STAND mais avec un taux de fusion basale en amont du lac Vostok de 1 mm/an.

SLID Identique à STAND mais avec un taux de glissement basal en amont du lac Vostok de 20%.

ACCU1 Identique à STAND mais avec un taux d'accumulation de surface multiplié par 1,5.

ACCU2 Identique à STAND mais avec un taux d'accumulation présent A^0 partout égal à 2.2 cm/an (la valeur de Vostok).

VELOC Identique à STAND mais avec un paramètre de profil de flux $p = 5$ partout le long de la ligne d'écoulement.

BED Identique à STAND mais avec une altitude de socle égale à -265 m (la valeur de Vostok) partout le long de la ligne d'écoulement.

DIV Identique à STAND mais avec une divergence latérale nulle le long de la ligne d'écoulement (lignes d'écoulement parallèles).

Ces expériences numériques confirment les résultats théoriques que nous avons pu mettre en évidence dans la section précédente. En ce qui concerne l'origine spatiale de la glace, seuls la fonction Ω au lieu de forage et le flux totale Q le long de la ligne d'écoulement ont une influence sur celle-ci (équation (3.31)) :

- Le profil d'origine spatiale de la glace est quasi-linéaire en fonction de la profondeur, puisque Ω est quasi-linéaire en profondeur et Q est quasi-linéaire en fonction de la position horizontale (si l'accumulation et la largeur du tube d'écoulement sont à peu près constantes).
- Le profil de socle en amont n'a pas d'influence sur l'origine de la glace.
- La valeur absolue du taux d'accumulation a une influence très faible sur l'origine de la glace. En fait, si dans l'expérience ACCU1 nous avons multiplié également le taux de fusion basale par 1,5, l'influence aurait été nulle.
- Le profil de flux horizontal, qui a une influence sur ω et donc sur Ω , a une influence sur l'origine de la glace.

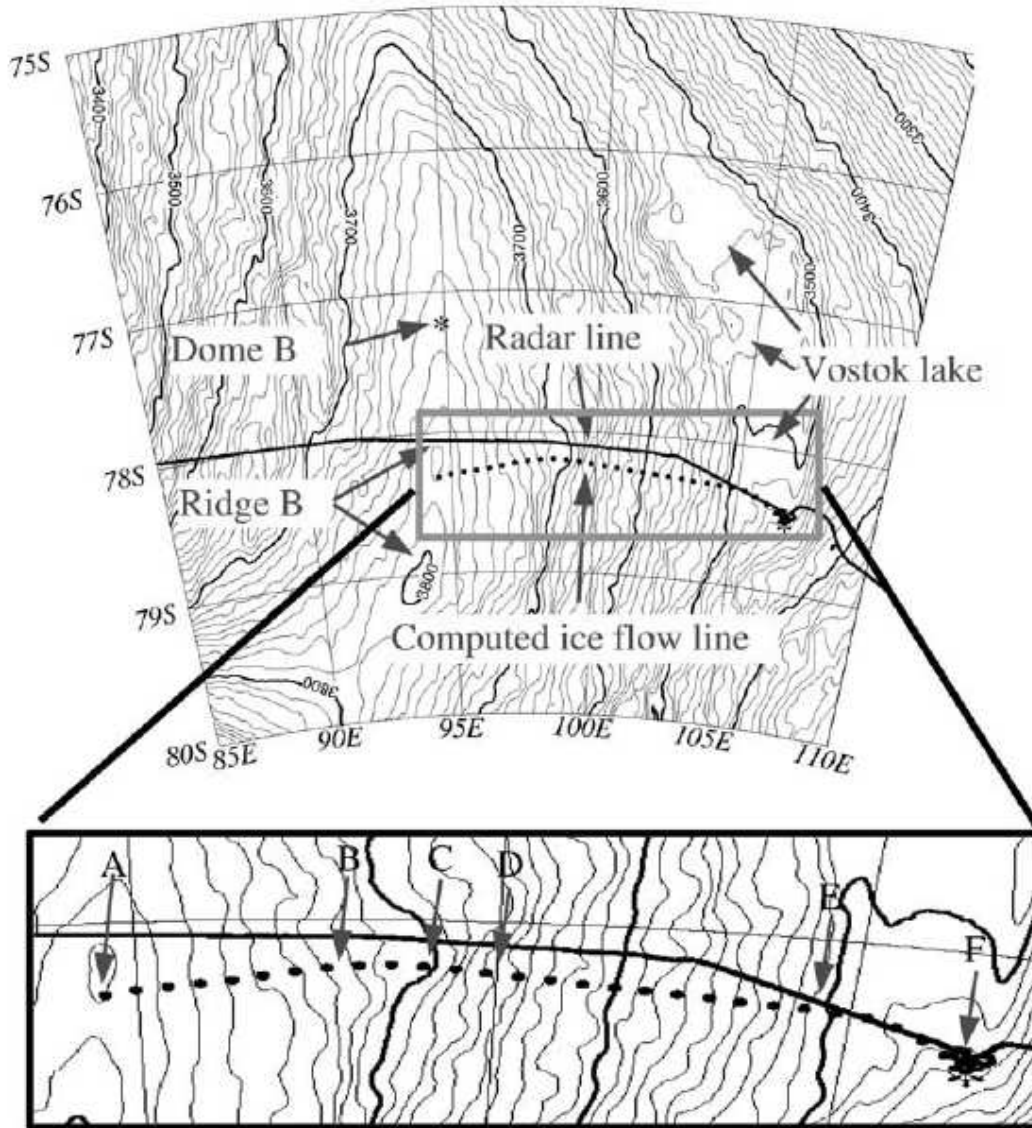


FIGURE 3.13 – Position de la ligne d'écoulement Ridge B - Vostok calculée selon la méthode de la ligne de plus grande pente (ligne pointillée) comparée à la position d'un profil de sondage radar aéroporté (ligne pleine) de [?]. Extrait de [?].

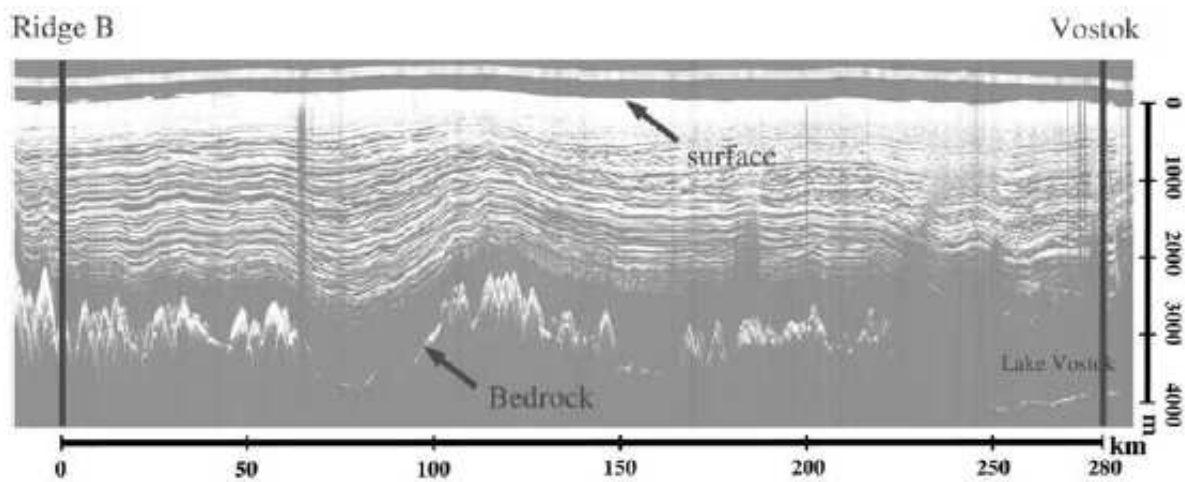


FIGURE 3.14 – Profil radar basses fréquences entre Ridge B et Vostok. D’après [?].

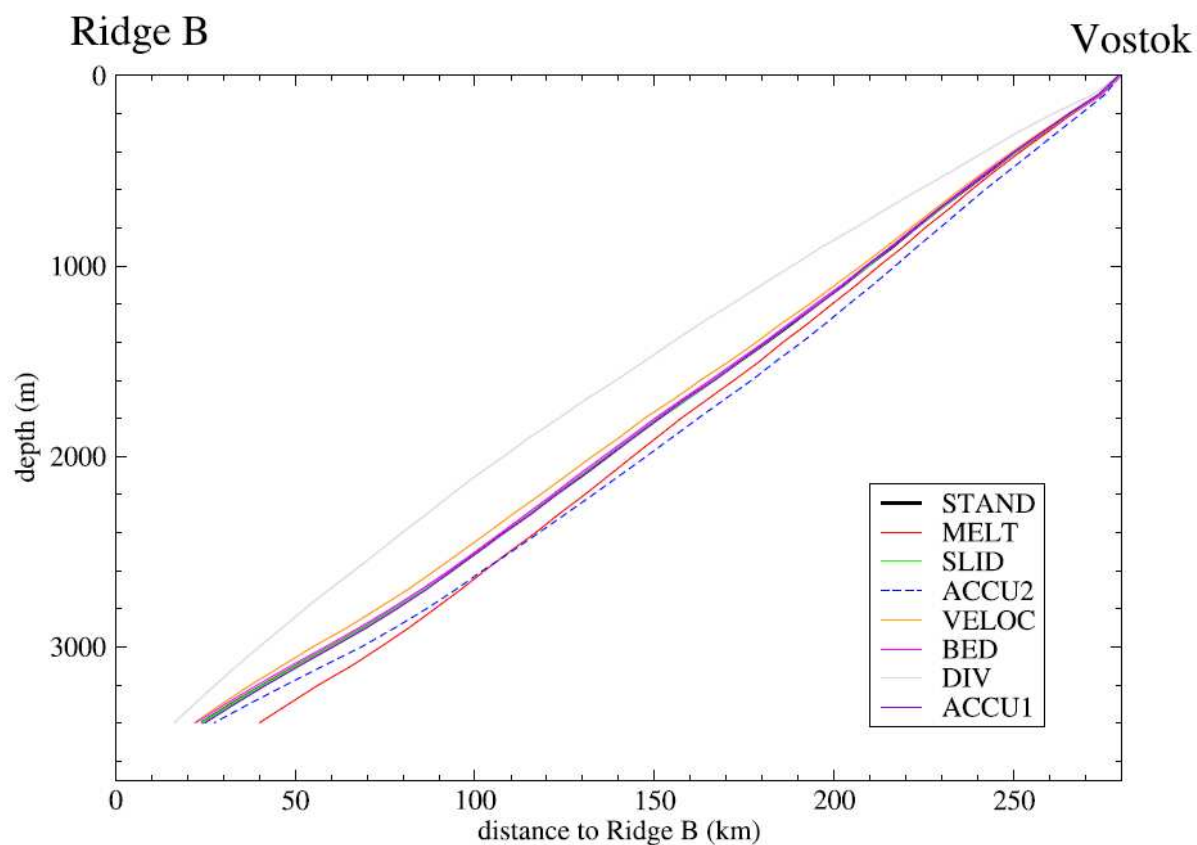


FIGURE 3.15 – Origine de la glace en fonction de la profondeur dans le forage de Vostok dans les différentes expériences de sensibilité. Seul les variations de divergence latérale, répartition spatiale d’accumulation et fusion basale ont une influence importante sur l’origine de la glace. Extrait de [?].

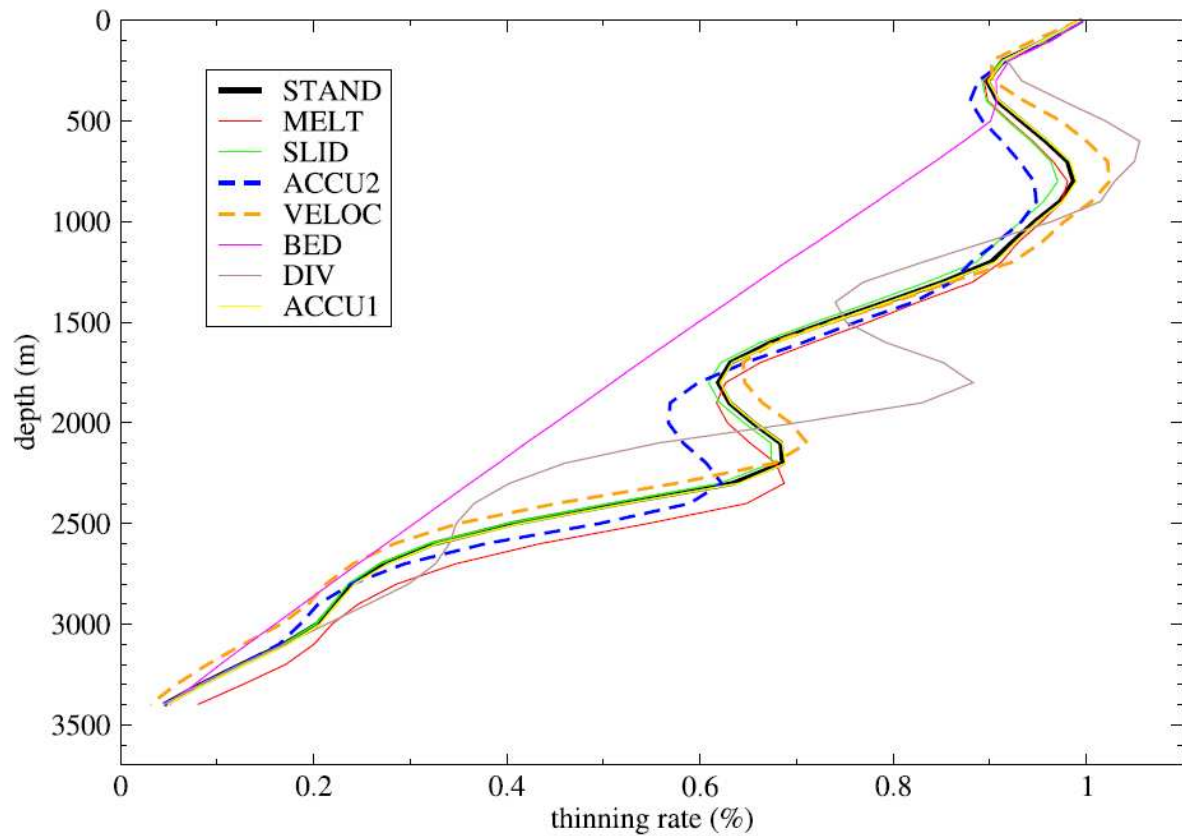


FIGURE 3.16 – Fonction d’amincissement vertical en fonction de la profondeur dans le forage de Vostok pour les différentes expériences de sensibilité. L’influence la plus importante est celle du profil d’altitude du socle qui est directement imprimée dans l’amincissement vertical. La fusion basale, la répartition spatiale d’accumulation et la divergence latérale ont une influence sur l’origine de la glace et donc sur le profil d’amincissement si le profil de socle n’est pas plat. Le profil vertical de vitesse a aussi une influence importante. La valeur absolue du taux d’accumulation et le taux de glissement basal n’ont pas une influence importante. Extrait de [?].

- Le taux de fusion basale, qui a une influence sur Ω , a une influence sur l’origine de la glace.
- La répartition spatiale d’accumulation et la divergence latérale, qui ont toutes deux une influence sur Q , ont une influence sur l’origine de la glace.

En ce qui concerne la fonction d’amincissement vertical :

- Le profil de flux horizontal, le taux de glissement et le taux de fusion basale ont une influence sur Ω et donc sur la fonction d’amincissement vertical, puisque dans le cas 1D stationnaire, $\tau = \Omega$ (équation 3.51).
- Le profil spatial d’épaisseur de glace est “imprimé” dans la fonction d’amincissement vertical, comme le montre les équations (3.48) et (3.52).
- Par conséquent, tous les paramètres qui ont une influence sur l’origine de la glace ont une influence sur la fonction d’amincissement (à condition que le profil de hauteur de glace ne soit pas constant).

3.3 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons décrit nos recherches sur des aspects analytiques et numériques de l’équation de l’âge dans les calottes polaires.

Dans le cas 2.5D, nous avons tout d’abord décrit une nouvelle coordonnée verticale Ω , appelée *fonction de courant normalisée*, qui permet d’appréhender l’équation de l’âge de manière plus pertinente, tant sur le plan analytique que sur le plan numérique, car elle enlève les variations horizontales de profils de vitesse. Sur le plan numérique, nous avons montré que cette coordonnée Ω permet de simuler le champ d’âge lors de transitions glissement/non-glissement avec une meilleure précision que la coordonnée verticale réduite ζ .

Puis dans le cas 2.5D pseudo-stationnaire, c’est-à-dire que seul un facteur multiplicatif appliqué à l’accumulation de surface et la fonte basale varie, nous avons décrit un système de coordonnée (π, θ) , appelé *système de coordonnées en logarithme du flux*, dans lequel les particules suivent des trajectoires linéaires de pente -1 . Ce système de coordonnée permet ainsi de déduire des formules analytiques pour l’âge, la fonction d’amincissement verticale et la pente des couches isochrones. Sur le plan numérique, la propriété remarquable des trajectoires permet de tester les schémas numériques utilisés pour la résolution de l’équation de l’âge. Nous avons par ailleurs proposé un schéma numérique exact pour le calcul de l’âge, c’est-à-dire qu’une fois discrétisées les données du problème, le calcul de l’âge est exact (aucune interpolation sur la grille n’est requise).

Enfin, nous avons analysé grâce à nos développements analytiques et à un modèle numérique 2.5D appliqué à la ligne d’écoulement Ridge B-Vostok comment l’origine spatiale de la glace et la fonction d’amincissement vertical varie en fonction des paramètres de l’écoulement. C’est principalement la divergence latérale de l’écoulement qui va conditionner l’origine spatiale de la glace. En ce qui concerne la fonction d’amincissement vertical, nous avons pu montrer qu’elle est principalement influencée par l’épaisseur de glace au site d’origine.

Chapitre 4

Optimisation de la chronologie des forages

Comme nous l'avons dit en introduction, il n'y a pas un seul outil permettant d'aborder de manière efficace l'âge de la glace et des bulles de gaz dans les calottes polaires. Plusieurs outils, basés soit sur la modélisation numérique, soit sur les observations ont leurs avantages et leurs inconvénients et leurs domaines d'applicabilité. Dans ce chapitre, nous avons développé des méthodes probabilistes (des méthodes bayésiennes) pour optimiser la chronologie des forages polaires en combinant informations issues de la modélisation et des observations. Dans la section 4.1, nous avons appliqué une méthode d'inversion basée sur l'algorithme de Metropolis-Hastings et développée durant la thèse de doctorat à différents forages de manière séparée. Cette méthode, dédiée à un forage et basée sur l'hypothèse d'un modèle parfait, a montré ses limites et nous avons développée dans la section 4.2 une méthode multi-forages qui prend en compte l'erreur modèle. Cette méthode a permis l'établissement de la chronologie AICC2012 de 4 carottes antarctique et une carotte groenlandaise qui est la chronologie recommandée par la communauté européenne qui étudie les carottes de glace.

Les résultats présentés ici sont principalement issus des articles [?, ?, ?, ?, ?, ?, ?, ?, ?, ?].

4.1 Chronologies des forages VK, EDC, DF et TALDICE par méthode inverse appliquée à un modèle d'écoulement

Les modèles d'écoulement appliqués pour déterminer la datation à différents sites de forages possèdent des paramètres mal contraints que l'on peut caler en prenant en compte des observations comme les marqueurs d'âge répartis le long du forage. Ceci forme donc un "problème inverse" que nous avons résolu par une méthode de Monte-Carlo basée sur l'algorithme de Métropolis-Hastings, qui est adapté ici car le modèle direct tourne rapidement et possède un faible nombre de paramètres mal connus (typiquement moins de 10). Nous ne reviendrons pas d'avantage sur la méthode qui était le sujet de notre thèse de doctorat [?]. Nous allons par contre détailler les applications de la méthode aux forages à Vostok, EPICA Dome C et Dome Fuji.

4.1.1 Cas de Vostok

Par rapport à l'échelle d'âge GT4 [?], elle aussi issue d'un modèle d'écoulement, nous avons mis à jour les topographies de la surface et du socle ainsi que la largeur du tube d'écoulement le long de la ligne d'écoulement Ridge B - Vostok (la géométrie est supposée stationnaire). Les marqueurs d'âge sont détaillés dans [?].

Les paramètres mal connus du modèle d'écoulement sont :

- l'accumulation présente A^0 (équation (3.72)) le long de la ligne d'écoulement Ridge B - Vostok qui est supposée être un polynôme du second ordre de la distance à Ridge B ;
- le paramètre β qui régit le contraste glaciaire/interglaciaire d'accumulation ;
- le taux de regel basal au-dessus du lac Vostok ;
- le taux de fusion basale en amont du lac Vostok.

Les densités de probabilités reconstruites pour ces paramètres sont représentées sur la Figure 4.1. La chronologie optimale reconstruite, appelée VK-FGT1, est représentée sur les Figures 4.2 et 4.3 en

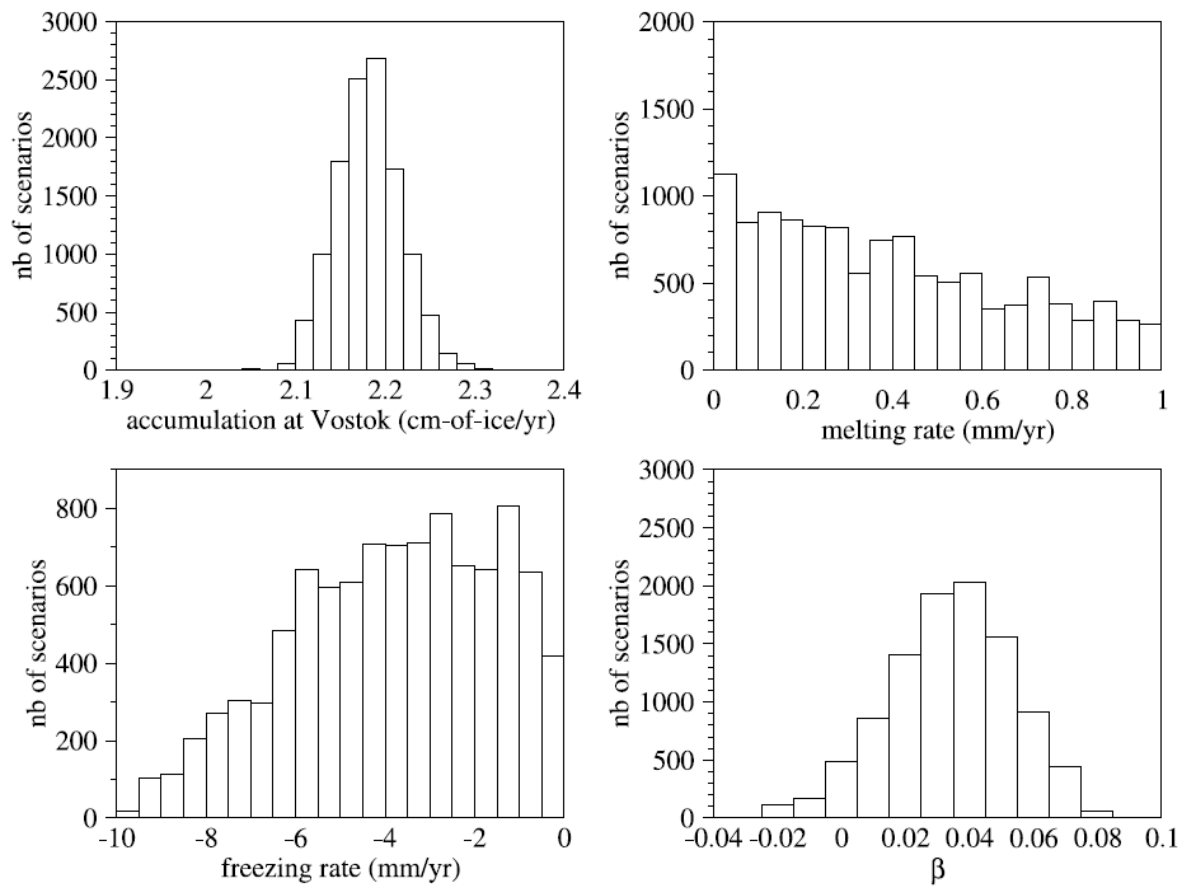


FIGURE 4.1 – Paramètres mal connus reconstruits par la méthode inverse : accumulation présente à Vostok, taux de fusion en amont du lac Vostok, taux de regel au-dessus du lac Vostok et coefficient β . Extrait de [?].

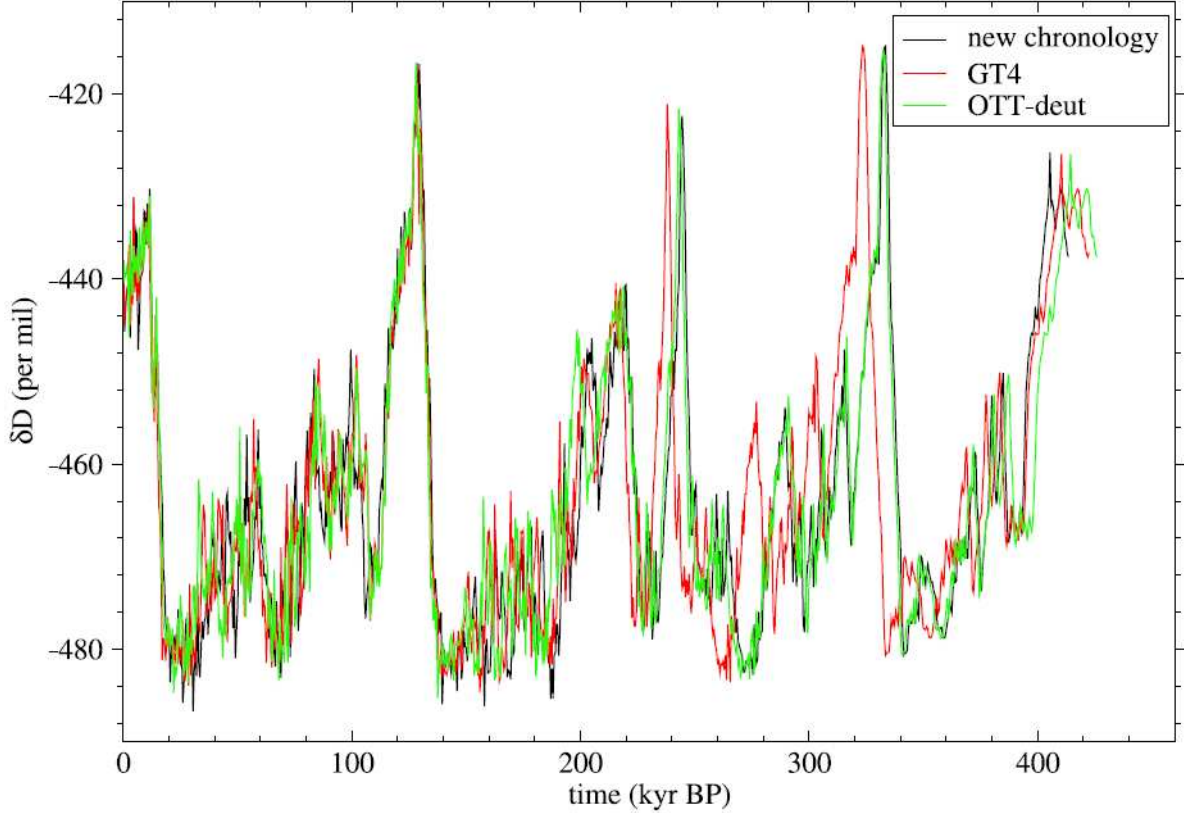


FIGURE 4.2 – Chronologie optimale obtenue pour la carotte de Vostok comparée à la chronologie glaciologique précédente GT4 et à une chronologie par calage orbital du deutérium OTT-deut. Extrait de [?].

comparaison d'autres chronologies. On peut constater que VK-FGT1 résout le problème de l'âge des Stades Isotopiques Marins (Marine Isotope Stage, MIS) 3, 7 et 9, qui étaient trop jeunes dans GT4.

4.1.2 Cas d'EPICA Dome C, Dome Fuji et TALDICE

Les forages d'EDC, DF et TALDICE ont été datés grâce à un modèle d'écoulement similaire à celui de Vostok mais cette fois-ci, le modèle est unidimensionnel car les forages sont situés à un dôme que l'on suppose avoir été stable dans le passé. Pour EDC et DF, les variations d'altitudes du socle et de la surface sont données par un modèle conceptuel calé sur le modèle grande échelle d'Antarctique GRISLI [?] et qui prend en entrée le scénario d'accumulation de surface dans le passé (Figure 4.4). La paramétrisation de l'accumulation est légèrement différente :

$$a = A^0 \exp(\beta \Delta \delta D_{\text{corr}}), \quad (4.1)$$

où $\Delta \delta D_{\text{corr}}$ est la variation de deutérium corrigée des effets de source (variations de composition isotopique et de température de l'océan) et où β est un coefficient.

Les paramètres mal connus pour ces modèles sont :

- L'accumulation présente A^0 ;
- le paramètre β régissant le contraste glaciaire-interglaciaire d'accumulation ;
- les paramètres p et s du profil de flux horizontal ;
- la fusion basale m supposée constante au cours du temps.

Les marqueurs d'âge utilisés sont décrits en détail dans [?] pour EDC et DF et dans [?] pour TALDICE.

Pour EDC et DF, les densités de probabilités pour chacun de ces paramètres sont représentées sur la Figure 4.5. L'accumulation de surface au présent est de $2,840 \pm 0,028$ à EDC et $2,979 \pm 0,184$ à DF. Le coefficient β est de $0,0156 \pm 0,0012$ à EDC et $0,0153 \pm 0,0031$ à DF. Ces valeurs sont plus grandes que la valeur 0,0102 que l'on obtient en utilisant la pression de vapeur saturante, un coefficient $\alpha = 6,04$ pour mille/ $^{\circ}\text{C}$ et un coefficient de 0,63 pour la relation température de surface/température d'inversion. Elles

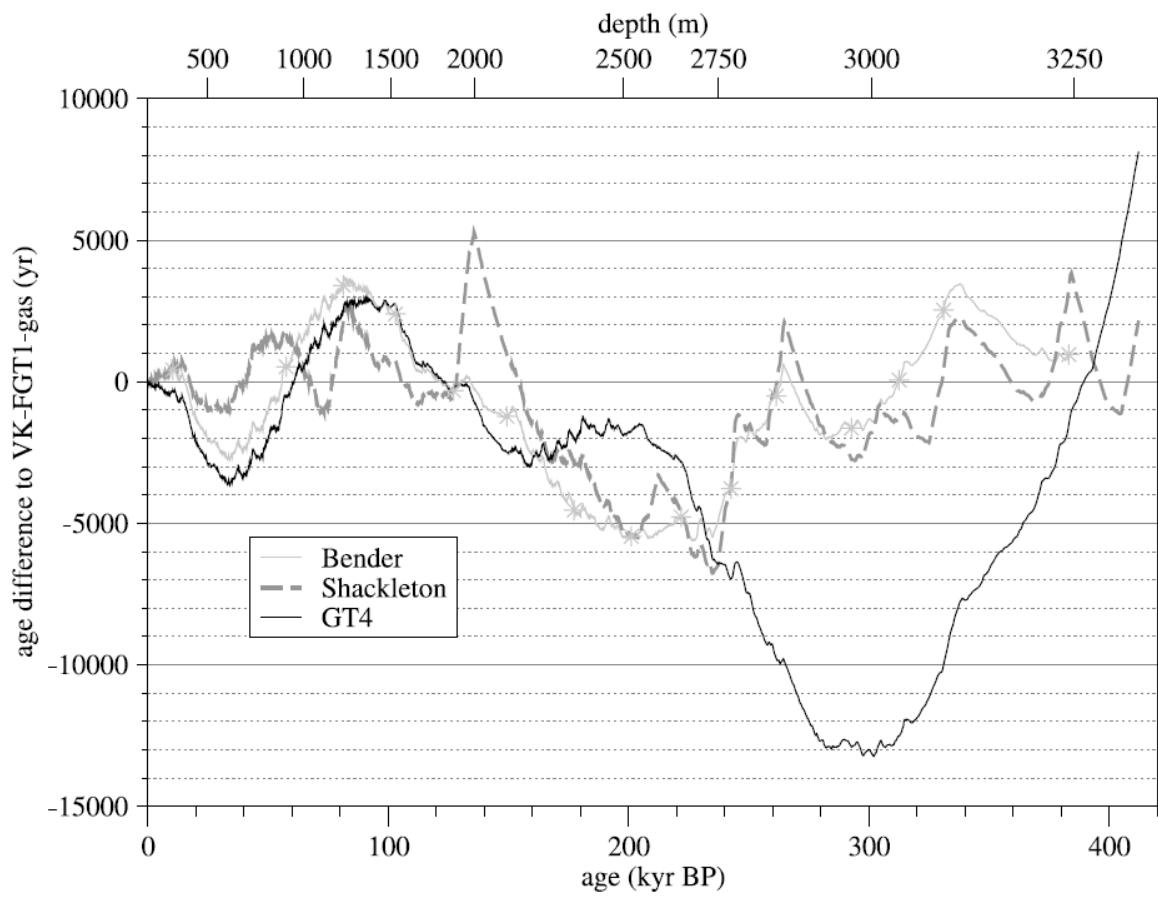


FIGURE 4.3 – Comparaison de différentes chronologies pour le forage Vostok. VK-FGT1 est utilisée comme référence. Extrait de [?].

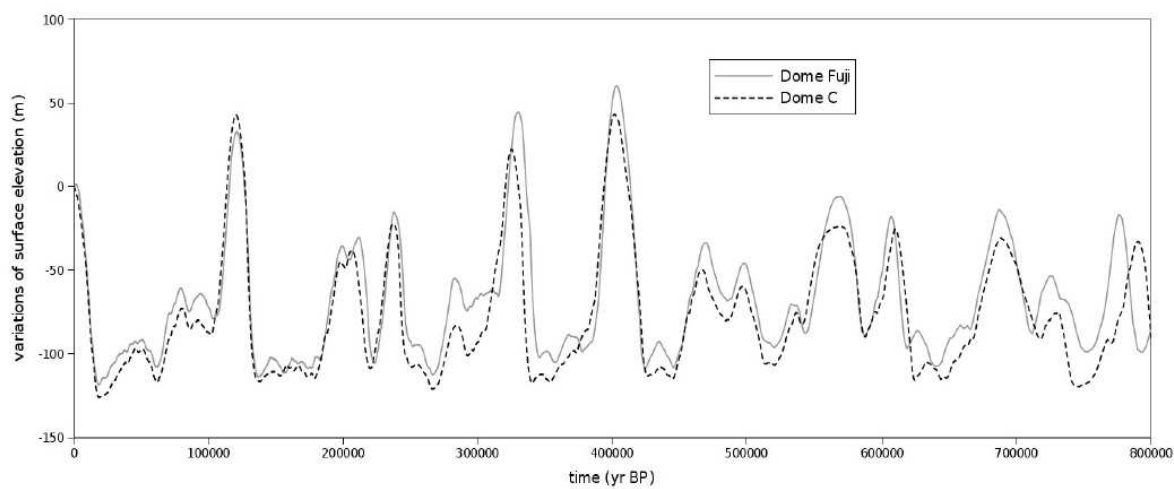
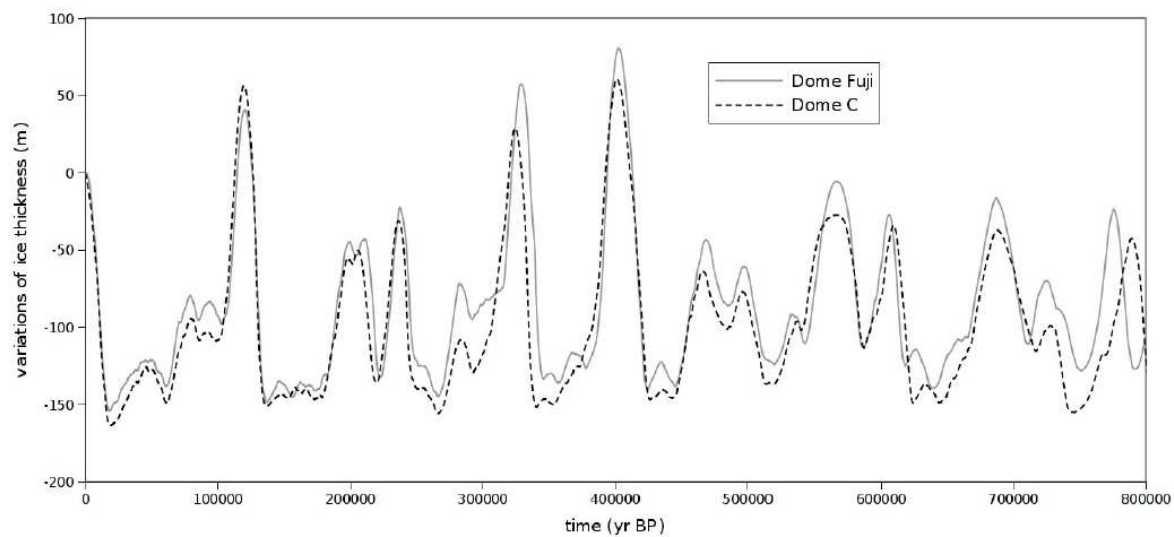
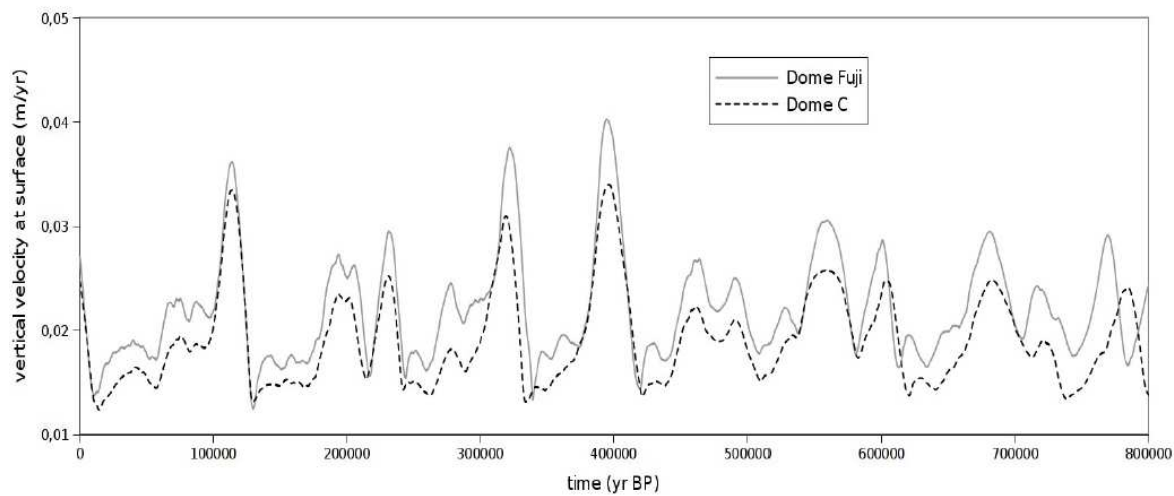


FIGURE 4.4 – Vitesse verticale en surface (en haut), épaisseur de glace (au milieu) et altitude de la surface (en bas) simulé par les modèles conceptuels pour les sites d'EDC et DF. Extrait de [?].

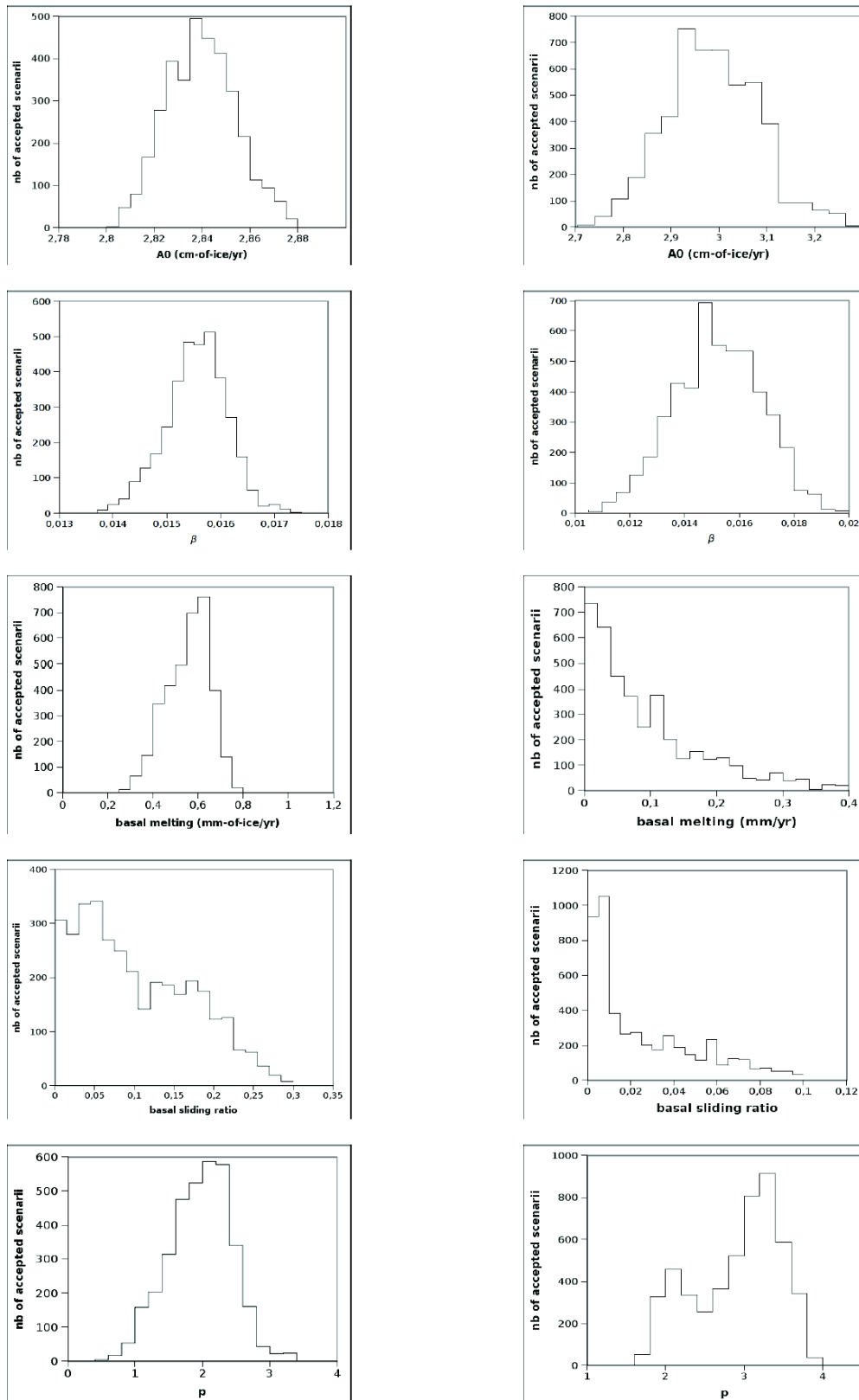


FIGURE 4.5 – Densités de probabilité des paramètres mal connus du modèle glaciologique de datation telles que reconstruites par la méthode inverse. Colonne de gauche : EDC. Colonne de droite : DF. Extrait de [?].

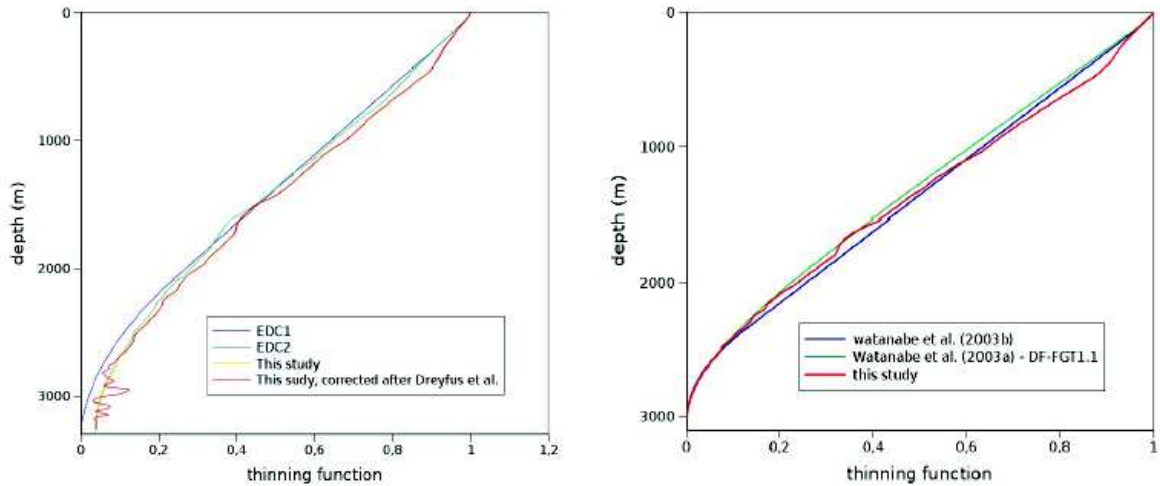


FIGURE 4.6 – Fonction d’amincissement vertical dans les forages d’EDC (gauche) et DF (droite).

sont par contre cohérentes avec la valeur $\beta = 0,0152$ obtenue grâce à une compilation de mesures de surface en Antarctique [?]. Le taux de fusion basale est bien contraint à EDC ($0,56 \pm 0,19$ mm/an) car le forage s’étend jusqu’à la base de la calotte mais il est mal contraint pour DF. Le taux de glissement basal semble plus faible à DF ($<0,1$) qu’à EDC ($<0,3$). Le paramètre p du profil de flux horizontal est faible dans les deux forages ($1,97 \pm 0,93$ pour EDC et $3,10 \pm 0,73$ pour DF) en regard de la valeur théorique d’environ 10 obtenue pour un flanc en état stationnaire. Cela pourrait signifier que l’effet de Raymond a significativement opéré à ces deux forages.

Les fonctions d’amincissement vertical reconstruites pour EDC et DF sont représentées sur la Figure 4.6. On peut y observer l’aspect non linéaire de ces fonctions d’amincissement et également des oscillations comme celles bien visibles vers 1500 m (correspondant à la période de l’Eemien) dues aux variations d’épaisseur de glace de la calotte.

4.2 Correction des modèles d’écoulement

4.2.1 Le problème

Même après optimisation de leurs paramètres, les modèles d’écoulement ne sont pas toujours capables de simuler une chronologie en bon accord avec les marqueurs d’âge disponible. Ce phénomène est particulièrement visible dans le fond du forage EDC (Figure 4.7) où, par exemple, le stade marin 15.1 est deux fois plus long dans la chronologie EDC2 en regard du cycle de précession qui lui correspond. A la base des calottes, on peut donc s’attendre à des phénomènes d’écoulement complexes qui ne peuvent pas être capturés par nos modèles simplifiés. Dans le haut du forage, la fonction d’amincissement, proche de 1, est bien contrainte par les modèles d’écoulement mais on peut s’attendre à ce que le modèle d’accumulation induise des erreurs de l’ordre de 10% (l’accumulation réelle n’est sans doute pas simplement et directement reliée à la composition en deutérium).

4.2.2 Une approche préliminaire pour corriger les modèles

Dans la construction de la chronologie EDC3 pour le forage EDC, nous avons donc pris le parti de corriger les modèles d’écoulement pour que la chronologie résultante soit en accord parfait avec certains marqueurs d’âge. Nous avons fait cela en appliquant des fonctions de corrections splines sur l’amincissement (partie basse) et sur l’accumulation (partie haute) du forage (voir les annexes de [?] et [?] pour une description détaillée).

4.2.3 La méthode DATICE

Dans le cadre du projet ANR MIDIGA dont j’étais le coordinateur, nous avons cherché à construire une méthode de correction plus générale et s’appliquant à n forages simultanément pour corriger les

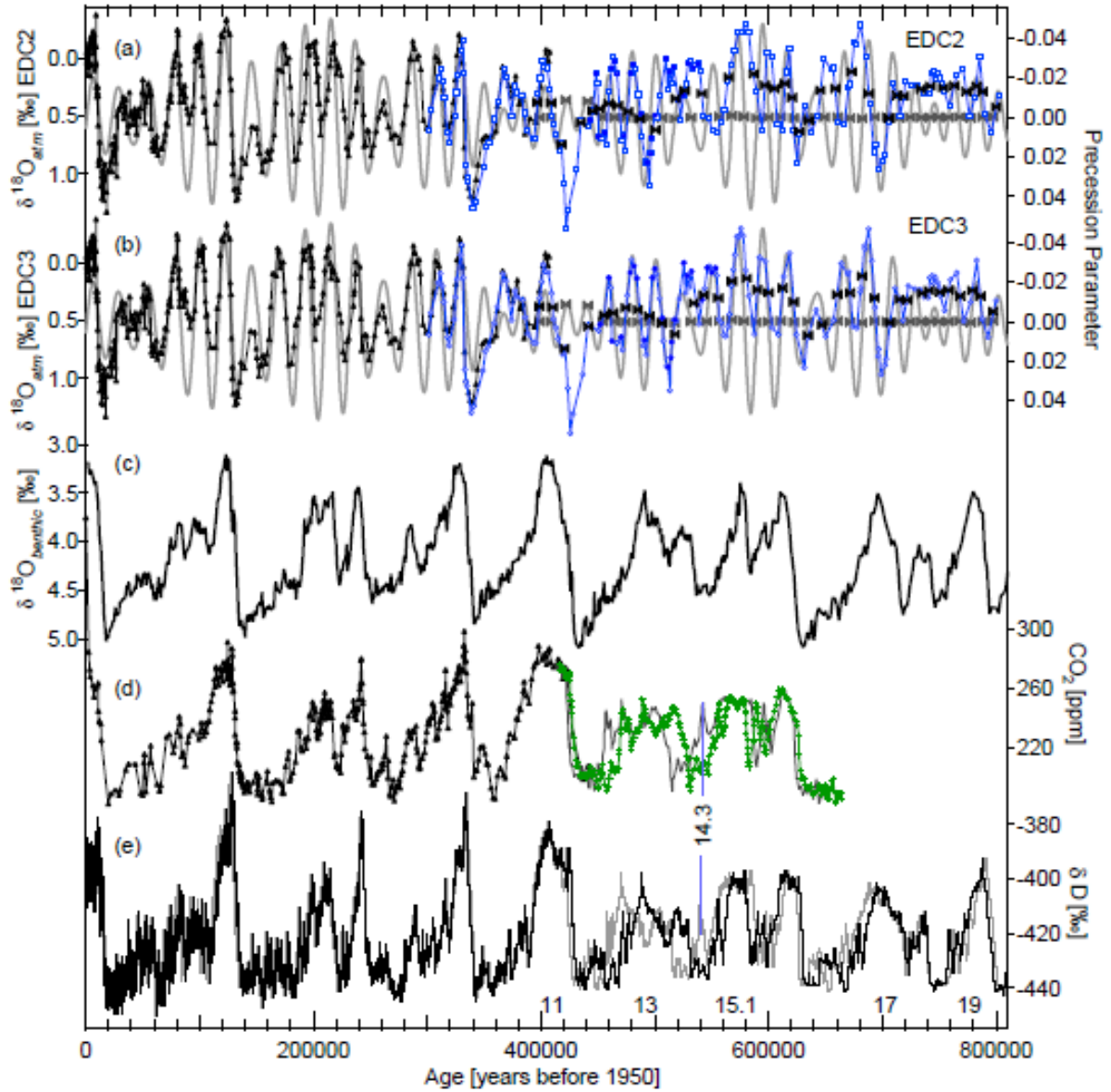


FIGURE 4.7 – Profils orbitaux et climatiques des derniers 800 000 ans : (a) enregistrement de $^{18}\text{O}_{atm}$ à Vostok [?] sur l'échelle VK-FGT1 [?] et à EDC (carrés vides et remplis) sur l'échelle EDC2 [?] et paramètre de précession [?] décalé de 5 000 ans vers des âges plus jeunes; (b) comme dans (a) mais avec VK et EDC représentés sur l'échelle EDC3 [?]; (c) la courbe marine benthique sommée LR04 sur sa propre échelle de temps [?]; (d) enregistrement en CO_2 de Vostok [?] et d'EDC [?] sur EDC2 (gris) et EDC3 (croix vertes); (e) deutérium à EDC sur EDC2 (gris clair) et EDC3 (noir). Les noeuds papillons sur les profils de précession et $^{18}\text{O}_{atm}$ représentent les marqueurs d'âge utilisés pour déterminer la chronologie optimisée. Extrait de [?].

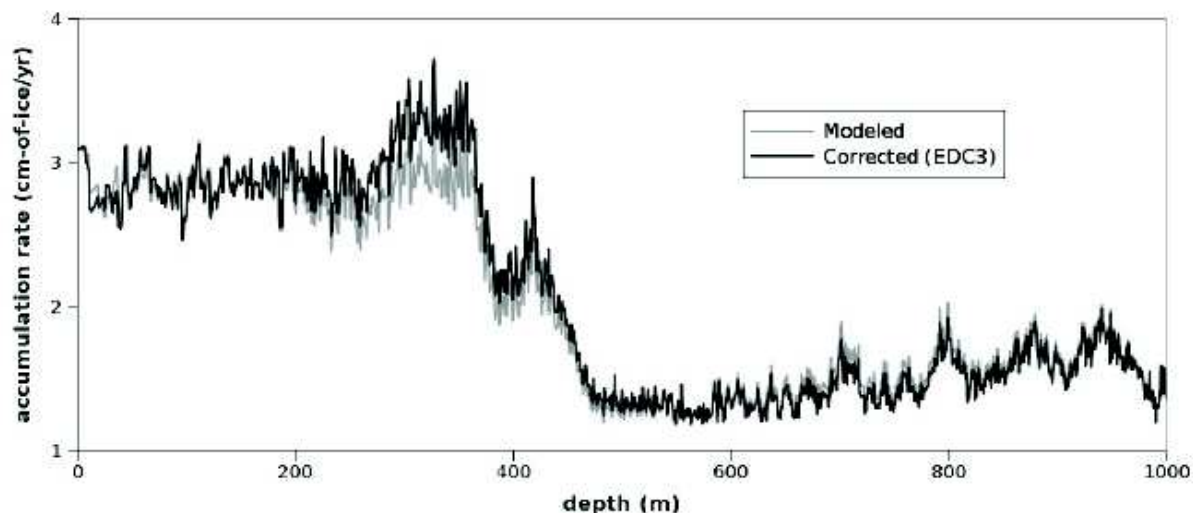


FIGURE 4.8 – Taux d’accumulation pour la partie haute du forage EDC déduit du modèle d’accumulation ou bien corrigé pour être en accord avec les marqueurs d’âge. Extrait de [?].

modèles d’écoulement en prenant en compte les observations disponibles (Figure 4.9) :

- marqueurs d’âge dans la glace et dans le gaz,
- marqueurs de Δ profondeur,
- liens stratigraphiques.

La méthode devait de plus déterminer des intervalles de confiance pour les chronologies optimisées. Ce travail de thèse a été confié à Bénédicte Lemieux-Dudon dont j’étais l’encadrant (directeur : Dominique Raynaud et co-encadrant côté mathématiques : Eric Blayo). Nous avons donc, pour chaque forage, introduit des fonctions de correction sur les 3 grandeurs fondamentales du problème que sont :

- la fonction d’amincissement vertical,
- l’accumulation de surface initiale,
- la profondeur de piégeage (prise en équivalent de glace pure).

Les fonctions de correction, toujours positives, sont supposées être des variables de Jeffreys [?], c’est-à-dire que leurs logarithmes sont supposés être des variables cartésiennes. On suppose de plus que les logarithmes des fonctions de correction sont proches de 0 (fonction de correction proche de 1) et lisses en définissant leurs matrices de covariance. Nous avons défini dans un premier temps l’intervalle de confiance (c’est la racine carrée des termes diagonaux) comme étant constant pour l’accumulation et la profondeur de piégeage et croissant selon la profondeur pour la fonction d’amincissement comme défini dans l’équation (6.3). La corrélation, elle, est supposée décroître comme une gaussienne de la différence d’âge pour accumulation et profondeur de piégeage et comme une gaussienne de la différence de profondeur pour la fonction d’amincissement.

Dans un premier temps, nous avons appliqué la méthode DATICE à la seule carotte d’EDC (Figure 4.10), en utilisant la chronologie modélisée et les marqueurs d’âge utilisés pour construire la chronologie EDC3 [?, ?]. La méthode fonctionne, c’est-à-dire qu’elle fournit une chronologie optimisée en bon accord avec les marqueurs d’âge et un intervalle de confiance qui vaut à peu près celui des marqueurs d’âge à leur voisinage et qui grandit lorsque la distance au marqueur d’âge le plus proche grandit.

Dans un deuxième temps nous avons appliqué DATICE à 3 carottes Antarctique (EDC, Vostok, EDML) et une carotte Groenlandaise (NorthGRIP). On peut constater sur la Figure 4.11 qui compare les enregistrements de méthane lors de la dernière déglaciation, que les différentes chronologies des différents forages ont été rendues cohérentes par la méthode DATICE alors qu’elles ne l’étaient pas au départ. Ce travail a permis de préciser la relation de phase entre enregistrements de température au Groenland et en Antarctique, dont nous avons trouvé qu’elle était en meilleur accord avec la théorie de la bascule climatique (Figure 4.12).

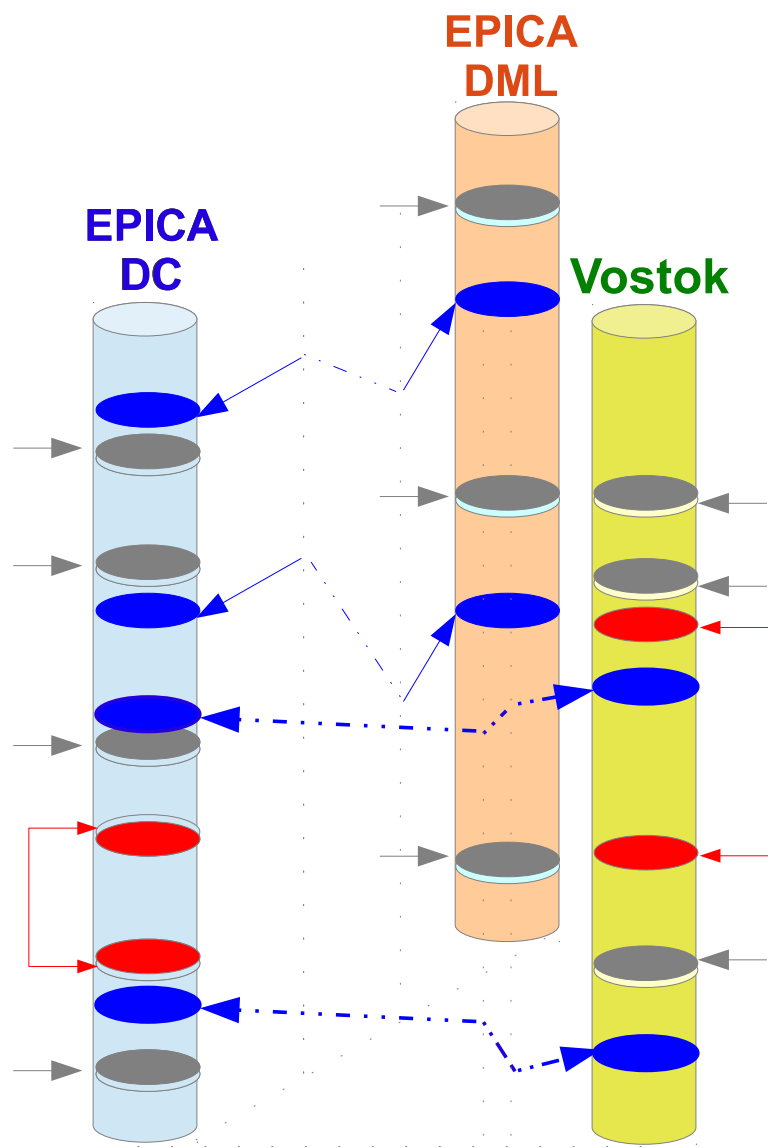


FIGURE 4.9 – Schéma illustrant la méthode DATICE pour 3 forages (EDC, EDML et Vostok). Les horizons et flèches grises représentent les marqueurs d'âge. Les horizons et flèches bleues représentent les liens stratigraphiques. Les horizons et flèches rouge représentent les marqueurs de Δ profondeur.

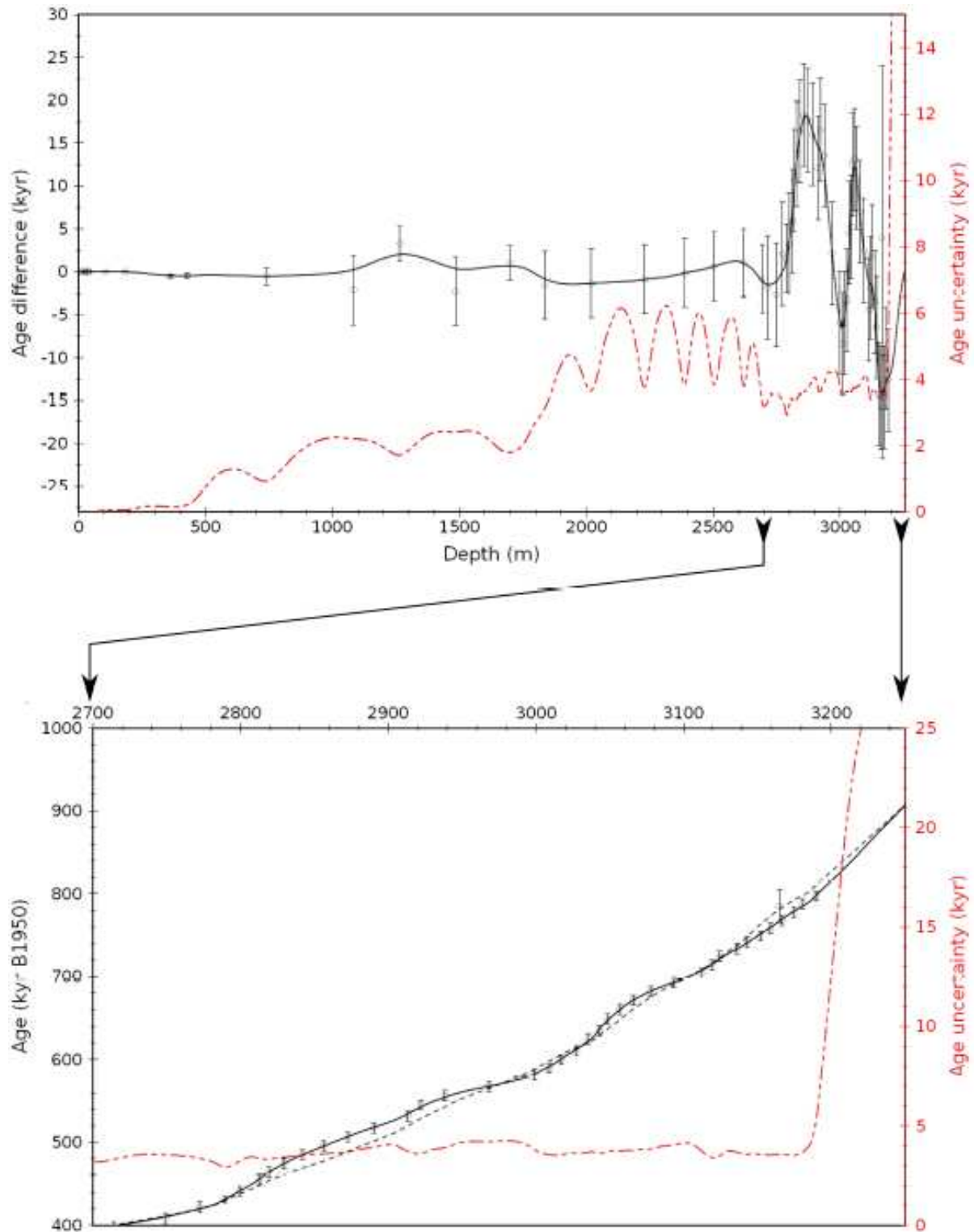
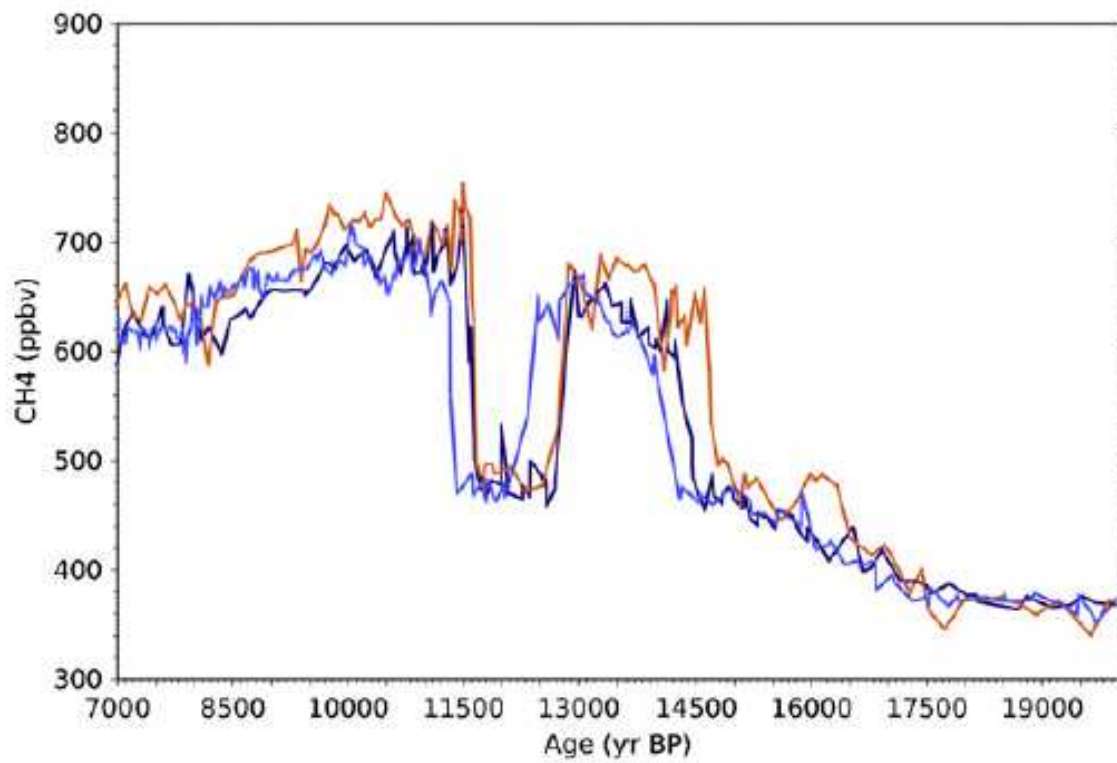


FIGURE 4.10 – Chronologie glace de la carotte d’EDC et son intervalle de confiance calculés avec la méthode DATICE. Le graphique du haut couvre la chronologie toute entière alors que le graphique du bas est un zoom entre 2700 m et le bas de la carotte (3200 m). Les âges sont exprimés en kyr (1000 ans). L’âge de la nouvelle chronologie est représenté en noir (en différence par rapport à la chronologie modélisée dans le graphique du haut) et l’âge de la chronologie modélisée [?] est représenté par la ligne grise en tirets. Sur les deux graphiques, l’intervalle de confiance de la nouvelle chronologie est représenté en rouge et les marqueurs d’âge sont représentés par les cercles noirs avec les barres d’erreur verticales. Extrait de [?].

A)



B)

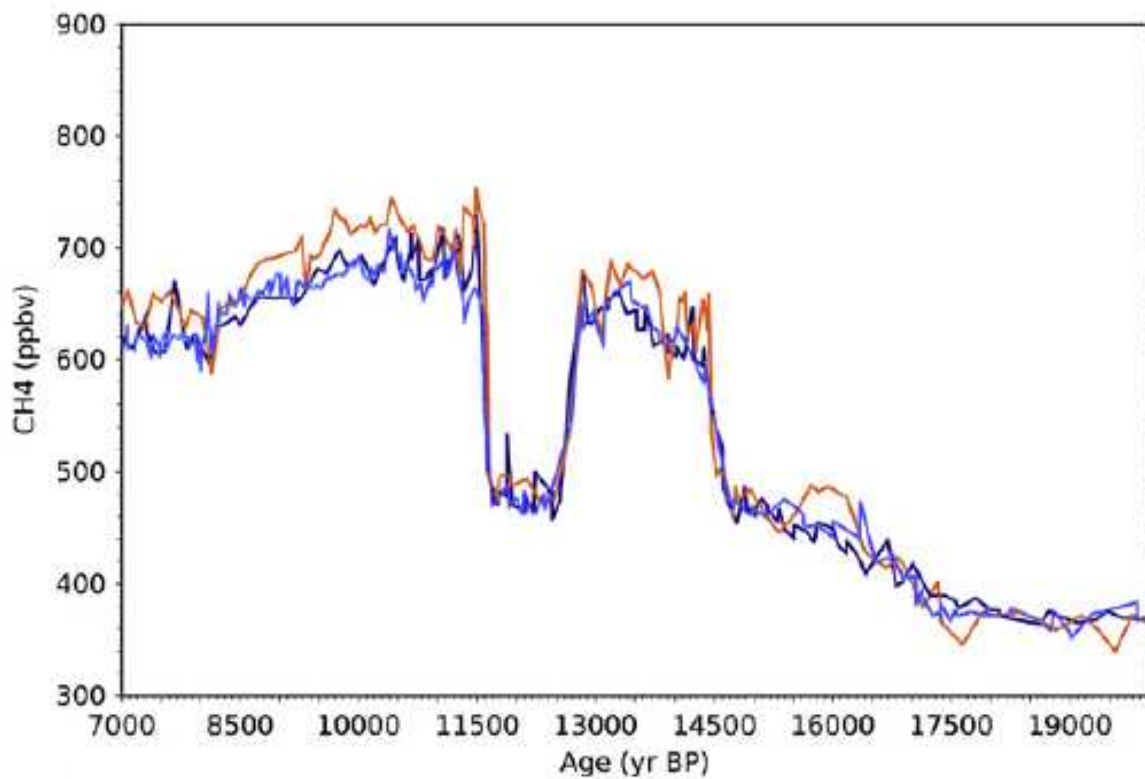


FIGURE 4.11 – Enregistrements de méthane à NorthGRIP (orange), EDC (bleu clair) et EDML (bleu foncé) **A**) sur leurs propres échelles de temps avant application de la méthode DATICE (on peut constater que les chronologies ne sont pas cohérentes); **B**) après application de la méthode DATICE (on peut constater que les chronologies sont cohérentes). Extrait de [?].

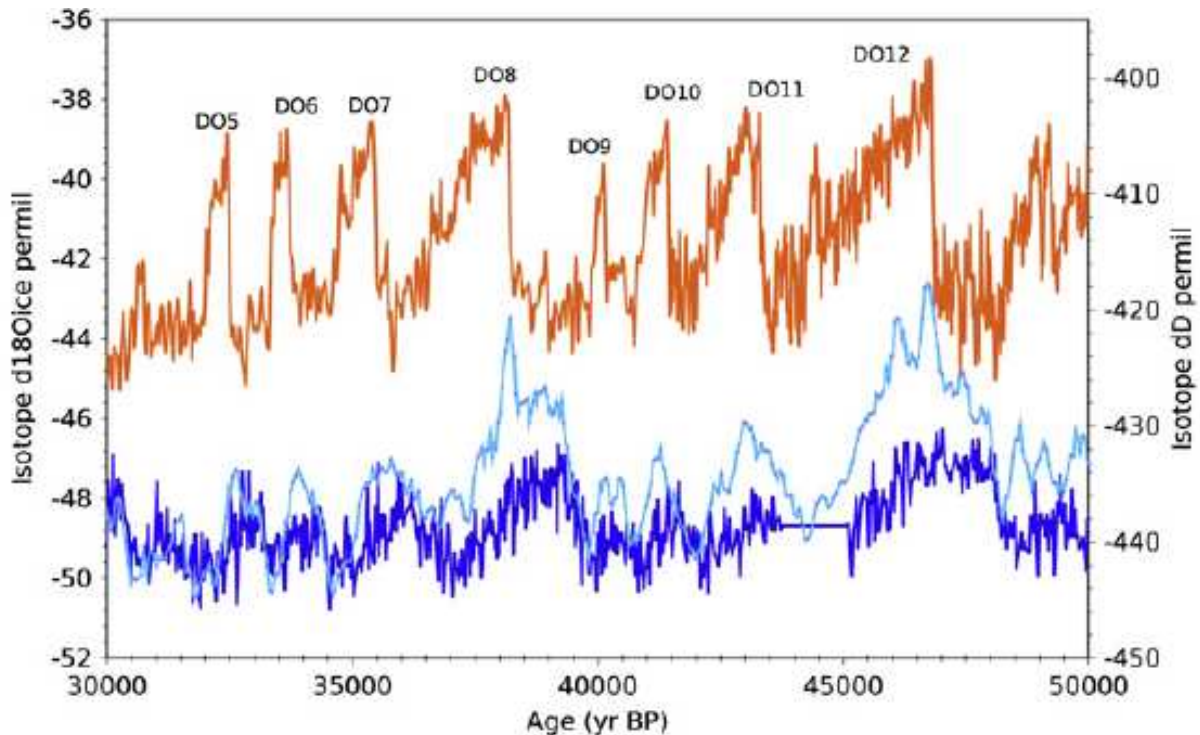


FIGURE 4.12 – Deutérium à EDC (bleu clair) et à EDML (bleu foncé) comparés à l’oxygène 18 de NorthGRIP (orange) sur l’intervalle de temps 30-50 ans BP et avec la chronologie synchronisée DATICE. Extrait de [?].

4.2.4 La chronologie officielle AICC2012 : une application de la méthode DATICE

Une fois la méthode DATICE établie au travers des publications [?] pour un forage et [?] pour plusieurs forages, nous avons pu l’appliquer à plus grande échelle pour déterminer une chronologie officielle des forages d’Antarctique et du Groenland. C’est ce qui a été fait au travers de l’effort international qui a abouti à la chronologie AICC2012 (Antarctic Ice Core Chronology 2012). Par rapport à la chronologie établie dans [?], AICC2012 inclut 5 forages (EDC, Vostok, EDML, TALDICE et NorthGRIP), de nombreux nouveaux marqueurs d’âge absolu (obtenus notamment par calage orbital des enregistrements de $\delta^{18}\text{O}_{\text{atm}}$, $\text{d}^{18}\text{O}_2/\text{N}_2$ et de teneur en air), et un calcul de la profondeur de piégeage de background basé sur la concentration en azote-15 des bulles de gaz (voir chapitre 6). Cette nouvelle chronologie de la glace et des bulles de gaz (Figure 4.13) permet notamment de mieux cerner la relation qu’il existe entre la température en Antarctique et la température au Groenland (Figure 4.14).

4.3 Conclusions

Nous avons développé deux méthodes bayésiennes destinées à optimiser la chronologie des forages.

La première méthode s’applique à un forage et vise à optimiser les paramètres mal contraints d’un modèle simplifié de calotte polaire (accumulation, densification, écoulement) en regard d’observations sur l’âge de la glace et des bulles de gaz et sur le Δ profondeur. Cette méthode, basée sur une méthode Monte Carlo Markov Chain (l’algorithme de Metropolis-Hastings) reconstruit les densités de probabilités a posteriori sans approximation, c’est-à-dire que le modèle peut être non-linéaire et les densités de probabilités a priori peuvent être non-gaussiennes. Nous avons appliqué cette méthode aux forages EDC, DF, Vostok et TALDICE, ce qui a permis de fournir des datations officielles pour ces forages.

Nous nous sommes rendu compte que cette première méthode n’était pas suffisante car l’erreur modèle était trop importante, notamment dans le fond des forages avec des instabilités dans l’écoulement. Nous avons alors élaboré une deuxième méthode qui vise à corriger les modèles de calotte au travers de trois grandeurs fondamentale pour l’âge : l’accumulation initiale, la fonction d’amincissement verticale et la profondeur de piégeage. Cette méthode, appelée DATICE, s’applique à plusieurs forages simultanément

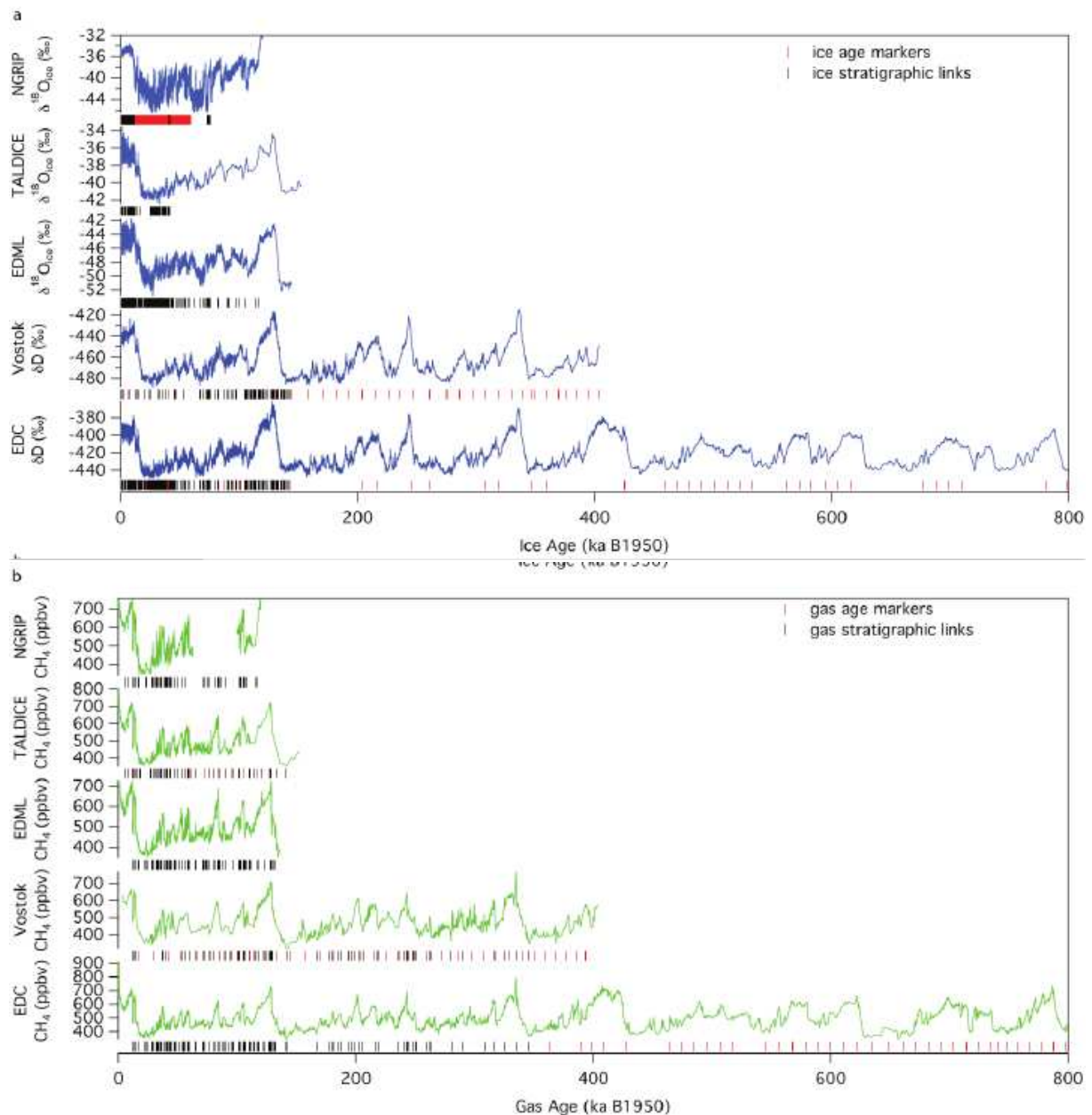


FIGURE 4.13 – (a) Enregistrements en isotopes stables de l'eau des forages NorthGRIP [?], TALDICE [?], EDML [?], Vostok [?] et EDC [?] sur la nouvelle chronologie AICC2012. (b) Enregistrements en méthane des forages NorthGRIP [?, ?, ?, ?, ?], TALDICE [?, ?], EDML [?], Vostok [?, ?, ?] et EDC [?] sur l'échelle d'âge AICC2012. Les marqueurs d'âge absolu et les liens stratigraphiques sont représentés pour chaque forage. Extrait de [?].

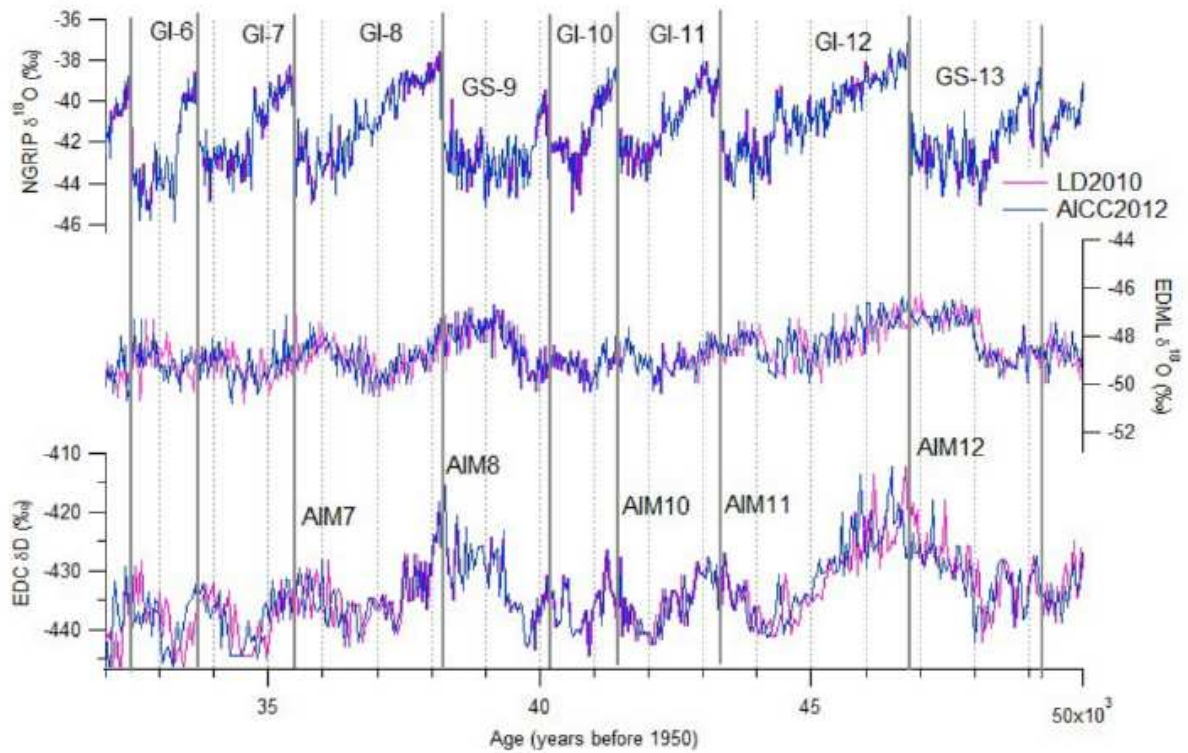


FIGURE 4.14 – Enregistrement en isotopes de l’eau des forages NorthGRIP (en haut), EDML (au milieu) et EDC (en bas) pour les Interstades Groenlandais 5 à 12 sur l’échelle LD2010 (en rose) et sur l’échelle AICC2012. Les lignes verticales noires marquent les transitions stade/interstade majeures. Extrait de [?].

ce qui permet de prendre en compte des liens stratigraphiques entre forages, aussi bien dans la phase glace que dans la phase gaz. Elle a ainsi permis d’établir AICC2012, une chronologie commune et optimisée pour 5 forages d’Antarctique et du Groenland.

Chapitre 5

Déphasage insolation-climat lors des déglaciations

L'orbite elliptique de la Terre varie au cours du temps à cause de l'influence des autres corps gravitant autour du soleil et à cause de la lune. Ainsi, l'excentricité de l'orbite, l'inclinaison de l'axe de rotation de la Terre (l'obliquité) et sa direction par rapport à l'orbite de la Terre (l'angle de précession) varient au cours du temps (Figure 2.8). Par des calculs de mécanique céleste, on peut calculer très précisément l'évolution de ces paramètres au cours des dernières ou des prochaines centaines de millions d'années et donc aux variations d'énergie solaire reçue (l'insolation) à toute latitude et à toute saison.

Comme explicité en introduction, le lien entre variations orbitales de la Terre (et donc d'insolation reçue) et variations de climat est complexe lors du dernier million d'année. Le système climatiques, présentant ces grands cycles avec des glaciations lentes et des déglaciations rapides, a une réponse très non-linéaire aux variations pseudo-sinusoïdales d'insolation. Cette réponse demeure mystérieuse et il est difficile de l'aborder avec des modèles climatiques complexes car les échelles de temps mises en jeu sont très grandes. Des indices supplémentaires proviennent de la relation de phase, c'est-à-dire du décalage temporel, entre variations des paramètres orbitaux et variations climatiques. Nous aborderons cette relation de phase à partir d'un modèle conceptuel, c'est-à-dire un modèle extrêmement simple, des variations du niveau des mers lors du dernier million d'année et à partir de la datation par calage orbital du rapport O_2/N_2 mesuré dans les bulles d'air du forage Dome Fuji.

Les résultats présentés ici sont principalement issus de [?, ?, ?].

5.1 Un modèle conceptuel des variations du niveau des mers du dernier million d'années

5.1.1 Introduction

Comprendre les climats du passés peut nous aider à améliorer nos prédictions des variations climatiques futures. Les reconstructions du climat de la Terre lors du dernier million d'années à partir des carottes de glace [?] ou à partir des carottes marines [?] montre une succession de glaciations longues et de déglaciations (ou terminaisons) rapides, avec une période d'environ 100 000 ans et connues sous le nom de *cycles glaciaire-interglaciaire*. Les changements d'insolation solaire [?] dues aux changements d'orbite de la Terre [?, ?] est le seul forçage externe majeur connu du système climatique à ces échelles de temps. Des investigations dans le domaine de fréquence suggèrent que les variations de l'orbite de la Terre ont en effet rythmé les changements observés [?], mais l'amplitude et la forme en dents de scie des variations climatiques impliquent que des amplifications (par exemple au travers de l'albédo des surfaces de neige et de glace et au travers des changements en gaz à effet de serre) et des non-linéarités existent. Pour déclencher une déglaciation complète, il semble qu'un grand volume de glace et des paramètres orbitaux appropriés soient nécessaires [?], alors que seul le forçage orbital (et les rétroactions positives associées) semble important pour déclencher une entrée en glaciation [?, ?]. [?] a utilisé de telles idées pour construire un modèle climatique à 3 états qui simule correctement (à quelques milliers d'année près), le moment des déglaciations (à part la Terminaison VI) durant le dernier million d'années. 2 débats ont encore lieu dans le cercle des scientifiques étudiant le Quaternaire. La première question concerne l'aspect déterministe ou stochastique du système climatique, en d'autres termes est-ce que le climat peut être prédit ou non [?] ?

La deuxième question concerne le déclenchement des déglaciations, dont on a proposé qu'elles sont liées soit à l'obliquité [?], soit à la précession [?], soit aux deux [?].

Dans cette étude, nous développons un modèle à 2 états (glaciation, déglaciation) des variations du niveau des mers du dernier million d'année et nous le calons sur le niveau des mers observé par une méthode d'optimisation. Nous déterminons alors la sensibilité du modèle à la condition initiale pour déterminer à quel point le système est déterministe ou stochastique. Ensuite, nous examinons le rôle relatif de l'obliquité et de la précession lors du déclenchement des déglaciations. Enfin, nous suggérons que le déphasage entre paramètres orbitaux et niveau des mers lors des déglaciations est variable car l'amplitude de la glaciation précédente joue un rôle dans le déclenchement de la déglaciation.

5.1.2 Description du modèle direct

Notre étude est basée sur un modèle conceptuel du climat du dernier million d'années qui simule le niveau des mers (ou de manière à peu près équivalente, le volume des glaces continentales) à partir des paramètres orbitaux de la Terre [?, ?]. Comme pour le modèle d'[?], ce modèle prend en entrée 3 fonctions des paramètres orbitaux qui sont normalisées à moyenne nulle et variance unitaire sur le dernier million d'années : $Esi \sim e \cdot \sin \omega$ (la précession, avec ω l'angle de précession pris à partir de l'équinoxe vernal), $Eco \sim e \cdot \cos \omega$ (la précession décalée en phase ou *coprécission*) et $O \sim \epsilon$ (l'obliquité). L'insolation à la plupart des latitudes et des saisons peut être représentée très précisément par une combinaison linéaire de ces trois fonctions orbitales [?]. Le modèle a deux états différents d'évolution : l'état "glaciation" **g** et l'état "déglaciation" **d** et l'évolution du volume de glace v (exprimé en mètre de niveau des mers) dans ces états est simplement décrit par deux équations linéaires :

$$\begin{cases} \text{durant l'état } \mathbf{g} : & \frac{dv}{dt} = -\alpha_{Esi}Esi_{tr} - \alpha_{Eco}Eco_{tr} - \alpha_O O + \alpha_g, \\ \text{durant l'état } \mathbf{d} : & \frac{dv}{dt} = -\alpha_{Esi}Esi_{tr} - \alpha_{Eco}Eco_{tr} - \alpha_O O + \alpha_d - \frac{v}{\tau_d}, \end{cases} \quad (5.1)$$

où O est l'obliquité normalisée à moyenne nulle et variance unitaire et Esi_{tr} et Eco_{tr} sont respectivement calculés à partir de Esi et Eco les paramètres de précession en utilisant une fonction de troncature :

$$\begin{cases} \text{si } x \leq 0 : & f(x) = x + \sqrt{4a^2 + x^2} - 2a, \\ \text{si } x \geq 0 : & f(x) = x, \end{cases} \quad (5.2)$$

(où a est une constante) et ensuite normalisés à moyenne nulle et variance unitaire. Cette troncature est similaire à celle utilisée par [?] et apparaît nécessaire pour simuler la sensibilité plus faible du niveau des mers à la précession durant les périodes froides que durant les périodes chaudes. Nous avons maintenant besoin de définir quand le modèle passe d'un état à l'autre. Pour cela nous définissons des seuils sur une combinaison linéaire des paramètres orbitaux (et également du volume de glace pour la transition **g-d**) :

$$\begin{cases} \mathbf{g-d} : & \kappa_{Esi}Esi + \kappa_{Eco}Eco + \kappa_O O + v > v_0 \quad (\text{et } \kappa_{Esi}Esi + \kappa_{Eco}Eco + \kappa_O O \geq v_1), \\ \mathbf{d-g} : & \kappa_{Esi}Esi + \kappa_{Eco}Eco + \kappa_O O < v_1 \quad (\text{et } \kappa_{Esi}Esi + \kappa_{Eco}Eco + \kappa_O O + v \leq v_0). \end{cases} \quad (5.3)$$

Nous démarrons avec $v = v_{init}$ dans l'état S_{init} à $t = 1000$ kans BP (milliers d'années avant l'année 1950) et nous résolvons l'évolution de v avec une méthode de Runge-Kutta du 4ème ordre et avec un pas de temps de 100 ans.

5.1.3 Optimisation du modèle par un méthode de Monte-Carlo

Pour déduire les valeurs des paramètres du modèle, nous calons le modèle sur une reconstruction du volume de glace [?] basée sur la courbe marine sommée LR04 [?]. Dans l'espace temporel, le bon accord de LR04 avec la chronologie glaciologique indépendante EDC3 [?] pour les derniers 400 000 ans suggère que les erreurs d'échelle d'âge n'excèdent pas 3 000 ans. Dans l'espace du volume de glace, les erreurs de la reconstruction de [?] sont prises en compte comme suit. Nous définissons une densité de probabilité pour une simulation du volume de glace $v(t)$:

$$P = k \cdot \exp\left(-\frac{1}{2}\mathbf{R}^T \mathbf{C}^{-1} \mathbf{R}\right), \quad (5.4)$$

où k est une constante multiplicative et où :

$$\mathbf{R}^T = (v(t_0) - v_D(t_1), \dots, v(t_N) - v_D(t_N)) \quad (5.5)$$

	Best	Best-wo	Best-wp
α_{Esi} (m/kans)	1,83362	2,32606	2,60025
α_{Eco} (m/kans)	0,39561	0,54031	0,33017
α_O (m/kans)	1,2503	1,5451	1,22032
α_g (m/kans)	0,93716	0,96423	1,23399
α_d (m/kans)	-0,0022	-0,7973	0,23747
$\log(\tau_d/12 \text{ kans})$	-0,5537	0,21398	0,67967
a	1,06587	0,53312	0,47734
κ_{Esi} (m)	14,9971	6,68355	10,5989
κ_{Eco} (m)	-0,7224	6,3584	-0,7154
κ_O (m)	18,0617	19,7503	5,85744
v_0 (m)	122,971	111,564	96,4528
v_1 (m)	4,49941	-6,8020	-4,2948
v_{init} (m)	42,8294	55,5366	51,2218
S_{init}	g	g	g

TABLE 5.1 – Valeurs des paramètres du modèle pour les différentes expériences décrites.

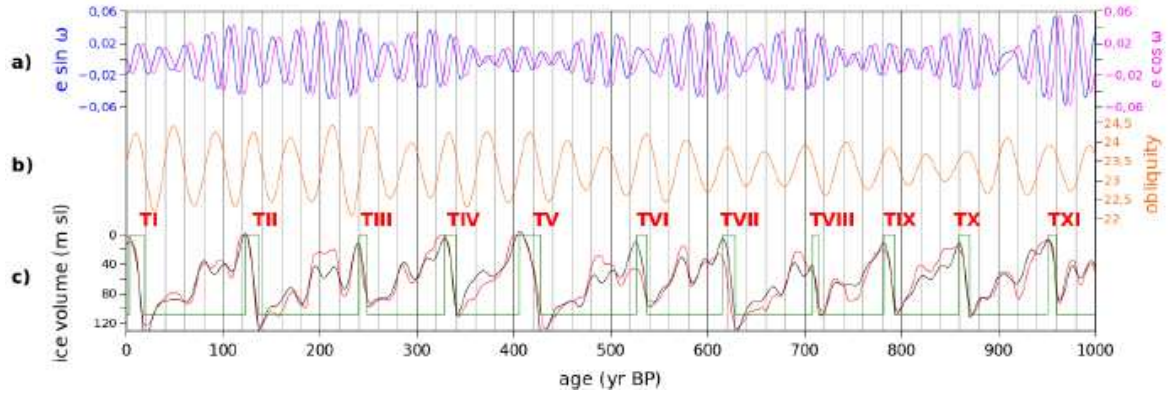


FIGURE 5.1 – Forçage orbital du modèle [?], données du volume de glace [?] et modèle optimisé. Les terminaisons sont marquées par des chiffres romains rouges. Du haut en bas : **a**) paramètres de précession $e \cdot \sin \omega$ et $e \cdot \cos \omega$; **b**) paramètre d’obliquité ; **c**) rouge : données de volume de glace ; noir : modèle optimisé ; vert : état du modèle. Extrait de [?].

est le transposé du vecteur résidu avec $t_0 = 1000$, $t_1 = 999, \dots, t_N = 0$ kans BP, $v_D(t)$ est le niveau des mers observé sur le dernier million d’années [?, ?] et **C**, la matrice de covariance, prend en compte les erreurs de la modélisation et des données [?]. Nous supposons que les erreurs sont indépendantes (**C** est diagonale) avec un intervalle de confiance $\sigma_D = 20$ m. Nous explorons ensuite l’espace des paramètres en utilisant une marche aléatoire d’un million de simulations et basée sur l’algorithme de Metropolis-Hastings [?, ?] et nous sélectionnons la simulation la plus probable. Cette calibration est similaire à celle présentée dans [?].

5.1.4 Simulation du volume de glace du dernier million d’années

Notre modèle optimisé (expérience appelée ‘Best’, voir Table 5.1 et Figure 5.1) est en bon accord avec les données (déviations standard des résidus égale à 12.5 m) et en particulier, il reproduit correctement les 11 terminaisons du dernier million d’années. Les périodes temporelles pour lesquelles le modèle dévie le plus des données sont les Stades Isotopiques Marins (SIM) 13 et 7, correspondant aux terminaisons III et VI. Durant ces périodes, le modèle simule des terminaisons plus grandes avec des SIM 13.3 et 7.5 trop déglacés. Le modèle ensuite englace trop pour les SIM suivants (13.1 et 7.3-7.1). Ce désaccord modèle-données n’est pas résolu lorsque l’on utilise d’autres indicateurs du niveau des mers passé pour le SIM 7 [?]. Il semble donc que les terminaisons III et VI se produisent durant 2 cycles de précession et c’est là où notre modélisation simple montre ses limites (c’est aussi vrai pour les Terminaisons VII et VIII mais dans une moindre mesure). Notons que le modèle d’[?] reproduit un haut niveau des mers pendant les SIM 13.1 et 7.3-7.1, en meilleur accord avec les données, en simulant des terminaisons au début de

Terminaison	début (kans BP)	fin (kans BP)	durée (kans)
TI	17,8	3,2	14,6
TII	136,1	122,6	13,5
TIII	248,6	239,8	8,8
TIV	340,3	327,9	12,4
TV	427,2	405,6	21,6
TVI	537,3	526,1	11,2
TVII	628,6	615,3	13,3
TVIII	714	707,9	6,1
TIX	793,3	781,4	11,9
TX	870	859,5	10,5
TXI	960,1	950,6	9,5

TABLE 5.2 – Age du début et de la fin des terminaisons du dernier million d’années et leur durée estimée dans l’expérience ‘Best’. Extrait de [?].

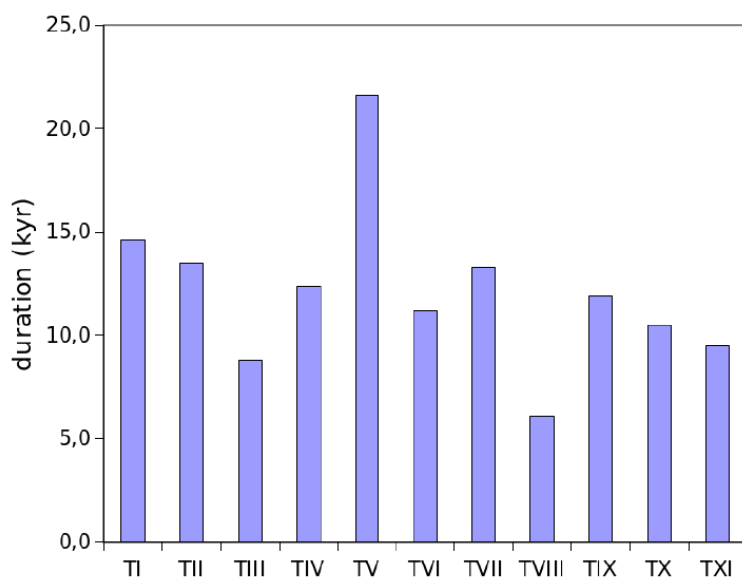


FIGURE 5.2 – Durée des terminaisons dans l’expérience optimisée ‘Best’. Extrait de [?].

ces périodes. Cependant, pour cela, le modèle simule pour les SIM précédents 13.2 et 7.4 des états très glacés, ce qui n’est pas en accord avec les données.

5.1.5 Age et durée des terminaisons

Le tableau 5.2 donne l’âge des débuts et fins des terminaisons pour l’expérience ‘Best’ ainsi que leur durées, qui sont représentées sur la Figure 5.2. La TV est de loin la terminaison la plus longue avec 21,6 kans. La TVIII est la plus courte avec 6,1 kans. Toutes les autres terminaisons ont une durée s’échelonnant entre 8,8 et 14,6 kans. Nous ne trouvons pas deux groupes de terminaisons selon leur durée comme il a été suggéré récemment [?]. La Figure 5.3 illustre également l’âge des maxima de précession et d’obliquité les plus proches du déclenchement des terminaisons. Tous les maxima ont lieu après le déclenchement sauf le maximum d’obliquité pour la TIII et le maximum de précession pour la TV. De manière peu surprenante, les âges des maxima de précession et d’obliquité sont anti-corrélés, ce qui est une conséquence de notre équation 5.3. Nous pouvons aussi voir dans la Figure 5.3 que les âges sont très variables : l’âge des maxima de précession ont une déviation standard de ~ 4 kans alors que les âges des maxima d’obliquité ont une déviation standard de ~ 6 kans. Cela montre comment, même avec un modèle forcé orbitalement, la relation de phase entre climat et paramètres orbitaux peut ne pas être constante. Ceci est aussi en contradiction avec une étude récente suggérant que le déclenchement des interglaciaires est toujours proche d’un maximum de précession [?], bien que nous ne parlions pas exactement de la même chose ici (début d’une terminaison et début d’un interglaciaire).

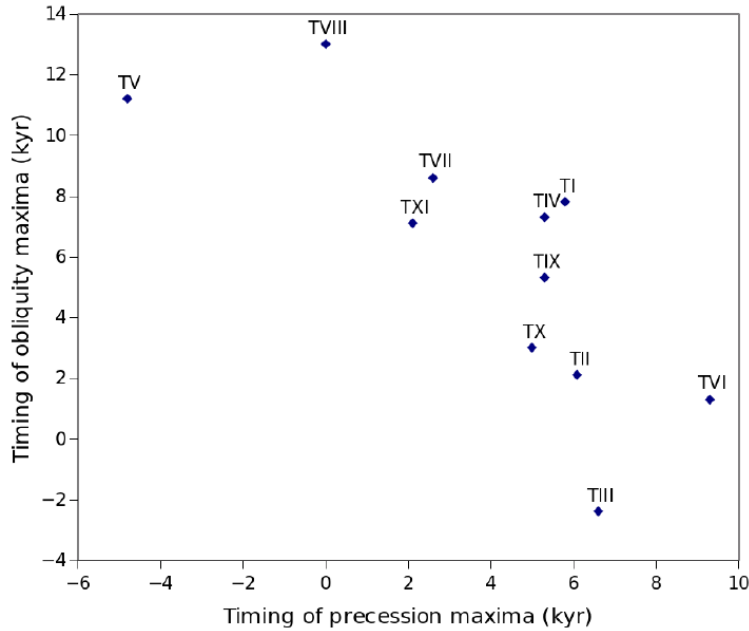


FIGURE 5.3 – Age des maxima de précession et d’obliquité lors des déclenchements des déglaciations. Un nombre positif signifie que le maximum a lieu après le déclenchement. Extrait de [?].

5.1.6 Réduction de la complexité

Les données ont ~ 90 extremas (2 par cycle de précession), c’est-à-dire ~ 90 degrés de liberté (le degré nécessaire d’un polynôme pour passer par ces extremas). Le modèle n’a que 14 paramètres. Parmi ceux-ci, 2 sont des conditions initiales qui peuvent être fixées d’après les données. 2 autres sont optionnels : un accord similaire avec les données peut être obtenu avec $\alpha_{Eco} = 0$ et $\kappa_{Eco} = 0$ [?]. Donc la complexité du système est significativement réduite de 90 à 10 degrés de liberté. Si l’on considère l’âge des 11 terminaisons, les 3 paramètres qui importent sont κ_{Esi} , κ_O et v_0 , ce qui représente une réduction de la complexité de 11 à 3 degrés de liberté. Cette réduction de la complexité suggère que notre modèle capture en effet la structure principale des variations climatiques du dernier million d’années, bien que nous ne pouvons pas exclure qu’il n’y a pas d’autres modélisations satisfaisantes basées sur des concepts différents. Il reste maintenant à lier nos équations à des mécanismes physiques précis.

5.1.7 Sensibilité aux conditions initiales

Pour déterminer si le climat du dernier million d’année est stochastique ou déterministe dans notre modèle conceptuel, nous réalisons une expérience de sensibilité par rapport aux conditions initiales au temps 1 000 ans BP. Tous les paramètres de notre modèle sont gardés comme dans l’expérience ‘Best’ sauf v_{init} auquel il est attribué les valeurs 15 m, 30 m, 45 m, 60 m et 75 m. Les résultats sont représentés dans la Figure 5.4. On peut voir que 4 des valeurs initiales (15 m, 45 m, 60 m et 75 m) donnent des scénarios très proche du volume de glace observé. Seule la valeur initiale 30 m donne un scénario différent pour les premiers 200 ans mais ensuite ce scénario converge à nouveau vers les données. De ces observations, nous concluons que les données de volume de glace forment un attracteur fort pour notre modèle conceptuel.

5.1.8 Importance de l’obliquité et de la précession dans le déclenchement des déglaciations

La question que nous nous posons ici est : à quel point est-ce que la précession et l’obliquité sont nécessaires pour simuler les terminaisons du volume de glace du dernier million d’années? En d’autres termes, en utilisant la formulation de notre modèle, quelles sont les valeurs acceptables pour les paramètres $\kappa_P = \sqrt{\alpha_{Esi}^2 + \alpha_{Eco}^2}$ et κ_O ? Dans notre expérience ‘Best’, obliquité et précession jouent approximativement le même rôle dans le déclenchement des déglaciations avec un rôle légèrement plus important pour l’obliquité : $\kappa_P = 15$ m et $\kappa_O = 18$ m. La Figure 5.5 montre κ_O vs κ_P et le rapport κ_P/κ_O pour toutes les expériences sélectionnées par l’algorithme de Metropolis-Hastings. On peut voir que κ_P est légè-

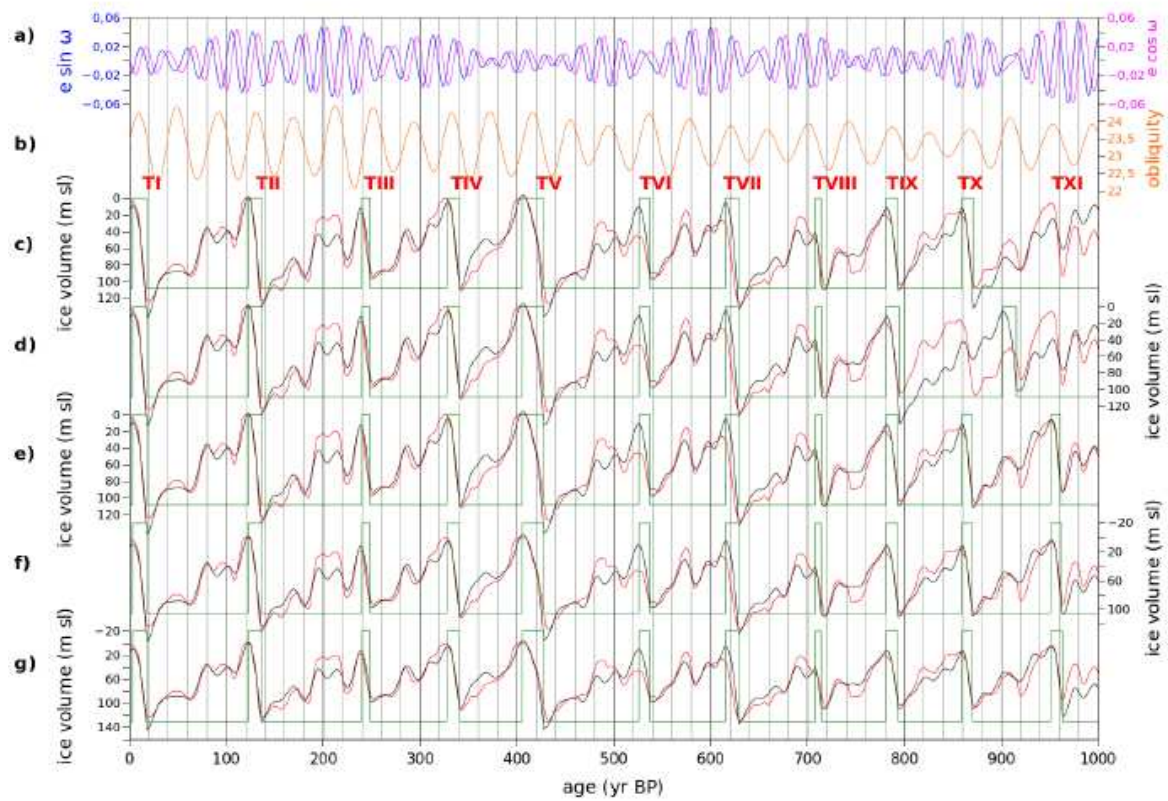


FIGURE 5.4 – Forçage orbital du modèle [?], données de volume de glace [?] et expériences du modèle conceptuel. Les terminaisons sont marquées par les chiffres romains rouges. Du haut en bas : **a)** Paramètres de précession $e \cdot \sin \omega$ et $e \cdot \cos \omega$. **b)** Paramètre d’obliquité. **c)** Rouge : données de volume de glace ; noir : expérience du modèle similaire à l’expérience ‘Best’ mais avec $v_{\text{init}} = 15$ m ; vert : état du modèle. **d)** Rouge : données de volume de glace ; noir : expérience du modèle similaire à l’expérience ‘Best’ mais avec $v_{\text{init}} = 30$ m ; vert : état du modèle. **e)** Rouge : données de volume de glace ; noir : expérience du modèle similaire à l’expérience ‘Best’ mais avec $v_{\text{init}} = 45$ m ; vert : état du modèle. **f)** Rouge : données de volume de glace ; noir : expérience du modèle similaire à l’expérience ‘Best’ mais avec $v_{\text{init}} = 60$ m ; vert : état du modèle. **g)** Rouge : données de volume de glace ; noir : expérience du modèle similaire à l’expérience ‘Best’ mais avec $v_{\text{init}} = 75$ m ; vert : état du modèle. Extrait de [?].

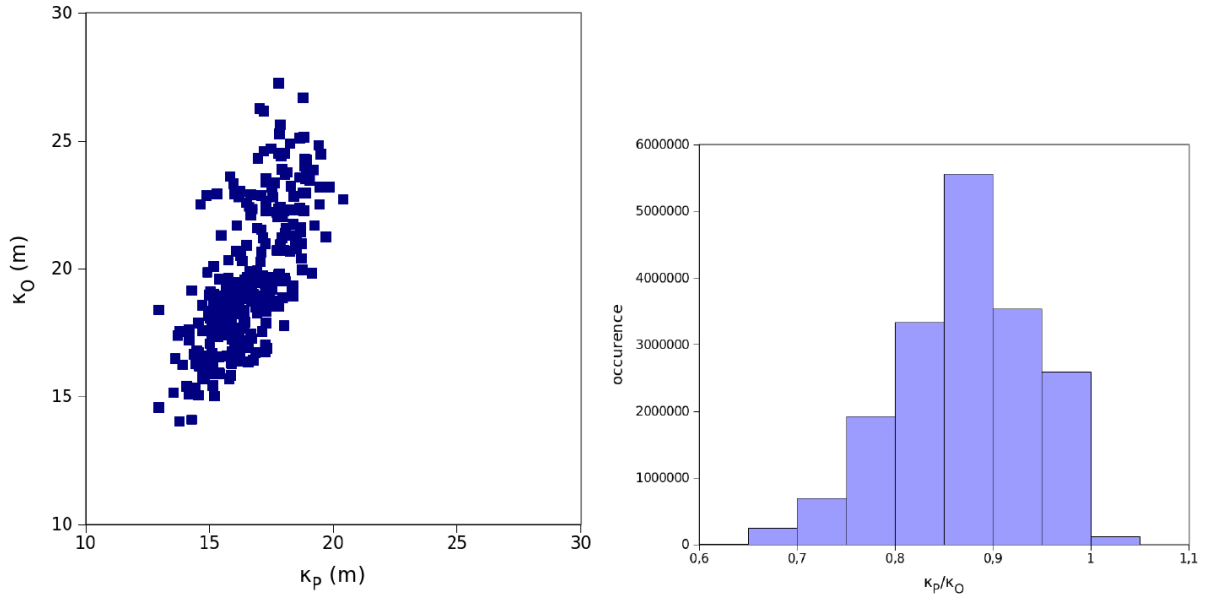


FIGURE 5.5 – **a)** Diagramme κ_O vs κ_P pour les expériences sélectionnées par l’algorithme de Metropolis-Hastings. **b)** Histogramme de probabilité du rapport κ_P/κ_O pour les expériences sélectionnées par l’algorithme de Metropolis-Hastings. Extrait de [?].

ment mieux contraint que κ_O et que le rapport κ_P/κ_O est bien contraint à $0,87 \pm 0,07$. Ce signifie que dans toutes les expériences sélectionnées, obliquité et précession jouent approximativement le même rôle dans le déclenchement des déglaciations. Par conséquent, obliquité et précession semblent toutes deux nécessaires pour expliquer les terminaisons du dernier million d’années.

Pour renforcer cette affirmation, nous appliquons un algorithme d’optimisation de Monte-Carlo en supposant $\kappa_O = 0$ et nous trouvons une expérience la plus probable appelée ‘Best-wo’ (Table 5.1 et Figure 5.6). Dans cette expérience, toutes les terminaisons sont correctement situées sauf la Terminaison VI. Il n’est pas surprenant que le modèle échoue à reproduire la TVI, car elle a une configuration défavorable pour la précession (faible maximum de E_{si}) et pour le volume de glace (faible volume de glace au SIM 14.2) et seulement une configuration favorable pour l’obliquité. Si nous essayons de forcer plus de terminaisons en diminuant le seuil de déglaciation v_0 à 98 m dans l’équation 5.3, des déglaciations apparaissent à ~ 270 et 810 kans BP, des périodes avec un paramètre de précession plus grand que pour celui de la TVI, mais avec une obliquité plus faible. Le fait que de nouvelles terminaisons apparaissent à la fois *avant* et *après* la TVI exclue une tendance à long terme dans l’un des paramètres du modèle pour expliquer les observations [?]. Nous testons maintenant notre modèle sans influence de la précession sur le seuil des déglaciations et appliquons notre algorithme d’optimisation avec $\kappa_{Esi} = 0$ et $\kappa_{Eco} = 0$. Nous trouvons une expérience la plus probable appelée ‘Best-wp’ (Table 5.1 et Figure 5.6). De manière intéressante, cette expérience reproduit beaucoup plus de terminaisons que l’expérience ‘Best’, mais certaines ne durent pas très longtemps. Toutes les 11 terminaisons sont reproduites, exceptée la TVIII qui est décalée de ~ 20 kans vers des âges plus jeunes. Ce n’est pas surprenant que le modèle échoue à reproduire la TVIII, car elle a une configuration défavorable pour l’obliquité et une configuration favorable pour la précession. Si, là aussi, nous essayons de forcer plus de terminaisons en diminuant le seuil de déglaciation v_0 à 80 m, des terminaisons apparaissent à ~ 760 kans et 180 kans BP, avant que la TVIII soit atteinte.

5.2 Âge des terminaisons obtenu par calage orbital du rapport O_2/N_2 en Antarctique

La mesure du rapport O_2/N_2 dans les bulles d’air de la carotte de Vostok a montré que ce rapport est très fortement corrélé aux variations d’insolation locale d’été [?]. L’explication tient sans doute dans le fait que l’insolation locale d’été influence le métamorphisme de la neige des couches superficielles. La signature de l’insolation dans ces propriétés est conservée dans tout le névé et influence le fractionnement du rapport O_2/N_2 durant la fermeture des bulles [?].

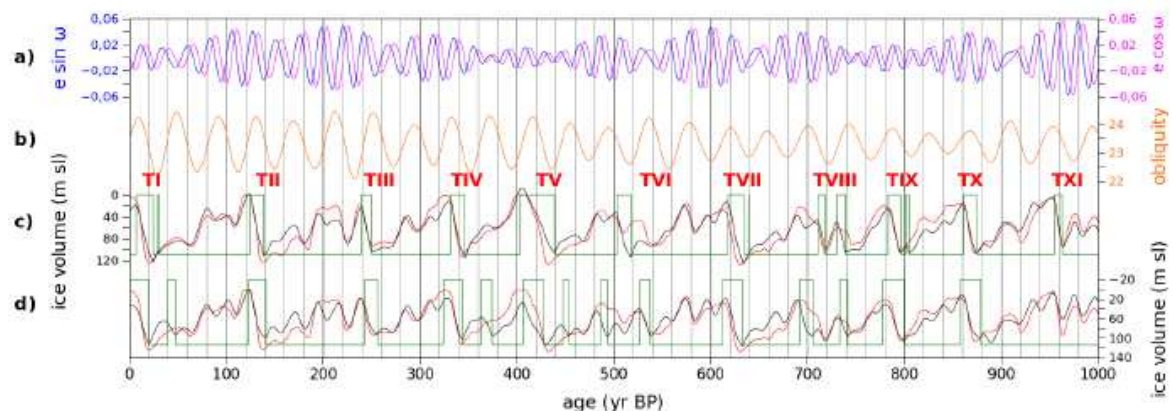


FIGURE 5.6 – Forçage orbital du modèle [?], données de volume de glace [?] et expériences du modèle conceptuel. Les terminaisons sont marquées par les chiffres romains rouges. Du haut en bas : **a)** Paramètres de précession $e \cdot \sin \omega$ et $e \cdot \cos \omega$. **b)** Paramètre d’obliquité. **c)** Rouge : données de volume de glace ; noir : expérience du modèle ‘Best-wo’, sans influence de l’obliquité sur le déclenchement des déglaciations ; vert : état du modèle. **d)** Rouge : données de volume de glace ; noir : expérience du modèle ‘Best-wp’, sans influence de la précession sur le déclenchement des déglaciations ; vert : état du modèle. Extrait de [?].

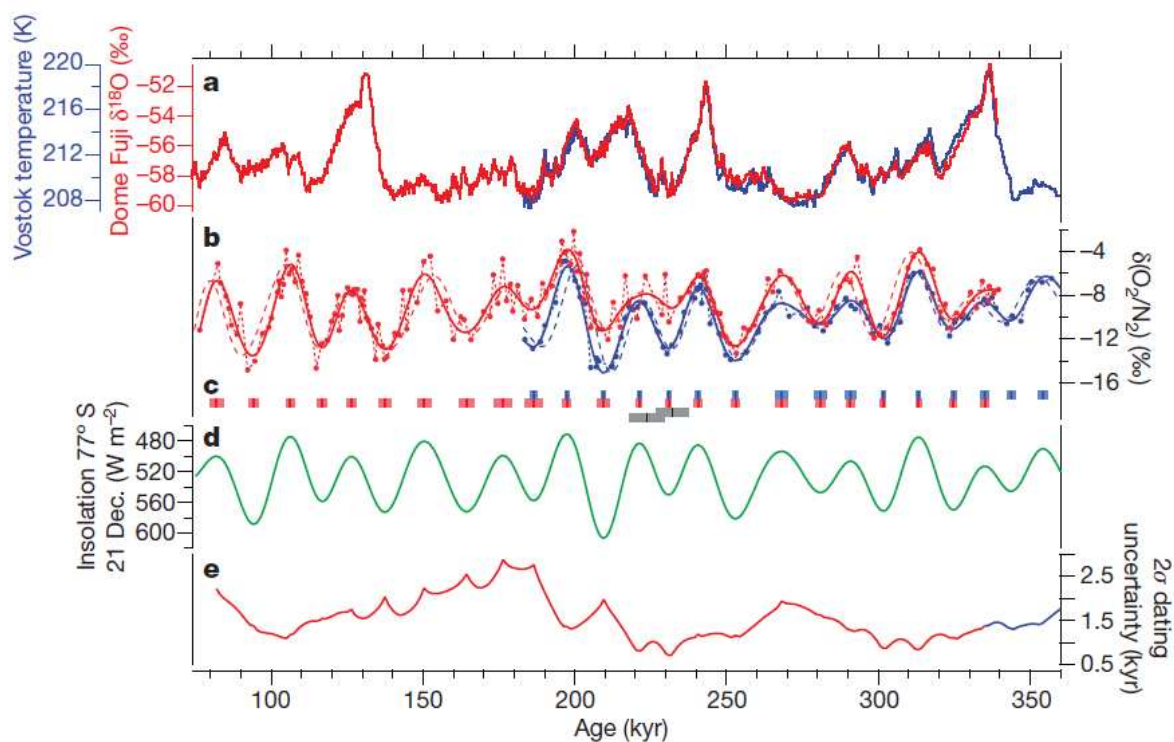


FIGURE 5.7 – Calage orbital des chronologies des forages Dome Fuji et Vostok en utilisant les enregistrements du rapport O_2/N_2 dans les bulles d’air. **a.** Enregistrement de $\delta^{18}O_{ice}$ [?] à Dome Fuji et température [?] à Vostok (bleu, converti à partir du δD) sur les échelles d’âge respectives (DFO-2006 et Vko-2006). **b.** enregistrements en O_2/N_2 à Dome Fuji (disques rouges) et Vostok (disques bleus) et courbes filtrées (lignes pleines) sur les échelles O_2/N_2 et courbes filtrées sur les échelles d’âge glaciologiques d’origine (lignes en tirets). **c.** marqueurs d’âge pour Dome Fuji (rouge) et Vostok (bleu) avec les barres d’erreur 2σ . Les marqueurs d’âge à 221,2, 230,8 et 334,9 kans BP pour DFO-2006 sont adoptés à partir des données de Vostok. Deux marqueurs d’âge de la carotte de Dome Fuji mis de côté sont tracés en gris. **d.** insolation du solstice d’été à $77^\circ S$ comme cible (l’échelle des ordonnées est inversée). **e.** erreur d’âge à 2σ sur DFO-2006 (rouge) et Vko-2006 (bleu, pour la partie plus ancienne). Extrait de [?].

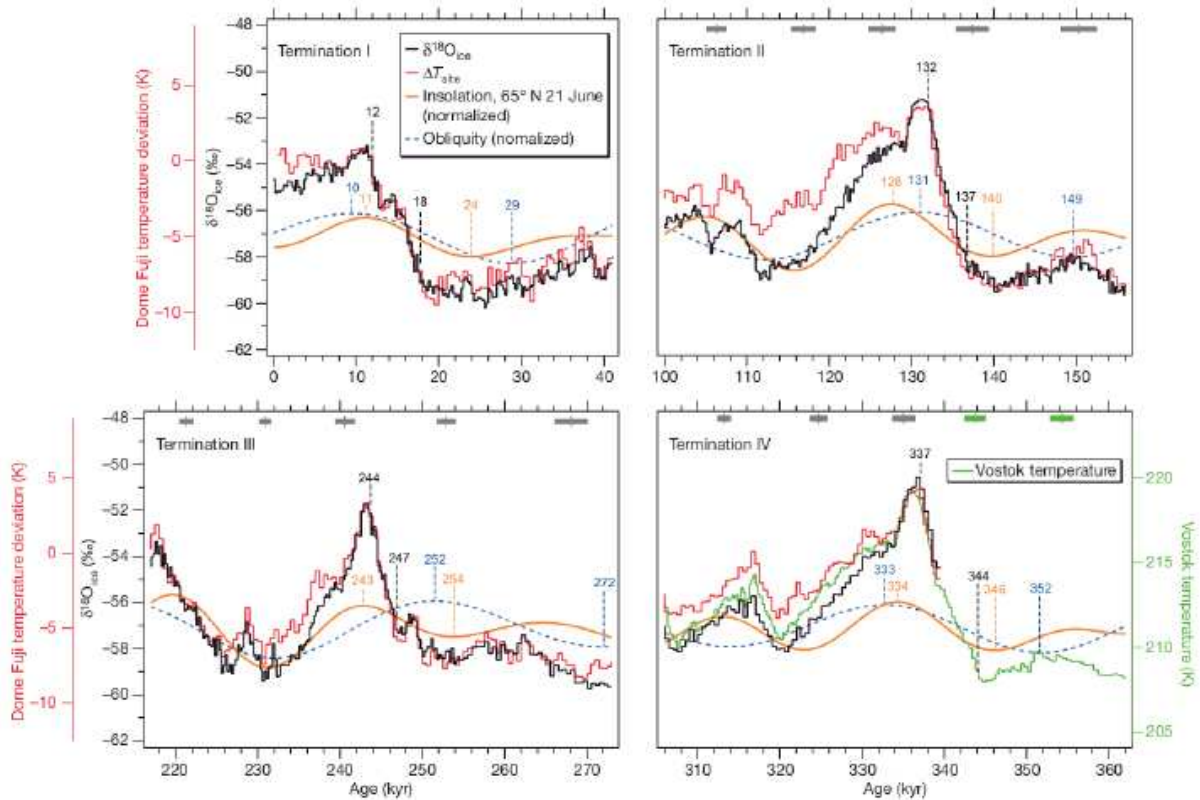


FIGURE 5.8 – Comparaison de paramètres mesurés dans les glaces antarctiques avec les variations d’insolation et d’obliquité pour les 4 dernières terminaisons. Les paramètres représentés sont le $\delta^{18}\text{O}_{\text{ice}}$ [?] et le ΔT_{site} [?] de Dome Fuji sur l’échelle DFO-2006 comparés avec l’insolation du solstice d’été à 65°N (orange) et avec l’obliquité (ligne bleue en tirets). La température de Vostok [?] sur l’échelle d’âge Vko-2006 est aussi représentée pour la TIV (vert). Les nombres indiquent les âges clés (minima et maxima d’insolation et d’obliquité et démarrage et fin des augmentations de $\delta^{18}\text{O}_{\text{ice}}$). Les marqueurs d’âge et leur incertitude 2σ sont représentés en haut.

Des mesures précises du rapport O_2/N_2 dans les carottes de Dome Fuji et Vostok (Figure 5.7) permettent ainsi une datation précises pour les 350 000 dernières années en se calant sur les variations locales d’insolation obtenues à partir des calculs astronomiques des variations des paramètres orbitaux [?]. L’incertitude de cette chronologie est calculée en fonction de la qualité des mesures du rapport O_2/N_2 et de leur dispersion autour d’une courbe filtrée.

La séquence des événements climatiques lors des 4 dernières terminaisons peut ainsi être examinée (Figure 5.8). On observe que le démarrage de l’augmentation de la température Antarctique se produit 6, 3, 7 et 2 kans après le minimum d’insolation du solstice d’été à 65°N pour les terminaisons I, II, III et IV. Les terminaisons I et III apparaissent donc tardives alors que les terminaisons II et IV apparaissent précoces.

5.3 Conclusions

Un modèle conceptuel du volume des glaces continentales, prenant en entrée seulement les paramètres orbitaux de la Terre, a été construit et simule avec succès les observations. Ce modèle suggère que les terminaisons ont des âges et des durées très variables par rapport aux paramètres orbitaux. Les âges sont en effet modulés par l’ampleur du volume de glace précédant la terminaison : un fort volume de glace induira une terminaison précoce et vice versa. Ces âges variables ont été confirmés par une datation précise de la carotte Dome Fuji utilisant le rapport O_2/N_2 qui est un indicateur des variations locales d’insolation. Notre modèle n’est pas très sensible aux conditions initiales, ce qui suggère que l’évolution du climat était déterministe au cours du dernier million d’années. Une étude du rôle relatif de l’obliquité et de la précession dans le déclenchement des déglaciations suggère que ces deux paramètres orbitaux sont nécessaires pour expliquer les 11 terminaisons du dernier million d’année et que tous deux ont joué

approximativement le même rôle quantitatif. Plus précisément, TVI ne peut pas être expliquée sans influence de l'obliquité alors que TVIII ne peut pas être expliquée sans influence de la précession.

Chapitre 6

Décalage glace-gaz et déphasage CO₂/température Antarctique lors de la Terminaison I

La datation des archives glaciaires consiste en la détermination, pour chaque profondeur, de deux âges : l'âge de la glace et l'âge des bulles de gaz, le dernier étant plus petit que le premier car l'air est piégé à environ une centaine de mètres de profondeur, cette profondeur dépendant des conditions climatiques. Pour définir ce décalage entre glace et gaz, on parle soit du Δ âge, c'est-à-dire la différence d'âge entre la glace et le gaz à une profondeur donnée, soit du Δ profondeur (ou Δ prof en abrégé), c'est-à-dire la différence de profondeur entre le gaz et la glace pour un âge donné. Cette datation relative de la glace et du gaz est fondamentale lorsque l'on veut quantifier le décalage temporel - ou déphasage - entre des variations de gaz à effet de serre (enregistrées dans les bulles d'air) et des variations de température (enregistrées dans la phase solide).

Dans ce chapitre, nous allons, pour le site d'EPICA Dome C, décrire différentes méthodes pour évaluer le Δ profondeur, les comparer et en déduire le déphasage entre CO₂ et température Antarctique lors de la Terminaison I (la dernière déglaciation). Nous remettons en cause le retard de 800 ans du CO₂ tel qu'il avait été déduit précédemment (Figure 2.7).

Les résultats présentés ici sont principalement issus des articles [?, ?, ?].

6.1 Préambule : mise en évidence d'un problème avec les modèles de densification

Dans un premier temps, nous avons cherché à vérifier que les modèles de névé appliqués à différentes carottes synchronisées dans la phase glace (ici EDC et EDML) pouvaient produire des chronologies gaz cohérentes, la cohérence pouvant être vérifiée par les enregistrements de méthane. Ce travail a formé une partie de la thèse de Laetitia Louergue dont j'étais l'encadrant (directeur de thèse : Jérôme Chappellaz).

6.2 Les différentes méthodes pour calculer le Δ profondeur

6.2.1 Δ prof à partir de modèles d'écoulement et de densification

D'un point de vue mécanique, Δ prof est donnée par :

$$\int_0^h \frac{D(z', t)}{\tau(z', t)} dz' = \int_{z-\Delta prof(z)}^z \frac{D(z', t=0)}{\tau(z', t=0)} dz', \quad (6.1)$$

où $D(z', t)$ et $\tau(z', t)$ sont respectivement la densité relative du matériau et la fonction d'amincissement vertical et h est la profondeur de piégeage au temps où la couche initiale de neige, qui est maintenant à la profondeur $z - \Delta prof(z)$, était à la surface. L'on définit de plus h_{ie} la profondeur de piégeage en équivalent glace :

$$h_{ie} = \int_0^h D(z', t) dz'. \quad (6.2)$$

En utilisant ce formalisme, Δ_{prof} est une fonction de la profondeur gaz. Nous supposons implicitement qu'à une profondeur donnée z , l'âge du gaz est défini de manière unique. En réalité, à cause de la diffusion progressive des gaz dans le névé et à cause du piégeage progressif du gaz, chaque profondeur contient une distribution d'âges gaz qui peut être approchée précisément par une log-normale [?]. Nous utilisons ici implicitement la médiane de cette distribution d'âge comme âge gaz pour une quelconque profondeur. $D(z', t = 0)$ peut être estimé en mesurant le poids et le volume des carottes forées. Cependant, aucun indicateur quantitatif fiable n'a été proposé pour $\tau(z', t)$ et $D(z', t)$ et leur évaluation repose d'habitude sur des modèles d'écoulement [?, ?] et de densification [?, ?, ?]. Dans le cas d'EPICA Dome C, nous avons utilisé un modèle 1D d'écoulement avec profil de vitesse analytique [?] et le modèle de névé de Barnola/Goujon [?] dont les simulations stationnaires sont représentées sur la Figure 6.1.

Il est difficile de quantifier l'incertitude de la fonction d'amincissement vertical modélisée $\tau(z)$ car nous ne savons pas quels processus ne sont pas pris en compte dans le modèle. Ici nous considérons seulement les effets d'écoulement non laminaires et nous supposons que l'erreur qu'ils induisent sur $\ln(\tau(z))$ est proportionnelle à l'accumulation cumulée :

$$\sigma_{\ln(\tau)}(z) = \frac{k}{H} \int_0^z \frac{D(z')}{\tau(z')} dz', \quad (6.3)$$

où k est un coefficient de proportionnalité. Nous déduisons la valeur de k avec une approche de résidus en utilisant le facteur de correction multiplicatif sur la fonction d'amincissement $C(z)$ qui a été déduit du calage orbital de $\delta^{18}O_{\text{atm}}$ dans l'intervalle de profondeur 2700-3200 m de la carotte d'EDC [?]. k est simplement donné par la déviation standard de la fonction $f(z)$ suivante :

$$f(z) = \ln(C(z)) \left(\frac{1}{H} \int_0^z \frac{D(z')}{\tau_m(z')} dz' \right)^{-1}, \quad (6.4)$$

où τ_m est la fonction d'amincissement modélisée. $f(z)$ est représentée sur la Figure 6.2. Cela donne $k = 0,0974$ et l'incertitude résultante $\sigma_{\ln(\tau)}$ est représentée sur la Figure 6.3.

6.2.2 Δ_{prof} à partir d'un modèle d'écoulement et d'une profondeur de piégeage issue des mesures de $\delta^{15}N$

La modélisation de l'écoulement a été décrite dans la section précédente. Maintenant h est estimé en utilisant le fait qu'en dessous d'une zone convective d'épaisseur h_{conv} où l'air est mélangé [?, ?, ?, ?, ?], l'effet gravitationnel enrichit les isotopes lourds des gaz inertes (comme $\delta^{15}N$ de N_2 et $\delta^{40}Ar$) proportionnellement à la hauteur de la colonne diffusive [?, ?, ?] jusqu'à ce que le gaz ne diffuse plus dans les pores ouverts. Nous supposons implicitement ici que tous les gaz arrêtent de diffuser à la même profondeur. Il faut cependant noter qu'une étude récente suggère que certains gaz traces continuent à diffuser en-dessous de la profondeur de piégeage définie par le début du plateau du $\delta^{15}N$ [?]. En notation delta, ce fractionnement gravitationnel s'exprime comme :

$$\delta_{\text{grav}} = \left[\exp \left(\frac{\Delta m g h_{\text{diff}}}{RT} \right) - 1 \right] \times 1000, \quad (6.5)$$

où Δm est la différence de masse entre les espèces (en kg/mol), g est l'accélération gravitationnelle, (9,825 m/s² pour l'Antarctique), R est la constante universelle des gaz (8.314 J/mol/K) et T est la température du névé (K). L'équation (6.5) peut être approximée à 0,02% près par :

$$\delta_{\text{grav}} \simeq \frac{\Delta m g h_{\text{diff}}}{RT} \times 1000. \quad (6.6)$$

Le fractionnement thermique du $\delta^{15}N$ se produit à cause de la différence de température ΔT entre la surface et la profondeur de piégeage :

$$\delta_{\text{th}} = \Omega(T) \Delta T_{\text{diff}}, \quad (6.7)$$

où ΔT_{diff} est la différence de température entre le haut et le bas de la zone diffusive. $\Omega(T)$ a été estimé à partir de mesures en laboratoire [?].

Réciproquement, on peut déduire h à partir des données de $\delta^{15}N$ à EDC, mesurées sur les trois dernières terminaisons et sur les 5 cycles complets entre 300 000 et 800 000 ans BP [?].

$$h = h_{\text{conv}} + (\delta^{15}N - \Omega(T) \Delta T_{\text{diff}}) \frac{RT}{\Delta m g \times 1000}. \quad (6.8)$$

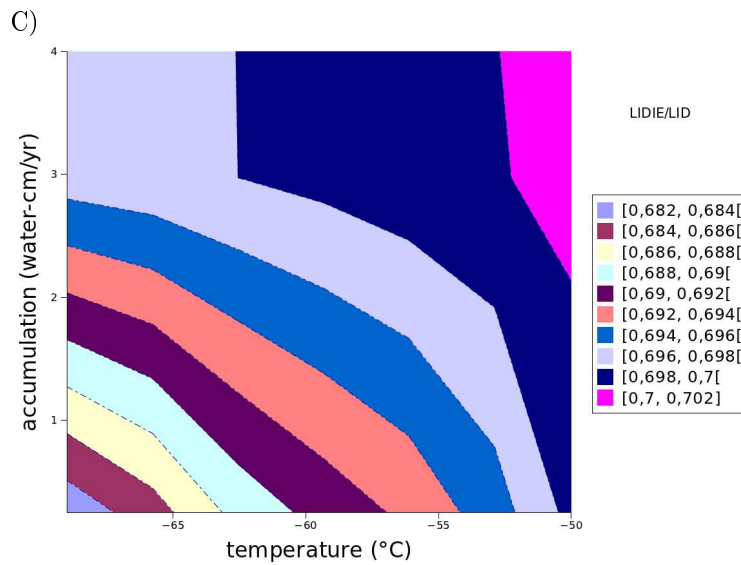
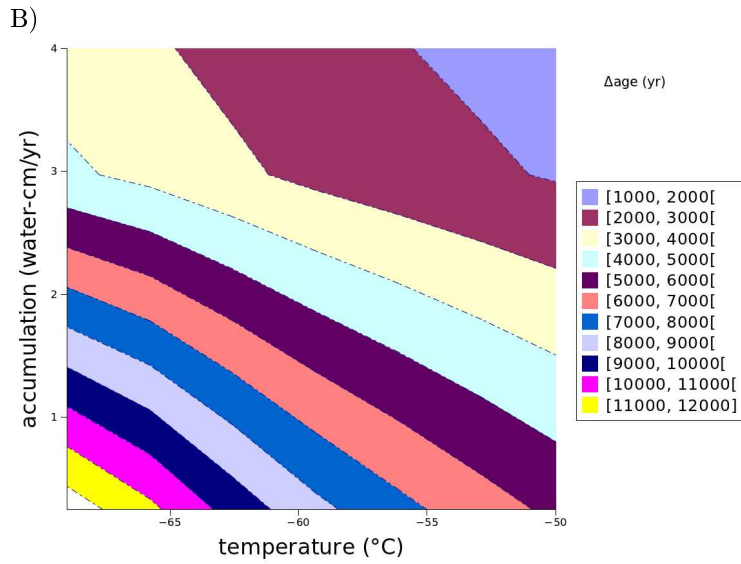
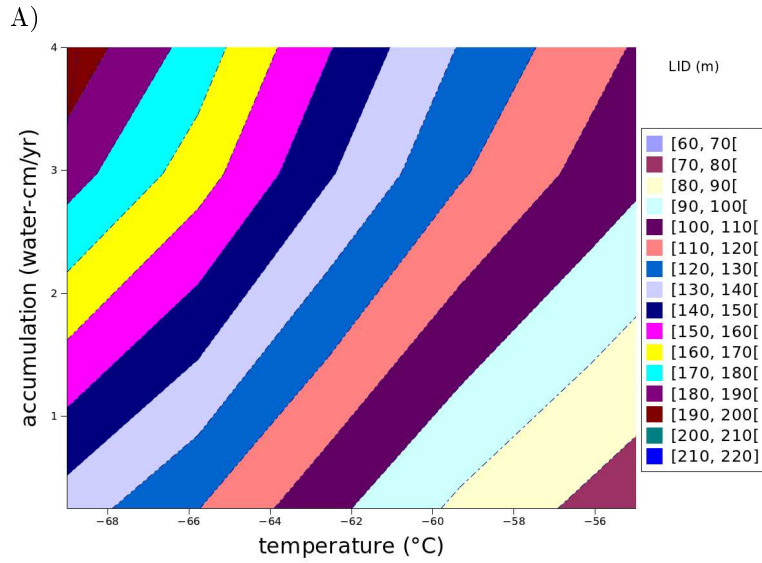


FIGURE 6.1 – Simulations de h (A), h_{ie} (B) et du rapport h_{ie}/h (C) dans le modèle de [?] dans un diagramme (température de surface, accumulation de surface) et en supposant l'état stationnaire. La densité de surface est $0,35 \text{ g/cm}^3$. h est prise à 20% de porosité fermée. Extrait de [?].

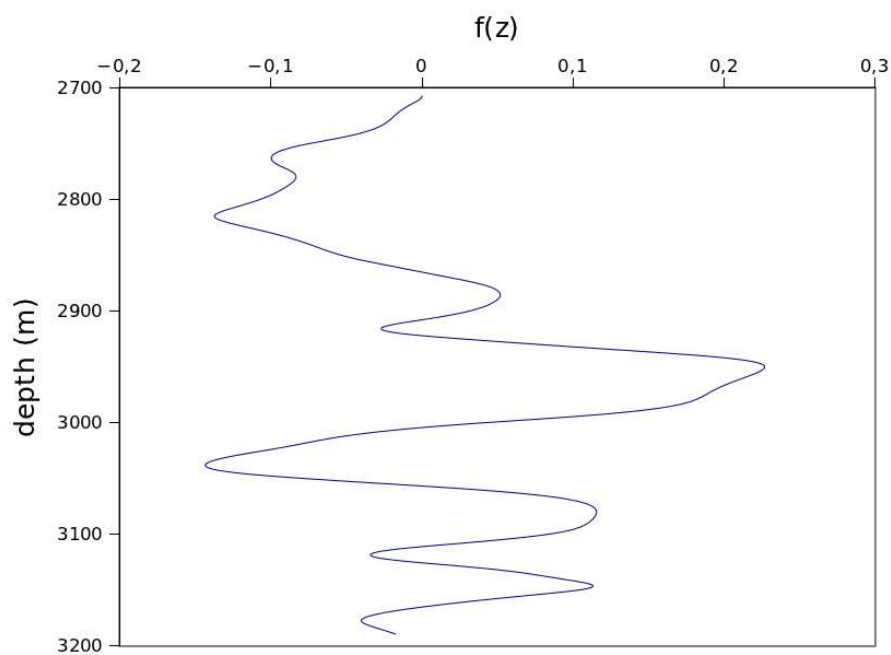


FIGURE 6.2 – Fonction $f(z)$ à EDC comme décrit dans l'équation (6.4). Extrait de [?].

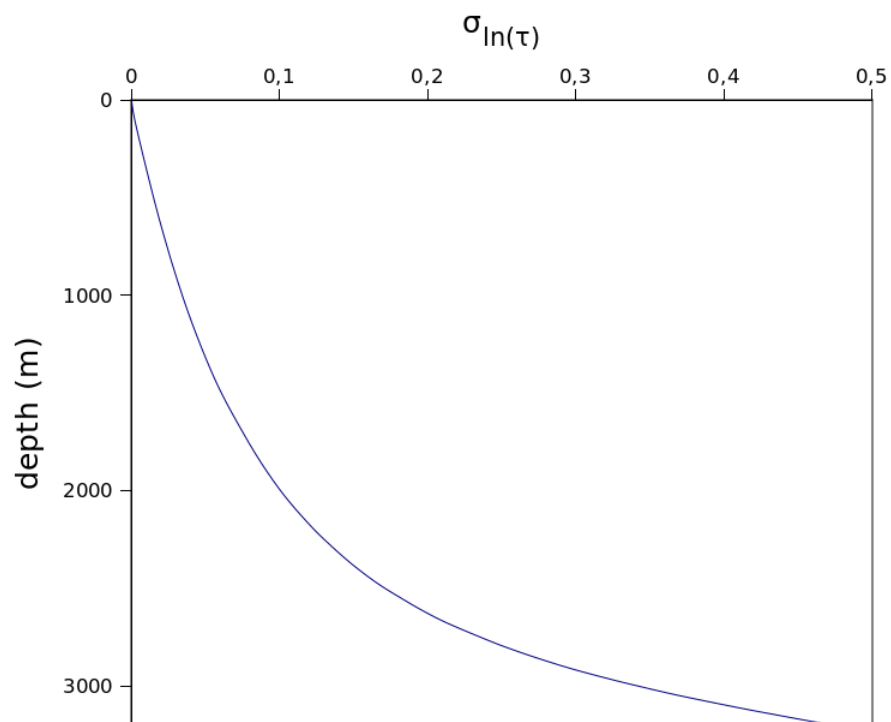


FIGURE 6.3 – Evolution de l'erreur sur la fonction d'amincissement comme fonction de la profondeur dans la carotte d'EDC. Extrait de [?].

Une des raisons des variations de hauteur de zone convective est le changement de vent. Des expériences menées avec des modèles de circulation générale (MCG) pour le dernier maximum glaciaire (DMG) montrent très peu de variations des vents sur le plateau de l'Est de l'Antarctique [?]. Notons que nous avons des évidences d'une zone convective importante pour le présent à certains sites [?, ?]. Dans les applications ci-dessous, nous supposons qu'il n'y avait pas de zone convective à EDC pendant les derniers 800 000 ans, comme ce qu'il est observé actuellement [?]. Nous serons capables d'estimer les limites de cette hypothèse sur la zone convective lorsque nous comparerons les résultats de différentes méthodes. Nous déduisons ensuite la différence de température dans le névé ΔT_{diff} à partir de simulations de champ de température par le modèle de Goujon [?]. Nous prenons la température de surface comme calculée pour l'échelle d'âge EDC3 [?, ?], comme une fonction de la profondeur. Nous avons aussi besoin d'une estimation a priori du Δ_{prof} pour convertir les profondeurs glace en profondeurs gaz et nous utilisons le scénario 1 d'EDC3 [?]. Nous estimons que l'incertitude sur l'estimation de température est <4 K ce qui se traduit en une incertitude $<2\%$ (2σ) sur h . Nous estimons aussi que l'incertitude sur le gradient de température est $<0,003$ K/m ce qui se traduit en une incertitude $<1\%$ (2σ) sur h . Suivant les simulations du modèle de Goujon, l'équation (6.2) est simplifiée en :

$$h_{ie} = h \times 0,698. \quad (6.9)$$

[?] ont aussi utilisé une telle approximation. Cela revient à supposer que la densité moyenne du névé est prédite correctement par le modèle de Goujon. Si ce modèle ne prédit pas correctement la vitesse moyenne de densification mais prédit correctement la forme du profil de densité, cette approximation sera valide. Cela nous laisse avec deux raisons principales pour lesquelles cette approximation ne serait pas valide : 1) une densité de surface variable et/ou 2) une densité variable à la profondeur de piégeage. L'option 1) ne peut être mise de côté car, en fonction des caractéristiques de surface (surface gelée, mégadunes, etc.) des densités de surface $>0,4$ g/cm³ sont observées sur le plateau Est Antarctique [?]. Notons que comme la vitesse de densification est plus grande à la surface qu'en profondeur, une erreur de x sur la densité de surface a un impact relativement faible de $\sim x/3$ sur la densité moyenne. Parce que la densité à la profondeur de fermeture ne change pas beaucoup avec le temps (elle est bien contrainte par la teneur en air mesurée dans la glace), l'option 2) impliquerait une différence variable entre la profondeur de piégeage et la profondeur de fermeture. Au total, nous estimons l'erreur 2σ sur l'équation 6.9 à 5%. L'équation (6.1) est résolue en supposons que la fonction d'amincissement exprimée comme fonction de la profondeur en équivalent glace z_{ie} était la même au temps de déposition que pour le présent. L'erreur de cette approximation est due au rapport variable fusion/accumulation et à l'épaisseur de glace variable [?] et nous l'évaluons à moins de 0,1 % sur le Δ_{prof} .

6.2.3 Δ_{prof} à partir de la synchronisation glace et gaz à GRIP

Le Δ_{prof} à la profondeur du pic de ^{10}Be correspondant à l'événement géomagnétique de Laschamp [?] dans la carotte d'EDC peut être estimé en liant les signaux gaz et glace à GRIP [?]. Le lien glace est obtenu par synchronisation ^{10}Be d'EDC à GRIP pour les deux sous-pics correspondant au Laschamp [?]. Le lien gaz est obtenu en calant l'enregistrement CH₄ d'EDC sur l'enregistrement isotopique de GRIP, en supposant que ces deux enregistrements sont synchrones pendant les transitions rapides des DO [?, ?].

Sur la Figure 6.4, nous alignons les démarrages de DO9 et DO11 et remarquons que le démarrage du DO10 est aussi aligné. Des interpolations linéaires nous permettent d'obtenir les profondeurs gaz correspondantes à EDC99. Notre échelle horizontale est exprimée en âges à GRIP car il y a des variations significatives d'accumulation qui rendraient l'interpolation imprécise si elle était effectuée en profondeurs. Ce n'est pas nécessaire pour EDC car les variations d'accumulation sont faibles et celles d'amincissement sont $<2\%$ sur l'intervalle considéré. Cela nous donne finalement ces deux estimations du Δ_{prof} à EDC99 : Δ_{prof} à 782,9 m = $48,9 \pm 2$ m (2σ) ; Δ_{prof} à 791,5 m = $48,2 \pm 2$ m (2σ). L'incertitude prend en compte l'incertitude sur la position des sous-pics de ^{10}Be à EDC (1,1 m) et à GRIP (1,1 m de profondeur équivalente à EDC) et l'incertitude de la synchronisation GRIP-EDC (1,3 m).

6.2.4 Δ_{prof} à partir de la synchronisation à EDML

Une autre approche pour déduire le Δ_{prof} à EDC consiste à synchroniser la carotte, à la fois dans la phase glace et dans la phase gaz (Figure 6.5), à une autre carotte à plus fort taux d'accumulation, qui a donc un décalage glace/gaz mieux contraint [?]. Une telle approche a déjà été appliquée pour contraindre le décalage glace/gaz à Vostok à partir de la carotte de Byrd [?, ?] et à EDC à partir de la carotte d'EDML [?]. Les carottes d'EDC et EDML ont été synchronisées en utilisant des enregistrements volcaniques [?, ?]

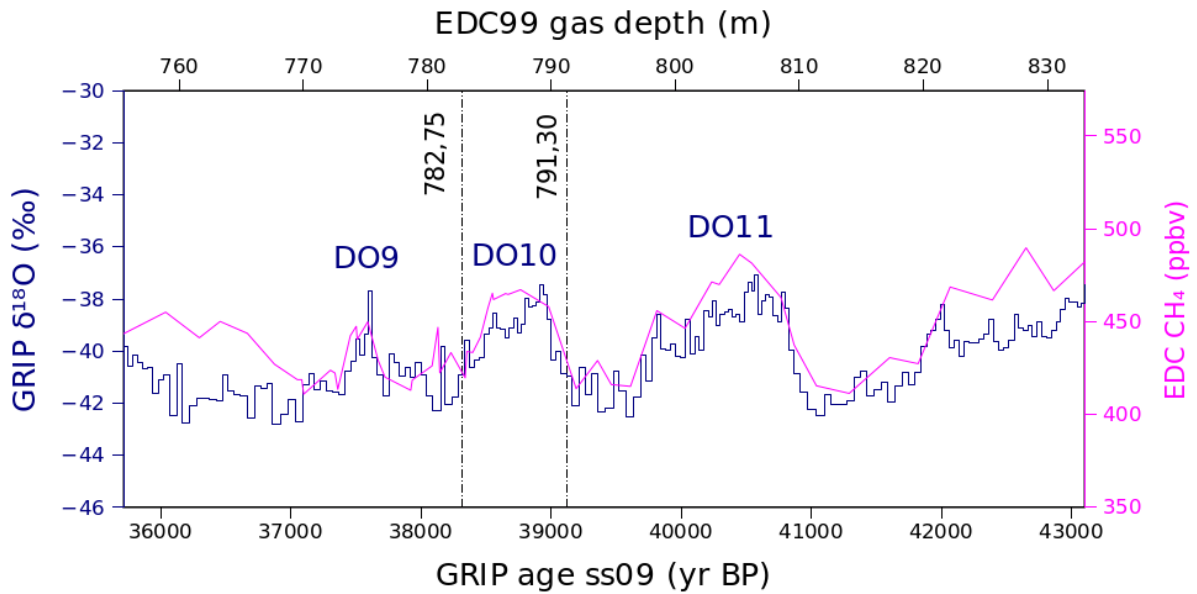


FIGURE 6.4 – Synchronisation des enregistrements $\delta^{18}O$ à GRIP et CH_4 à EDC pendant les événements DO9-11. Les deux lignes verticales en tirets marquent la position des sous-pics de ^{10}Be dans la carotte de GRIP et donnent les profondeurs gaz correspondantes dans la carotte EDC99. Extrait de [?].

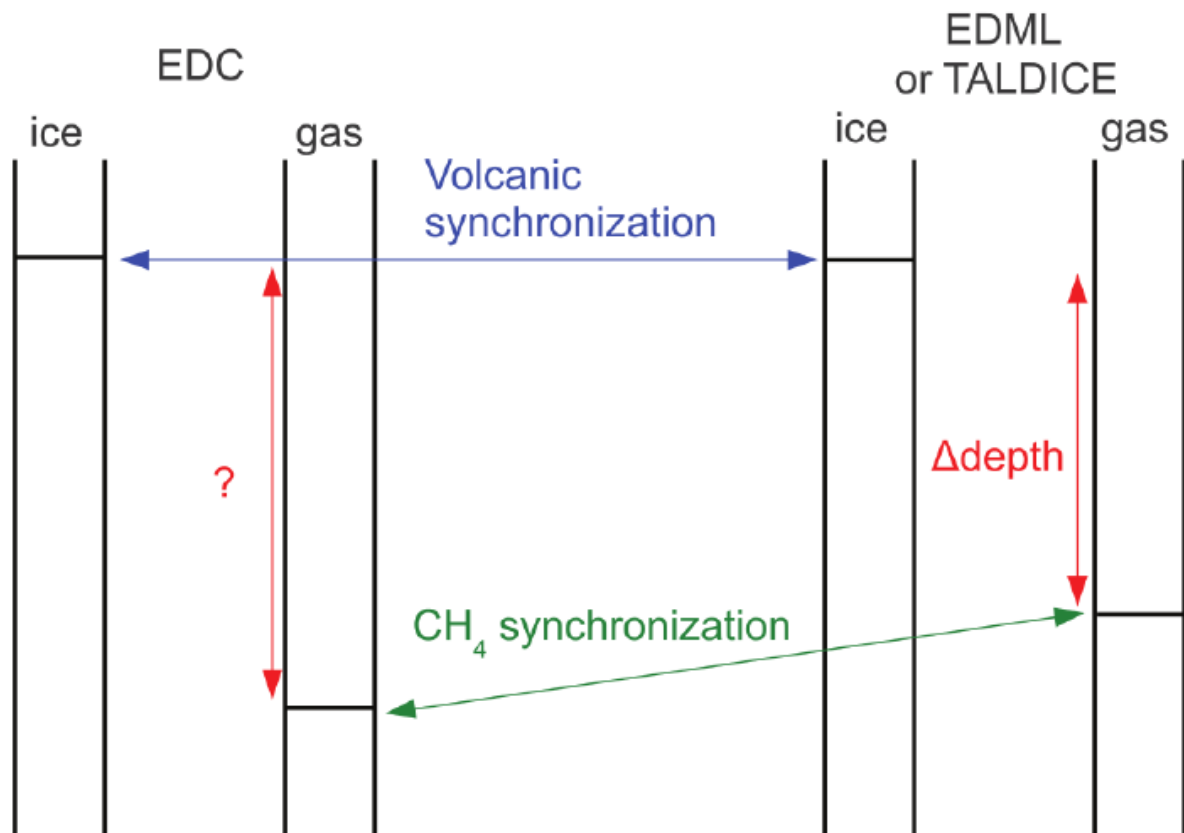


FIGURE 6.5 – Schéma illustrant la déduction du $\Delta prof$ à EDC à partir de synchronisations glace (par les volcans ou l'isotope) et gaz (par le méthane) à EDML ou TALDICE et estimation du $\Delta prof$ dans ces sites à plus fort taux d'accumulation. Extrait de [?].

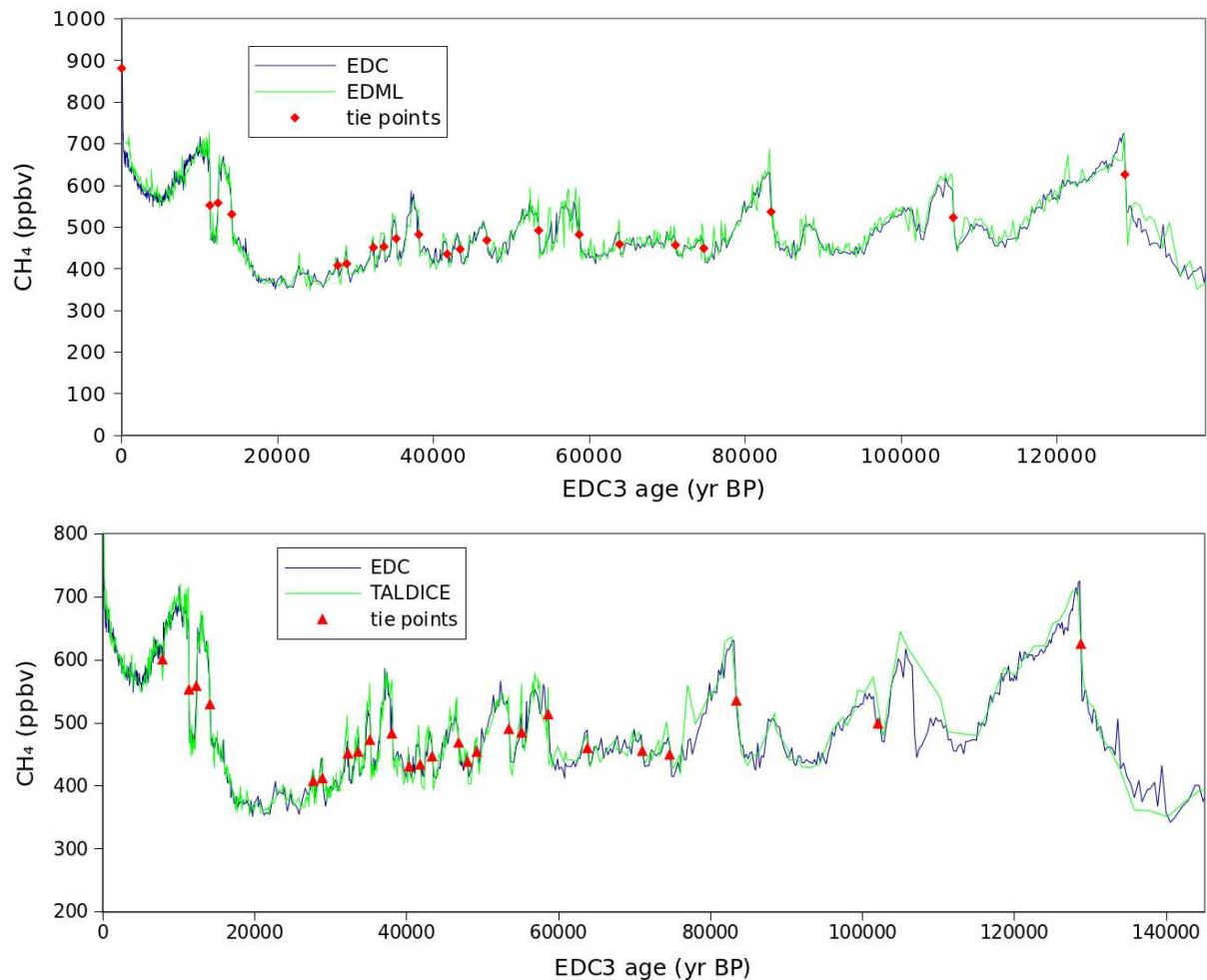


FIGURE 6.6 – Synchronisation gaz entre EDC et EDML (A) et entre EDC et TALDICE (B) en utilisant les enregistrements en méthane [?, ?, ?, ?]. Extrait de [?].

dans la phase glaciaire. Ici nous dérivons aussi 20 nouveaux points de calage méthane [?, ?] principalement aux démarrages des Interstades Groenlandais (GI) sur la période 0-140 ka BP (Figure 6.6). Nous n'avons pas systématiquement utilisé les points de calage de [?] ou de [?] parce que : 1) nous n'utilisons pas les fins des GI car elles sont moins bien marquées que les démarrages et apportent donc peu d'information par rapport aux démarrages voisins ; 2) nous n'utilisons pas GI2 et GI9 car leur identification est trop ambiguë ; 3) nous choisissons les points de calage exactement à la mi-transition. L'évaluation du Δ_{prof} à EDC dépend donc de son évaluation à EDML, que nous déduisons de l'équation (6.1). Pour l'amincissement, nous n'utilisons pas celui estimé à partir d'un modèle d'écoulement [?] car pour le même âge, la profondeur réduite (rapport de la profondeur sur l'épaisseur totale de glace) est plus grande à EDML qu'à EDC et l'évaluation de l'amincissement par modélisation de l'écoulement devient imprécise. Nous fixons donc l'échelle d'âge EDML1 qui est synchronisée sur EDC3 [?], utilisons les accumulations comme calculées par [?] et déduisons une fonction d'amincissement à EDML. Pour la profondeur de piégeage, nous utilisons le modèle de densification de [?] forcé par des estimations de température et d'accumulation comme calculé par [?]. La profondeur de piégeage est prise à 5% de porosité fermée.

Cette méthode est plus précise qu'une évaluation directe du Δ_{prof} à EDC à partir de la modélisation. En effet, le taux d'accumulation est 3 fois plus important à EDML qu'à EDC. Une erreur sur la profondeur de piégeage à EDML a donc un impact 3 fois plus faible à EDC en termes d'âges. Il y a 4 sources d'incertitudes dans cette approche basée sur la synchronisation à EDML : 1) l'incertitude sur la synchronisation gaz (méthane), 2) l'incertitude sur la profondeur de piégeage à EDML, 3) l'incertitude sur la fonction d'amincissement à EDML et 4) l'incertitude sur la synchronisation glace (qui inclue l'interpolation entre deux points de calage volcaniques). Nous estimons l'incertitude 1) à la moitié de la durée de la transition en méthane (2σ). L'incertitude 2) (2σ) est évaluée à moins de 20% à EDML [?], c'est-à-dire moins de 7%

à EDC. En se basant sur la durée relative des événements dans différentes échelles de temps glaciologiques [?], nous déduisons que l’incertitude 3) (2σ) est $<10\%$. Avec le même argument, l’incertitude 4) (2σ) est estimée à moins de 10% de la distance au point de calage le plus proche, c’est-à-dire que nous négligeons l’incertitude du point de calage. Pour calculer l’incertitude totale, nous supposons que les incertitudes 1, 2, 3 et 4 sont indépendantes. Notons qu’une étude récente [?] suggère qu’aligner les mi-transitions en méthane dans différentes carottes induit une erreur à cause des temps de diffusion des gaz dans le névé qui sont différents. Nous considérons que cette conclusion s’applique seulement si l’on définit l’âge gaz comme la minimum de la distribution d’âge. Nous définissons ici l’âge gaz comme la médiane de la distribution et nous sommes donc libre de cette erreur.

6.2.5 Δ prof à partir de la synchronisation glace et gaz à TALDICE

La méthode est la même que dans la sous section précédente (Figure 6.5). Son avantage est également basé sur le fait que TALDICE a une accumulation environ 3 fois plus importante qu’EDC. Les carottes d’EDC et TALDICE peuvent être synchronisées dans la phase glace en utilisant les marqueurs volcaniques pour les 42 000 dernières années [?] et les enregistrements isotopiques pour des périodes de temps plus anciennes [?, ?] et dans la phase gaz (Figure 6.6) en utilisant les enregistrements de méthane [?, ?]. Nous n’utilisons pas les points de calage de [?] car ils ne sont pas toujours placés aux mi-transitions. Nous restreignons aussi la sélection des points de calage aux parties des enregistrements méthane qui présentent la ressemblance la plus marquante. Comme dans le cas d’EDML, nous fixons la chronologie TALDICE1, utilisons les évaluations d’accumulation et de profondeur de piégeage données par [?] et en déduisons une fonction d’amincissement et un Δ prof à TALDICE. L’incertitude de la méthode est calculée exactement de la même manière que pour la méthode consistant à synchroniser à EDML.

6.2.6 Δ prof à partir de l’hypothèse de la bascule climatique bipolaire

En suivant l’hypothèse de la bascule climatique thermique bipolaire [?], la température du Groenland est reliée à la dérivée de la température Antarctique déduite de l’enregistrement isotopique à EDC [?]. Le mécanisme le plus réaliste pour les changements abrupts de climat dans la région nord Atlantique implique des réorganisations de la circulation océanique [?, ?] mais les mécanismes atmosphériques pourraient aussi être en jeu dans cette relation d’antiphase prouvée pour la dernière période glaciaire [?, ?, ?, ?]. En utilisant l’hypothèse de la bascule, on peut par conséquent synchroniser le contenu en deutérium à EDC (un indicateur de la température Antarctique) avec le contenu en méthane à EDC [?] (un indicateur de la température au Groenland) et produire des estimations du Δ prof aux périodes de transitions rapides en méthane correspondant aux maxima ou aux minima de l’enregistrement en deutérium. Pour localiser ces derniers, nous utilisons la courbe synthétique de température au Groenland GL_T_syn de [?] calculée à partir de l’enregistrement en deutérium d’EDC. Cette courbe a été construite par un processus mathématique qui implique la séparation des fréquences basses et hautes de l’enregistrement deutérium, dérivation des fréquences hautes et recombinaison des fréquences basses et hautes. Identifier un extremum de l’enregistrement en deutérium à EDC correspond donc à identifier une transition rapide dans la courbe GL_T_syn . Le fait que [?] ont été capable de reconstruire une courbe qui ressemble aux variations isotopiques au Groenland à partir des variations isotopiques en Antarctique, exhibant en particulier des transitions rapides similaires, est une autre preuve de la validité du mécanisme de bascule climatique.

Dans la Figure 6.7, nous comparons les courbes GL_T_syn de [?] et deutérium de [?] avec l’enregistrement en méthane d’EDC [?] sur une échelle de profondeurs. En utilisant ces contraintes, 82 points de calage sont déduits entre les enregistrements, principalement aux périodes de variations rapides de la température Groenland. Les estimations du Δ prof sont simplement calculées comme la profondeur synchronisée en méthane moins la profondeur synchronisée en deutérium. Il y a deux sources d’erreur dans cette procédure. Premièrement, les transitions identifiées dans les courbes GL_T_syn et méthane pourraient ne pas correspondre au même événement. Par conséquent nous étiquetons les paires de points de calage en “virtuellement certain” et “tentatif”. Deuxièmement, même si les transitions dans les courbes GL_T_syn et méthane correspondent au même événement, il y a une erreur liée à la détermination des profondeurs des transitions dans les deux courbes. Pour évaluer cette erreur (2σ), nous ajoutons les erreurs des estimations en profondeur des transitions dans les courbes GL_T_syn et méthane. Ces erreurs sont évaluées comme la moitié de la durée de la transition. Les raisons pour lesquelles nous avons utilisé GL_T_syn et pas l’enregistrement brut de deutérium sont : 1) il est plus facile et plus précis de sélectionner une mi-transition qu’un extremum, et 2) il est plus facile d’estimer l’erreur sur le point de calage en évaluant la moitié de la durée de la transition.

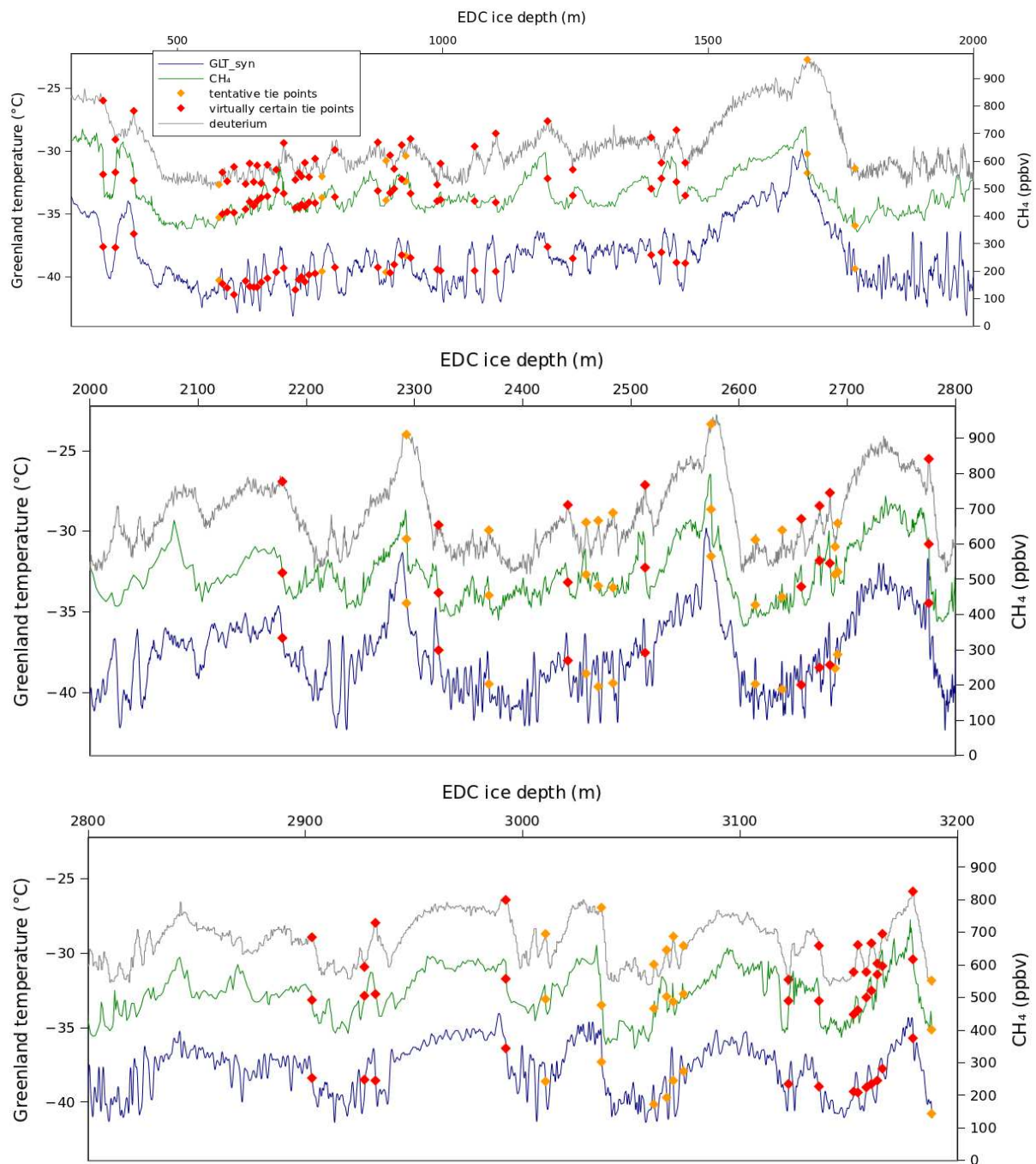


FIGURE 6.7 – Comparaison de la courbe GL_T_syn [?], de l'enregistrement en méthane d'EDC [?] et de l'enregistrement en deutérium d'EDC [?] : A) entre 0 et 2000 m, B) entre 2000 et 2800 m, C) entre 2800 et 3200 m. Extrait de [?].

6.3 Comparaison des différentes approches pour évaluer le Δprof

Dans la Figure 6.8, nous comparons les différentes approches pour évaluer le Δprof . Plusieurs conclusions peuvent en être tirées.

6.3.1 Confirmation de l’hypothèse de la bascule climatique bipolaire

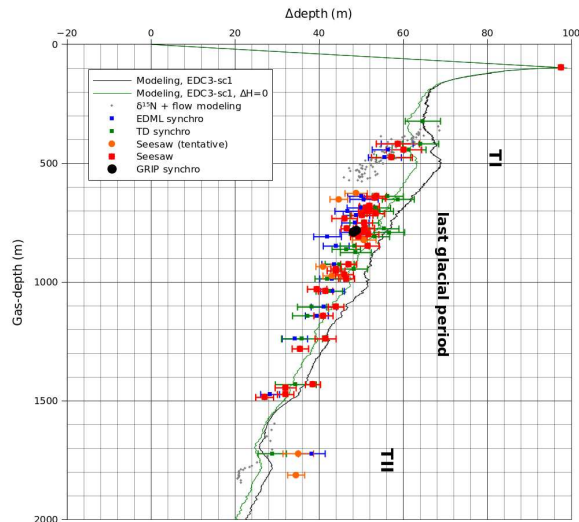
L’estimation basé sur la synchronisation à GRIP pendant l’événement géomagnétique de Laschamp est la plus précise (± 2 m) et la plus robuste (elle ne repose pas sur des hypothèses discutables). Il est important de noter que cette estimation est complètement compatible avec l’estimation basée sur l’hypothèse de la bascule. En d’autres termes, le déphasage de la bascule est observé entre EDC et GRIP pendant l’événement géomagnétique de Laschamp, comme il a été déjà conclu par [?]. Une deuxième remarque importante est que la carotte d’EDML confirme principalement l’hypothèse de la bascule, comme il a été dit précédemment [?, ?]. On peut cependant remarquer que les estimations basées sur EDML ont tendance à sous-estimer le Δprof pendant la dernière période glaciaire par rapport aux estimations basées sur la bascule, par ~ 2 -3 m en moyenne, ce qui résulte probablement d’une sous-estimation du Δprof à EDML, puisqu’un décalage systématique dans les synchronisations méthane ou volcanique est improbable. Une sous-estimation de la profondeur de piégeage par le modèle de densification est aussi improbable, car les données $\delta^{15}\text{N}$ montrent le contraire [?]. Il ne reste donc que l’hypothèse d’une sous-estimation de la fonction d’amincissement vertical à EDML, ce qui pourrait être dû à une sur-estimation des accumulations glaciaires à EDML. En effet, nous n’avons pas pris en compte le fait que les accumulations sont plus faibles en amont du site d’EDML, là d’où la glace est supposée provenir [?].

Une troisième remarque qui est cette fois-ci nouvelle est que la carotte de TALDICE confirme également l’hypothèse de la bascule. Contrairement à la carotte d’EDML, nous n’observons pas pour TALDICE un décalage systématique par rapport aux estimations basées sur la bascule. Par conséquent, les estimations basées sur TALDICE sur-estiment le Δprof par rapport aux estimations basées sur EDML. Dans le détail, il y a des estimations basées sur EDML ou TALDICE qui dévient significativement par rapport aux estimations basées sur la bascule. Notons que nous avons utilisé exactement les mêmes profondeurs pour les transitions méthane à EDC pour les trois méthodes. A la profondeur $\sim 651,90$ m (démarrage de DO4), l’estimation basée sur la bascule est très petite (44,64 m) comparée aux estimations basées sur EDML et TALDICE. Le maxima correspondant dans la courbe de deutérium est ambigu et c’est pourquoi ce point de calage a été étiqueté “tentatif”. Une autre explication est qu’EDC3 sous-estime la durée des événements pendant cet intervalle, amenant à une sur-estimation de la fonction d’amincissement vertical à EDML et TALDICE. A 809.2 m (démarrage de DO11) et 848.5 m (démarrage de DO12), les estimations basées sur TALDICE sont très petites (53.23 m et 48.42 m) comparées aux estimations basées sur EDML ou sur la bascule. Nous notons cependant que nous sommes là au-delà de la synchronisation volcanique EDC-TALDICE, et cette divergence peut donc provenir d’une mauvaise synchronisation isotopique. A 1105 m, 1142 m, 1239 m, 1431,5 m et 1473 m (démarrages des DO19, 20, 21, 23, 24), les estimations basées sur la bascule sont systématiquement plus grandes que les estimations basées sur EDML ou TALDICE. Une explication possible est que les Δprof provenant d’EDML et TALDICE sont sous-estimés à cause d’une sur-estimation des durées dans EDC3.

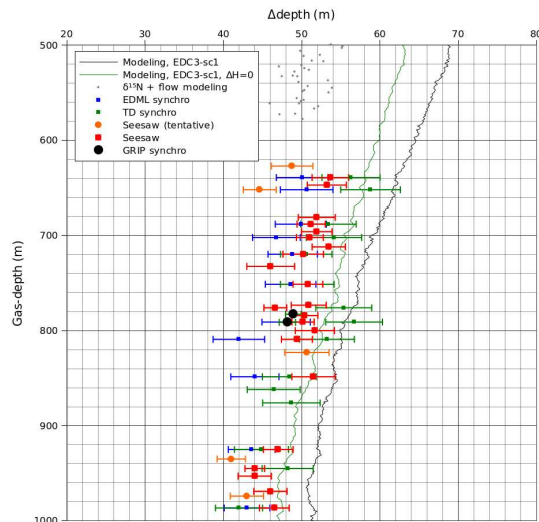
6.3.2 Le paradoxe du Δprof glaciaire à EDC

Se focalisant maintenant sur les estimations basées sur la modélisation du Δprof pendant la dernière période glaciaire, elles sont en moyenne $\sim 15\%$ plus grandes que les estimations basées sur l’hypothèse de la bascule ou sur EDML et TALDICE. Nous appelons ce désaccord modèle-données le “paradoxe du Δprof glaciaire à EDC”. Comme les données sont basées sur trois méthodes indépendantes, il est probable que le Δprof modélisé est sur-estimé pendant cette période de temps. Cela peut être dû soit à une sur-estimation de la fonction d’amincissement vertical, soit à une sur-estimation de la profondeur de piégeage. Un paramètre influençant la fonction d’amincissement vertical est l’existence d’effets non-laminaires d’écoulement. Cependant, l’amplitude du paradoxe du Δprof est plus grande que l’incertitude sur la fonction d’amincissement (Figure 6.3). Un autre paramètre qui a un impact significatif sur la fonction d’amincissement dans la partie haute de la calotte est la variation passée d’épaisseur de glace. A part le scénario EDC3 de variations d’épaisseur de glace, nous avons testé un scénario sans variations d’épaisseur de glace comme cas extrême (Figure 6.8). Ce scénario ne résoud que partiellement le paradoxe du Δprof glaciaire à EDC. Le dernier facteur qui a un impact significatif sur la fonction d’amincissement vertical dans la partie peu profonde est l’épaisseur de glace au site d’origine. Le paradoxe du Δprof glaciaire à EDC pourrait être résolu si l’on suppose que l’écoulement n’était pas vertical durant le passé

A)



B)



C)

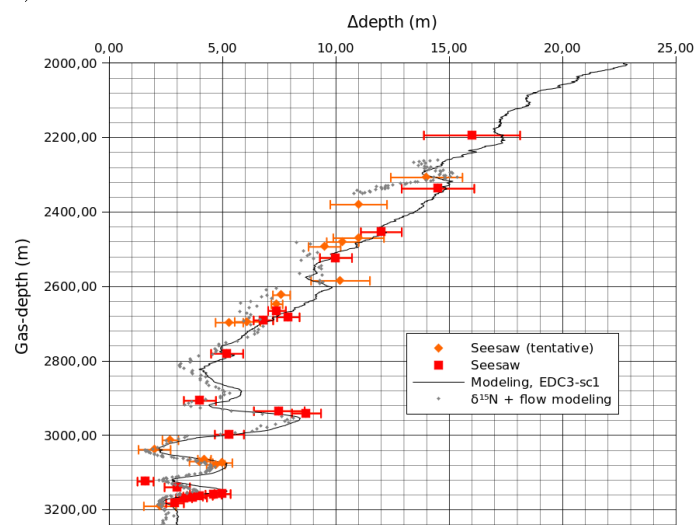


FIGURE 6.8 – Estimations du Δ prof le long de la carotte d'EDC. A) Zoom sur l'intervalle de profondeur 0-2000 m, qui montre la dernière période glaciaire et la Terminaison II; B) zoom sur l'intervalle de profondeur 500-1000 m qui contient l'événement de Laschamp; C) zoom sur l'intervalle de profondeur 2000-3200 m. Les barres d'erreur doivent être prises comme 1σ . Extrait de [?].

et que la glace provient d'un site avec une épaisseur de glace plus grande. Cette hypothèse est difficile à tester d'un point de vue modélisation parce qu'il y a beaucoup de paramètres mal contraints dans un modèle 3D de la calotte Antarctique qui influencent la position des lignes de partage et des dômes. Nous remarquons cependant ici que le paradoxe du Δ_{prof} glaciaire à EDC ne concerne que la partie glaciaire et n'est pas présent (il est même inversé) pour la glace de l'Eemien. Ce paradoxe semble donc avoir une origine climatique. Notre conclusion est donc que le modèle de densification sur-estime la profondeur de piégeage glaciaire à EDC. Une explication possible est l'effet des impuretés sur le processus de densification [?]. Cette remarque est en contradiction avec les conclusions de [?] qui ont écrit que le modèle de densification estime correctement le $\Delta_{\text{âge}}$ à Vostok pendant la Terminaison III. Cependant, [?] ont basé leurs conclusions sur l'hypothèse qu'à Vostok, $\delta^{40}\text{Ar}$ varie en phase avec la température, ce qui n'a jamais été démontré. Si, comme proposé par [?], la vitesse de densification (et donc le fractionnement gravitationnel) est influencé par les impuretés, $\delta^{40}\text{Ar}$ devrait être mieux corrélé avec les impuretés qu'avec la composition isotopique de la glace lorsque les deux ne sont pas en phase [?]. De plus, cette conclusion souffre d'une fonction d'amincissement vertical mal contrainte à Vostok aux profondeurs correspondant à la Terminaison III.

6.3.3 Utilisation de l'hypothèse de la bascule pour améliorer la chronologie dans la partie basse

Pour l'intervalle de profondeur 2000-2800 m, les estimations du Δ_{prof} décroissent régulièrement de ~ 16 m à ~ 5 m et l'accord entre les estimations basées sur la bascule et basées sur le modèle est très bon. Le fait que le modèle ne sur-estime pas systématiquement le Δ_{prof} dans cet intervalle de profondeur, contrairement à la dernière période glaciaire, pourrait être juste une coïncidence : une sur-estimation de la profondeur de piégeage pourrait être compensée exactement par une sous-estimation de la fonction d'amincissement. Pour l'intervalle de profondeur 2800-3200 m, l'accord est également bon. En particulier, les estimations basées sur l'hypothèse de la bascule reproduisent bien les bosses dans la fonction d'amincissement vertical qui ont été suggérées en se basant sur la comparaison des données $\delta^{18}\text{O}_{\text{atm}}$ avec les variations d'insolation et sur le déphasage $\text{CO}_2/\delta\text{D}$ [?]. Nous confirmons donc indépendamment l'hypothèse que l'écoulement dans la partie basse de la carotte EDC est complexe. Il y a cependant plusieurs estimations basées sur l'hypothèse de la bascule qui dévient significativement des estimations basées sur le modèle à ~ 2360 m (point de calage tentatif, ~ 260 ka), ~ 2900 m (~ 527 ka), ~ 2930 m (554 ka), ~ 3000 m (~ 585 ka) et ~ 3120 m (~ 719 ka). Cela est grossièrement en accord avec les résultats de [?] basés sur le calage orbital de l'enregistrement de O_2/N_2 sur l'insolation. Ils ont en effet suggéré des corrections jusqu'à 5 ka pour les périodes temporelles 390-460 ka, 550 ka, 650 ka et 750 ka BP. En conclusion, nous suggérons donc qu'utiliser les estimations du Δ_{prof} basées sur l'hypothèse de la bascule associées à de nouvelles mesures du rapport O_2/N_2 pourrait améliorer la reconstruction de la fonction d'amincissement vertical et donc de la chronologie d'EDC dans la partie profonde.

6.3.4 Validité de la méthode $\delta^{15}\text{N}$ pour reconstruire la profondeur de piégeage durant le passé

L'enregistrement de $\delta^{15}\text{N}$ en association avec le modèle d'amincissement donne une évaluation du Δ_{prof} décroissant de 67 m à 45 m pendant la dernière déglaciation. Dans cette partie supérieure de la carotte EDC, l'incertitude sur la fonction d'amincissement vertical est faible (Figure 6.3). Ces estimations du Δ_{prof} sont en bon accord avec les estimations basées sur EDML et TALDICE ou basées sur l'hypothèse de la bascule (Figure 6.9). S'il n'y a pas d'autres effets compensatoires, la zone convective à EDC ne peut donc pas être plus grande que quelques mètres durant la dernière déglaciation. Par conséquent, nous concluons que le désaccord entre modèle et $\delta^{15}\text{N}$, observé à EDC pendant la dernière déglaciation [?] résulte probablement d'une représentation incorrecte du processus de densification dans les modèles de névé [?], et pas à une zone convective variable ou à des processus mal connus affectant l'enregistrement en $\delta^{15}\text{N}$ [?]. Cette conclusion semble en contradiction avec une étude sur la carotte de Vostok utilisant les synchronisations glace et gaz à Byrd [?], qui a conclu que les estimations $\delta^{15}\text{N}$ sous-estiment la profondeur de piégeage pendant la dernière période glaciaire. Cependant, en ce qui concerne cette étude, nous notons que : 1) il n'y a pas d'estimation de l'incertitude dans la méthode de synchronisation à Byrd ; 2) la fonction d'amincissement reconstruite est beaucoup plus incertaine que dans notre cas car le site de forage à Vostok n'est pas un dôme [?]; 3) la synchronisation glace est moins précise que dans notre étude car elle est basée sur les enregistrements isotopiques ; 4) la synchronisation gaz est également moins précise parce qu'elle est basée sur un plus petit nombre de mesures méthane. Par conséquent, les données

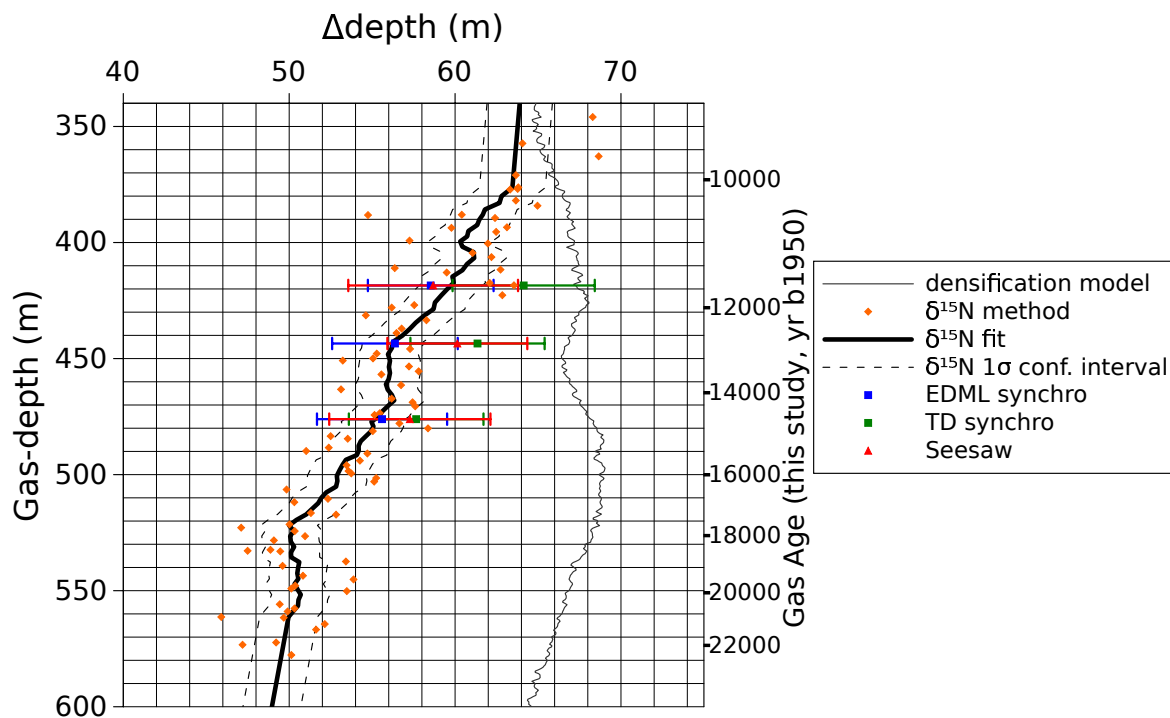


FIGURE 6.9 – Δ prof estimé par différentes méthodes pour la Terminaison I. La ligne noire est une moyenne mobile à 13 points des estimations $\delta^{15}\text{N}$. Extrait de [?].

$\delta^{15}\text{N}$ semblent être un outil plus approprié en comparaison des modèles de densification actuels pour estimer la profondeur de piégeage pendant la dernière déglaciation à EDC. Est-ce que cette conclusion est aussi valide pour d'autres périodes temporelles et pour d'autres sites Antarctique où un désaccord modèle- $\delta^{15}\text{N}$ a été observé comme Vostok [?, ?], EDML [?], Law Dome [?] et Dome Fuji [?]? D'autres études suivant l'approche présentée ici sont nécessaires pour répondre à cette question [?].

6.4 Reconstruction du déphasage CO_2 / température Antarctique durant la dernière déglaciation

L'enregistrement le plus résolu de CO_2 pour la Terminaison I a été obtenu à partir de la carotte EDC [?, ?]. Dans cet enregistrement, le CO_2 semble être en retard par rapport à la température locale de 800 ± 600 ans au démarrage de la terminaison [?], en accord avec une étude précédente sur les carottes de Vostok et Taylor Dome qui avait identifié un retard de 600 ± 400 ans à la fin des trois dernières terminaisons [?]. Cependant, des incertitudes dans le décalage entre CO_2 et température antarctique demeurent pour 2 raisons. Premièrement, ces estimations sont basées sur des modèles de densification dont nous avons montré qu'ils ne fonctionnent pas pendant les périodes glaciaires à certains sites. Nous utiliserons ici les données de $\delta^{15}\text{N}$ de la carotte EDC pour déterminer la profondeur de piégeage passée. Deuxièmement, utiliser un seul enregistrement isotopique antarctique produit une reconstruction bruitée des variations passées de température en Antarctique. Ici nous utiliserons une courbe sommée des variations de température antarctique basée sur 5 carottes synchronisées.

6.4.1 Construction de l'échelle d'âge

Notre échelle d'âge glace est une version modifiée de l'échelle d'âge EDC3 [?]. Nous corrigeons d'abord d'un décalage de profondeurs entre les forages EDC96 et EDC99 et nous ajoutons 55 ans à EDC3 pour les âges plus vieux que 45,6 ka. Nous calculons ensuite les âges gaz de cette échelle d'âge EDC3corr pour l'enregistrement de méthane [?] en se basant sur le Δ prof estimé par la méthode $\delta^{15}\text{N}$. Nous trouvons que cette nouvelle échelle d'âge gaz n'est pas en accord parfait avec l'échelle GICC05 [?] en comparant les transitions méthane [?]. Nous décidons par conséquent de modifier EDC3corr dans l'intervalle entre

5280 ans BP (où il existe un point de calage absolu déduit de la comparaison de l'enregistrement glaciaire de ^{10}Be avec l'enregistrement de ^{14}C issu de la dendrochronologie) et 41 200 ans BP (pic de ^{10}Be correspondant à l'événement géomagnétique de Laschamp). Cette échelle d'âge glace a cependant un impact négligeable sur la discussion du déphasage CO_2 /température Antarctique qui dépend principalement des estimations du Δprof .

6.4.2 Une courbe sommée des variations de température Antarctique, 0-800 ka BP

Ici nous produisons une courbe sommée des variations de température Antarctique durant les 800 000 dernières années, basée sur des données disponibles issues des carottes de glace d'EPICA Dome C (EDC), Dome Fuji (DF), Vostok (VK), Talos Dome (TALDICE) et Dronning Maud Land (EDML). Un travail préliminaire consiste en la synchronisation de toutes ces carottes sur celle d'EDC en se basant sur une synchronisation volcanique quand cela est possible et sur une synchronisation isotopique ailleurs (en utilisant les points de changement de pente). Les enregistrements isotopiques de chaque site sont convertis en enregistrements de température en utilisant le thermomètre isotopique classique, avec une correction pour les variations isotopiques de l'océan moyen causées par les variations de volume de glace continentales. La courbe sommée est ensuite simplement construite, pour chaque instant temporel dans le passé, comme la moyenne de toutes les estimations de température des carottes disponibles (Figure 6.10).

Les variations isotopiques enregistrées dans les carottes de glace sont corrigées des variations isotopiques des eaux océaniques (sea water, SW) en suivant l'approche de [?] :

$$\delta^{18}O_{\text{corr}} = \delta^{18}O_{\text{ice}} - \delta^{18}O_{\text{sw}} \times \frac{1 + \delta^{18}O_{\text{ice}}/1000}{1 + \delta^{18}O_{\text{sw}}/1000}, \quad (6.10)$$

$$\delta D_{\text{corr}} = \delta D_{\text{ice}} - 8\delta^{18}O_{\text{sw}} \times \frac{1 + \delta D_{\text{ice}}/1000}{1 + 8\delta^{18}O_{\text{sw}}/1000}, \quad (6.11)$$

$\delta^{18}O_{\text{sw}}$ a été déduit [?] en se basant sur une courbe sommée océanique [?]. Nous mettons l'enregistrement de $\delta^{18}O_{\text{sw}}$ sur l'échelle EDC3 en synchronisant la courbe reconstruite de température polaire [?] avec l'enregistrement isotopique d'EDC. La température à chaque site de forage est ensuite simplement évaluée comme :

$$\Delta T_{\text{clim}} = \frac{1}{\alpha} \Delta \delta D_{\text{corr}}, \quad (6.12)$$

ou :

$$\Delta T_{\text{clim}} = \frac{8}{\alpha} \Delta \delta^{18}O_{\text{corr}}, \quad (6.13)$$

avec $\alpha = 6,04\text{‰}/^\circ\text{C}$ [?]. Premièrement, nous translatons la reconstruction de température à EDC pour obtenir une moyenne $\Delta T_{\text{clim}} = 0$ sur l'intervalle de temps 0-1 ka BP. Deuxièmement, nous mettons à l'échelle les reconstructions de température à chaque site de sorte que la courbe ΔT_{clim} résultante ait la même moyenne et déviation standard que celle d'EDC sur l'intervalle 0-140 ka BP, où toutes les reconstructions de température sont disponibles.

La chronologie EDC3 [?] est transférée sur chaque carotte en utilisant les points de calage décrits précédemment. Chaque enregistrement de température est ensuite ré-échantillonné en utilisant une moyenne tous les 20 ans. Pour chacun de ces intervalles de 20 ans, la moyenne de toutes les reconstructions de température est calculée. La courbe sommée est ensuite translatée à nouveau pour avoir une moyenne de 0 sur l'intervalle de temps 0-1 ka BP.

Une déviation standard pour la courbe sommée est calculée comme :

$$\sigma_{\text{pooled}} = \left(\frac{\sum_{i,j=1}^{n,m} (T_i - \bar{T}_j)^2}{n - m} \right)^{1/2}, \quad (6.14)$$

ce qui est la racine de la somme des différences au carré entre les reconstructions individuelles T_i et la courbe sommée \bar{T}_j divisé par le degré de liberté, dans ce cas le nombre de valeurs individuelles de température n moins le nombre de valeurs sommées de température m . Pour chaque âge, l'intervalle de confiance de la courbe sommée est simplement calculé comme :

$$\sigma = \frac{\sigma_{\text{pooled}}}{\sqrt{N}}, \quad (6.15)$$

où N est le nombre d'enregistrements isotopiques disponibles.

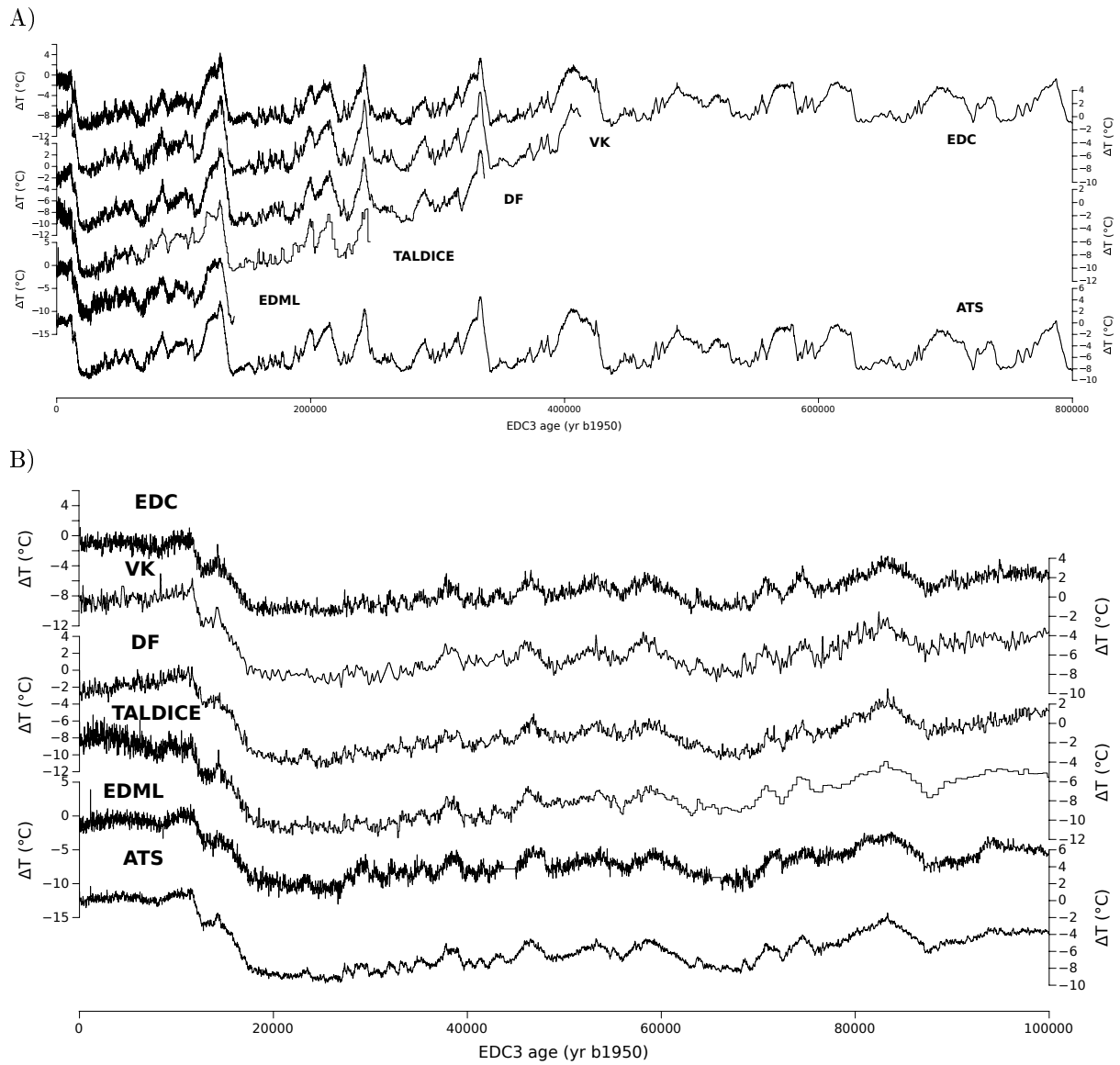


FIGURE 6.10 – Courbée sommée des variations de température en Antarctique (Antarctic Temperature Stack, ATS) et les 5 courbes de température Antarctique qui la composent : A) sur 800 000 ans ; B) zoom sur les 100 000 dernières années.

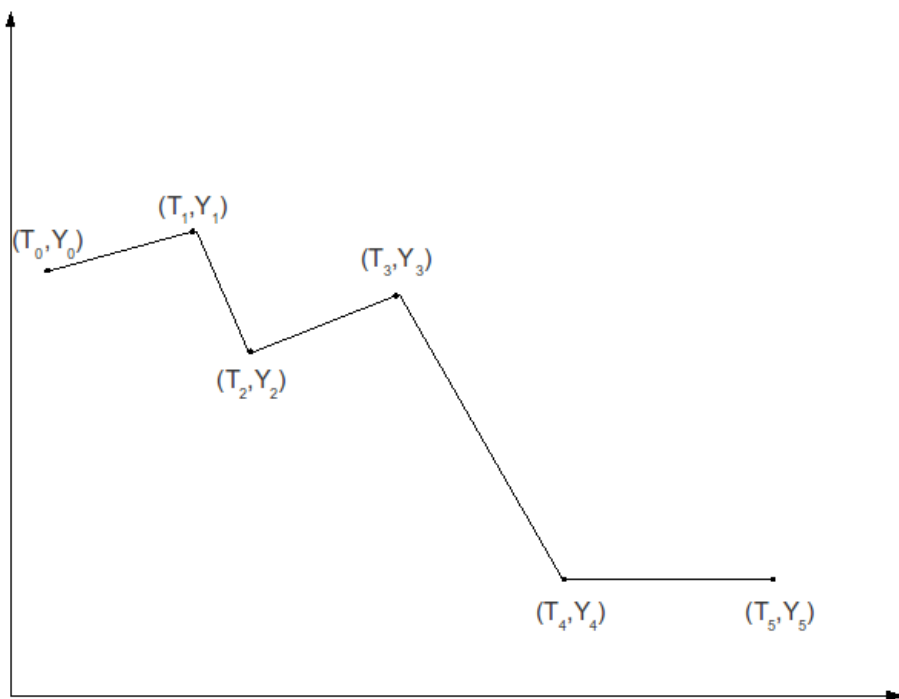


FIGURE 6.11 – Schéma illustrant une courbe continue et linéaire en 5 morceaux. Extrait de [?].

Ce processus de sommation réduit considérablement le bruit en comparaison de l’enregistrement individuel d’EDC (Figure 6.10) : la déviation standard d’ATS à sa moyenne glissante sur 220 ans est $0,20^\circ\text{C}$ alors que c’est $0,52^\circ\text{C}$ pour l’enregistrement de température à EDC (les enregistrements de température ATS et à EDC étant tous deux ré-échantillonnés tous les 20 ans).

6.4.3 Régression de AT, CO_2 et rCO_2 par une fonction continue et linéaire en 5 morceaux

Nous cherchons les courbes continues et linéaires en 5 intervalles (Figure 6.11) qui sont en accord optimal avec les enregistrements de AT, CO_2 et rCO_2 définis par N points de données (t_i, y_i) . Nous définissons la densité de probabilité d’une telle régression $y(t)$ définie par ses 6 points (T_i, Y_i) , $i = 0, \dots, 5$ (nous fixons $T_0 = 9000$ ans et $T_5 = 22000$ ans les frontières de notre intervalle de temps), par :

$$P = k \cdot \exp \left(- \sum_{i=0}^n \frac{(y(t_i) - y_i)^2}{\sigma^2} \right), \quad (6.16)$$

où k est une constante multiplicative et σ est une incertitude qui inclue à la fois l’incertitude sur les valeur y_i et sur le modèle de fonction continue et linéaire en 5 morceaux. En pratique, σ est évalué comme la déviation standard des résidus des données y_i à une première régression continue linéaire en 5 morceaux (Figure 6.12). En écrivant l’équation (6.16), nous supposons implicitement que ces incertitudes à chaque point de donnée sont indépendantes. Dans un tel cas, les incertitudes du modèle sont corrélées à de petites échelles temporelles. A nouveau, en étudiant les résidus (Figure 6.12), nous évaluons qu’il n’y a plus de corrélation pour une distance entre les $t_i \geq 200$ ans pour AT et ≥ 400 ans pour CO_2 et rCO_2 . Nous ré-échantillonnons donc les enregistrements AT, CO_2 et rCO_2 tous les 200, 400 et 400 ans respectivement. L’évaluation de σ est mise à jour à $0,177^\circ\text{C}$ pour AT, 1,22 ppmv pour CO_2 et $0,0333 \text{ W/m}^2$ pour rCO_2 . Notre approche de ré-échantillonnage est prudente et surestime probablement les intervalles de confiance réels.

Les densités de probabilité des T_i , $i = 1, \dots, 4$ et Y_i , $i = 0, \dots, 5$ sont reconstruites par une exploration de Monte Carlo basée sur l’algorithme de Metropolis-Hastings [?, ?]. Notons que l’algorithme nécessite seulement d’évaluer les rapports de densité de probabilité de deux scénarios et donc il n’y a pas besoin de connaître la constante multiplicative k . L’échantillonnage de Monte-Carlo est composé de 10 000 scénarios, ce qui assure des statistiques robustes. Nous utilisons ici la moyenne et la déviation standard des densités de probabilité.

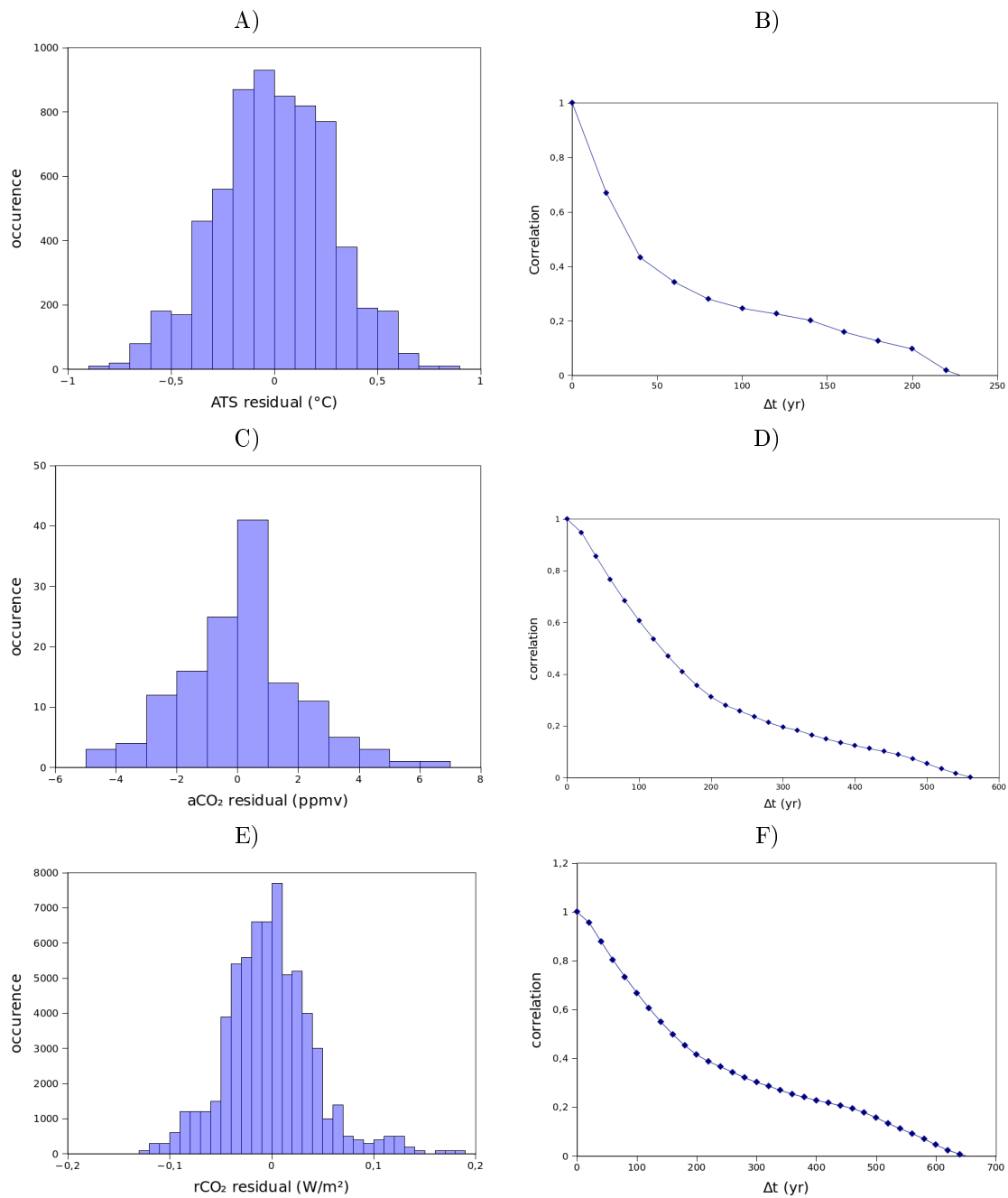


FIGURE 6.12 – Statistiques sur les résidus d’une première expérience de régression par une fonction continue et linéaire en 5 morceaux. A) Distribution des résidus en AT. $\sigma = 0,24^{\circ}\text{C}$. B) Corrélation des résidus en AT comme fonction de la distance temporelle. C) Distribution des résidus en CO_2 . $\sigma = 1.94$ ppmv. D) Corrélation des résidus en CO_2 comme fonction de la distance temporelle. E) Distribution des résidus en rCO_2 . $\sigma = 0,049 \text{ W/m}^2$. F) Corrélation des résidus en rCO_2 comme fonction de la distance temporelle. Extrait de [?].

6.4.4 Discussion

Les variations temporelles de CO₂ et AT durant la Terminaison I (6.13) sur notre chronologie sont très corrélés (coefficient de corrélation de 0,993 pour les séries ré-échantillonnées à 20 ans). Les deux enregistrements peuvent être précisément approchés par une courbe continue et linéaire en 5 morceaux. Nous déduisons le déphasage CO₂/AT aux points de changement de pente : démarrage de la TI (10±160 ans, 1σ, CO₂ en avance), démarrage du Bølling (-260±130 ans, AT en avance), démarrage du Younger Dryas (60±120 ans, CO₂ en avance) et démarrage de l'Holocène (-500±90, AT en avance). L'incertitude prend en compte l'incertitude sur la détermination des ruptures de pentes et l'incertitude sur le Δprof. Les seuls déphasages significatifs entre CO₂ et AT sont observés aux démarrages du Bølling et de l'Holocène. Il doit être noté que durant ces deux événements, les augmentations abruptes de CO₂ étaient probablement plus grandes et plus abruptes que ce qui est enregistré dans la carotte d'EDC, à cause de la diffusion dans le processus d'enregistrements des gaz [?]. Cette différence entre atmosphère et carotte de glace biaise notre détermination des ruptures de pentes vers des âges plus jeunes. Si l'on utilise ces augmentations rapides pour déterminer les changements de pente de CO₂, nous trouvons a déphasage de -10±130 ans (1σ) pour le démarrage du Bølling et -130±90 (1σ) pour le démarrage de l'Holocène, c'est-à-dire pas de déphasage significatif. Si, au lieu d'utiliser CO₂, nous utilisons le forçage radiatif du CO₂ (rCO₂=5,35 W/m² ln(CO₂/280 ppmv)), le déphasage calculé n'est pas significativement différent (Figure 6.13).

Notre évaluation du déphasage CO₂/AT pour la Terminaison I diffère des 800±200 ans (avance d'AT) estimés pour la Terminaison III [?], en se basant sur l'hypothèse que δ⁴⁰Ar des bulles d'air est un indicateur gaz de la température locale. Nous ne pouvons pas exclure la possibilité que le déphasage CO₂/AT est différent pour TI et TIII. Cependant, si comme récemment suggéré [?], la LID est influencée par le contenu en impureté du névé, δ⁴⁰Ar, qui, comme δ¹⁵N subit un enrichissement gravitationnel, devrait être influencé par les changements de concentration des poussières. Nous notons que, durant TIII, les changements de poussières ont lieu avant les changement isotopique à EDC et VK (Figures 6.14 et 6.15), alors que ces deux enregistrements sont approximativement en phase pendant TI (Figure 6.15). Cela pourrait expliquer pourquoi l'enregistrement δ⁴⁰Ar à Vostok est en avance par rapport à l'enregistrement CO₂, sans contredire notre conclusion de changements synchrones de CO₂ et AT. Pendant la TII à EDC (Figure 6.15), d'un autre côté, le changement en δ¹⁵N a lieu à une profondeur plus importante que le changement en poussière. La concentration en poussière ne peut donc pas être le seul facteur influençant la LID.

Nos résultats sont également en accord général avec une estimation récente du déphasage CO₂/AT de 0-400 ans pour la TI [?], en utilisant une approche différente. Alors que cette étude ne fait aucune hypothèse sur l'épaisseur de la zone convective, elle est basée 1) sur des carottages côtiers qui pourraient être biaisés par des changements locaux dans l'épaisseur de glace de la calotte et 2) sur des modèles de densification qui pourraient ne pas être valides pour des conditions passées.

Notre chronologie et le déphasage CO₂/AT qui en résulte renforce l'hypothèse d'un couplage étroit entre CO₂ et AT aux échelles orbitales et millénaires. L'augmentation de CO₂ pourrait contribuer à une grande partie du changement de température durant la TI, même à son démarrage, si l'on prend en compte les rétroactions positives et l'amplification polaire [?] qui exacerbent l'impact du changement radiatif du CO₂ (Figure 6.13), qui n'induit qu'un changement de température globale de ~0,6°C s'il est pris seul [?]. Invoquer des changements de la force de la circulation méridional Atlantique (AMOC) n'est pas nécessaire pour expliquer une avance de AT sur CO₂ [?]. Étant donnée l'importance de l'océan Austral dans les processus du cycle du carbone [?], l'on ne peut cependant pas exclure la possibilité que CO₂ et AT sont interconnectés au travers d'un autre mécanisme commun comme une relation entre l'extension de la banquise australe et la stratification de l'océan. Alors que le lien très étroit entre CO₂ et AT suggère un mécanisme commun majoritaire, les revues des processus du cycle du carbone suggèrent une association complexe de plusieurs mécanismes indépendants [?, ?].

En conclusion, les changements de CO₂ et AT furent synchrones durant la TI, à moins de 200 ans près. Notre méthode, basée sur les mesures δ¹⁵N des gaz pour déterminer le décalage glace/gaz, est en ce moment utilisée dans la construction d'une nouvelle échelle d'âge commune et optimisée pour les forages Antarctique [?, ?]. L'hypothèse d'une zone convective nulle à EDC durant la TI pourra être testée dans le futur en utilisant les isotopes du Krypton et du Xenon [?]. De nouvelles études sur le névé sont nécessaires pour comprendre les causes des variations de la LID, tel que le possible impact de la concentration en impuretés sur la vitesse de densification. Alors que notre étude était focalisée sur l'échelle relative des enregistrements climatiques extraits des carottages Antarctiques durant la TI, il y a maintenant le besoin de construire une trame chronologique globale pour les gaz à effet de serre, les températures reconstruites à différents endroits du globe et d'autres indicateurs climatiques [?]. Alors que les âges du Bølling, du Younger Dryas et de l'Holocène, visibles dans les enregistrements de méthane,

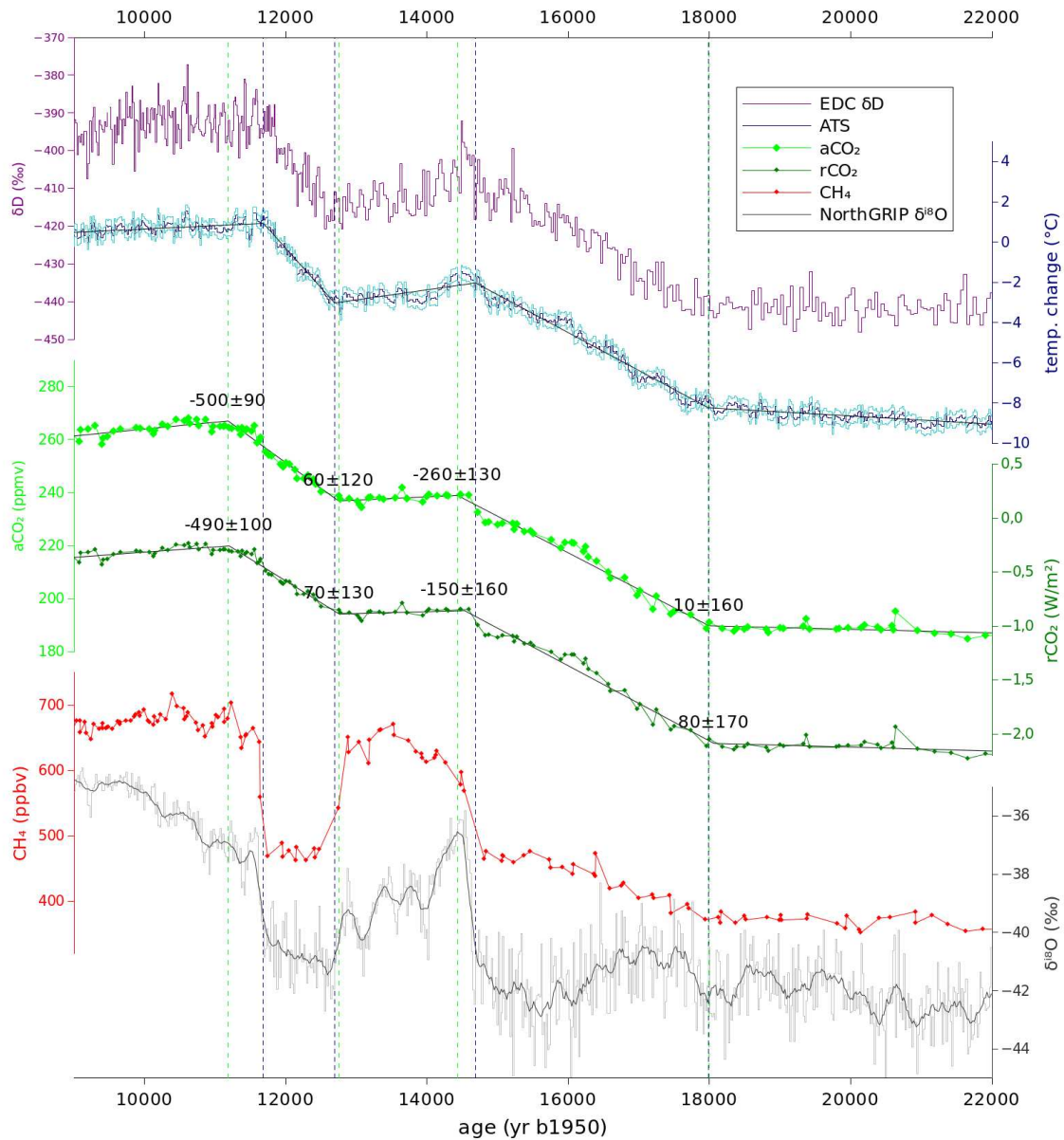


FIGURE 6.13 – Diverses séries temporelles pendant la Terminaison I. δD à partir d'EDC [?], ATS (bleu, cette étude) et son intervalle de confiance (bleu clair), CO_2 à partir d'EDC [?, ?], rCO_2 (vert foncé), CH_4 à partir d'EDC [?] et $\delta^{18}O$ groenlandais du forage NorthGRIP (gris) sur l'échelle d'âge GICC05 [?] avec une moyenne glissante sur 220 ans (gris foncé). Les lignes pleines représentent les régressions continues et linéaires en 5 morceaux d'ATS, CO_2 et rCO_2 . Les lignes verticales en tirets marquent les 4 ruptures de pente dans ATS (bleu) et CO_2 (vert), où nous évaluons les déphasages CO_2/AT et rCO_2/AT (nombres en noirs). Extrait de [?].

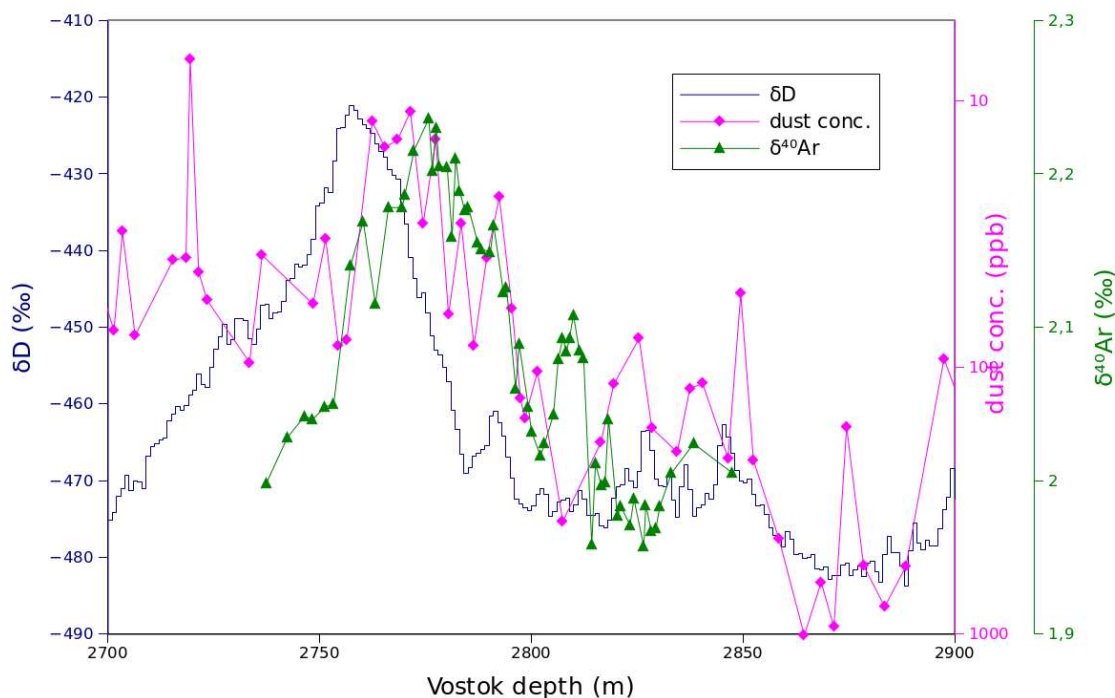


FIGURE 6.14 – δD [?], concentration en poussières [?] et $\delta^{40}Ar$ [?] durant la Termination III sur la carotte de Vostok. Extrait de [?].

sont bien contraints par la chronologie par comptage des couches annuelles Groenlandaise GICC05 [?], l'âge du démarrage de la TI dans les enregistrements Antarctique reste mal contraint. Des études par modélisation en utilisant des modèles couplés cycle du carbone - climat seront nécessaires pour explorer les implications de ce changement synchrone de CO_2 et AT pendant la TI pour notre compréhension des mécanismes des changements climatiques naturels.

6.5 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons décrit les différentes méthodes qui permettent, pour un forage donné, de déduire le décalage en profondeur entre enregistrements glace et gaz synchrones, appelé $\Delta_{\text{profondeur}}$ et dû à la profondeur de piégeage des gaz : par la modélisation de la densification de la neige et de l'écoulement de la glace, par les isotopes de l'azote et de l'argon et par l'écoulement de la glace, par la synchronisation glace et gaz à un forage à plus forte accumulation, ou par l'hypothèse de la bascule climatique.

Nous avons ainsi pu mettre en évidence une surestimation de la profondeur de piégeage pour les sites à faible taux d'accumulation en Antarctique et pour les périodes glaciaires. Par contre à EDC et pour la dernière déglaciation, la méthode basée sur le $\delta^{15}N$, qui avait été jusque là mise de côté à cause de son désaccord avec les modèles de densification, est cohérente avec l'hypothèse de la bascule climatique ou avec le $\Delta_{\text{profondeur}}$ à TALDICE et EDML.

Fort de cette découverte, nous avons pu ré-estimer à partir de la méthode $\delta^{15}N$ le décalage temporel entre variations du CO_2 et variations de la température Antarctique lors de la dernière déglaciation. Pour cela, nous nous avons construit une courbe sommée des variations de température en Antarctique à partir de 5 forages préalablement synchronisés : EDC, Vostok, DF, TALDICE, EDML. Nous avons ainsi estimé que CO_2 et température Antarctique ont varié simultanément au démarrage de la dernière déglaciation et à la fin de l'Antarctic Cold Reversal. Un petit retard du CO_2 de quelques centaines d'années semble exister lors de la fin des périodes de réchauffement en Antarctique (au début de l'Antarctic Cold Reversal et de l'Holocène).

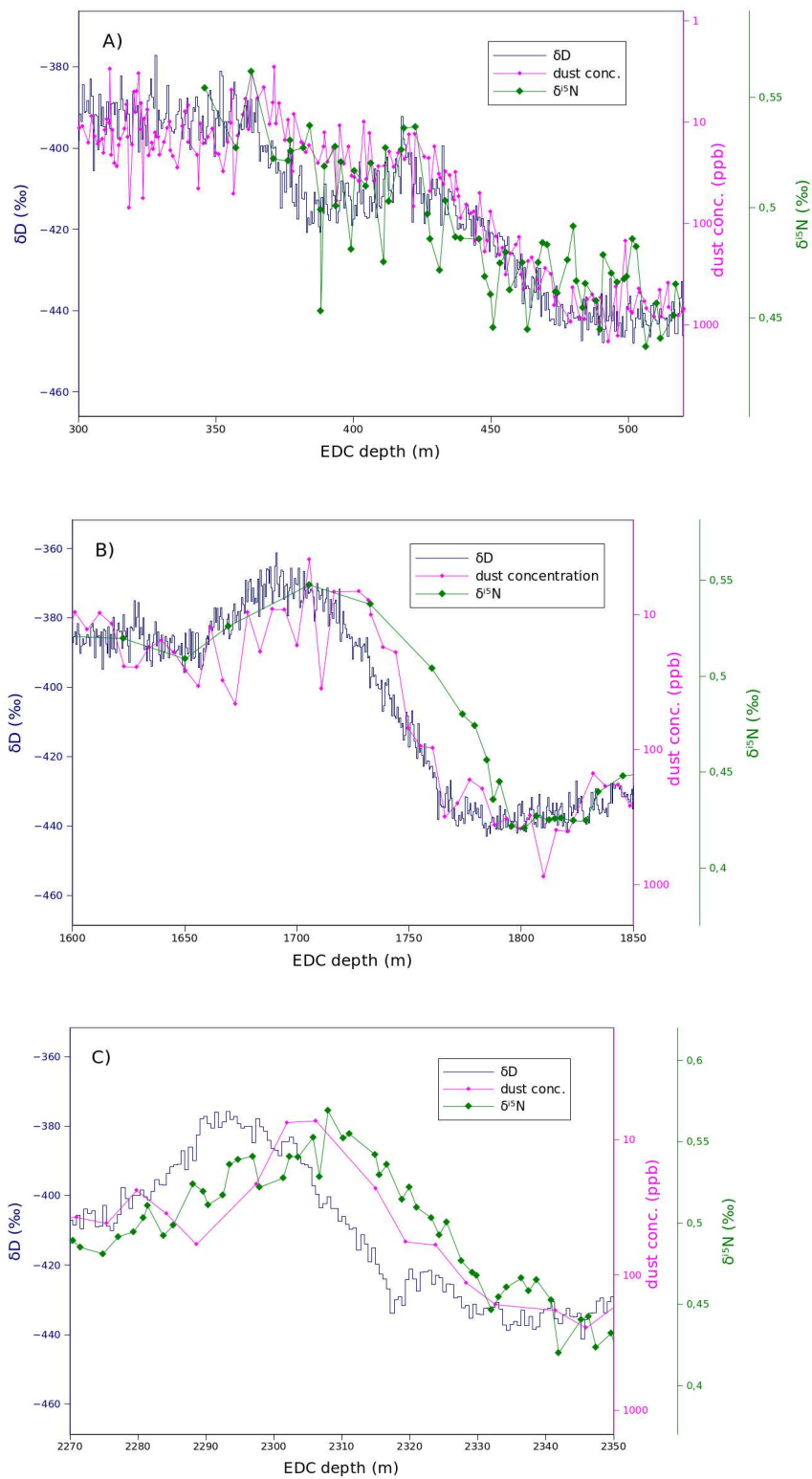


FIGURE 6.15 – δD [?], concentration en poussières [?] et $\delta^{15}N$ [?] durant les terminaisons I (A), II (B) et III (C) dans la carotte d'EDC. Extrait de [?].

Chapitre 7

Prospective de recherche pluriannuelle

Ces prochaines années, je compte poursuivre mes études sur la conjonction de modèles et données sur les calottes polaires en vue de l'interprétation des forages profonds.

Les études que j'ai démarrées sur la synchronisation volcanique des forages polaires seront poursuivies (section 7.1), avec par exemple le couple de forages EDC-DF.

L'extrapolation des données isochrones par radar grâce à un modèle d'écoulement simplifié permettra de déterminer des sites potentiels de forage avec de la glace de plus d'un million d'années (section 7.2).

Un modèle numérique sera développé afin de reconstruire le champ de vitesse stationnaire à partir des couches isochrones (section 7.3) et ce modèle sera appliqué à différents profils radar.

Les études analytiques que j'ai effectuées sur l'équation de l'âge seront poursuivies et les cas tridimensionnel et non-stationnaire seront étudiés, ce qui pourrait aboutir à des modèles numériques beaucoup plus efficaces en terme de temps de calcul (section 7.4).

Un modèle d'âge utilisant le système de coordonnées (π, θ) à l'ordre 1 sera développé (section 7.5).

Il sera ensuite appliqué à différentes lignes d'écoulement, notamment celles passant par des forages comme Vostok, EDML, NorthGRIP et NEEM (section 7.6).

Le modèle fédératif de datation sera amélioré, avec prise en compte des modèles d'écoulement, synchronisation automatique des enregistrements et comptage automatique des couches annuelles (section 7.7).

Ce modèle sera appliqué à tous les forages possibles d'Antarctique et du Groenland pour déterminer une chronologie commune et optimisée (section 7.8)

Ceci permettra de résoudre certains problèmes paléoclimatologiques, comme l'âge du début de la Terminaison I en Antarctique (7.9).

La méthode basée sur l'azote 15 que j'ai proposée sera appliquée sur d'autres forages qu'EDC et sur d'autres périodes temporelles que la Terminaison I. Nous pourrions ainsi déterminer la robustesse de la synchronicité en CO_2 atmosphérique et température Antarctique (section 7.10).

Les mécanismes d'écoulement au fond des calottes polaires seront étudiés par le biais de l'âge des carottes de glace et d'observation radar couvrant la couche basale (section 7.11).

Un nouveau modèle de densification sera proposé, prenant en compte l'influence des poussières sur le processus de densification (section 7.12).

Une méthodologie sera proposée pour inverser les profils de température mesurée dans les trous de forage et déterminer, entre autres, les variations temporelles de température en surface (section 7.13).

Des modèles à grande échelle seront utilisés pour déterminer les variations d'altitude de surface et de direction horizontale de l'écoulement au voisinage des sites de forage (section 7.14).

Enfin, des enregistrements composites de paramètres climatiques clés comme la température Antarctique ou les concentrations en gaz à effet de serre seront déterminés à partir des enregistrements individuels sur chaque carottage (section 7.15).

Enfin, les études sur les modèles conceptuels de climat seront poursuivies avec extension à des périodes plus anciennes et inclusion des mécanismes de variabilité millénaire (section 7.16).

7.1 Synchronisation volcanique des forages polaires

Nous avons pu synchroniser les forages de Vostok et EDC par le biais des horizons volcaniques repérés dans les enregistrements de sulfate ou de propriétés di-électriques [?]. Je compte poursuivre cette direction, en collaboration avec Jean-Robert Petit du LGGE.

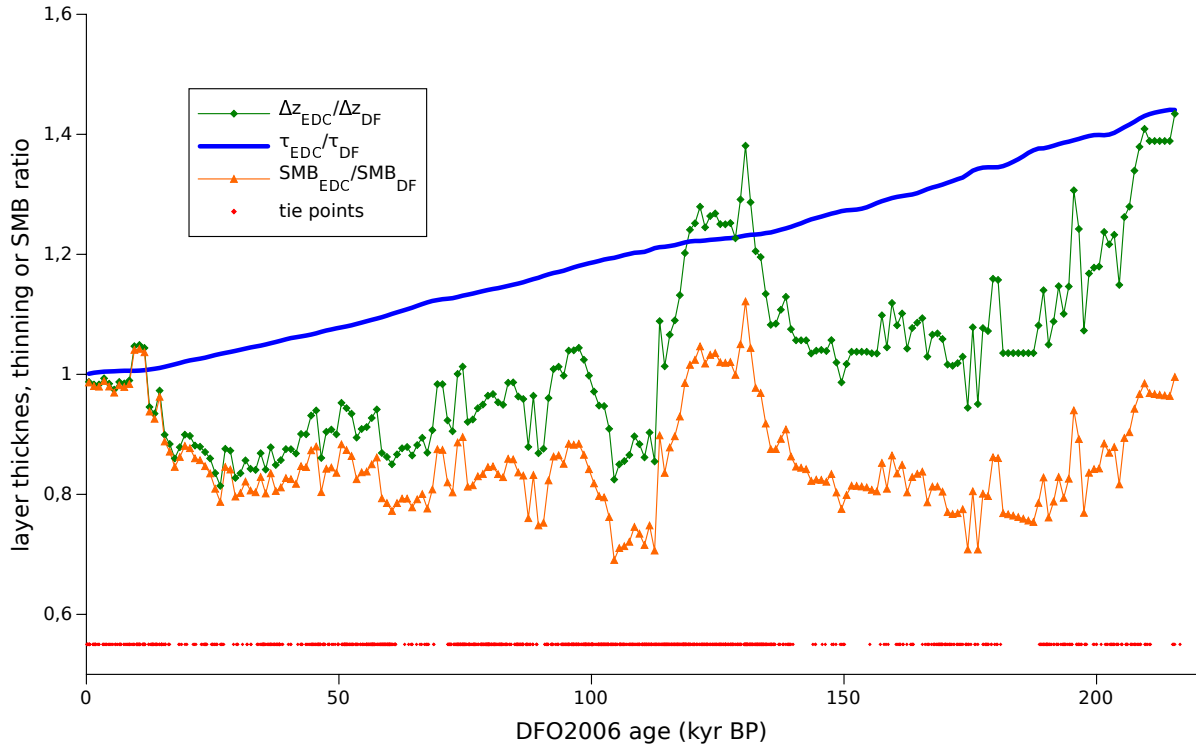


FIGURE 7.1 – Rapport des épaisseurs de couches annuelles (en vert) et des bilans de masse de surface (en orange) à EDC et DF après correction des amincissements verticaux (en bleu).

Actuellement, nous étendons cette approche au couple de forages EDC-DF. Ces forages étant situés sur des dômes, l'estimation de la fonction d'amincissement est robuste ce qui permet la reconstruction d'un rapport entre les bilans de masse de surface SMB_{EDC}/SMB_{DF} au cours du temps (Figure 7.1). Ce rapport, fortement corrélé à l'enregistrement isotopique, montre que la forme spatiale de l'accumulation de surface varie au cours du temps. Cette découverte corrobore des reconstructions de températures de surface montrant une amplitude $\sim 2.5^\circ\text{C}$ plus large à EDC qu'à DF [?]. Nous ne pouvons dire à l'heure actuelle si cette variation relative de température et d'accumulation est liée à des changements relatifs d'altitude de la calotte ou bien si elle est dû à un changement de circulation atmosphérique. Ce travail est effectué en collaboration avec Shuji Fujita du National Institute for Polar Research (Tokyo) et inclue également le forage Vostok. Il sera finalisé et publié prochainement.

D'autres couples de forages sont à traiter par la synchronisation volcanique, par exemple WAIS, Siple et Law Dome avec les forages européens. Ces projets seront effectués en collaboration avec des équipes étrangères responsables de ces forages (américaines pour WAIS et Siple, australienne pour Law Dome).

Par ailleurs, nous tenterons d'automatiser la procédure de synchronisation des pics volcaniques, qui est fastidieuse, subjective, non reproductible et non documentée. Cette automatisation sera ensuite couplée au modèle fédératif de datation (voir section 7.7).

7.2 Détermination d'un site pour obtenir de la glace ancienne (>1 Ma)

Les survols de la calotte Antarctique par avion embarquant des radars basses-fréquences permettent de déterminer la profondeur du socle rocheux sous-glaciaire et de couches internes (des paléo-surfaces, la réflexion se faisant très probablement sur des horizons volcaniques qui modifient les propriétés diélectriques du milieu). Un exemple de ces données radar est illustré sur la Figure 7.2. Nous nous proposons d'utiliser ces couches isochrones pour déterminer l'âge de la glace à la base de la calotte et ainsi déterminer des sites potentiels de glace ancienne.

Nous pouvons appliquer un modèle simple 1D pseudo-stationnaire et caler ses paramètres sur les couches isochrones mesurées. Ceci nous permet d'extrapoler l'âge de ces isochrones et de déterminer l'âge au socle rocheux. Dans la figure 7.3, nous avons sélectionné les sites 1) où le modèle 1D pseudo-

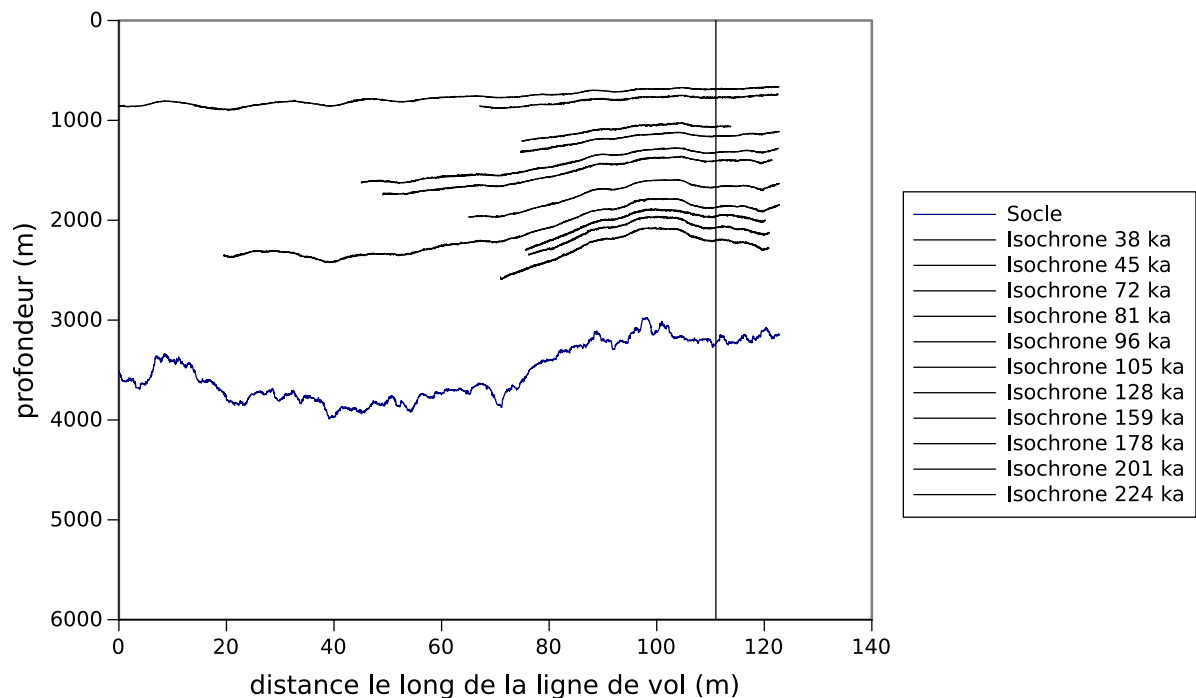


FIGURE 7.2 – Profondeur du socle rocheux (en bleu) et de couches internes (en noir) à partir d’un sondage basse fréquence aéroporté. La ligne de vol passe par EPICA Dome C (ligne noire verticale). Les âges des couches isochrones sont données dans la légende.

stationnaire est en accord <1 sigma avec les données radar et 2) où l’âge modélisé à 2% de la hauteur de glace est supérieur à 1 million d’années. Il semble que de la glace ancienne existe à seulement une dizaine de kilomètre de la station EPICA. Cela pourrait être dû à l’effet de Raymond [?] et au déplacement du dôme dans le temps, celui-ci se trouvant plus près de la côte en moyenne car la ligne d’échouage est plus éloignée durant les périodes glaciaires du fait du niveau des mers plus bas. Ce travail sera finalisé et publié prochainement. Il sera par ailleurs étendu à d’autres profils radars.

Ce travail est effectué en collaboration avec Catherine Ritz, Jérôme Chappellaz et Fabien-Gillet au LGGE et avec l’université du Texas qui a collecté des lignes radar dans la région d’EPICA Dome C (Figure 7.3).

7.3 Inversion du champ de vitesse à partir des isochrones dans le cas 2D stationnaire

Maintenant que nous avons étudié le lien qu’il existe, dans une calotte stationnaire, entre le champ de vitesse et la géométrie des couches isochrones, il est naturel de se demander si et comment il est possible de reconstruire le champ de vitesse stationnaire à partir des isochrones. Nous proposons ici une méthode illustrée sur la figure 7.4. Considérons un ensemble d’isochrones mesurées et datées et supposons pour simplifier qu’elles sont 1) continues, 2) réparties uniformément dans le temps et 3) visibles jusqu’à la base du glacier. Nous supposons aussi que 1) la neige se densifie instantanément en glace et 2) que la largeur latérale du tube d’écoulement est constante. Mais la méthode peut très simplement être étendue au cas où les isochrones ne sont pas uniforme en temps, où l’on prend en compte la densité relative de la partie supérieure de la calotte et où il y a une divergence latérale de l’écoulement. Considérons ensuite une position x_1^S voisine du dôme qui est supposé formé une trajectoire verticale. Soit a_1 l’accumulation moyenne en surface entre le dôme et x_1^S et m_1 la fusion basale moyenne entre le dôme et x_1^B , la dernière position de la trajectoire lorsqu’elle arrive au socle.

Nous allons reconstruire la trajectoire partant de x_1^S en utilisant la conservation de la masse. Pour cela, nous supposons qu’entre 2 isochrones la trajectoire de la particule est linéaire. Il suffit alors de déterminer la position le long des isochrones telle que les aires des surfaces définies par la trajectoire au dôme, l’isochrone et l’isochrone précédente et la trajectoire en x_1^S soient égales à $a_1 x_1^S$. De même, l’on

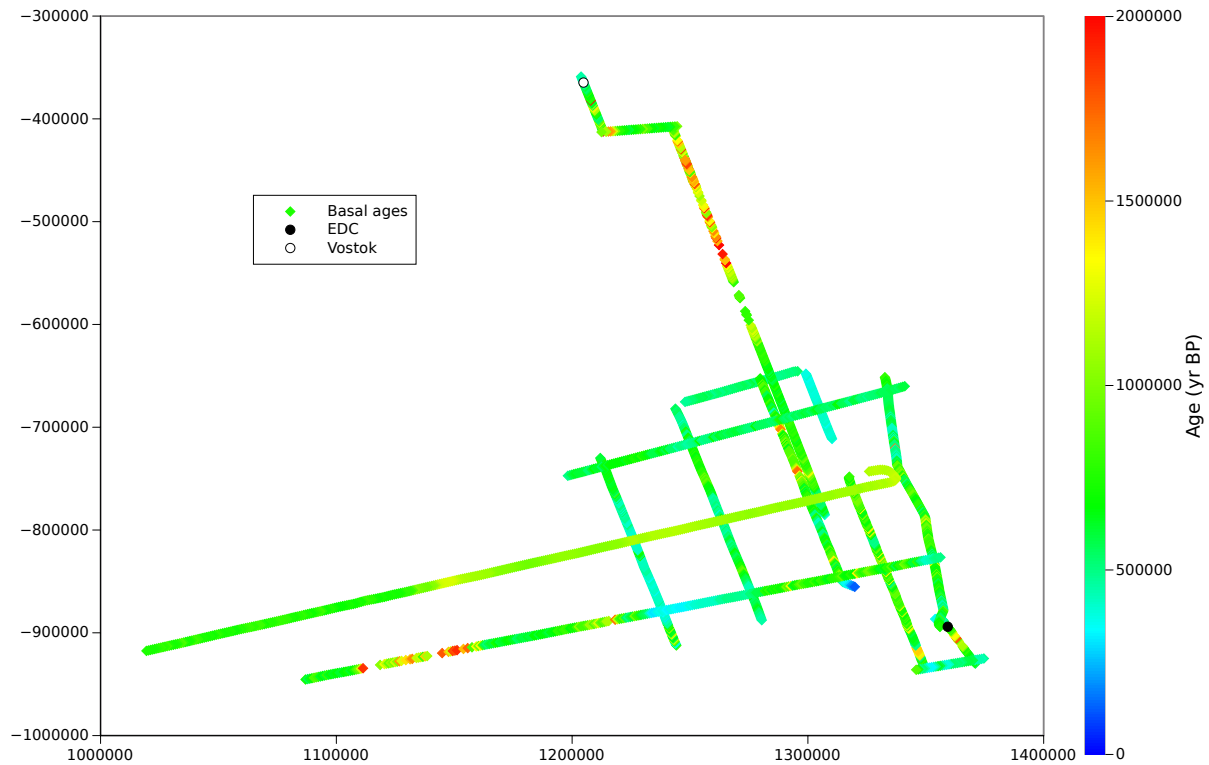


FIGURE 7.3 – Lignes radar collectées lors de la mission EXPLORE en collaboration avec l’université du Texas et âge à la base de la calotte extrapolé à partir de ces données et d’un modèle 1D [?].

écrit que $m_1 x_1^B = a_1 x_1^S$ ce qui nous permet de déduire la dernière position de la trajectoire x_1^B . On peut ensuite continuer le processus d’inversion en partant de x_2^S et en s’appuyant non pas sur la trajectoire verticale du dôme mais sur la trajectoire précédente partant de x_1^S (voir Figure 7.4).

Si les isochrones sont suffisamment serrées verticalement, on peut même reconstruire l’accumulation a_1 et la fusion basale m_1 en supposant : 1) que la trajectoire est verticale jusqu’à la première isochrone et 2) que la pente de la trajectoire est identique avant et après la dernière isochrone. On peut aussi imaginer des algorithmes plus compliqués, où la trajectoire est supposée être non pas linéaire par morceaux mais de forme spline, ce qui nécessiterait d’inverser les positions de la trajectoire sur les isochrones de manière simultanée.

Nous appliquerons ensuite cette méthode à divers profils radar situés le long de lignes d’écoulement dont on pense qu’elles sont stationnaires. Le premier type d’application sera pour reconstruire le champ de vitesse à des dômes présentant l’effet de Raymond [?], comme celui de Fletcher promontory [?], ce qui devrait nous permettre de mieux comprendre la rhéologie de la glace aux faibles contraintes. Une deuxième application possible sera la reconstruction des profils de vitesse en amont des lacs, le lac, s’il est suffisamment grand, fournissant une référence pour le profil de vitesse (glissement pur, donc profil de vitesse horizontale constant verticalement).

Ce travail sera effectué en collaboration avec Ed Waddington à Seattle et Richard Hindmarsh à Cambridge.

7.4 Analyse théorique de l’âge dans les cas non plan et non stationnaire

Nous avons déterminé dans le chapitre 3 des formules analytiques qui permettent de traiter l’équation de l’âge de manière simple sous l’hypothèse d’un écoulement 2,5D pseudo-stationnaire, c’est-à-dire que la direction horizontale de l’écoulement ne dépend pas de la coordonnée verticale et que seul varie un facteur de proportionnalité appliqué à l’accumulation de surface et à la fusion basale. Ce développement analytique a permis de déterminer des formules pour comprendre comment varient les couches isochrones et pour calculer l’âge aux sites de forages.

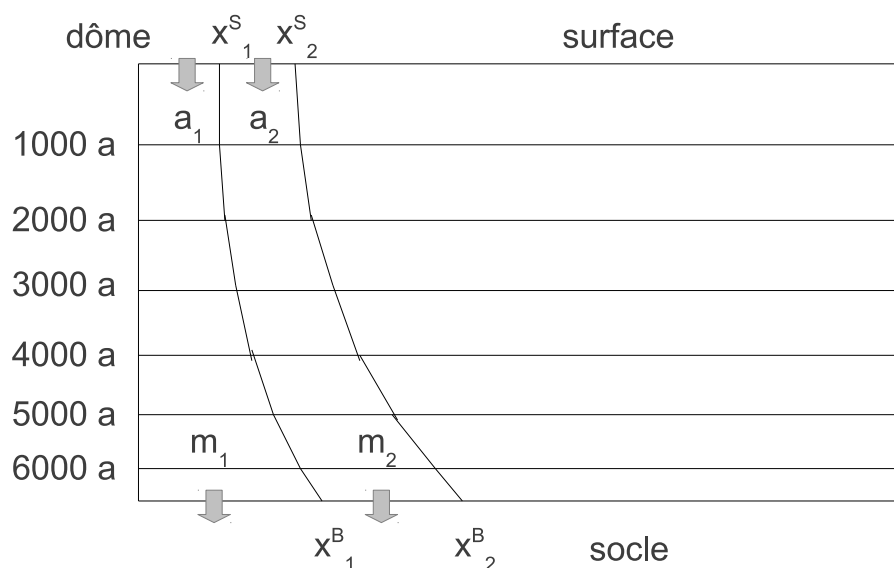


FIGURE 7.4 – Schéma illustrant une méthode itérative à partir du dôme pour reconstruire le champ de vitesse stationnaire à partir des isochrones mesurées.

En pratique, cette hypothèse d'écoulement 2,5D pseudo-stationnaire n'est jamais exactement vérifiée pour plusieurs raisons :

1. sous l'effet entre autres des reliefs sous-glaciaires, la direction horizontale de l'écoulement dépend de la position verticale. Il serait donc intéressant de déterminer des formules prenant en compte le cas 3D complet.
2. sous l'effet, entre autres, du changement d'accumulation et du changement de position de la ligne d'échouage (lié par exemple aux variations du niveau des mers), l'épaisseur de glace des calottes varient. Sur le plateau de l'Antarctique de l'Est, on estime que l'épaisseur de glace était 160 m plus faible au dernier maximum glaciaire [?, ?], ce qui représente un changement relatif d'environ 5%. Il serait intéressant de pouvoir étendre les formules déterminées dans le cas pseudo-stationnaire pour prendre en compte cette non-stationnarité. Ces variations étant faibles, un développement aux perturbations semble possible.
3. l'hypothèse pseudo-stationnaire suppose que la forme spatiale de l'accumulation et de la fusion n'ont pas varié au cours du temps. Ceci est très certainement faux et il conviendrait d'étendre les formules au cas où l'accumulation et la fusion varient spatialement et temporellement de manière découplée.

Ce travail sera effectué en collaboration avec Ed Waddington à Seattle et Richard Hindmarsh à Cambridge.

7.5 Développement du modèle d'âge pseudo-stationnaire en (π, θ) à l'ordre 1

Dans la section 3.2.2, nous avons décrit un modèle d'âge pour une calotte 2,5D pseudo-stationnaire basé sur les coordonnées (π, θ) . Ce modèle est à l'ordre 0, c'est-à-dire que les variables $(a, \omega, m, B, S, \dots)$ sont supposées constantes sur une maille. Le modèle gagnerait fortement en précision s'il était porté à l'ordre 1, c'est-à-dire que les variables seraient supposées varier linéairement sur une maille. Un tel modèle sera donc écrit et publié.

Ce travail sera effectué en collaboration avec Ed Waddington à Seattle et Richard Hindmarsh à Cambridge.

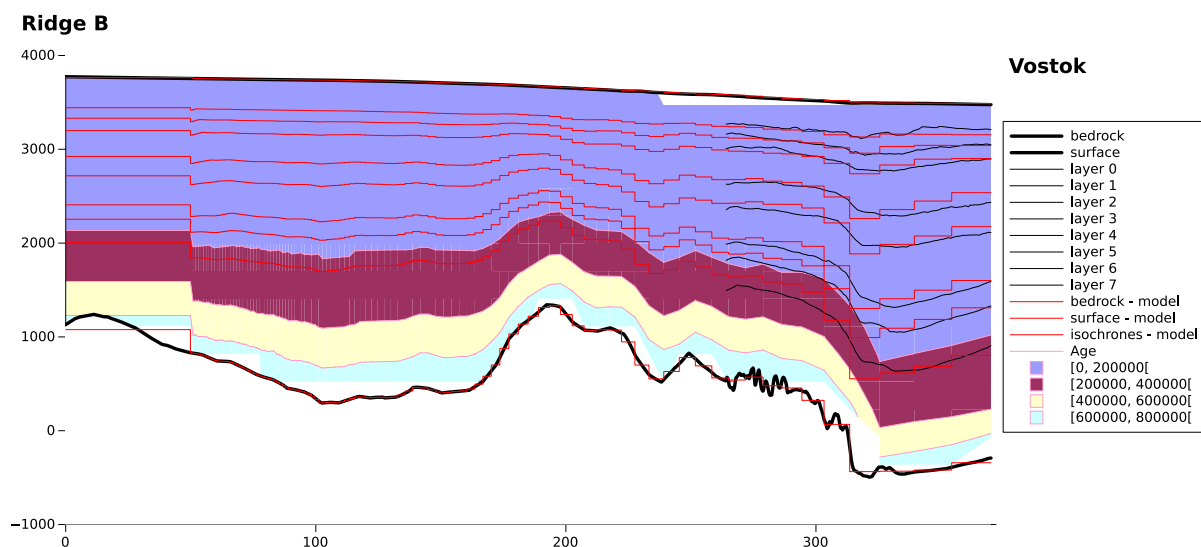


FIGURE 7.5 – Exemple d’application d’un modèle pseudo-stationnaire à l’ordre 0 et comparaison avec des isochrones observées.

7.6 Application du modèle pseudo-stationnaire à VK, EDML, NorthGRIP et NEEM avec contrainte sur les couches isochrones

Parmi les forages d’Antarctique et du Groenland, certains sont situés sur des dômes (EDC, DF, TALDICE, GRIP, GISP2,...) et d’autres sur des flancs (VK, EDML, NorthGRIP, NEEM). Pour ces derniers, l’on doit prendre en compte le mouvement horizontal de la glace et donc les paramètres glaciologiques (B , S , a , m , ω ,...) en amont du forage. Les couches isochrones mesurées apportent une contrainte forte sur ces paramètres, qu’il convient d’utiliser. Nous prévoyons donc appliquer un modèle pseudo-stationnaire pour les lignes d’écoulement passant par VK, EDML, NorthGRIP et NEEM et une méthode inverse pour utiliser l’information issue des couches isochrones et des horizons datés dans le forage.

Ce travail sera effectué avec les collègues russes pour le forage Vostok, avec les collègues allemands pour le forage EDML et avec les collègues danois pour les forages NorthGRIP et NEEM.

7.7 Modèle fédératif de datation : couplage des méthodes inverses, synchronisation automatique des enregistrements et comptage automatique des couches annuelles

Avec le développement du modèle Bayésien DATICE, il est maintenant possible de combiner différentes sources d’information chronologique pour obtenir une datation commune et optimale de différents forages : information issue de la modélisation de l’accumulation, de la densification et de l’écoulement, information issue du comptage des couches annuelles, horizons datés, liens stratigraphiques. Les paramètres inversés sont trois fonctions de correction sur l’accumulation, la profondeur de piégeage et la fonction d’amincissement vertical. Cette méthode sera améliorée sous différents aspects :

- L’information issue de la modélisation est utilisée dans DATICE comme scénario a priori. Or, les modèles possèdent eux aussi des paramètres mal contraints qui sont calés grâce aux horizons datés et aux liens stratigraphiques. Il conviendrait donc d’incorporer ces modèles d’écoulement dans la méthode bayésienne et d’inverser simultanément les paramètres glaciologiques et les fonctions de correction.
- Pour la synchronisation des enregistrements des carottes de glace entre eux ou pour la synchronisation avec d’autres enregistrements datés, l’on a recours à la synchronisation visuelle basée sur la ressemblance de courbes. Cette méthode est cependant limitée car elle est fastidieuse, subjective (l’on obtient des résultats différents pour des opérateurs différents ou à différentes périodes), non documentée et non reproductible. Il conviendrait donc de développer une méthode automatique

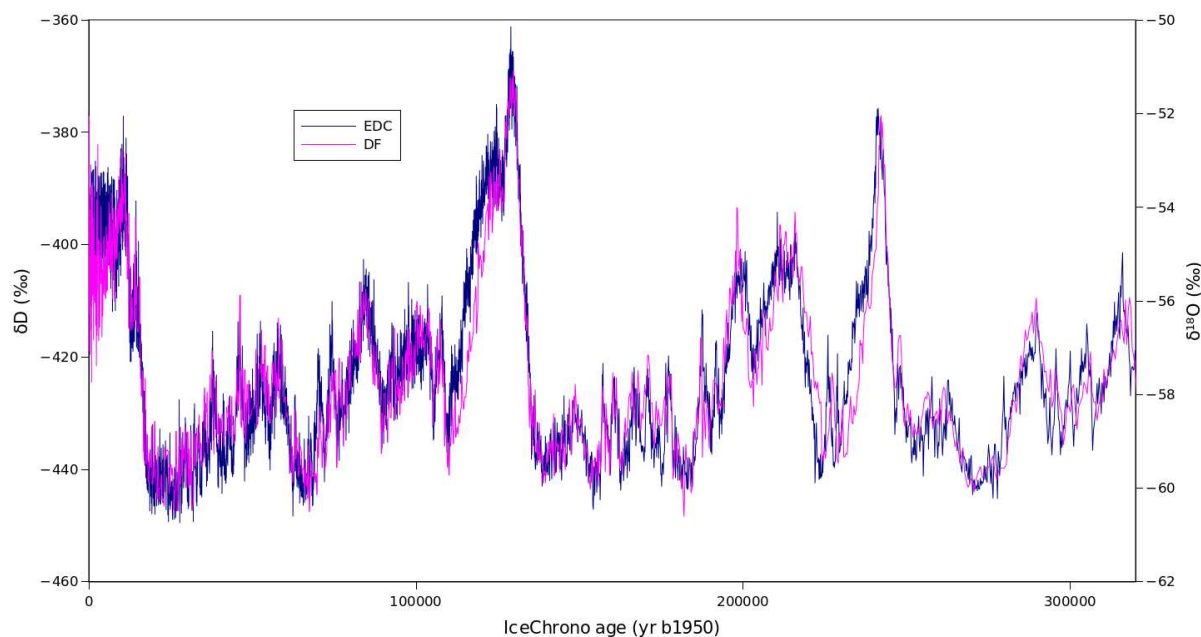


FIGURE 7.6 – Exemple de méthode inverse permettant une synchronisation automatique d’enregistrements issus de différents forages, ici les enregistrements en deutérium à EDC et $\delta^{18}\text{O}$ à DF.

pour synchroniser les enregistrements paléo basée sur des critères mathématiques clairs.

- La technique du comptage des couches annuelles a été appliquée jusqu’à présent visuellement par différents opérateurs. C’est cette méthode qui a par exemple donné naissance à la datation du Groenland GICC05 [?]. Là aussi, cette méthode visuelle a ses inconvénients puisqu’elle est fastidieuse, subjective, non documentée et non reproductible. Une méthode mathématique a été implémentée [?]. Il conviendrait de coupler cette méthode (ou une méthode alternative) au modèle fédératif de datation pour qu’elle soit guidée par les autres informations chronologiques et qu’elle contribue à la chronologie optimisée.

Ce travail est le sujet d’une thèse et d’un stage de M2R que j’ai proposés. Il sera effectué en collaboration avec Eric Blayo du Laboratoire Jean Kuntzmann à Grenoble.

7.8 Détermination d’une échelle d’âge optimale et commune aux différents forages Antarctique et Groenland

Une fois le modèle fédératif de datation amélioré, il conviendra de l’appliquer à tous les forages possibles d’Antarctique et du Groenland. DATICE a été appliqué jusqu’à présent à EDC, VK, EDML, TALDICE et NorthGRIP [?, ?]. L’on pourra également inclure DF (qui possède une chronologie O2/N2 précise), WAIS, Siple Dome, Taylor Dome, Law Dome, GRIP, GISP2, et NEEM.

Ce travail fera également partie du sujet de thèse que j’ai proposé. Il sera effectué en collaboration avec les équipes responsables des différents forages qui fourniront les données essentielles à leur datation.

7.9 détermination de l’âge du début de la Terminaison I

Dans notre étude sur la dernière déglaciation [?], nous nous sommes attachés à reconstruire le déphasage entre CO_2 atmosphérique et température Antarctique. Il conviendrait, pour bien comprendre la séquence des événements climatiques lors de cette terminaison, de déterminer précisément une échelle d’âge absolue des forages Antarctique, ce qui permettrait de comparer à d’autres enregistrements paléoclimatiques.

Ce travail sera effectué avec Steve Barker.

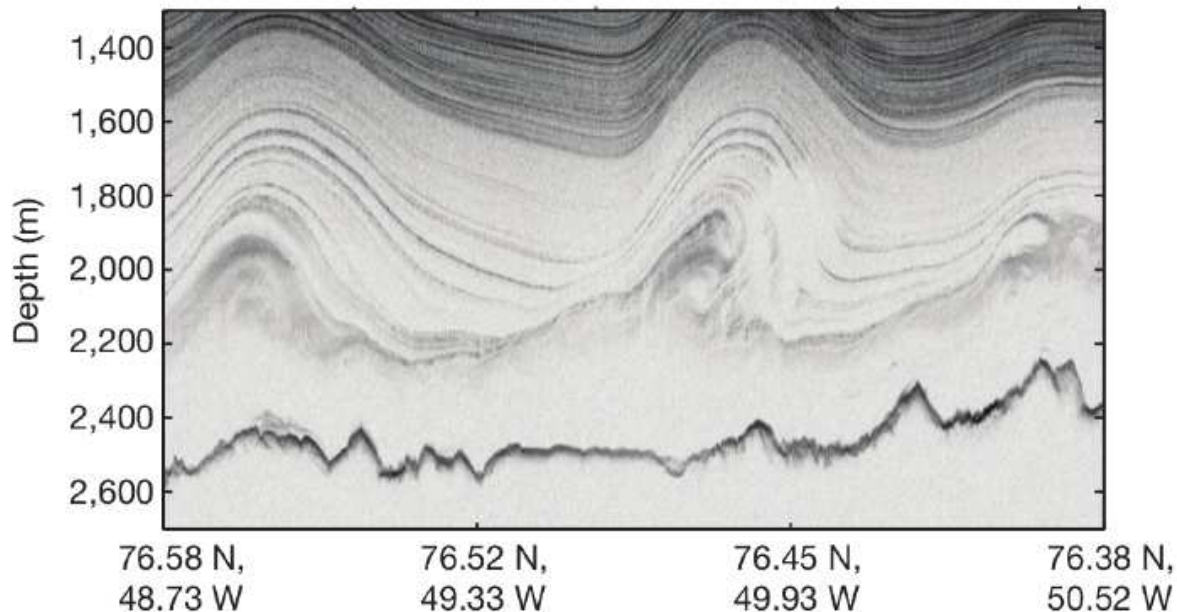


FIGURE 7.7 – Exemple de plissage observé au fond de la calotte groenlandaise par radar basses-fréquences. Extrait de [?].

7.10 Application de la méthode N-15 à d'autres périodes temporelles et d'autres forages pour la reconstruction du déphasage CO_2 / température Antarctique

Notre étude sur la dernière déglaciation [?] a démontré la validité de l'approche basée sur l'azote 15 pour déterminer le décalage glace-gaz dans les carottes de glace. Il conviendrait maintenant d'appliquer cette méthode à d'autres forages et à d'autres périodes temporelles. Il serait par exemple intéressant de vérifier quel est le déphasage entre CO_2 et température Antarctique lors de la dernière période glaciaire ou lors de la déglaciation précédente.

Ce travail sera effectué en collaboration avec Jérôme Chappellaz du LGGE et Amaëlle Landais du Laboratoire des Sciences du Climat et de l'Environnement à Saclay. Un stage de M2R démarrera sur ce sujet en 2014.

7.11 Mécanismes d'écoulement au fond des forages

Les forages profonds réalisés jusqu'au socle rocheux ont permis de mettre en évidence des mécanismes d'écoulement complexes à la base des calottes. Dans le cas d'EDC, la fonction d'amincissement présente des ondulations près du socle rocheux (Figure 4.6). Dans le cas de Dome Fuji, la datation O_2/N_2 indique un point d'inflexion dans la relation profondeur-âge, signe que la fonction d'amincissement croît lorsque l'on se rapproche du socle rocheux. Dans le cas de NEEM au Groenland, une étude méticuleuse basée sur de multiples paramètres a permis de reconstruire un système de plis à la base de la calotte [?]. Dans le cas de Vostok, la stratigraphie est discontinue en dessous de 3310 m soit 420 000 ans [?]. Il conviendrait donc de comprendre qualitativement les mécanismes d'écoulement à la base de la calotte polaire et de les représenter quantitativement grâce à la simulation numérique. Dans un premier temps, nous pourrions essayer de déterminer des champs d'âge (c'est-à-dire des géométries de couches isochrones) compatibles avec les observations issues des forages profonds. Ensuite nous essaierons de comprendre quels sont les mécanismes qui peuvent être responsables d'instabilités dans l'écoulement.

Ce travail sera effectué en collaboration avec Olivier Gagliardini au LGGE, Richard Hindmarsh à Cambridge et Ed Waddington à Seattle. Un sujet de stage M2R et de thèse ont été proposés sur ce sujet.

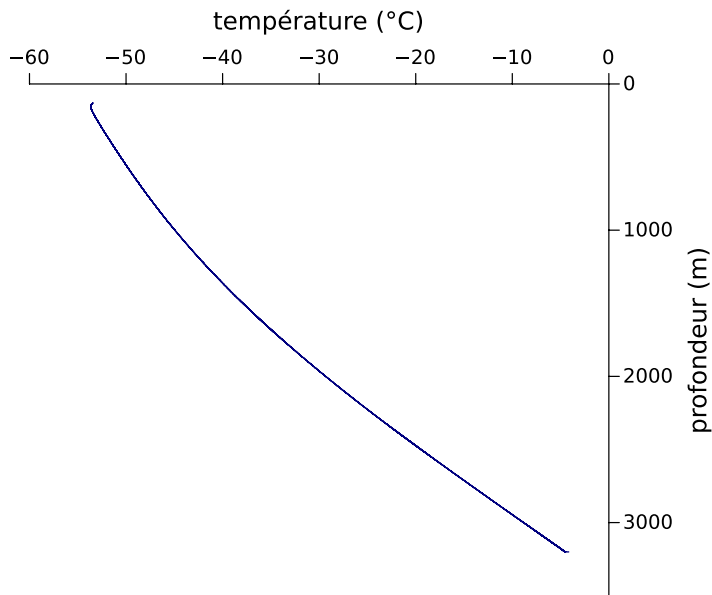


FIGURE 7.8 – Exemple de profil de température mesuré en Antarctique, ici à EPICA Dome C. Les données ont été obtenues par Eric Lefebvre et Catherine Ritz.

7.12 Développement d'un nouveau modèle de densification

Nos études sur le Δ profondeur [?, ?] ont mis en évidence un défaut des modèles de densification du névé utilisés jusqu'à présent, avec une surestimation de la profondeur de piégeage durant les périodes glaciaires, au moins dans les sites à faible accumulation du plateau Antarctique. Les données d'azote 15 permettent de court-circuiter ce problème car on peut en déduire la profondeur de la zone diffusive dans le passé. Cependant, elles ne permettent pas de déterminer la densité moyenne du névé, variable essentielle pour déterminer le Δ profondeur à partir de la profondeur de piégeage et ne donnent aucun renseignement sur les processus à l'œuvre dans le mécanisme de densification. Il convient donc de développer une nouvelle génération de modèles de densification, qui pourraient par exemple prendre en compte l'influence des poussières sur la croissance des grains de neige[?]. Une base possible pour ce travail sera le modèle de croissance des grains proposé par [?].

Ce travail sera effectué en collaboration avec Patricia Martinerie au LGGE et l'équipe de glaciologie de Seattle.

7.13 Inversion des profils de température

Les isotopes de la glace des calottes polaires fournissent une estimation qualitative de la température qui a prévalu en surface des calottes polaires mais de grands doutes subsistent quant à son utilisation quantitative. C'est pourquoi des méthodes alternatives ont été développées pour déterminer les paléotempérature de surface au Groenland, soit à partir des isotopes des gaz soit à partir des températures mesurées dans les trous de forage. Pour cette deuxième méthode, on tire partie du fait que les paléotempératures de surface ont encore laissé un trace dans les températures actuelles de la calotte, c'est-à-dire que les températures ne sont pas à l'équilibre. Une telle méthodologie avait été élaboré par Dorthe Dahl-Jensen au Danemark pour le Groenland. Nous nous proposons de développer une méthodologie similaire pour l'Antarctique et de l'appliquer là où nous avons des données de température (EDC, Vostok, TALDICE).

Ce travail sera effectué en collaboration avec Catherine Ritz au LGGE et Dorthe Dahl-Jensen au Danemark.

7.14 Utilisation d'un modèle grande échelle

Jusqu'à présent, nous avons modélisé l'écoulement de la glace des parties centrales des calottes polaires avec des modèles "ligne d'écoulement", en supposant ces lignes d'écoulement stables dans le temps. Nous

Mesh Resolution

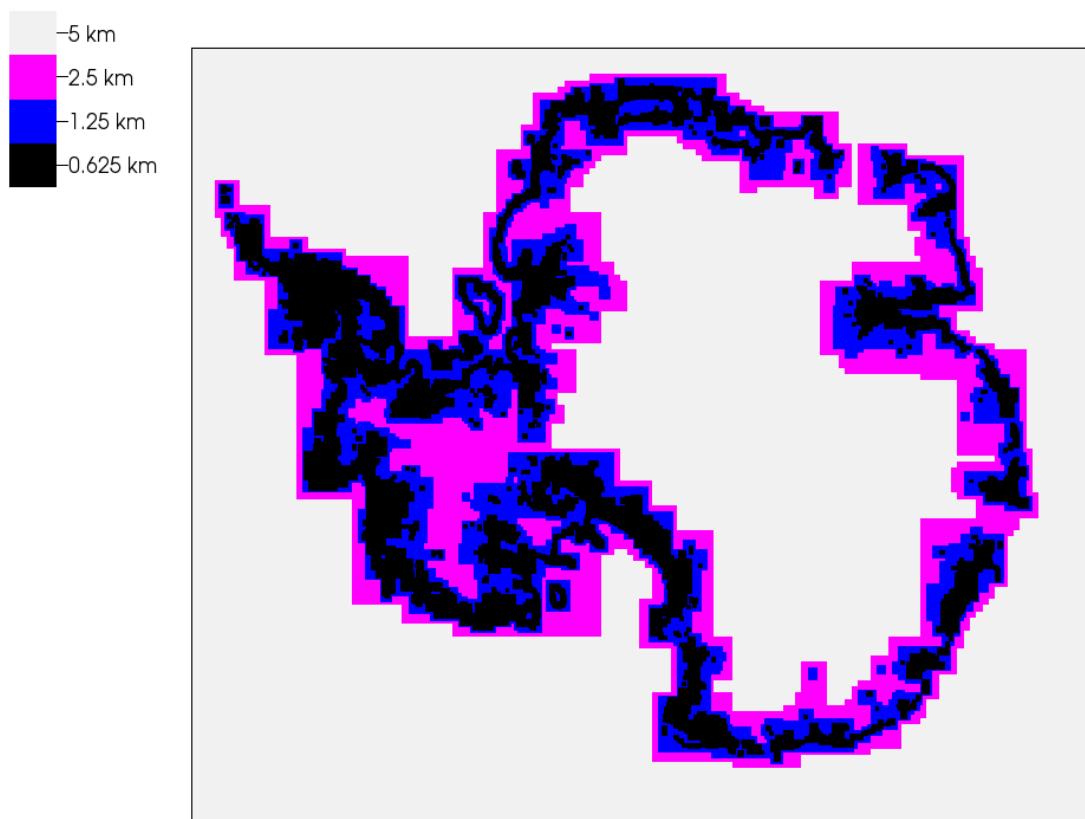


FIGURE 7.9 – Le modèle de calotte polaire BISICLES [?] est un modèle d'ordre élevé avec une grille adaptative qui permet de traiter correctement la mécanique de l'écoulement au niveau de la ligne d'échouage.

avons seulement utilisé le modèle grande échelle GRISLI pour déterminer les variations d'altitude du socle et de la surface aux sites de forage.

Des avancées ont été effectuées ces dernières années sur le problème de la ligne d'échouage [?, ?]. Elles montrent que les calottes peuvent se trouver dans des positions stables ou instables, avec des phénomènes d'hystérésis. Elles montrent également que le modèle doit être d'ordre élevé (l'approximation de la couche mince ne suffit pas) et que sa grille doit être très fine aux alentours de la ligne d'échouage (typiquement inférieure au km) pour espérer simuler correctement sa dynamique. De nouveaux modèles ont été développés à la lumière de ces résultats. Il conviendrait de les appliquer pour déterminer de manière plus réaliste l'évolution des lignes d'écoulement et de l'altitude de la surface et du socle dans les parties centrales de l'Antarctique de l'Est.

7.15 Construction d'enregistrements composites

Les carottes de glace fournissent non pas un mais plusieurs enregistrement de variables climatiques similaires (température de surface, concentrations en gaz à effet de serre, flux d'impuretés). Jusqu'à présent, les paléoclimatologues utilisent en général un seul enregistrement d'une variable donnée. Or, il y aurait un travail de combinaison des enregistrements à effectuer pour fournir des enregistrements optimisés. Une telle démarche a été entreprise pour les gaz à effet de serre, avec des enregistrements composites de CO_2 et de CH_4 qui combinent différents forages pour différentes périodes de temps. J'ai

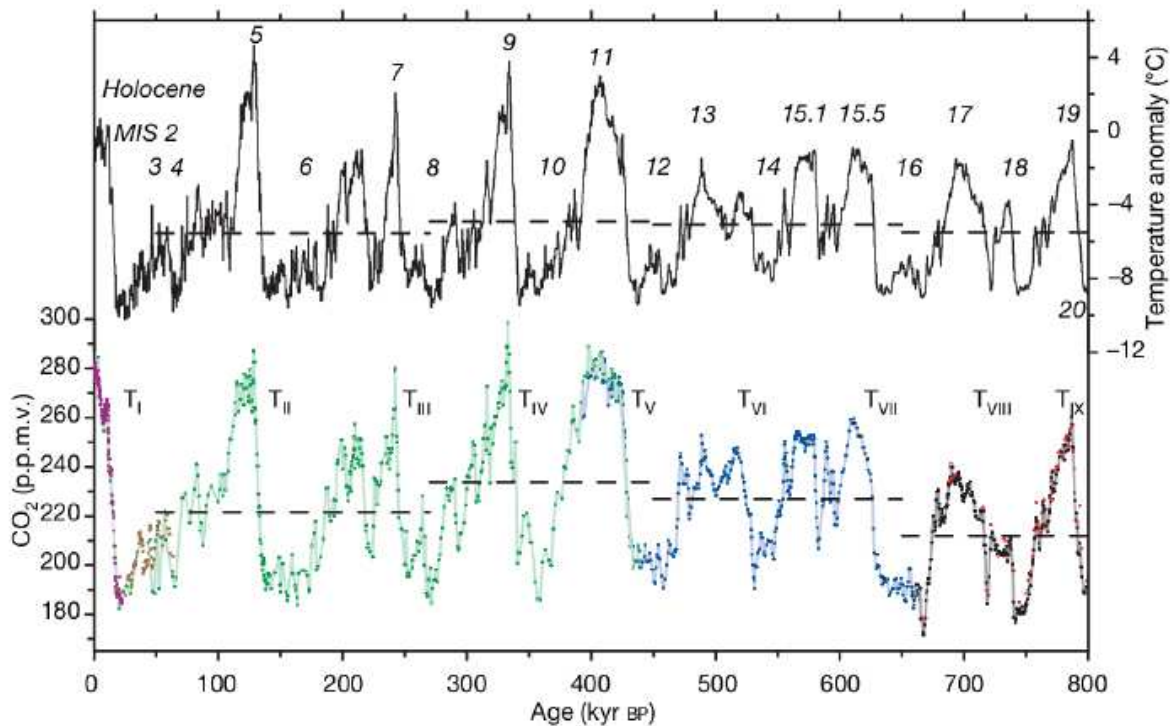


FIGURE 7.10 – Exemple d’enregistrement composite de CO₂ (en bas) réalisé par concaténation d’enregistrements de différents forages pour différentes périodes temporelles. Extrait de [?].

également déterminer une courbe des variations de températures en Antarctique à partir de différents forages en effectuant une simple moyenne. Ces approches préliminaires devraient être améliorées, en prenant en compte les résolutions différentes des enregistrements. Pour les gaz dont le signal est lissé dans les carottes de glace, une étape supplémentaire consiste à déconvoluer le signal mesuré.

Ce travail sera effectué en collaboration avec Patricia Martinerie au LGGE, Hubertus Fischer à Bern et Ed Brook à Corvallis.

7.16 Modélisation conceptuelle des paléoclimats

Dans le chapitre 5, nous avons construit un modèle conceptuel des variations du niveau des mers du dernier million d’années prenant comme conditions au bord seulement les variations des paramètres orbitaux de la Terre. Ce modèle a permis d’étudier les aspects déterministes/stochastiques du climat, l’importance relative de la précession et de l’obliquité lors du déclenchement des déglaciations et les durées et âges des déglaciations.

Dans les années à venir, ce travail sera poursuivi en incluant des mécanismes capables de reproduire la variabilité millénaire observée lors des périodes glaciaires [?]. Une approche préalable sera l’analyse de la fréquence et de l’amplitude de la variabilité millénaire et sa mise en lien avec d’autres paramètres climatiques. Ce travail sera également étendu à des périodes plus anciennes pour étudier le passage d’une fréquence dominante de 23 kans à 41 kans puis à 100 kans.

Bibliographie