



**HAL**  
open science

# Contribution à l'étude du comportement viscoplastique des glaces des calottes polaires : modes de déformation et simulation du développement des textures

Maurine Montagnat

► **To cite this version:**

Maurine Montagnat. Contribution à l'étude du comportement viscoplastique des glaces des calottes polaires : modes de déformation et simulation du développement des textures. Mécanique [physics.med-ph]. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2001. Français. NNT: . tel-00010695

**HAL Id: tel-00010695**

**<https://theses.hal.science/tel-00010695>**

Submitted on 20 Oct 2005

**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.

THESE

Présentée par

**Maurine MONTAGNAT RENTIER**

Pour obtenir le grade de  
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER - GRENOBLE I

(Arrêtés ministériels du 5 juillet 1984 et 30 mars 1992)

Specialité: **Physique**

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DU COMPORTEMENT  
VISCOPLASTIQUE DES GLACES DES CALOTTES  
POLAIRES: MODES DE DEFORMATION ET SIMULATION  
DU DEVELOPPEMENT DES TEXTURES**

Soutenue le 23 novembre 2001 devant la commission d'examen composée de:

M. François LOUCHET	Président
M. David EMBURY	Rapporteur
M. Jean-Luc BOUCHEZ	Rapporteur
M. Pierre BASTIE	Examineur
M. Olivier CASTELNAU	Examineur
M. Paul DUVAL	Directeur de Thèse

Thèse préparée au sein du

Laboratoire de Glaciologie et Géophysique de l'Environnement - CNRS  
54 rue Molière - BP 96 - 38402 St Martin d'Hères Cedex France  
Tel (33) 04 76 82 42 00 - Fax (33) 04 76 82 42 01



# Merci

*Un IMMENSE merci à Paul Duval, qui a dirigé ce travail de thèse; merci pour ta disponibilité, la confiance que tu m'as accordée pendant ces trois années de collaboration, pour ton foisonnement d'idées et ta capacité exemplaire à relancer la flamme de la motivation à chaque baisse de moral...*

*Toute ma reconnaissance à Dave Embury qui a accepté d'être rapporteur de ce manuscrit, et qui a traversé l'Atlantique en "saut de puce" pour assister à la soutenance.*

*Des remerciements équivalents à Jean-Luc Bouchez qui a fait preuve de beaucoup d'enthousiasme dans son rôle de rapporteur.*

*Merci à François Louchet, Pierre Bastie et Olivier Castelnau pour leur participation fort sympathique à mon jury de thèse.*

*Merci à Pierre Bastie, Olivier Brissaud, Bernard Hamelin et toute l'équipe de diffraction X de l'ILL, pour ces manip' si fructueuses et leur disponibilité sans faille.*

*Tous mes remerciements à Ricardo Lebensohn et sa famille qui m'ont accueillie si chaleureusement dans le froid de l'hiver Argentin.*

*Merci à Jean-Philippe, Creuceu, Claude et toute l'équipe technique pour leur aide quasi instantanée. Un grand merci aussi à Danièle pour sa gaité de chaque jour, et nos conversations amicales, ainsi qu'à Marie pour son "soutien informatique" salvateur.*

*Merci à Christian pour les escapades sur les glaciers, à ski ou en hélicoptère, sous le soleil ou dans le brouillard, des moments de fou-rire et de détente inoubliables....*

*Et puis ...*

*Un clin d'oeil à Patrick pour les si bons moments, des voyages partagés par diapos interposées. Invitations à l'accomplissement de ses rêves...*

*Merci à Steph' pour son accueil chaleureux version "grimpouille". Choucrane à Bruno, Steph', Alex', Manu, Céline, Delph'... pour les pauses rigolades sur les "rochers de plastique", ou devant les frites du resto U...*

*Enfin, MERCI à Roland, Coco et Sissou pour le Chablis, les gougères, et le reste... et merci surtout à Lucho, L'Ec., Marie-Anne, Potof, et j'en oublie, tout simplement pour le bonheur de vous avoir rencontrés pendant ces trois "plus belles" années.*



## Résumé

La déformation de la glace des calottes polaires implique des vitesses de déformation inférieures à  $10^{-10} \text{ s}^{-1}$ . La glace se déforme essentiellement par glissement intracristallin auquel sont associés les processus de grossissement normal et de recristallisation dynamique. La loi de fluage se caractérise par un exposant des contraintes inférieur à 2. Les mécanismes physiques qui interviennent au cours de la déformation de la glace polaire sont étudiés par l'intermédiaire d'un modèle physique basé sur l'équilibre écrouissage/restauration. Des expériences de diffraction des rayons X à hautes énergies sont réalisés sur des monocristaux de la carotte de Vostok (Antarctique). Ces mesures ont permis de caractériser les distorsions du réseau cristallin de ces glaces et de préciser les modes de déformation. Les dislocations géométriquement nécessaires auxquelles sont associées les hétérogénéités de déformation dans les grains sont des dislocations basales de type vis et coin. Nous présentons une étude de la simulation du développement des textures par le modèle viscoplastique auto-cohérent VPSC "1-site" de Lebensohn et Tomé (1993). Ce dernier a été modifié afin d'améliorer la prise en compte des caractéristiques de la déformation inhérente aux calottes polaires. Une bonne estimation du développement des textures des glaces de Vostok et de GRIP (Groenland) est obtenue. Le couplage à un modèle de recristallisation par rotation ne permet pas de montrer l'effet des mécanismes de germination et de grossissement des grains sur le développement des textures. Enfin, une perspective est ouverte sur une simulation de type "n-site", le modèle FFT élaboré par Lebensohn (2001), permettant de prendre en compte les hétérogénéités de déformation dans les grains, et les interactions entre grains.



# Abstract

The deformation of ice in polar ice sheets implies strain rates lower than  $10^{-10} s^{-1}$ . The rheology of polar ice is governed by intracrystalline slip and is associated with the occurrence of grain growth and recrystallization. The stress exponent for the secondary creep is lower than 2. A deformation model based on equilibrium between work-hardening and recovery in ice sheet is developed. Hard X-ray diffraction experiments are performed on ice monocrystals taken along the deep Vostok core (Antarctica). The measured lattice distortions can be described by basal geometrically necessary dislocations of screw and edge type. Deformation modes of polar ice are determined by taking into account the mechanical behaviour and the arrangement of dislocations. The simulation of the texture development is performed by using the Visco-Plastic Self Consistent (VPSC) “1-site” model developed by Lebensohn et Tomé (1993). This model is modified to take into account the anisotropy of the ice monocrystal, and polar ice deformation conditions. A good estimation of texture development along the Vostok and GRIP ice cores is obtained. Expansion of the model to introduce rotation recrystallization does not point out the influence of the associated mechanisms on texture development. Finally, an “n-site” type of modelling using Fast Fourier Transform (Lebensohn, 2001) is investigated to simulate the heterogeneities within crystals and improve the calculation of grain interactions.



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>5</b>
<b>1 Rappels bibliographiques</b>	<b>9</b>
1.1 Structure cristallographique et défauts ponctuels de la glace Ih . . . . .	9
1.1.1 Structure cristalline . . . . .	9
1.1.2 Défauts ponctuels . . . . .	10
1.1.3 Le comportement élastique de la glace . . . . .	10
1.2 Les dislocations dans la glace . . . . .	11
1.2.1 Nature des dislocations . . . . .	11
1.2.2 La création et l'annihilation des dislocations . . . . .	12
1.3 Comportement mécanique du monocristal de glace . . . . .	13
1.4 Les différents modes de fluage du polycristal de glace . . . . .	15
1.5 Le grossissement des grains et la recristallisation . . . . .	20
1.5.1 Le grossissement normal des grains . . . . .	20
1.5.2 La recristallisation par rotation . . . . .	21
1.5.3 La recristallisation par migration . . . . .	21
1.6 Recristallisation et développement de textures dans les glaces polaires. . . . .	24
1.6.1 Généralités . . . . .	24
1.6.2 Les conditions de déformation des calottes polaires. . . . .	25
1.6.3 Croissance normale et recristallisation observées dans les calottes polaires . . . . .	26
1.6.4 Les mécanismes de développement de textures . . . . .	30
1.7 Conclusions . . . . .	33
<b>2 Analyse des mécanismes de déformation des glaces polaires. Approches théorique et expérimentale.</b>	<b>35</b>
2.1 Introduction . . . . .	35
2.2 Les modes de déformation des glaces polaires . . . . .	37
2.2.1 Un modèle de déformation basé sur les processus de recristallisation par rotation . . . . .	37
2.2.1.1 Equations constitutives générales . . . . .	37

2.2.1.2	Rôle du grossissement normal des grains . . . . .	38
2.2.1.3	Influence de la recristallisation par rotation . . . . .	39
2.2.1.4	Application aux calottes polaires . . . . .	41
2.2.2	Les gradients de déformation . . . . .	45
2.2.2.1	La déformation dans les matériaux plastiquement non ho- mogènes . . . . .	45
2.2.2.2	Application à la glace . . . . .	47
2.2.3	Loi de fluage . . . . .	48
2.2.4	L'hypothèse du glissement aux joints de grains . . . . .	49
2.2.4.1	Glissement aux joints de grains pour des glaces à grains fins	50
2.2.4.2	Extrapolation aux glaces des calottes polaires . . . . .	51
2.3	Microstructure cristalline des glaces des calottes polaires ; observations par diffraction de rayons X durs (100-400 keV). . . . .	53
2.3.1	La diffraction des rayons X durs. Principe de la méthode. . . . .	53
2.3.2	Application à la glace . . . . .	56
2.3.3	Analyse d'échantillons de la calotte Antarctique . . . . .	60
2.3.3.1	Observations . . . . .	60
2.3.3.2	Analyses . . . . .	66
2.3.3.3	Synthèse . . . . .	73
2.3.4	Autres applications, études préliminaires . . . . .	73
2.3.4.1	Observation de bicristaux naturels . . . . .	74
2.3.4.2	Observations de monocristaux en cours de déformation . .	77
2.3.5	Synthèse des analyses de diffraction X . . . . .	81
2.4	Conclusions . . . . .	82
<b>3</b>	<b>Simulation du développement des textures des glaces polaires par une approche autocohérente, le modèle VPSC</b>	<b>87</b>
3.1	Introduction . . . . .	87
3.2	Les modèles micro-macro. Bornes inférieure et supérieure. . . . .	88
3.3	Les modèles de type auto-cohérent ; le modèle VPSC. . . . .	89
3.3.1	Equations constitutives, formulation . . . . .	90
3.3.1.1	Le comportement du monocristal . . . . .	90
3.3.1.2	Le comportement du polycristal . . . . .	91
3.3.1.3	Autres caractéristiques . . . . .	93
3.3.2	L'approximation tangente appliquée au comportement mécanique de la glace et au développement de textures. . . . .	94
3.3.2.1	Détermination des paramètres . . . . .	94
3.3.2.2	Déformation uniaxiale d'un polycristal . . . . .	96
3.3.2.3	Comportement mécanique instantané. Remarques synthé- tiques . . . . .	96

3.3.2.4	Développement de textures . . . . .	97
3.3.3	Discussions . . . . .	99
3.4	L'approximation à "compliance" variable du modèle VPSC . . . . .	102
3.4.1	Généralités . . . . .	103
3.4.2	Principes de la formulation du modèle à compliance variable. . . . .	105
3.4.3	Application au cas de la glace, détermination des paramètres. . . . .	107
3.4.3.1	Caractéristiques . . . . .	107
3.4.3.2	Détermination des paramètres . . . . .	108
3.4.3.3	Conclusions . . . . .	112
3.4.4	Résultats . . . . .	113
3.4.4.1	Développement de textures . . . . .	113
3.4.4.2	Comparaison avec les textures obtenues le long de la carotte de Vostok . . . . .	116
3.4.4.3	Influence de la valeur de l'exposant des contraintes . . . . .	119
3.5	Conclusions . . . . .	120
<b>4</b>	<b>Simulation du développement des textures par le modèle VPSC variable; influence de la recristallisation par rotation</b>	<b>123</b>
4.1	Introduction . . . . .	123
4.2	Les textures de cisaillement simple naturelles et expérimentales . . . . .	124
4.3	Simulation des textures de cisaillement simple . . . . .	128
4.3.1	Introduction . . . . .	128
4.3.2	Couplage du modèle VPSC variable à un modèle simplifié de recristallisation par rotation. Application à la glace. . . . .	131
4.3.2.1	Simulation des textures de cisaillement simple par le modèle variable. . . . .	131
4.3.2.2	Modèle simplifié de recristallisation par rotation . . . . .	134
4.3.2.3	Résultats, textures des cisaillement simple . . . . .	135
4.4	Discussion. Influence de la recristallisation sur le développement de textures	138
<b>5</b>	<b>Le modèle viscoplastique FFT appliqué à la glace</b>	<b>141</b>
5.1	Introduction . . . . .	141
5.2	Description générale du modèle . . . . .	142
5.2.1	Modélisation du polycristal . . . . .	143
5.2.2	Formulation du code . . . . .	143
5.3	Application à la glace . . . . .	145
5.3.1	Comportement mécanique . . . . .	146
5.3.1.1	Choix des paramètres . . . . .	146
5.3.1.2	Observations . . . . .	147
5.3.2	Désorientations et développement de textures . . . . .	152

5.3.2.1	Désorientations . . . . .	152
5.3.2.2	Développement de textures . . . . .	153
5.4	Conclusions et perspectives . . . . .	155
<b>Conclusions</b>		<b>159</b>
Annexe 1	. . . . .	162
Annexe 2	. . . . .	163
Annexe 3	. . . . .	171
Annexe 4	. . . . .	173

# Introduction

Les calottes polaires (Antarctique et Groenland) renferment des archives uniques sur l'évolution de l'environnement atmosphérique et du climat au cours des dernières centaines de milliers d'années (Petit et al., 1999). Elles jouent un rôle important dans le système climatique et leur évolution a évidemment une incidence sur le niveau des mers, la circulation océanique... La modélisation de l'écoulement de ces calottes polaires permet d'étudier leur réaction à une variation climatique. Elle est aussi incontournable pour la datation des carottes profondes.

L'écoulement de la glace sous l'effet de la gravité est associé à la déformation viscoplastique de la glace et au glissement sur le lit rocheux lorsque la température est au point de fusion. Ainsi, dans la partie centrale de l'Antarctique de l'Est, la température moyenne en surface peut être inférieure à  $-50^{\circ}\text{C}$  et atteindre le point de fusion sous plus de 3000 m d'épaisseur de glace.

L'intégration d'une *bonne* loi constitutive pour décrire le comportement mécanique de la glace polaire dans les modèles d'écoulement est un objectif prioritaire. Les analyses structurales des glaces extraites en différents sites de l'Antarctique et du Groenland ont révélé une évolution des textures (orientations préférentielles des axes  $\mathbf{c}$ ) avec la profondeur. Du fait de l'exceptionnelle anisotropie viscoplastique du cristal de glace (Duval et al., 1983), les textures confèrent à la glace des calottes polaires une très forte anisotropie (Castelnau et al., 1996b). Il s'agit donc d'aboutir à une meilleure description du comportement mécanique des glaces anisotropes, pour des vitesses de déformation inférieures à  $10^{-10}\text{s}^{-1}$ , afin de prendre en compte cette anisotropie dans les modèles d'écoulement (Mangeney, 1996; Gagliardini, 1999). La difficulté étant de construire des modèles susceptibles de calculer la réponse mécanique d'un polycristal de glace en fonction de sa texture, mais aussi d'intégrer l'évolution des textures en fonction de l'histoire de déformation.

Cependant, les contraintes imposées par les codes de calcul d'écoulement sont telles que seuls des modèles simples peuvent être utilisés. Toutefois, pour aboutir à une meilleure représentation du comportement mécanique des glaces polaires, une connaissance approfondie des mécanismes de déformation de la glace aux faibles contraintes est nécessaire. Pour cela, il est indispensable de s'appuyer sur les nombreuses données tirées de l'analyse des glaces des forages profonds, ainsi que sur des modélisations du comportement mécanique, telles que les méthodes d'homogénéisation. C'est dans ce cadre plus restreint que s'inscrit le travail présenté.

Dans les conditions de déformation des calottes polaires, la glace se déforme par glissement intracristallin, auquel sont associés les processus de grossissement normal et de recristallisation (de La Chapelle et al., 1998). Le rôle de ces mécanismes comme processus de restauration et dans la formation des textures est encore assez mal évalué.

D'autre part, la loi de fluage dans les conditions de déformation des calottes polaires est caractérisée par un exposant des contraintes inférieur à 2 alors qu'il est proche de 3 pour les contraintes et vitesses de déformation généralement imposées en laboratoire. Pour expliquer ce comportement de la glace aux faibles contraintes, il est nécessaire d'identifier les modes de déformation qui interviennent dans les calottes polaires.

L'objectif de ce travail est double. Il vise d'abord à améliorer la connaissance des modes de déformation et des mécanismes de développement de textures. L'accent sera mis sur les mécanismes physiques qui interviennent au cours de la déformation des glaces polaires, et qui sont associés à un comportement faiblement non-linéaire ( $n < 2$ ). La technique de diffraction X aux hautes énergies a permis de caractériser les distorsions du réseau cristallin. Cette étude a permis de confirmer le rôle de la recristallisation par rotation dans l'accommodation du glissement basal.

Il s'agit aussi de modéliser le comportement mécanique des glaces polaires pour simuler le développement des textures. Ce travail s'inscrit directement à la suite du travail de thèse d'Olivier Castelnau (1996). Nous utiliserons donc principalement la version "1-site" de Lebensohn et Tomé (1993) modifiée par Tomé (1999) pour prendre en compte des interactions grain/matrice qui dépendent de l'orientation du grain, ce qui semble plus conforme aux conditions de déformation des glaces polaires. L'effet des mécanismes de germination et migration des joints de grain associés à la recristallisation sera analysé par le couplage au code VPSC d'une modélisation simplifiée.

Le plan du manuscrit est le suivant :

Une indispensable analyse bibliographique est présentée au **chapitre 1**.

Nous présentons au **chapitre 2**, une modélisation physique de la déformation de la glace aux faibles contraintes, dont le but est de considérer le rôle des mécanismes de grossissement normal et de recristallisation par rotation. Le modèle est testé d'un point de vue macroscopique par les données disponibles concernant les carottages de GRIP et de Byrd. Une analyse approfondie de la microstructure cristalline de monocristaux issus de la carotte de Vostok, par diffraction aux rayons X durs, nous permet de mettre en évidence le rôle des dislocations géométriquement nécessaires dans les modes de déformation. La déformation du cristal selon l'axe **c** peut alors s'expliquer par la flexion des plans de base.

Au **chapitre 3** nous adoptons la formulation du modèle VPSC "1-site" "à compliance variable" proposée par Tomé (1999) pour simuler le développement des textures dans les calottes polaires. Ce modèle permet de faire varier la souplesse de l'interaction

grain/matrice en fonction de l'orientation des grains.

Dans le but de considérer la germination et la migration des joints de grain associées à la recristallisation dans les calottes polaires, le **chapitre 4** présente le couplage du modèle VPSC à un modèle simplifié de recristallisation par rotation. L'effet direct de la recristallisation sur le développement des textures n'a pas été démontré.

Enfin, le **chapitre 5** propose une approche de type "n-sites" qui est la formulation "Fast Fourier Transform" développée par Lebensohn (2001). Cette dernière semble être une alternative intéressante pour la considération des hétérogénéités de déformation entre grains et nous tentons de définir les évolutions nécessaires à une application aux matériaux anisotropes comme la glace.





# Chapitre 1

## Rappels bibliographiques

### 1.1 Structure cristallographique et défauts ponctuels de la glace Ih

#### 1.1.1 Structure cristalline

La glace rencontrée sur Terre présente une structure cristallographique hexagonale dont l'axe de symétrie est l'axe optique ou axe **c**. Ce type de glace est appelé glace Ih. La position des atomes d'oxygène, représentée sur la figure 1.1, est caractérisée par un rapport des modules des axes cristallographiques  $c/a$  égal à 1.629 entre  $0^\circ\text{C}$  et  $-100^\circ\text{C}$ , valeur proche de celle observée pour un empilement hexagonal compact ( $c/a \approx 1.633$ ). Les atomes d'oxygène sont liés par une liaison de type hydrogène. La structure de la molécule d'eau étant conservée dans la glace, celle-ci peut prendre 6 orientations possibles dans la structure.

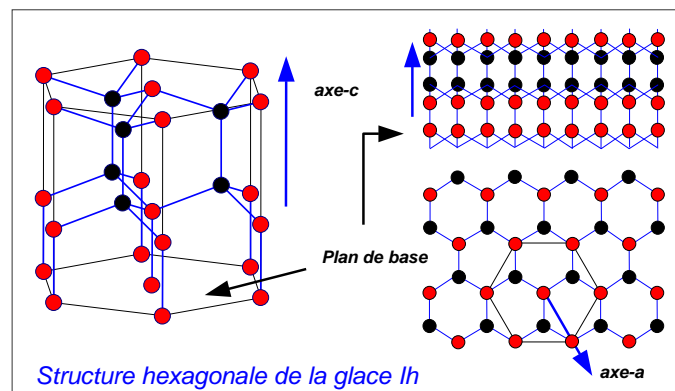


FIG. 1.1 – Structure de la glace Ih. Représentation schématique de la position des atomes selon différents plans, et position des axes cristallographiques

### 1.1.2 Défauts ponctuels

On rencontre dans la glace les défauts ponctuels classiques identiques à la plupart des matériaux cristallins (lacunes, atomes interstitiels...). Cependant, une caractéristique de la glace Ih sont les défauts de position des protons. Ces défauts découlent du non respect des règles de Bernal et Fowler (Bernal et Fowler, 1933) selon lesquelles, premièrement, chaque atome d'oxygène doit être entouré de deux protons pour la conservation de la structure de la molécule d'eau, et deuxièmement, chaque liaison O-O ne doit comporter qu'un seul proton. Un défaut dit ionique ( $OH^-$  ou  $H_3O^+$ ) est créé par le passage du proton d'une molécule à l'autre. Un défaut dit de Bjerrum de type L (Leer) ou D (Doppelt) provient d'une rotation de  $2\pi/3$  d'une molécule autour d'une des liaisons O-O. Un défaut de Bjerrum de type L correspond à une liaison sans proton entre deux oxygènes, et le type D à une liaison avec deux protons, voir figure 1.2.

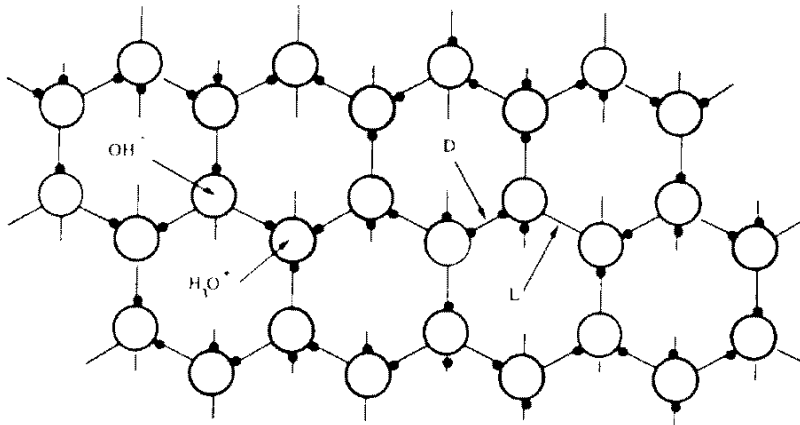


FIG. 1.2 – Défauts ioniques ( $H_3O^+$ ,  $OH^-$ ) et défauts de Bjerrum (L, D) dans la glace Ih

### 1.1.3 Le comportement élastique de la glace

En raison de sa structure cristallographique proche d'une structure hexagonale compacte, le monocristal de glace présente une faible anisotropie élastique.

Pour un cristal hexagonal, le tenseur des constantes élastiques possède 5 composantes indépendantes.

Pour le monocristal de glace elles ont été déterminées par Bass et al. (1957), Dantl (1968) par mesures ultrasoniques ou par spectroscopie Brillouin. La différence entre les modules élastiques en compression parallèlement à l'axe  $c$  et dans une direction quelconque du plan de base est inférieure à 10 %.

Le comportement élastique du polycristal de glace se caractérise par ses modules d'Young et de cisaillement et son coefficient de Poisson. Ils valent respectivement environ 9300 MPa, 3500 MPa et 0.3 (Gammon et al., 1983).

## 1.2 Les dislocations dans la glace

### 1.2.1 Nature des dislocations

La déformation viscoplastique du cristal de glace a lieu principalement par glissement des dislocations dans les plans de base qui sont les plans perpendiculaires à l'axe  $\mathbf{c}$ . Les vecteurs de Burgers des dislocations basales sont les trois vecteurs du réseau de la forme  $(a/3) < 11\bar{2}0 >$ .

Les dislocations dans la glace ont été observées essentiellement par des méthodes de topographie par diffraction X (Higashi, 1988; Ahmad et Withworth, 1988; Shearwood et Withworth, 1989; Baker et al., 2000) (cf figure 1.3).

En raison de sa faible masse atomique, la glace est suffisamment transparente aux rayons X de longueur d'onde inférieure à  $0.9\text{\AA}$ . De plus, il est possible d'obtenir des monocristaux avec une densité de dislocations initiale assez faible ( $10^6 m^{-2}$ ) pour pouvoir les distinguer individuellement, et grâce à la topographie X, les identifier en fonction du vecteur de diffraction (Higashi, 1988). Cependant, pour que ces observations soient possibles, elles doivent être effectuées lors des premiers stades de la déformation ( $\varepsilon < 0.001$ ).

Dans le cas de la figure 1.3, les dislocations sont visibles sur une partie amincie de l'échantillon, et une estimation de la densité de dislocations (voir chapitre 2) nous donnera une limite supérieure de  $10^8 m^{-2}$  pour cet échantillon.

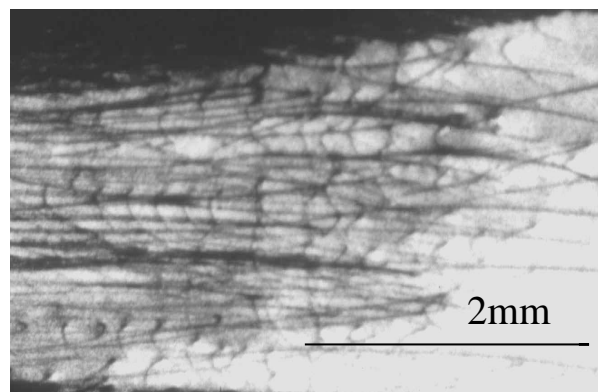


FIG. 1.3 – Dislocations observées par diffraction X en rayonnement synchrotron (ESRF, Grenoble) dans un échantillon de glace de regel du lac sous-glaciaire de Vostok (profondeur 3610m). La très faible densité de dislocations permet cette observation.

Les dislocations les plus courantes sont les dislocations vis de vecteur de Burgers  $(a/3) \langle 11\bar{2}0 \rangle$  et les dislocations mixtes dont les lignes sont à  $60^\circ$  de leur vecteur de Burgers  $(a/3) \langle 11\bar{2}0 \rangle$ , les dislocations  $60^\circ$ . Ce sont les dislocations présentant la plus faible énergie de distorsion de réseau (Tatibouet, 1978).

En accord avec ces résultats, Liu et al. (1992) ont montré par topographie X que les dislocations basales entières de type vis  $60^\circ$  et partielles de type  $30^\circ$ , de vecteur de Burgers  $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ , étaient de loin les plus nombreuses, dans les conditions de déformation permettant l'observation.

Hondoh et al. (1990), Shearwood et Withworth (1989), Shearwood et Whitworth (1993) se sont intéressés au glissement des dislocations non basales. Ils ont constaté que les dislocations non basales ou basales associées à un système de glissement non basal sont toujours sous forme de courts segments.

Des boucles de dislocations dans le plan de base, dites boucles prismatiques (Jones et Glen, 1969) ont aussi été observées. Leur vecteur de Burgers possède un composante selon l'axe  $c$  et leur glissement est impossible. Elles ne pourraient donc pas provoquer de déformation macroscopique selon l'axe  $c$  en dehors de celle associée à la montée.

En raison de la faible valeur de l'énergie de faute d'empilement dans la glace, les dislocations dans le plan de base ont tendance à se dissocier en deux dislocations partielles séparées par une faute d'empilement (Hondoh, 1992). Les dislocations partielles sont de type coin, ou à caractère  $30^\circ$ . Cette dissociation empêche le glissement des dislocations basales hors du plan de base dans lequel se situe la faute d'empilement (Hondoh, 1992; Ahmad et Withworth, 1988).

### 1.2.2 La création et l'annihilation des dislocations

Dans les monocristaux de glace, en dehors de la création sur les bords du cristal, la multiplication des dislocations a lieu principalement par le glissement rapide de segments de dislocations coins non basales (Shearwood et Whitworth, 1993). Ces segments non basaux traînent derrière eux de long segments vis pouvant être sources de création de nouvelles dislocations (Ahmad et Withworth, 1988; Shearwood et Withworth, 1989; Shearwood et Whitworth, 1993). Ils glissent avec une vitesse d'un ordre de grandeur supérieure à la vitesse de glissement des dislocations dans le plan de base.

Dans les polycristaux, les joints de grains semblent être les principales sources de dislocations (Liu et al., 1993). En effet, la forte anisotropie du monocristal de glace est à l'origine d'incompatibilités de déformation qui créent des contraintes internes qui peuvent être conséquentes au niveau des joints de grains, et dépasser en intensité les contraintes appliquées (Duval et al., 1983). La création de dislocations basales sous forme de boucles

semi hexagonales permet de relâcher en partie ces hétérogénéités de contraintes près des joints.

Les interactions entre les joints de grains et les dislocations dépendent fortement de l'orientation du joint, des plans de base des grains adjacents, et de la direction de sollicitation. Liu et al. (1993) ont observé que dans un grain dont l'axe  $c$  est parallèle à la direction de chargement, et dont le joint adjacent a son plan perpendiculaire à cette direction, il n'y a ni empilements, ni absorption des dislocations au joint, cela jusqu'à une contrainte de 3.5 MPa.

Le joint de grain, s'il est une source de dislocations essentiellement au début de la déformation, joue aussi un rôle important dans les processus d'annihilation des dislocations.

En raison de la nature dissociée des dislocations vis basales, le mouvement de ces dislocations hors du plan de base est très difficile. Le glissement dévié qui permet à deux dislocations de signes opposés de s'annihiler lorsqu'elle glissent dans des plans parallèles est alors très peu probable et n'a jamais été observé expérimentalement (Shearwood et Withworth, 1989; Ahmad et Withworth, 1988).

De même, la structure de la glace ne semble pas favorable à la diffusion des dislocations perpendiculairement au plan de base et la montée des dislocations est un mécanisme dont la cinétique est relativement faible en raison de la faible valeur des coefficients de diffusion (Duval et al., 1983).

L'annihilation par montée des dislocations n'a jamais été observée. Toutefois, si la montée est un mécanisme dont la cinétique est lente, elle ne peut être exclue lors de la recombinaison ou de la formation de sous structures.

Dans un polycristal, les dislocations vont donc être majoritairement annihilées au niveau des joints de grains.

En résumé, le joint de grain agit plutôt comme une source et un puits de dislocations imparfaits, dont le comportement dépend des conditions locales d'orientation et de sollicitation. Il est aussi un obstacle et favorise la création d'empilements de dislocations.

### 1.3 Comportement mécanique du monocristal de glace

Des essais de fluage et de déformation à vitesse imposée sur des monocristaux purs montrent le comportement représenté sur la figure 1.4.

La glace a un comportement en fluage inhabituel car la vitesse de déformation augmente avec le temps dans la première partie, le fluage primaire, indiquant que le matériau s'adoucit par multiplication des dislocations (Glen, 1955). Ensuite, un palier indique que la vitesse de déformation devient constante, ce qui correspond à un fluage stationnaire ou secondaire. Il y a alors un équilibre entre la création des dislocations et leur disparition

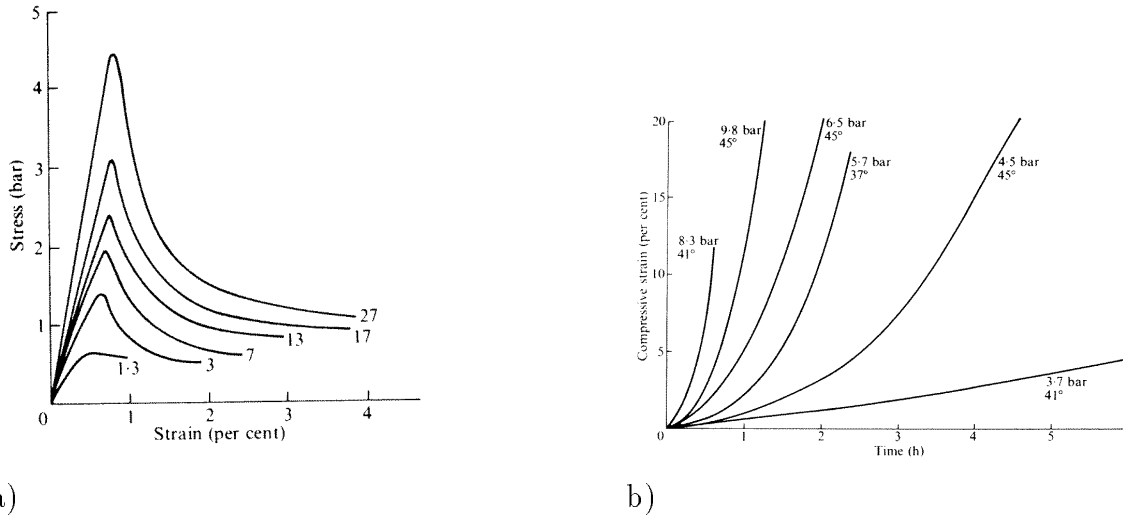


FIG. 1.4 – a) Essais de compression à  $-15^{\circ}\text{C}$  sur des monocristaux pour différentes valeurs de la vitesse de déformation, reportées en unités de  $10^{-7}\text{s}^{-1}$  (Hobbs, 1974). Les axes  $c$  des échantillons sont initialement à  $45^{\circ} \pm 3^{\circ}$  de l'axe de compression. b) Essais de fluage pour des températures entre  $-10$  et  $-11^{\circ}\text{C}$ . La valeur de la contrainte ainsi que l'orientation des axes  $c$  sont indiquées; d'après Hobbs (1974).

sur les bords du monocristal (Jones et Glen, 1969).

Le fluage secondaire du monocristal déformé par le glissement basal est bien décrit par une loi puissance :

$$\dot{\epsilon}_b = B(T)\sigma_b^n \quad (1.1)$$

avec  $n$  l'exposant des contraintes et  $B$  un paramètre dépendant de la température.

D'après Duval et al. (1983) la valeur de l'exposant des contraintes est proche de 2 et l'énergie d'activation pour la variation de  $B$  vaut  $63\text{ kJmol}^{-1}$ .

A partir de la loi d'Orowan,  $\dot{\gamma} = \rho bv$ , où  $\rho$  est la densité de dislocations mobiles,  $b$  l'amplitude du vecteur de Burgers et  $v$  la vitesse de glissement des dislocations dans le plan de glissement, Lliboutry et Duval (1985) expliquent l'origine de la valeur 2 de l'exposant des contraintes par une densité de dislocations proportionnelle à la contrainte, la vitesse des dislocations étant elle aussi proportionnelle à la contrainte.

Rappelons que la déformation du monocristal de glace se fait par glissement dans les plans de base essentiellement. En première approximation, le mouvement des dislocations dans les plans de base est isotrope. Il ne semble pas y avoir de direction privilégiée car le glissement peut se décomposer selon les trois axes du plan de base (Kamb, 1961).

Des essais sur des monocristaux mal orientés pour le glissement basal ont montré que la déformation par glissement dans les plans non basaux nécessite une contrainte environ

60 fois plus importante que la déformation dans les plans de base (Duval et al., 1983). Cependant, les essais susceptibles d'activer le glissement hors du plan de base sont très difficiles à réaliser. Une très faible désorientation (quelques degrés) de l'axe  $\mathbf{c}$  par rapport à la direction de compression (liée aux conditions expérimentales, à une instabilité...) induit rapidement un glissement basal non négligeable.

Etant donnée la forte anisotropie du monocristal de glace, le comportement du polycristal est lui-même fortement influencé par l'orientation de chacun des grains par rapport à la direction de sollicitation.

La texture du polycristal, c'est à dire la distribution statistique des axes cristallographiques des grains, est donc un paramètre important pour analyser la réponse mécanique. Dans le cas de la glace, l'orientation des axes  $\mathbf{c}$  est le paramètre essentiel pour le comportement mécanique du polycristal, en raison de la symétrie hexagonale et de l'isotropie du glissement dans le plan de base.

## 1.4 Les différents modes de fluage du polycristal de glace

Etant donné l'importance de l'orientation des axes  $\mathbf{c}$  dans le comportement mécanique du polycristal, nous distinguerons le comportement du polycristal isotrope de celui du polycristal anisotrope c'est à dire texturé.

Le comportement d'un polycristal isotrope lors du fluage secondaire est représenté sur la figure 1.5. A contraintes égales, la vitesse de déformation du polycristal isotrope est environ 1000 fois plus faible que celle du monocristal bien orienté pour le glissement basal. Ceci peut s'expliquer qualitativement par les incompatibilités de déformation entre les grains à l'origine de la formation de pics de contraintes internes au niveau des joints de grains (Duval et al., 1983).

La loi de fluage du polycristal isotrope est caractérisée par un exposant  $n=3$  dans la gamme de contraintes représentée sur la figure 1.5, alors que cet exposant est égal à 2 pour le monocristal se déformant par glissement basal. On retrouve sur cette figure les données d'un monocristal déformé hors du plan de base, ainsi que le caractère approximatif des valeurs résultant d'essais réalisés pour éviter le glissement basal.

Une courbe schématique de fluage d'un polycristal isotrope dans des conditions de déformation de laboratoire (pour des contraintes supérieures à 0.1 MPa et des vitesses de déformation supérieures à  $10^{-9}s^{-1}$  d'après Jacka et Jun (2000)) est représentée sur la figure 1.6. Il est à noter que dans le cas de la glace, le fluage secondaire qui apparaît pour une déformation d'environ 1%, ne correspond pas à un véritable fluage stationnaire.

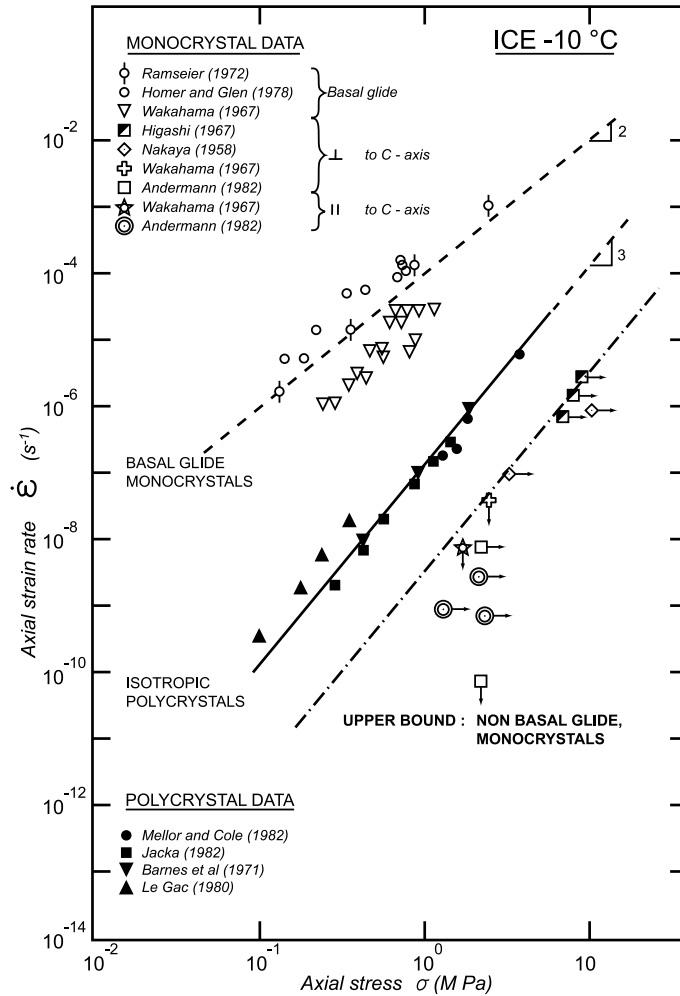


FIG. 1.5 – Comportement en régime stationnaire du monocristal et de la glace polycristalline isotrope, à  $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$  (Duval et al., 1983)

On le définit comme la zone de valeur minimale de la vitesse de déformation. Il est immédiatement suivi par le fluage tertiaire caractérisé par une augmentation rapide de la vitesse de déformation suivi, lui d'un état stationnaire.

Au cours du fluage primaire, la vitesse de déformation diminue en raison du développement d'un champ de contraintes internes lié à l'accumulation des dislocations près des joints de grains (durcissement du matériau), donc à l'anisotropie du cristal. Cet écrouissage cinématique et directionnel ralentit le mouvement des dislocations (Duval et al., 1983). Des essais de charge-décharge effectués sur des polycristaux (Duval et al., 1983) ont permis de montrer que l'essentiel de l'écrouissage dans la glace polycristalline était de nature cinématique et que l'écrouissage isotrope qui résulte de l'interaction entre dislocations situées dans des plans de glissements parallèles ou dans le même plan est beaucoup plus faible.

L'importance de l'écrouissage cinématique est liée à la forte anisotropie du monocristal



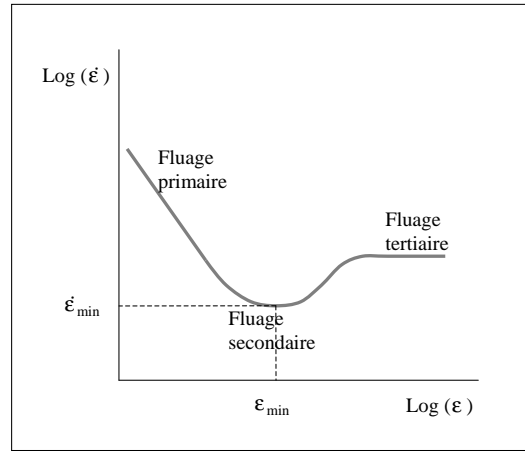


FIG. 1.6 – Représentation schématique des différents modes de fluage de la glace polycristalline, pour une température proche de  $-10^{\circ}\text{C}$ .

de glace qui induit des incompatibilités de déformation conséquentes entre les grains. Le fluage secondaire apparaît comme la transition entre un régime de durcissement et un régime où la recristallisation adoucit le matériau (Duval et al., 1983).

La “recristallisation par migration” caractérise le fluage tertiaire. La germination de grains non déformés et bien orientés pour la déformation et la migration rapide des joints de grains réduisent les contraintes internes et permettent ainsi une augmentation de la vitesse de déformation. Un équilibre s’établit entre l’accumulation des dislocations près des joints de grains et l’annihilation par germination et migration qui conduit à l’état stationnaire représenté sur la figure 1.6.

D’après les observations effectuées sur les glaces des calottes polaires qui se déforment à des vitesses inférieures à  $10^{-10}\text{s}^{-1}$ , il est probable que la “recristallisation par rotation” apparaisse à la fin du fluage primaire et au cours du fluage secondaire. Ce processus est associé à une cinétique de migration des joints de grains beaucoup plus lente que celle de la recristallisation par migration et ne permet pas une accommodation des contraintes internes aussi efficace (Humphreys et Haterly, 1995; Duval et Castelnau, 1995).

Les processus de recristallisation sont détaillés au paragraphe 1.5.

D’après Glen (1955), pour des contraintes comprises entre 0.1 et 1 MPa, la vitesse de déformation minimale correspondant au fluage secondaire est reliée à la contrainte par la loi de fluage dite “de Glen” qui est une loi puissance de type Norton-Hoff:

$$\dot{\epsilon} = B_n(T)\sigma^n \quad (1.2)$$

où  $B_n$  est une fonction dépendant de la température selon la loi d’Arrhenius et l’énergie d’activation est égale à  $78\text{kJmol}^{-1}$  pour une température supérieure à  $-10^{\circ}\text{C}$  (Duval et Le Gac, 1982).  $\dot{\epsilon}$  et  $\sigma$  sont respectivement la vitesse de déformation et la contrainte

appliquée,  $n$  est l'exposant des contraintes (Duval et al., 1983).

Dans ces conditions de déformation, l'exposant  $n$  est proche de 3, alors qu'il atteint des valeurs inférieures à 2 pour des contraintes inférieures à 0.1 MPa (Duval et Castelnau, 1995).

Pour des contraintes inférieures à 0.1 MPa, celles rencontrées dans les calottes polaires, les essais de laboratoires sont délicats à réaliser car les vitesses de déformation sont faibles ( $< 10^{-10} s^{-1}$ ) et il faut un temps considérable pour atteindre un fluage secondaire (Duval et Castelnau, 1995; Jacka et Jun, 2000).

La courbe 1.7 montre un essai réalisé à 0.1 MPa. Le fluage secondaire semble atteint pour une déformation de l'ordre de 1%. Par contre, le fluage tertiaire associé à la recristallisation par migration n'est pas actif malgré la déformation atteinte de l'ordre de 2.5%.

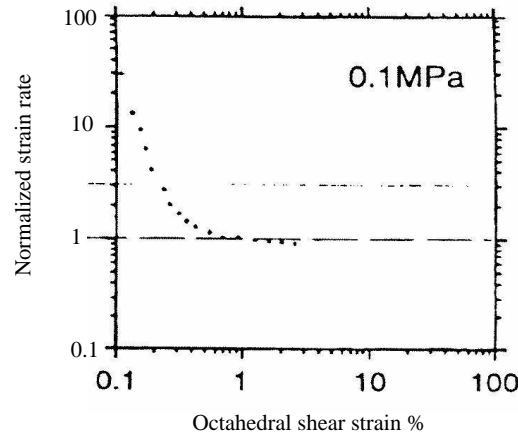


FIG. 1.7 – Courbe de fluage obtenue à 0.1 MPa, pour une température de  $-19^{\circ} C$ . La déformation est une compression uniaxiale, la texture initiale est isotrope. La vitesse de déformation du minimum atteint correspond à  $4.9 \times 10^{-10} s^{-1}$ . Le temps nécessaire pour atteindre les 2% de déformation est de 472 jours (Jacka et Jun, 2000).

L'analyse des profils de densité dans les glaces polaires bulleuses et des pressions dans les bulles le long de la carotte de Vostok faite par Lipenkov et al. (1997) (dans les 1000 premiers mètres où les bulles d'air ne se sont pas encore transformées en clathrates) a permis de préciser les paramètres d'un modèle de comportement de la glace. La loi de comportement utilisée est la suivante :

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\sigma}{M_1} + \frac{\sigma^\alpha}{M_2} \quad (1.3)$$

avec  $\alpha = 3.5$ ,  $M_1$  et  $M_2$  sont des paramètres rhéologiques dépendant de la température. Elle donne la loi de fluage représentée sur la figure 1.8 où l'on retrouve un comportement de type "loi de Glen" avec un exposant compris entre 1 et 2 pour une contrainte inférieure

à 0.1MPa, et un exposant 3.5 pour une contrainte supérieure à 0.1MPa (Lipenkov et al., 1997).

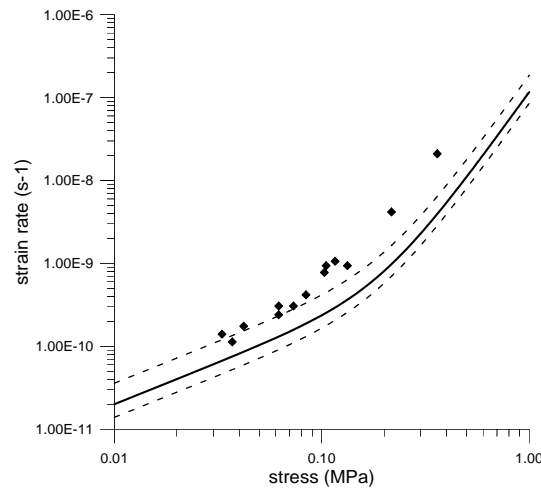


FIG. 1.8 – Courbe de fluage obtenue à  $-10^{\circ}\text{C}$  d’après le modèle de Lipenkov et al. (1997). L’enveloppe en pointillés correspond au domaine d’incertitude. Les points correspondent aux données expérimentales de Duval et Castelnau (1995) pour une glace isotrope.

La valeur de l’exposant des contraintes inférieure à 2 pour des contraintes faibles a aussi été observée expérimentalement par Pimienta et al. (1987) et par des mesures d’inclinométrie dans des trous de forage en Antarctique (Daoke et Wolff, 1985; Dahl-Jensen et Gundestrup, 1987).

Les modes de déformation qui permettent d’expliquer cette valeur proche de 2 n’ont pas encore été éclaircis, bien que différentes hypothèses aient été avancées (de La Chapelle et al., 1998; Goldsby et Kohlstedt, 2001).

Nous verrons que l’accommodation de glissement intracristallin par la migration des joints de grains associée au grossissement normal des grains ou à la recristallisation par rotation est un mécanisme influant sur la déformation dans les conditions de contraintes et de déformation proches de celles des calottes polaires ( $\sigma < 0.1\text{MPa}$ ,  $\dot{\epsilon} < 10^{-10}\text{s}^{-1}$ ). Il semble que ce soit un mécanisme important pour expliquer la loi de fluage avec un exposant des contraintes inférieur à 2.

## 1.5 Le grossissement des grains et la recristallisation

La recristallisation dynamique est un processus important au cours de la déformation de la glace polycristalline.

La “recristallisation par migration” apparaît dès quelques pourcents de déformation dans les conditions de laboratoire ( $\sigma > 0.1\text{MPa}$ ), pour des températures proches du point de fusion, ainsi que dans les glaciers tempérés (Vallon, 1967; Vallon et al., 1976). Dans les calottes polaires, les conditions de déformation (température, contrainte, vitesse de déformation) sont telles que la recristallisation par migration n’apparaît que vers le lit rocheux où la température s’approche de la température de fusion. Par contre, le grossissement normal des grains ainsi que la recristallisation par rotation sont des mécanismes prépondérants (Lipenkov et al., 1989; Alley, 1992; Thorsteinsson et al., 1997; de La Chapelle et al., 1998; Azuma et al., 1999). Ces mécanismes de recristallisation ont déjà été évoqués, l’objectif de ce paragraphe est d’en donner une description plus détaillée.

Nous nous intéressons principalement à la déformation dans les conditions des calottes polaires ; aussi est-il nécessaire de décrire le mécanisme de grossissement des grains qui a lieu dans les premières centaines de mètres des calottes polaires. Nous décrirons ensuite la recristallisation dynamique par rotation (ou continue), et la recristallisation dynamique par migration (ou discontinue). Dans les deux cas, ces phénomènes sont à distinguer de la recristallisation statique ou post-dynamique très souvent décrite pour la déformation des métaux. La recristallisation dite “dynamique” a lieu au cours de la déformation et se caractérise par la création de nouveaux grains et la migration des joints de grains, conduisant à une réduction de l’énergie de déformation stockée sous forme de dislocations (Guillopé et Poirier, 1979; Poirier, 1985; Drury et Urai, 1990). Par la suite nous omettrons souvent le terme “dynamique”, mais celui-ci est toujours sous entendu.

### 1.5.1 Le grossissement normal des grains

Ce processus implique l’augmentation continue de la taille moyenne des grains sous l’effet d’une force motrice provenant de la diminution d’énergie libre des joints de grains. On distingue en général deux types de croissance des grains : la croissance normale et la croissance anormale (Humphreys et Haterly, 1995). Cette dernière est caractérisée par le grossissement important et rapide de quelques grains lié à une instabilité en relation avec l’énergie des joints et leur mobilité. Elle conduit à une structure bimodale (très gros grains et petits grains).

La croissance dite normale observée dans les calottes polaires, conserve, elle, la distribution de taille des grains. Cette distribution est généralement considérée comme log-normal (Atkinson, 1987). Une loi assez proche, de type Weibull a été observée dans le névé poreux polaire par Arnaud (1997).

Sur plusieurs sites en Antarctique et au Groenland, Gow (1969) trouve une relation entre la taille des grains et le temps sur les premières centaines de mètres des carottes. Elle suit la loi suivante établie par Burke et Turnbull (1952) :

$$D^2 = D_0^2 + Kt \quad (1.4)$$

où  $K$  est le taux de migration des joints de grains (fonction d'Arrhénius de la température,  $Q \sim 60 \text{ kJ mol}^{-1}$ ), et  $D_0$  la taille moyenne extrapolée au temps  $t=0$ .

Cependant, la cinétique de croissance normale des grains peut être influencée par l'épinglage des joints de grains par les particules, ou l'interaction avec les bulles d'air (Alley et al., 1986). Ceci n'est pas pris en compte dans l'équation simplifiée 1.4. Des mesures effectuées le long des calottes polaires donnent une relation d'évolution de la taille des grains similaire à l'équation 1.4 mais avec une dépendance en temps ( $t$ ) dont l'exposant est inférieur à 1, 1 étant une limite supérieure (Weiss, 2001).

### 1.5.2 La recristallisation par rotation

La recristallisation par rotation ou continue est assez mal décrite dans le cas de la glace. D'un point de vue général, il s'agit de la formation de nouveaux joints de grains par l'accumulation de dislocations sous forme de sous-joints de grains, et leur rotation progressive au cours de la déformation jusqu'à leur évolution en joints de grains (Guillopé et Poirier, 1979; Poirier, 1985; Drury et Urai, 1990). Cette germination est évidemment associée à la migration des joints. Les nouveaux grains sont a priori uniquement une portion des grains "parents", ils peuvent donc hériter d'une structure interne de défauts (dislocations...) et ont une orientation proche de celle du grain "parent".

L'hétérogénéité de déformation dans les grains est un paramètre important pour induire le processus de germination.

La migration des joints de grains au cours de la recristallisation par rotation est due à une force motrice liée à la différence d'énergie stockée entre grains. Les vitesses de migration associées à la recristallisation par rotation dans le cas de la glace, sont très proches de celles associées au grossissement dit "normal" des grains (figure 1.9).

### 1.5.3 La recristallisation par migration

La recristallisation par migration ou discontinue résulte de la migration rapide des joints de grains entre des grains très peu déformés et des grains plus déformés (Poirier, 1985). Le processus implique la germination de grains, généralement près des joints de grains, qui vont avoir tendance à grossir très rapidement aux dépens du reste de la microstructure en raison de leur faible énergie de déformation.

Cette recristallisation a généralement lieu à haute température, et le processus de migration est prépondérant. Une valeur minimale de déformation est nécessaire pour l'initiation

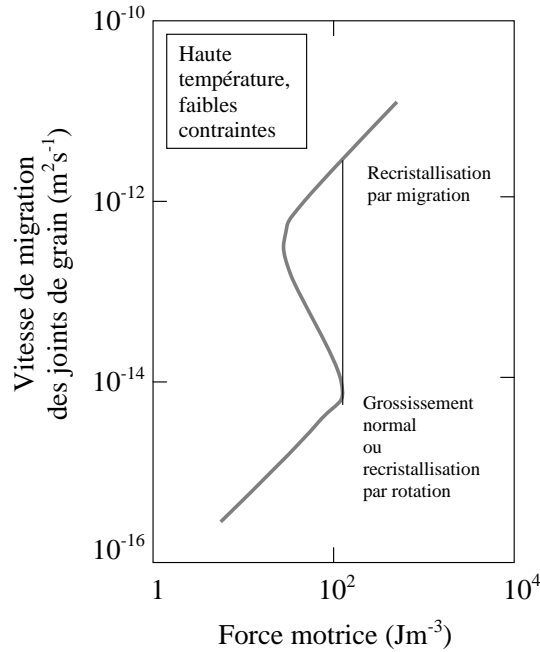


FIG. 1.9 – Vitesse de migration des joints de grains dans la glace en fonction de la force motrice pour des températures comprises entre  $-10$  et  $-15$  °C (Duval et Castelnau, 1995).

de ce processus de recristallisation. La germination au cours de ce processus est assez mal connue dans le cas de la glace. Elle peut avoir lieu par “gonflement” d’une portion de joint de grain, dans une zone où de nombreuses dislocations se sont accumulées, figure 1.10.

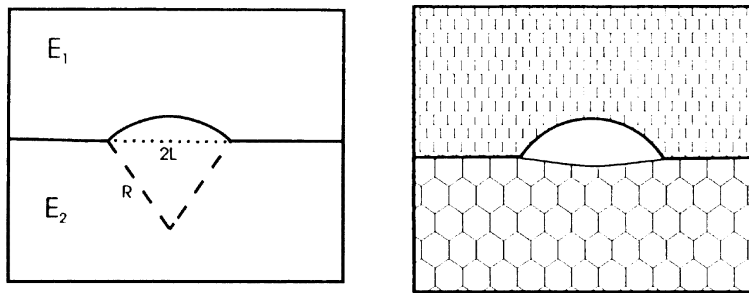


FIG. 1.10 – Germination par gonflement d’un joint de grain séparant un grain à faible énergie de déformation ( $E_2$ ) d’un grain à plus forte énergie de déformation ( $E_1$ ). La zone créée par la partie mobile du joint de grain est non déformée. D’après Humphreys et Haterly (1995).

Elle peut aussi provenir de la formation d’un réseau de sous grains dans la même zone, l’un d’entre eux pouvant, de par sa taille et sa désorientation devenir un germe entouré d’une zone à très faible densité de dislocations. Ce régime de recristallisation est en général associé à une grande mobilité des joints de grains, de deux à trois ordres de grandeur

supérieure à celle observée pour la recristallisation par rotation dans le cas de la glace (Duval et Castelnau, 1995) voir figure 1.9.

Etant données les faibles vitesses de déformation mises en jeu dans les calottes polaires ( $\dot{\epsilon} < 10^{-10} s^{-1}$ ) et les températures le plus souvent inférieures à  $-10^\circ C$ , l'accommodation liée au grossissement normal des grains puis à la recristallisation par rotation est telle que l'énergie de déformation accumulée n'est pas suffisante pour initier la recristallisation par migration, même pour les grandes déformations (Pimienta, 1987).

## 1.6 Recristallisation et développement de textures dans les glaces polaires.

### 1.6.1 Généralités

La formation de la glace dans les calottes polaires s'effectue par frittage et densification des couches de neige récentes. Cette densification se fait selon trois étapes successives, correspondant à trois couches appelées neige, névé et glace.

Sur les quelques premiers mètres d'épaisseur, les flocons de neige s'arrondissent et se tassent, des liaisons se créent entre les grains. Les grains soumis à la charge croissante de la colonne de neige se réarrangent par glissement aux joints de grains et la densité du milieu augmente (Gow, 1974; Alley, 1987). La transition avec le névé intervient pour une densité proche de 0.55 (Anderson et Benson, 1963). La densification se poursuit par déformation viscoplastique selon une loi puissance, sous l'effet de la charge de la colonne de neige et de névé (Arnaud, 1997). La transition entre le névé et la glace correspond au passage d'un milieu à pores ouverts à un milieu à pores fermés (Gow, 1968). Elle a lieu entre 60 et 120 m de profondeur suivant la température et pour des densités comprises entre 0.8 et 0.84 (Arnaud, 1997).

Chaque particule de glace ainsi formée s'enfonce progressivement et s'achemine lentement vers les bords de la calotte.

A Vostok, l'âge de la glace à 3300 m de profondeur est de l'ordre de 420 000 ans (Petit et al., 1999). Le mouvement de la glace est dû à la déformation sous l'effet des forces de gravité et éventuellement à un glissement sur le lit rocheux si la température y est voisine de la température de fusion

Lorsque la glace se forme, elle est caractérisée par une orientation aléatoire de ses axes  $\mathbf{c}$ , la glace est isotrope. Sous l'effet de la déformation, les axes  $\mathbf{c}$  tournent et des textures (ou fabriques) se forment. Le développement de celles-ci dépend des conditions de déformation mais aussi des processus de grossissement normal et de recristallisation.

L'étude des carottes de glace permet de suivre l'évolution avec la profondeur, de la taille, de la morphologie des grains, et des textures.

Ces informations sont une source importante de données pour l'analyse des mécanismes de déformation dans les conditions extrêmes des calottes polaires. Nous allons détailler dans ce paragraphe certaines données provenant de différents carottages : GRIP (Groenland), Byrd et Vostok (Antarctique), voir Annexe 1. Nous expliciterons de manière plus détaillée le cas de la carotte de 3623 m de Vostok qui a été la principale source de données pour l'ensemble de ce travail.



## Le site de forage de Vostok

Ce site se situe en Antarctique de l'Est (lat.  $78^{\circ} 28'S.$ , long.  $106^{\circ} 48'E.$ ), à une altitude de 3488 m (Lipenkov et al., 1989). La température moyenne annuelle est de  $-55^{\circ} C$  et le taux d'accumulation de neige actuel est compris entre 2.2 et  $2.5 g.cm^{-2}an^{-1}$  (Young et al., 1982).

L'épaisseur de la glace au niveau du site de carottage est d'environ 3750 m, et une carotte de 3623 m a été obtenue en 1998. Cette carotte constitue un enregistrement d'informations essentiellement climatiques, sur une période de plus de 400 000 ans regroupant 4 cycles glaciaire-interglaciaire (Petit et al., 1999).

### 1.6.2 Les conditions de déformation des calottes polaires.

La déformation dans les glaces polaires provient essentiellement de l'amincissement des couches de neige, névé et glace et du cisaillement plus ou moins horizontal induit par la pente de la calotte. Si l'on fait l'hypothèse d'une vitesse de déformation verticale uniforme sur toute l'épaisseur, et d'une épaisseur constante, la vitesse axiale s'exprime par :

$$\dot{\epsilon}_{zz} = \frac{t}{H} \quad (1.5)$$

où  $t$  est le taux d'accumulation rapporté en mètres de glace et  $H$  l'épaisseur de la glace (en mètres).

En prenant une valeur moyenne de  $2.3 g.cm^{-2}an^{-1}$  pour l'accumulation en eau sur le site de Vostok, et une épaisseur de glace d'environ 3700 m, la vitesse moyenne de déformation verticale est de  $7.10^{-6}an^{-1}$  ce qui correspond à  $2.10^{-13}s^{-1}$ .

Les valeurs des vitesses de déformation pour les trois sites qui nous intéressent, GRIP, Byrd et Vostok sont reportées dans le tableau 1.1 .

La déformation en fonction de la profondeur peut-être obtenue assez précisément en considérant le rapport  $\frac{a}{a_0}$  de l'épaisseur actuelle d'une couche annuelle de glace sur l'épaisseur de la même couche lorsque celle-ci se trouvait à la surface de la calotte, comme cela a été fait pour la carotte de GRIP par Dahl-Jensen et al. (1993).

Les textures observées le long des carottes de glace permettent de caractériser l'anisotropie de la glace et l'histoire de déformation de la glace.

Le long de la carotte de Vostok, la texture principale est caractéristique d'une déformation en traction selon un axe horizontal (Lipenkov et al., 1989).

Pour la carotte de GRIP, la déformation est essentiellement une compression uniaxiale selon un axe vertical (Thorsteinsson et al., 1997). C'est aussi le cas pour la carotte de Byrd jusqu'à la profondeur d'environ 1000 m (Gow et Williamson, 1976).

Site	Temperature de surface (°)	longueur de la carotte (m)	Vitesse de déformation verticale ( $s^{-1}$ )	$K$ ( $m^2yr^{-1}$ )	$D_{eq}$ (mm)
GRIP	-32	3030	$2.5 \times 10^{-12}$	$3.8 \times 10^{-9}$	4
Byrd	-28	2164	$2.5 \times 10^{-12}$	$1.1 \times 10^{-8}$	6.3
Vostok	-56.5	3623	$2.3 \times 10^{-13}$		

TAB. 1.1 – *Caractéristiques des sites de carottage GRIP, Byrd et Vostok . La taille moyenne des grains,  $D_{eq}$  est quasi constante entre 500 et 1500 m à GRIP et entre 300 et 1200 m à Byrd.  $K$  est le taux de migration des joints de grains dans les zones de grossissement normal.*

La composante de cisaillement horizontal augmente avec la profondeur et devient prépondérante près du lit rocheux.

Le cisaillement est relativement négligeable dans la plus grande partie des 3623 m de la carotte de Vostok et son influence ne se fait sentir que près du socle rocheux (Lipenkov et al., 1989).

Les vitesses de déformation pour ces 3 sites étant inférieures à  $10^{-10} s^{-1}$  et les contraintes inférieures à 0.1MPa, l'exposant des contraintes devrait être inférieur à deux comme expliqué au paragraphe 1.4.

La figure 1.11 montre l'évolution de la texture et de la taille des grains le long de la carotte de Vostok, ainsi que le profil de teneur en poussières (Lipenkov et Barkov, 1998). L'évolution de la structure de la glace se caractérise par des zones à gros grains coïncidant avec les périodes inter-glaciaires et des zones à petits grains correspondant aux périodes glaciaires pour lesquelles la teneur en poussières est élevée.

On observe aussi vers le bas de la carotte des zones où l'écoulement est perturbé, dans lesquelles la texture et la microstructure sont caractéristiques d'une déformation intense en cisaillement (entre 3460 et 3538 m par exemple).

Les derniers 200 m forés sont constitués de la glace de regel du lac sous-glaciaire Vostok situé en dessous de la calotte (Jouzel et al., 1999). Ce lac a été repéré par des mesures radar aux environs du site de carottage de Vostok (Kapista et al., 1996). Cette glace de regel est considérée comme stagnante, figure 1.11 et Annexe 2 (Montagnat et al., 2001).

### 1.6.3 Croissance normale et recristallisation observées dans les calottes polaires

Le développement des textures et les microstructures observés le long des carottes de glace dépendent de l'histoire de la déformation et des processus de recristallisation. Il est

FIG. 1.11 – *Structure interne de la carotte de glace prélevée à Vostok. Sont reportées les variations de température, de taille des grains, de texture et de concentration en poussières le long des 3623 m de la carotte, Lipenkov, communication personnelle.*

donc important de localiser ces différents processus le long de la carotte.

Dans les premières centaines de mètres des calottes, la taille moyenne des grains augmente selon la loi de croissance du grossissement normal explicité dans le paragraphe 1.5.1.

La valeur du taux de migration des joints de grains dépend surtout de la température. Les valeurs sont reportées dans le tableau 1.1, ainsi que les températures de surface actuelles de chacun des sites.

Pour les couches supérieures de la carotte de Vostok, la vitesse de migration des joints de grains est de  $10^{-15} \text{ m.s}^{-1}$ , la force motrice correspondante,  $3\frac{\gamma_{gb}}{D}$  est d'environ  $100 \text{ J.m}^{-3}$  avec  $\gamma_{gb}$  l'énergie de joint de grain et  $D$  la taille moyenne des grains (Lipenkov et al., 1989).

Concernant la carotte de GRIP, la vitesse de migration est de  $3.10^{-14} \text{ m.s}^{-1}$  près de la surface, avec la même force motrice (de La Chapelle et al., 1998). La différence entre les deux sites vient de la différence de température de surface, voir tableau 1.1.

A GRIP comme à Byrd, une soudaine interruption de la croissance des grains est observée, à une profondeur de 650 m pour le premier (Thorsteinsson et al., 1997), et autour de 400 m de profondeur pour Byrd (Gow et Williamson, 1976).

Cet arrêt de la croissance des grains s'explique par l'initiation de la **recristallisation par rotation**, ce qui est confirmé par l'observation de sous joints de grains à partir de ces profondeurs (Thorsteinsson et al., 1997; Alley et al., 1995).

Des sous joints sont aussi observés le long de la carotte de Vostok à partir de la profondeur de 750 m environ (Lipenkov, communication personnelle) mais l'interruption de la croissance des grains n'apparaît pas. Cela vient du fait que la température ne cesse d'augmenter le long de la carotte de Vostok, figure 1.11, alors qu'elle est constante entre 650 m et 1500 m à GRIP et entre 400 m et 1000 m à Byrd (Thorsteinsson et al., 1997; Gow et Williamson, 1976). La taille d'équilibre atteinte à Byrd et GRIP est reportée dans le tableau 1.1.

La figure 1.12 montre l'évolution de la taille des grains dans les 3000 premiers mètres de la carotte de GRIP (Thorsteinsson et al., 1997).

La recristallisation par rotation s'initie dès que la force motrice liée à l'énergie des joints de grains devient inférieure à la force motrice associée à l'énergie de déformation.

La migration des joints de grains associée à ce régime de recristallisation se fait dans le même régime de vitesse que celui associé au grossissement normal (Poirier, 1985), figure 1.9.

Cette recristallisation implique la formation de nouveaux joints de grains par désorientation progressive de sous joints, et leur migration, ce qui est compatible avec la taille moyenne des grains constante observée sur une certaine épaisseur pour les carottes de

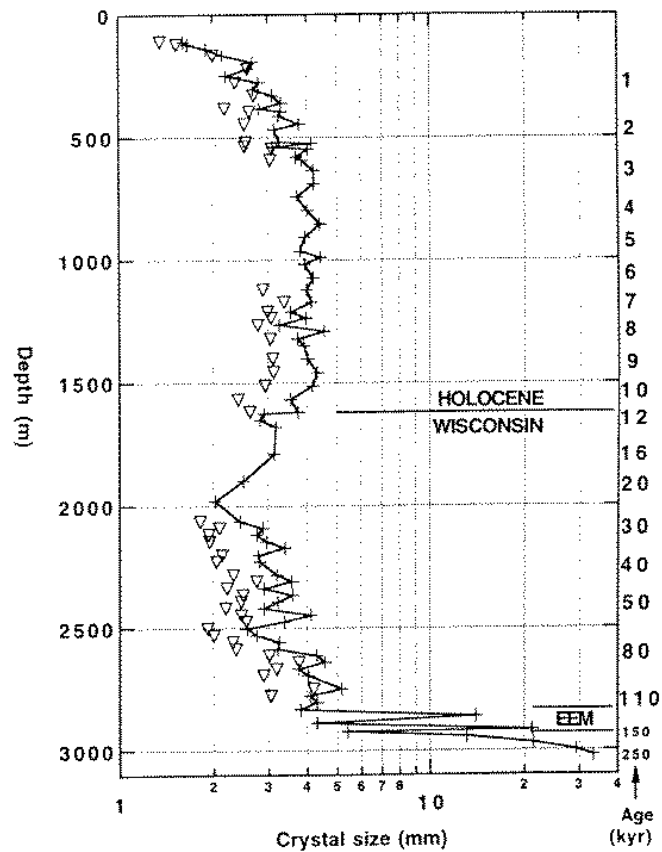


FIG. 1.12 – Evolution de la taille des grains le long de la carotte de GRIP, Groenland d'après Thorsteinsson et al. (1997)

GRIP et Byrd. En considérant l'augmentation de température avec la profondeur on peut prédire une variation de taille de grain le long de la carotte de Vostok qui ne s'apparente à celle observée que si l'on tient compte d'une diminution de la taille moyenne résultant de la création de nouveaux grains (figure 1.11).

Enfin, lorsqu'on s'approche du lit rocheux, la température augmente et peut se rapprocher de la température de fusion. Les processus de recristallisation étant thermiquement activés, on peut observer la **recristallisation par migration**, comme le long de la carotte de GRIP. Ainsi, un changement brutal de la structure de la glace (taille et forme des grains, textures) est observé sur un faible intervalle de profondeur (figures 1.12 et 1.13). Ce passage brutal d'un régime de recristallisation par rotation à un régime de recristallisation par migration semble être lié à la teneur en microparticules (de La Chapelle et al., 1998).

Ce processus n'est pas observé le long de la carotte de Vostok où les dernières centaines de mètres de glace sont composés de glace de regel du lac sous glaciaire situé sous le site de forage (Jouzel et al., 1999; Souchez et al., 2000). Des analyses en diffraction X de cette

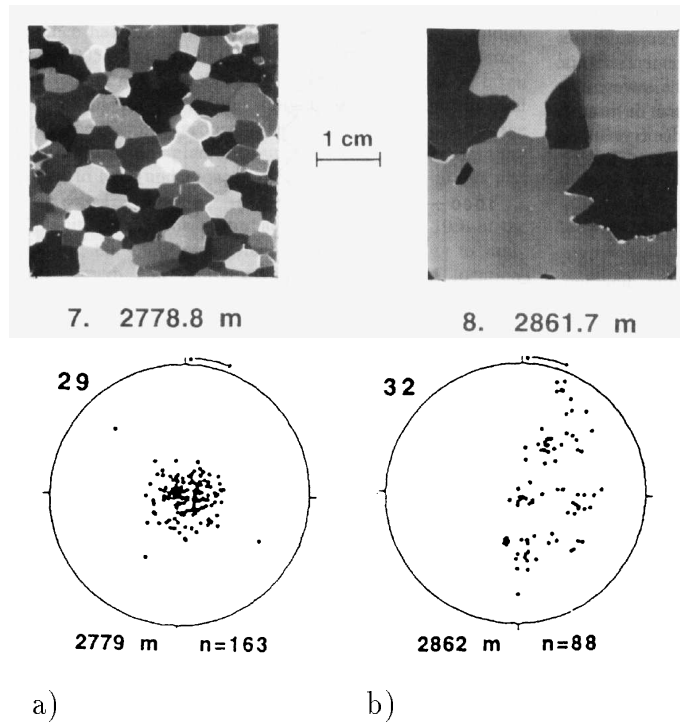


FIG. 1.13 – Textures et taille des grains pour deux profondeurs à GRIP, a) 2779 m et b) 2862 m. D'après Thorsteinsson et al. (1997)

glace de regel ont montré qu'elle n'était pas plastiquement déformée (Montagnat et al., 2001). L'initiation de la recristallisation par migration n'est pas observée dans les derniers mètres de glace de glacier situés au dessus de la glace de regel. L'énergie de déformation dans cette glace n'est pas suffisante pour induire la germination et la migration des joints malgré une température supérieure à  $-10^{\circ}\text{C}$  (de La Chapelle et al., 1998).

L'influence des processus de grossissement des grains et de recristallisation par rotation sur les modes de déformation et la loi de fluage de la glace polaire n'est pas bien déterminée. Une meilleure analyse de ces mécanismes permettra de comprendre leur action et de déduire une loi de comportement expliquant l'exposant des contraintes et ses variations dans les conditions de déformation des calottes polaires.

#### 1.6.4 Les mécanismes de développement de textures

Le développement des textures dans les glaces polaires provient de deux mécanismes :  
 - la rotation des grains induite par la déformation,  
 - la recristallisation. Le rôle respectif de la recristallisation continue et discontinue dans le développement des textures des glaces des calottes polaires est encore mal évalué (Alley, 1992; de La Chapelle et al., 1998).

Dans la plus grande partie des calottes polaires, la recristallisation par migration n'est pas observée, et seuls le grossissement normal et la recristallisation par rotation peuvent avoir de l'influence sur le développement de textures.

La nature des textures observées dans la glace polaire indique clairement que ces textures se forment essentiellement par la rotation des grains sous l'effet de la déformation plastique, c'est à dire par le glissement intracristallin des dislocations.

Azuma et Higashi (1985) ont établi une relation quantitative entre la rotation des axes  $\mathbf{c}$  et la déformation cumulée lorsque la glace est soumise à une déformation en compression uniaxiale.

La rotation des cristaux est attribuée au glissement intracristallin. Elle va donc dépendre pour chaque grain, de son orientation initiale  $\theta_0$  par rapport à l'axe de sollicitation, et de la déformation axiale  $\varepsilon_g$  dans le grain. Ainsi, l'orientation  $\theta$  de l'axe  $\mathbf{c}$  du grain évolue selon :

$$\sin\theta = (1 - \varepsilon_g)\sin\theta_0 \quad (1.6)$$

Une interprétation géométrique de cette relation est donnée sur la figure 1.14 pour une déformation en compression (Azuma et Higashi, 1985).

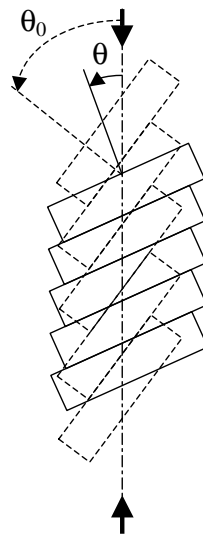


FIG. 1.14 – Représentation schématique de la rotation des axes  $\mathbf{c}$  d'un cristal de glace lors d'une déformation en compression

Lipenkov et al. (1989) utilisent ce modèle pour expliquer la formation des textures de traction pour lesquelles les axes  $\mathbf{c}$  tournent à l'opposé de l'axe de traction. Les textures résultant d'une déformation en traction forment un cercle perpendiculaire à l'axe de traction, comme observé le long de la carotte de Vostok (Lipenkov et al., 1989), voir figure 1.11.

Lipenkov et al. (1989), et Azuma et Higashi (1985) montrent chacun que pour la majeure partie des carottes de glace dans laquelle la recristallisation par migration n'intervient pas, le glissement des dislocations est le mode de déformation dominant. Cependant, la recristallisation par rotation peut sans doute avoir une influence sur le développement des textures. Cette hypothèse est émise par Castelnau et al. (1996b) et par de La Chapelle et al. (1998). A partir d'une comparaison entre le développement de textures modélisé par le modèle viscoplastique auto-cohérent VPSC tangent et l'évolution des textures le long des carottes de GRIP et de Vostok, Castelnau (1996) montre que le grossissement normal n'influence pas le développement des textures, alors que la recristallisation par rotation pourrait avoir tendance à ralentir ce développement.

La recristallisation par migration observée dans les dernières centaines de mètres de la carotte de GRIP se caractérise essentiellement par une grande vitesse de migration des joints de grains (figure 1.9). Dans ces conditions, l'influence de la déformation est très faible au regard de la vitesse d'évolution de la microstructure par la germination et la migration des joints de grains.

Les textures formées résultent donc soit de la germination "orientée", soit de la croissance "orientée" (Humphreys et Haterly, 1995). Elles sont ainsi contrôlées par l'état de contrainte dans le polycristal (Duval, 1981).

En compression uniaxiale, les textures de recristallisation par migration obtenues au cours d'expériences de laboratoire par Jacka et Jun (2000) (figure 1.15), sont caractérisées par une répartition des axes  $c$  vers un anneau à environ  $30^\circ$  de l'axe de compression, favorisant ainsi le glissement basal (Jacka et Maccagnan, 1984), à l'opposé des textures de déformation. Ces textures favorables au glissement basal sont typiques de celles observées dans les glaciers tempérés (Vallon, 1967; Duval, 1981).

Dans les calottes polaires, on s'attend à un changement important des textures lorsqu'il y a transition entre la recristallisation par rotation et la recristallisation par migration, figure 1.13. Cette transition est observée par Thorsteinsson et al. (1997) à GRIP et par Gow et Williamson (1976) à Byrd. Elle est caractérisée par l'évolution rapide de la taille des grains, figures 1.12, une ouverture des textures vers  $45^\circ$  de l'axe de compression, et l'organisation des axes  $c$  en plusieurs maxima, figure 1.15.



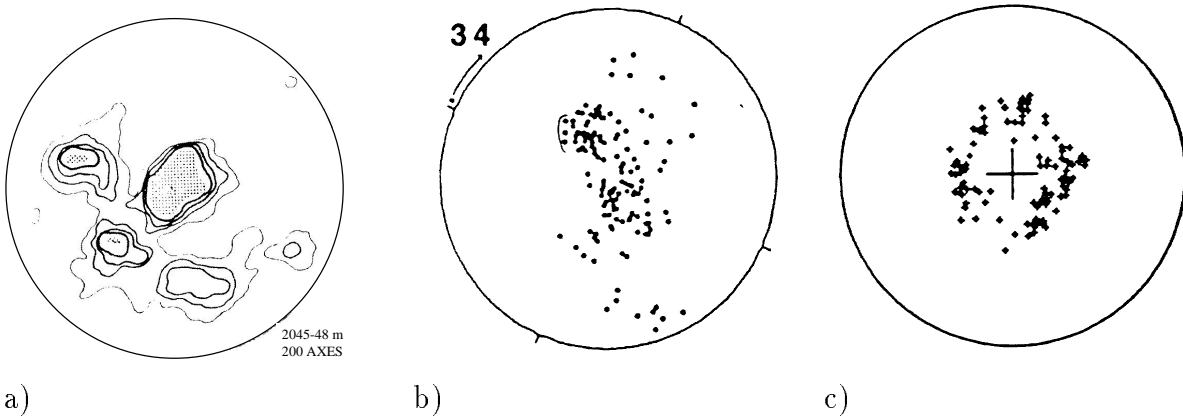


FIG. 1.15 – *Textures de recristallisation par migration. a) à 2045 m de profondeur sur la carotte de Byrd (Gow et Williamson, 1976), b) à 2944 m sur la carotte de GRIP (Thorsteinsson et al., 1997) et c) après une compression uniaxiale de 32.5% (Jacka et Maccagnan, 1984)*

## 1.7 Conclusions

Les conditions de déformation dans les calottes polaires se caractérisent par de faibles vitesses de déformation ( $\dot{\epsilon} < 10^{-10} s^{-1}$ ); elles sont difficilement reproductibles en laboratoire à des échelles de temps “raisonnables”. Nous avons vu que la loi de fluage pour ces conditions de déformation se traduit par un exposant des contraintes inférieur à 2 alors que celui-ci est proche de 3 aux vitesses de déformation généralement imposées en laboratoire. Une identification des modes de déformation des glaces des calottes polaires est nécessaire pour expliquer cette transition entre une loi de fluage à  $n=3$  et  $n<2$  pour les faibles vitesses de déformation.

Il est aussi essentiel de préciser les processus physiques mis en jeu dans la déformation des glaces polaires pour améliorer les modèles de déformation établis dans le but de reproduire le comportement mécanique et simuler le développement de textures.

Nous avons vu que la recristallisation par rotation intervient largement dans les calottes polaires. Son rôle comme processus de restauration et comme mécanisme de formation des textures est encore mal évalué. Cependant, la connaissance de son influence est indispensable pour évaluer les hypothèses nécessaires à l’exploitation de modèles de déformation tel que le modèle viscoplastique autocohérent VPSC, utilisé pour simuler le développement de textures dans les calottes polaires.

De nombreux progrès ont été réalisés grâce à l’analyse structurale des glaces des calottes polaires. Les données tirées des mesures in-situ (profils de densité des glaces bulleuses, réseaux de déformation, inclinométrie des trous de forage...) sont évidemment à la

base des tests choisis pour valider les modèles physiques de déformation.

Nous nous appuyerons largement sur les données des carottages profonds et plus spécialement sur celles tirées de l'analyse microstructurale (diffraction X) des glaces de la carotte de Vostok.

Ces informations nous permettront de valider nos modèles de déformation des glaces polaires, mais aussi de définir les paramètres du modèle VPSC adaptés à la simulation du développement des textures dans les calottes polaires.

## Chapitre 2

# Analyse des mécanismes de déformation des glaces polaires. Approches théorique et expérimentale.

### 2.1 Introduction

Les conditions de déformation dans les calottes polaires sont caractérisées par de faibles contraintes ( $\sigma < 0.1 \text{MPa}$ ) et de faibles vitesses de déformation ( $\dot{\epsilon} < 10^{-10} \text{s}^{-1}$ ). Des déformations importantes ( $>2$ ) sont atteintes puisque l'âge de la glace peut dépasser 400 000 ans. La déformation est associée au grossissement normal et à la recristallisation par rotation dans la plus grande partie des calottes, et la recristallisation par migration peut s'initier près du socle rocheux.

Dans les conditions de déformation des calottes polaires l'exposant des contraintes  $n$  de la loi de fluage a une valeur inférieure à 2, alors que dans les conditions de déformation de laboratoire  $n$  est de l'ordre de 3.

L'analyse des modes de déformation des glaces polaires est l'un des objectifs de ce chapitre.

Le mode de déformation privilégié, quelques soient les conditions de déformation, est le glissement basal. De nombreux travaux ont considéré celui-ci comme largement prépondérant (Castelnau et al., 1996b; Azuma, 1994; Lliboutry, 1993) pour la déformation de la glace polycristalline. Or, les modèles utilisés pour simuler le développement de textures dans les calottes polaires ne peuvent reproduire les textures observées qu'en impliquant d'autres modes de déformation (Castelnau, 1996; Gagliardini, 1999; Duval et al., 1983). Les autres modes de déformation que l'on peut envisager sont tout d'abord le glissement sur les systèmes prismatiques et pyramidaux. La montée des dislocations doit elle aussi être considérée. Or, comme nous l'avons vu au chapitre 1, il semble que la contribution à la déformation du glissement des dislocations sur les plans non basaux est relativement

faible. La montée des dislocations ne peut être exclue, mais les faibles valeurs des coefficients de diffusion des molécules  $H_2O$  lui confèrent une cinétique assez lente.

Dans ce chapitre nous allons envisager d'autres modes de déformation en relation avec les hétérogénéités de déformation entre les grains et la formation de contraintes internes. Ces modes de déformation sont liés à des distorsions du réseau caractéristiques des conditions de déformation aux faibles contraintes.

Nous verrons que ces distorsions du réseau sont possibles en raison de la faible accommodation par la migration des joints de grains dont la cinétique, au cours du grossissement normal et de la recristallisation par rotation dans les calottes polaires est environ 1000 fois plus lente que dans le cas de la recristallisation par migration.

Il est donc important d'insister sur les différences fondamentales entre les processus de déformation à fortes ou à faibles contraintes.

A plus fortes contraintes ( $\sigma > 0.5$  MPa) Mansuy (2001) a mis en évidence des zones où la déformation se localise sous forme de bandes de flexion, celles-ci étant initiées par les fortes concentrations de contraintes localisées aux joints triples. Ces expériences ont été effectuées en déformation plane et dans des conditions où la recristallisation par migration n'était pas initiée.

L'influence de la recristallisation par rotation sur le comportement mécanique des glaces des calottes polaires sera développée par l'intermédiaire d'une modélisation de l'évolution de paramètres tels que la taille des grains, la densité de dislocations le long des carottes de glace au cours de la déformation.

Nous verrons ensuite que la glace est un matériau fortement anisotrope dans lequel les gradients de déformation peuvent se traduire par l'existence de dislocations géométriquement nécessaires comme décrites par Ashby (1970). L'organisation des dislocations géométriquement nécessaires est liée aux conditions de déformation et en particulier à la cinétique de migration des joints de grains au cours de la recristallisation. Lorsque la cinétique de migration est lente, des distorsions continues du réseau cristallin se forment.

Les résultats d'expériences de diffraction X sur des monocristaux de glace de la carotte de Vostok nous permettent de préciser l'influence des dislocations géométriquement nécessaires, et d'apporter de nouvelles informations concernant la nature et l'arrangement des dislocations dans des monocristaux issus des calottes polaires.

## 2.2 Les modes de déformation des glaces polaires

### 2.2.1 Un modèle de déformation basé sur les processus de recristallisation par rotation

A partir des données des calottes polaires (température, taille des grains, vitesse de déformation) il est possible d'établir un modèle reliant les principales grandeurs intervenant dans la loi de fluage, pour les conditions extrêmes de la déformation de la glace des calottes polaires. Nous avons ainsi pris en compte le formalisme du grossissement normal et de la recristallisation par rotation tels qu'ils interviennent dans les calottes polaires (lorsqu'il n'y pas recristallisation par migration) afin de développer un modèle de déformation qui permette de reproduire, en moyenne sur un ensemble de grains, des relations précises entre la taille des grains, la densité de dislocations, et la vitesse de déformation (Montagnat et Duval, 2000).

Le mécanisme de déformation basé sur le glissement intracristallin accommodé par la migration des joints de grains a été proposé pour la glace par Pimienta et al. (1987) et par Alley (1992) mais aussi pour les métaux à haute énergie de faute d'empilement par Gourdet et al. (1996). Nous l'avons développé à partir des équations déjà utilisées par les auteurs cités ci-dessus. La validation des résultats de ce modèle par les données des carottes de GRIP, Byrd et Vostok nous permet de montrer l'influence de la migration des joints de grains, à travers le grossissement normal ou la recristallisation par rotation, comme mécanisme d'accommodation de la déformation de la glace aux faibles contraintes.

#### 2.2.1.1 Equations constitutives générales

Les mécanismes considérés dans ce modèle sont les suivants : le glissement des dislocations sur les plans de base, la formation de sous grains puis de nouveaux grains par rotation progressive des sous joints, et l'annihilation des dislocations par la migration des joints de grains.

D'un point de vue général, la variation de la densité de dislocations au cours de la déformation peut s'écrire :

$$d\rho = \left( \frac{\delta\rho}{\delta\varepsilon} \right)_t d\varepsilon + \left( \frac{\delta\rho}{\delta t} \right)_\varepsilon dt \quad (2.1)$$

L'augmentation de la densité de dislocations est due principalement à l'accumulation des dislocations sur les plans de base. La restauration est elle, supposée provenir essentiellement de la migration des joints de grains et de la formation de nouveaux grains au cours de la recristallisation par rotation.

Comme nous l'avons vu, la montée des dislocations est un mécanisme dont la cinétique est relativement faible. Nous avons donc choisi de négliger ce processus dans les phénomènes de restauration, mais il intervient sans doute dans la formation des sous joints de grains. L'augmentation de la densité de dislocations due à la déformation est :

$$\frac{d\rho^+}{dt} = \frac{\dot{\epsilon}}{bD} \quad (2.2)$$

où  $\dot{\epsilon}$  est la vitesse de déformation et  $b$  la norme du vecteur de Burgers. Le libre parcours moyen des dislocations mobiles  $D$  correspond à la taille des grains. Ceci n'est pas vrai dans le cas où il y a présence de sous grains, mais nous ferons l'approximation que ces sous grains sont en moyenne peu nombreux sur l'ensemble de la population des grains et ne sont pas de vrais obstacles au glissement des dislocations.

Une autre approximation consiste à considérer toutes les dislocations comme mobiles, même celles localisées dans les sous grains. Encore une fois, le fait de considérer uniquement les propriétés moyennes d'une population nous permet de penser que cette approximation aura peu d'influence dans un premier temps.

Lorsqu'il y a migration des joints de grains, on admettra que les dislocations localisées dans le volume balayé par les joints de grains sont totalement absorbées. La diminution de la densité de dislocations correspondante est :

$$\frac{d\rho_1^-}{dt} = 2\alpha\rho\frac{v_{jdg}}{D} \quad (2.3)$$

où  $v_{jdg}$  est la vitesse de migration des joints de grains, et  $\alpha$  un coefficient qui peut dépasser 1 si l'on souhaite prendre en compte un écrouissage cinématique, et donc une accumulation des dislocations près des joints (de La Chapelle et al., 1998).

### 2.2.1.2 Rôle du grossissement normal des grains

Dans la partie supérieure des calottes polaires, la migration des joints de grains associée au grossissement normal est le seul mécanisme d'accommodation du glissement intracristallin.

Il a été décrit au chapitre précédent, nous nous contenterons de mettre en équation son influence sur la taille des grains et la densité de dislocations.

Nous choisissons de négliger l'influence des particules, des bulles et des éléments solubles sur la migration des joints de grains (Alley et al., 1986), ainsi la variation avec le temps de la taille des grains s'écrit (voir chapitre 1):

$$D^2 = D_0^2 + K_{gn}t \quad (2.4)$$

où  $D_0$  est la taille moyenne extrapolée au temps  $t=0$ .  $K_{gn}$  est le taux de migration des joints de grains associé au grossissement normal.

A l'aide des équations 2.2 à 2.4, on déduit l'équation donnant l'évolution de la densité de dislocations en fonction du temps pour une valeur donnée de  $\dot{\epsilon}$  :

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\dot{\epsilon}}{bD} - \alpha \frac{\rho K_{gn}}{D^2} \quad (2.5a)$$

$$\rho(t) = \frac{2\dot{\epsilon}}{3K_{gn}b} \left( D - \frac{B}{D^2} \right) \quad (2.5b)$$

où  $B$  est une constante dépendant de la valeur initiale de la densité de dislocations.

La dérivée de l'équation 2.5 étant toujours positive, la densité de dislocations ne fait que croître lorsque le glissement est accommodé uniquement par le grossissement normal des grains.

Un équilibre ne peut donc être atteint que par l'intervention d'un processus contrebalançant cette augmentation. C'est le cas lorsque la recristallisation par rotation intervient, car la création de nouveaux joints de grains est un mécanisme qui réduit la densité de dislocations dans les grains.

### 2.2.1.3 Influence de la recristallisation par rotation

La création de nouvelles parois à partir de la désorientation progressive des sous grains va contribuer à la décroissance de la densité de dislocations.

Le vitesse de migration des joints de grains dans la zone de recristallisation par rotation est du même ordre de grandeur que celle observée dans la zone de grossissement normal ( $K_{gn} \approx K_{rex}$ ), figure 1.9 (Duval et Castelnau, 1995).

Par contre, l'équation 2.4, et donc 2.5 ne s'appliquent pas lorsque la force motrice de la migration des joints de grains est la différence en énergie stockée.

Plusieurs hypothèses sont donc nécessaires pour poursuivre le raisonnement.

On considère que l'effet de la germination par rotation des sous grains, associée à la migration des joints de grains est d'atteindre un état d'équilibre caractérisé par une taille de grain constante. Cela est valable uniquement lorsque la température reste constante le long d'une partie de la carotte car le taux de migration des joints de grains est une fonction de la température. Nous verrons que cette situation se retrouve à GRIP et à Byrd.

La transition entre la zone de grossissement normal et la zone d'influence de la recristallisation, où la taille de grain atteint sa valeur d'équilibre, constitue une zone où les équations inhérentes aux deux mécanismes sont vérifiées.

Ainsi, au niveau de ce point de transition on peut utiliser l'équation 2.4 pour obtenir la vitesse de migration des joints de grains :

$$v_{jdg} = \frac{K}{2D} \quad (2.6)$$

La taille de grain restant constante, cette valeur de vitesse de migration, si elle est vérifiée au point de transition (point d'équilibre) sera vérifiée tant que les paramètres vitesse de déformation et température restent constants, étant donné que  $K_{gn} \approx K_{rex} = K$  (figure 1.9).

Il reste à formuler le mécanisme de création de nouveaux grains qui permet la diminution de la densité de dislocations.

On considère que la création d'un nouveau grain se fait, en moyenne, par la division d'un grain en deux parties.

La densité de dislocations associée à un sous joint de longueur moyenne  $D$  et de désorientation  $\theta$  est donnée par :

$$\rho_{sj} = \frac{2\theta}{bD} \quad (2.7)$$

Un sous joint devient un joint de grain lorsqu'il a atteint une désorientation critique  $\theta_c$ . La création d'une nouvelle paroi va induire une diminution de la densité de dislocations correspondant aux dislocations utilisées pour créer la nouvelle paroi :

$$\Delta\rho_2^- = \frac{2\theta_c}{bD} \quad (2.8)$$

L'aire totale de joint de grain par unité de volume peut être approximée par :

$$S_{jdg} = \frac{3}{D} \quad (2.9)$$

où  $D$  est ici la taille moyenne des grains (qui est aussi la longueur moyenne des sous joints puisque ceux-ci sont considérés comme séparant le grain en deux).

La création d'un nouveau joint de grain va engendrer une augmentation  $dS_{jdg}^+$  de l'aire moyenne des joints de grains. Ainsi, à partir de l'équation 2.8 on peut exprimer la variation de densité de dislocations due à la formation d'une nouvelle paroi :

$$\frac{d\rho_2^-}{dt} = \left( \frac{2\theta_c}{3b} \right) \frac{dS_{jdg}^+}{dt} \quad (2.10)$$

La migration des joints de grains crée, elle, une diminution de la surface moyenne des joints de grains  $dS_{jdg}^-$  qui peut être obtenue à partir de l'équation 2.9, lorsque l'on connaît la variation de  $D$  due uniquement à la migration.

Avec l'apparition de la recristallisation par rotation, lorsque la température est constante on atteint un équilibre de la taille des grains. Cela se traduit par l'égalité entre  $dS_{jdg}^-$  et  $dS_{jdg}^+$  qui nous permet d'obtenir une relation directe entre la variation de la taille moyenne



des grains et la diminution de la densité de dislocations moyenne due à la création de nouvelles parois :

$$\frac{dS_{jdg}^-}{dt} = \left( \frac{3}{D^2} \right) \frac{dD}{dt} \quad (2.11a)$$

$$dS_{jdg}^- = dS_{jdg}^+ \quad (2.11b)$$

$$\frac{d\rho_2^-}{dt} = \left( \frac{2\theta_c}{bD^2} \right) \frac{dD}{dt} \quad (2.11c)$$

Un bilan de l'évolution de la densité de dislocations en tenant compte de la création au cours de la déformation, et de la disparition par migration des joints de grains et par création de nouveaux joints de grains s'exprime :

$$d\rho = d\rho^+ - d\rho_1^- - d\rho_2^- \quad (2.12a)$$

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\dot{\varepsilon}}{bD} - 2\alpha \frac{\rho v_{jdg}}{D} - \left( \frac{2\theta_c}{bD^2} \right) \frac{dD}{dt} \quad (2.12b)$$

Les équations 2.12 sont valables dans la zone de recristallisation par rotation mais nous ne connaissons pas l'expression de  $v_{jdg}$ , la vitesse de migration des joints de grains dans cette zone.

Cependant, comme nous l'avons vu au début de ce paragraphe, lorsqu'on est à la transition entre la zone de grossissement normal et la zone de recristallisation par rotation, les vitesses de migration sont proches, on peut appliquer l'équation 2.6 pour obtenir  $v_{jdg}$  à l'équilibre.

On obtient l'équation finale 2.13 qui relie les grandeurs densité de dislocations, taille des grains et vitesse de déformation à l'équilibre entre les deux processus ( $d\rho = 0$ ) :

$$\dot{\varepsilon} = \frac{bK}{D_{eq}} \left( \alpha\rho_{eq} + \frac{2\theta_c}{bD_{eq}} \right) \quad (2.13)$$

Il est possible de remonter à la valeur de la densité de dislocations à l'équilibre entre les deux processus lorsque l'on connaît la valeur de  $\dot{\varepsilon}$ , de la taille moyenne des grains (données provenant de l'analyse des carottages), et une estimation de  $\theta_c$ .

Dans les zones où la température reste constante, comme dans le cas de GRIP et Byrd, cet équilibre est maintenu, et alors la valeur de la densité de dislocations à l'équilibre est valable sur le reste de la carotte tant que les autres paramètres ne varient pas.

#### 2.2.1.4 Application aux calottes polaires

A partir du formalisme développé dans les paragraphes précédents nous avons calculé l'évolution de la densité de dislocations le long des carottes de Byrd et de GRIP.

Par comparaison, nous nous intéresserons aussi au cas de la carotte de Vostok pour laquelle ce calcul n'a pas été possible car la température n'est pas constante le long de cette carotte.

Les caractéristiques principales de ces 3 sites sont résumées dans le tableau 1.1 au paragraphe 1.6.2.

Les calculs sont limités aux 1000 premiers mètres de la carotte de Byrd et aux 1500 premiers mètres de la carotte de GRIP. Ces limites correspondent aux zones pour lesquelles la température reste constante le long de la carotte.

En raison de la faible pente de surface sur les sites de carottage, le cisaillement horizontal est négligé. On considèrera que la vitesse de déformation verticale est constante dans la zone d'étude des carottes. Dans le cas de la carotte de Vostok, on peut estimer que les équations sont applicables, mais la température varie et l'on ne peut pas conserver les valeurs trouvées à l'équilibre. Cependant, on ne peut exclure une influence similaire car la taille des grains calculée en omettant la création de nouvelles parois conduit à des valeurs bien supérieures à celles observées (de La Chapelle et al., 1998).

En se fiant aux observations, nous avons considéré que la recristallisation par rotation était influente à partir de 400 m de profondeur pour Byrd (Alley et al., 1995) et à partir de 650 m à GRIP (de La Chapelle et al., 1998).

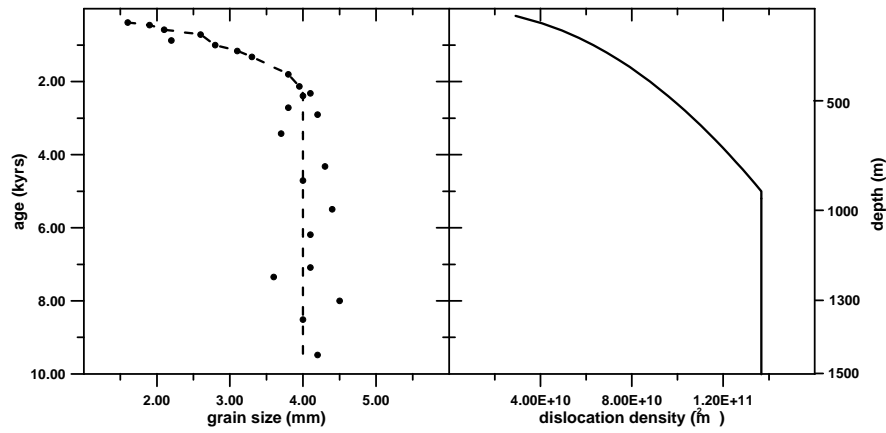
Les premiers calculs ont été faits en prenant  $\alpha = 1$ ,  $\theta_c = 5^\circ$  et  $\rho = 10^{10} m^{-2}$  au temps  $t=0$ . Cette valeur de densité de dislocations est raisonnable pour une glace non déformée (Duval et al., 2000).

La valeur de  $\alpha$  égale à 1 correspond à considérer que la répartition des dislocations est uniforme dans les grains. La valeur de  $\theta_c$  est issue d'observations visuelles de sous joints de grains en lumière polarisée sur la glace de ces carottages.

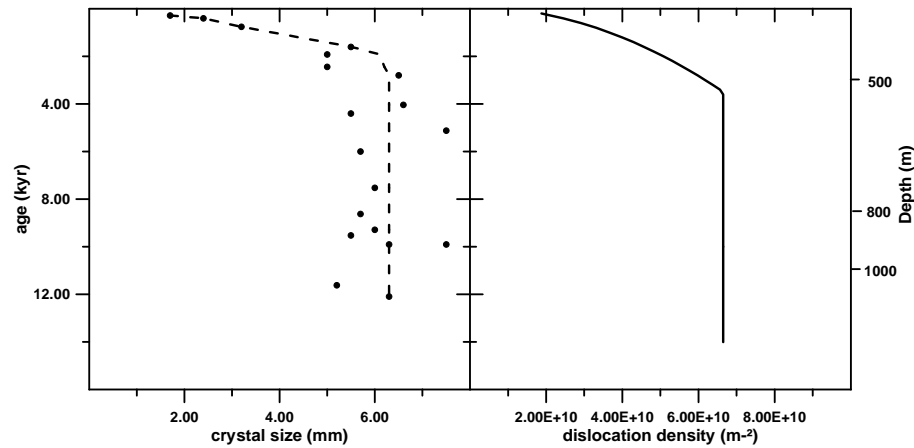
Sur la figure 2.1 nous avons reporté, pour les carottes de Byrd et de GRIP une courbe représentant l'évolution de la taille des grains en fonction de la profondeur, telle qu'elle a été observée, et la densité de dislocations calculée avec les hypothèses précédentes.

Le calcul de la densité de dislocations à l'équilibre à été effectué à partir de l'équation 2.13 en considérant la taille moyenne à l'équilibre donnée par le tableau 1.1.

On observe une très bonne correspondance entre la profondeur de transition trouvée par le modèle, et celle observée sur les données de taille des grains pour la carotte de Byrd. La densité de dislocations correspondante est proche de  $7 \times 10^{10} m^{-2}$ . L'accord est moins bon pour la carotte de GRIP, mais un meilleur accord est trouvé pour  $\alpha = 2$  (figure 2.2), ce qui montrerait une influence plus forte de l'anisotropie de la répartition des dislocations dans les grains que dans le cas de Byrd.



a)



b)

FIG. 2.1 – Evolution de la taille des grains observée et densité de dislocations calculée dans a) les 1500 premiers mètres de la carotte de GRIP, b) les 1000 premiers mètres de la carotte de Byrd

Si les vitesses de déformation sont identiques, et les températures relativement proches pour les deux sites, on constate une différence importante de la valeur de la taille moyenne des grains à l'équilibre (4 mm pour GRIP contre 6.3 mm pour Byrd). Cette différence est à relier à l'écart important entre les taux de migration des joints de grains ( $K_{Byrd} > 2 \times K_{GRIP}$ ).

Étant donné que la production de dislocations donnée par l'équation 2.2 est similaire pour les deux sites, l'accommodation du glissement intracristallin par la migration des joints de grains a plus d'influence dans le cas de Byrd, les accumulations de dislocations aux joints de grains sont donc moins importantes.

Il est donc assez logique de devoir choisir une valeur du paramètre  $\alpha$  plus grande pour

GRIP que pour Byrd puisque les hétérogénéités de répartition des dislocations dans les grains y sont plus importantes.

On obtient donc un bon accord pour la carotte de GRIP avec  $\alpha = 2$ . Pour cette valeur

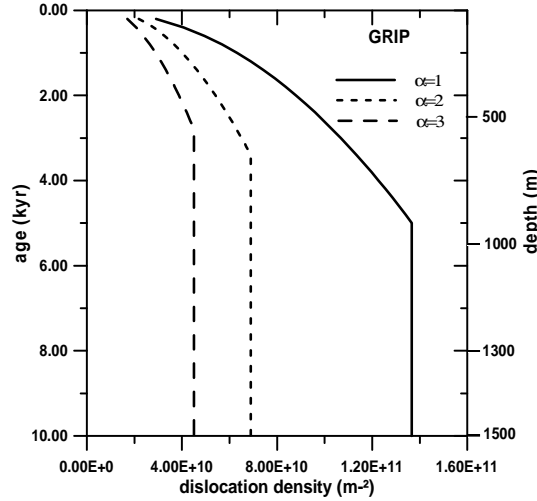


FIG. 2.2 – Variation de l'évolution de la densité de dislocations le long de la carotte de GRIP pour différentes valeurs du paramètre  $\alpha$

de  $\alpha$  la densité de dislocations à l'équilibre est égale à environ  $6.8 \times 10^{10} m^{-2}$ , ce qui est très proche de la valeur trouvée à Byrd pour  $\alpha=1$ .

L'énergie correspondant à cette densité de dislocations peut être estimée par l'équation :  $E_{disl} = \rho G b^2 / 2$ , elle vaut environ  $20 J m^{-3}$  pour les densités trouvées à l'équilibre pour les deux carottes.

Cette énergie est à comparer à l'énergie liée aux joints de grains, qui gère le mécanisme de grossissement normal. Cette dernière est  $3\gamma_{gb}/D$  et vaut respectivement  $48 J m^{-3}$  et  $30 J m^{-3}$  pour GRIP et Byrd, avec  $\gamma_{gb} = 0.065 J m^{-2}$ .

L'ordre de grandeur des deux énergies est donc sensiblement le même, ce qui nous permet de confirmer le fait que les valeurs de densité obtenues correspondent bien à un état de transition entre le grossissement normal et la recristallisation par rotation.

Les résultats indiquent que l'absorption des dislocations par migration des joints de grains, ainsi que la formation de nouveaux joints de grains au cours de la recristallisation continue sont des processus efficaces pour l'accommodation du glissement intracristallin dans les calottes polaires.

Le modèle exposé fournit des valeurs de densité de dislocations de l'ordre de  $7 \times 10^{10} m^{-2}$

à l'équilibre. Ce sont des valeurs moyennes qui sont obtenues en tenant compte de l'anisotropie moyenne de la répartition des dislocations dans les grains. Les contraintes internes sont modélisées par l'intermédiaire du paramètre  $\alpha$  pour la migration, et par la création de nouveaux joints de grains suite à la formation d'une sous structure de dislocations. Les résultats obtenus sur la carotte de GRIP montrent que l'influence moyenne des ces contraintes internes n'est pas négligeable.

## 2.2.2 Les gradients de déformation

Le modèle présenté au paragraphe précédent a permis de mettre en évidence le rôle du grossissement normal et de la recristallisation par rotation sur la déformation de la glace polaire, au niveau du comportement macroscopique.

Ces mécanismes doivent avoir une influence non négligeable sur les modes de déformation (comportement microscopique) qui interviennent dans les conditions des calottes polaires pour accommoder le glissement basal, comme en atteste la variation de la valeur de l'exposant de la loi de fluage pour des contraintes inférieures à 0.1 MPa.

Au cours de la déformation de la glace, les dislocations glissent essentiellement sur les plans de base. Cette forte anisotropie induit la création d'hétérogénéités de déformation importantes qui se traduisent par des gradients de déformation dans les grains.

La glace est donc un matériau plastiquement non homogène, comme ceux décrits par Ashby (1970) pour expliciter la notion de gradients de déformation et introduire les dislocations géométriquement nécessaires auxquelles ceux-ci sont associés.

Les mécanismes de recristallisation vont influencer la nature et la répartition des dislocations géométriquement nécessaires. En particulier, la migration des joints de grains va jouer un rôle différent selon qu'elle a lieu dans un régime assez lent associé à la recristallisation par rotation ou dans le régime rapide caractéristique de la recristallisation par migration.

### 2.2.2.1 La déformation dans les matériaux plastiquement non homogènes

Il nous a paru important d'introduire ici les notions fondamentales développées par Ashby (1970) puis Fleck et al. (1994) concernant la plasticité des matériaux anisotropes.

Ashby (1970) développe la théorie des gradients de déformation en considérant des matériaux plastiquement hétérogènes biphasés. Cependant il est possible d'étendre celle-ci aux matériaux qui, comme la glace, possèdent une forte anisotropie viscoplastique et sont composés de grains dits "mous", c'est à dire bien orientés pour la déformation et de

grains dits “durs”, mal orientés pour la déformation (Fleck et al., 1994).

Des gradients de déformation se créent dans ces matériaux et des dislocations sont réparties dans les grains pour accommoder les gradients de déformation et autoriser une déformation compatible des grains. Ces dislocations sont appelées “dislocations géométriquement nécessaires”, pour les distinguer des dislocations “statistiquement réparties” qui s’accumulent en se bloquant les unes les autres de manière aléatoire.

Il est donc possible de séparer la contribution à la déformation en deux parties : une partie homogène et uniforme au cours de laquelle s’accumule une densité  $\rho_s$  de dislocations statistiquement réparties, et une partie locale et non uniforme caractérisée par une densité  $\rho_g$  de dislocations géométriquement nécessaires.

La figure 2.3 illustre la relation entre la densité  $\rho_g$  de dislocations géométriquement nécessaires et la courbure du réseau créée par le gradient de déformation avec la distance.

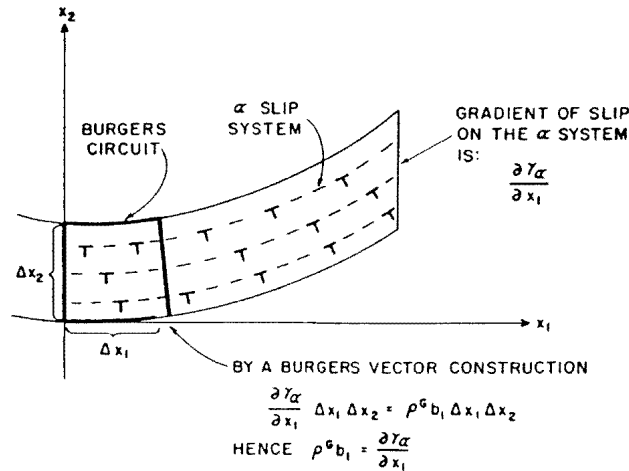


FIG. 2.3 – Courbure du réseau créée par une densité  $\rho_g$  de dislocations géométriquement nécessaires, d’après Ashby (1970).

Si l’on considère un système de glissement  $\alpha$ , et un vecteur de Burgers  $\mathbf{b}$  dans la direction  $x_1$ , alors le gradient de cisaillement  $\frac{\partial \gamma_\alpha}{\partial x_1}$  sur ce système nécessite la densité  $\rho_g$  de dislocations géométriquement nécessaires avec :

$$\rho_g = \frac{1}{b} \left( \frac{\partial \gamma_\alpha}{\partial x_1} \right) \quad (2.14)$$

où  $\gamma_\alpha$  est le cisaillement sur le système  $\alpha$ .

Ainsi la courbure du réseau qui en découle s’écrit :

$$K = \rho_g \cdot b \quad (2.15)$$

Les gradients de déformation se localisent sur une longueur caractéristique qui peut être considérée comme proche de la taille des grains dans le cas des polycristaux (Fleck et al.,

1994).

Le cas présenté ci-dessus est le cas simplifié qui correspondrait pour la glace à des dislocations coins réparties le long du plan de base. On peut aussi considérer des dislocations vis qui créent une torsion des plans de base les uns par rapport aux autres, autour d'un axe parallèle à l'axe  $c$ .

### 2.2.2.2 Application à la glace

Les gradients de déformation ont probablement un rôle important pour la glace du fait de la forte anisotropie du cristal. Ils sont associés à des contraintes internes dont l'importance va contrôler le comportement mécanique de la glace.

D'un point de vue général, pour compenser une forte hétérogénéité de déformation entre deux grains, les dislocations vont s'accumuler aux joints de grains, et distordre localement le réseau de manière importante. Les dislocations géométriquement nécessaires peuvent aussi se répartir uniformément le long des plans de base créant une flexion ou une torsion continue du réseau.

Les deux situations sont schématisées sur la figure 2.4.

Si l'on considère que la majorité des dislocations dans la glace sont de type vis ou mixte, cela induit un autre type de gradient de déformation qui se traduirait plutôt par une rotation des plans de base autour de l'axe  $c$ . Ceci n'est pas représenté mais nous verrons son importance dans le paragraphe 2.3, par sa mise en évidence au cours d'expériences de diffraction X.

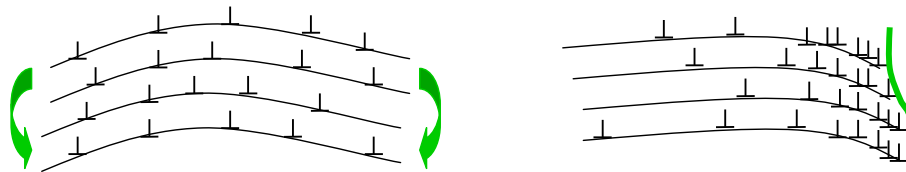


FIG. 2.4 – *Dislocations géométriquement nécessaires dans la glace. Gauche : flexion uniforme des plans de base. Droite : Distorsion par accumulation de dislocations aux joints de grains.*

Dans les conditions de déformation des calottes polaires l'accumulation des dislocations aux joints de grains découle principalement de l'écroissage cinématique au cours du fluage primaire et est limitée par la migration des joints de grains. La cinétique de migration associée à la recristallisation par rotation étant relativement faible, les contraintes internes liées aux incompatibilités de déformation entre voisins ne peuvent être que faiblement relaxées. Les vitesses de déformation étant elles mêmes très lentes, on peut imaginer que les dislocations géométriquement nécessaires se répartissent en créant des distorsions

de nature plutôt continue sous forme de flexion ou torsion du réseau. Ces distorsions induisent un degré de déformation supplémentaire dans le grain, qui accommode le glissement basal et compense ainsi la forte anisotropie viscoplastique.

De plus, ces distorsions du réseau contribuent à la formation de sous structures de dislocations qui conduisent à la formation de nouveaux joints de grains par la rotation progressive des sous joints.

Ces modes de déformation semblent donc être fortement liés à la recristallisation par rotation.

Duval et al. (1983) envisagent la montée de dislocations basales sur les plans prismatiques ainsi que la montée de dislocations non basales sur les plans de base pour expliquer l'origine des déformations axiales ( $\varepsilon_{11}$ ,  $\varepsilon_{22}$  et  $\varepsilon_{33}$ ) dans les grains d'un polycristal.

Les modes de déformation liés aux distorsions du réseau, pour la déformation aux faibles contraintes, permettent d'expliquer les déformations des grains selon l'axe  $\mathbf{c}$ , sans faire appel à la montée qui est très lente, ni à des dislocations non basales glissant dans des plans pyramidaux.

### 2.2.3 Loi de fluage

Il est difficile de tirer des conclusions autres que qualitatives concernant la relation qui relie la vitesse de déformation à la contrainte à l'aide des résultats du modèle présenté au paragraphe 2.2.1.

L'équation 2.13 relie la vitesse de déformation à la densité de dislocations et à la taille des grains pour l'état d'équilibre dans les calottes polaires, lorsque la température est constante. La taille des grains et la densité de dislocations dépendent de la contrainte, mais la relation de dépendance n'est pas connue.

La relation classiquement utilisée pour relier la densité de dislocations à la contrainte est la suivante :

$$\rho = \beta \left( \frac{\sigma^2}{Gb^2} \right) \quad (2.16)$$

Elle est obtenue en considérant les interactions entre dislocations dans un réseau à 3 dimensions issu du glissement sur différents plans cristallographiques (Friedel, 1964).

Le mouvement des dislocations dans la glace a lieu principalement sur un seul plan de glissement, le plan de base. Les interactions entre dislocations ont donc essentiellement lieu dans un plan de base, ou entre plans de base. La nature des interactions entre dislocations va dépendre des conditions de déformation et de la nature des contraintes internes dans les grains.



D'après Duval et al. (1983) dans les conditions de déformation de laboratoire, les contraintes internes augmentent rapidement jusqu'au fluage secondaire, avant l'initiation de la recristallisation par migration qui se produit pour de faibles valeurs de la déformation (quelques %). Au fluage secondaire les dislocations doivent être essentiellement localisées aux joints de grains, et il se forme des réseaux d'interaction entre dislocations de même nature que ceux décrits par la notion de forêt (Friedel, 1964). Alors la densité de dislocations varie avec la contraintes avec un exposant égal à 2 comme dans le cas des matériaux peu anisotropes.

Aux faibles contraintes, l'absorption des dislocations par la migration des joints de grains est efficace et elle s'oppose à l'apparition de contraintes internes importantes. En admettant que le nombre de lignes de glissement est proportionnel à la contrainte comme pour le monocristal isolé (Neuhauser, 1983), une dépendance linéaire de  $\rho$  avec la contrainte est attendue.

Des exposants proches de 2 ont été obtenus lors de déformation en laboratoire pour des contraintes inférieures à 0.2 MPa (Duval et Castelnau, 1995). Dans ces conditions les vitesses de déformation sont faibles et les durées d'expérience longues. Aussi les mesures sont faites au début du fluage secondaire, ce qui confirme sans doute l'influence de la migration des joints de grains entre les fluages primaire et secondaire.

En résumé, la décroissance de l'exposant des contraintes pour des contraintes inférieures à 0.1 MPa dans les calottes polaires concorde avec l'apparition des processus de grossissement normal et de recristallisation par rotation et la migration lente des joints de grains doit jouer un rôle fondamental.

D'autres processus peuvent être évoqués pour expliquer cet exposant des contraintes proche de 2 dans les conditions de déformation des calottes polaires, en particulier, nous verrons dans le paragraphe suivant, l'hypothèse de Goldsby et Kohlstedt (2001) se basant sur le mécanisme de glissement aux joints de grains. Nous verrons aussi comment il est possible de réfuter cette hypothèse en considérant les cinétiques de développement de textures dans les calottes polaires.

#### 2.2.4 L'hypothèse du glissement aux joints de grains

A partir de travaux effectués sur des glaces à grains fins mettant en évidence la présence de glissement aux joints de grains lors de la déformation, Goldsby et Kohlstedt (1997) extrapolent leurs résultats aux glaces polaires. L'objectif est de montrer l'influence de la superplasticité comme mécanisme de déformation permettant d'expliquer l'exposant des contraintes proche de 2 (Goldsby et Kohlstedt, 1998, 2001).

### 2.2.4.1 Glissement aux joints de grains pour des glaces à grains fins

Des échantillons dont la taille des grains est comprise entre 3 et 200  $\mu\text{m}$  ont été déformés en compression sous une pression d'un bar, à une température comprise entre  $-80$  et  $-30$  °C (Goldsby et Kohlstedt, 1997).

Les courbes contrainte-déformation montrent une transition entre un régime à  $n = 4$  et un régime à  $n = 1.8$ , la transition ayant lieu pour une contrainte comprise entre 5 et 1 MPa selon la taille des grains, figure 2.5. Aux contraintes les plus faibles et pour les grains les plus fins, un régime à  $n = 2.4$  est observé.

On rappelle que les tailles moyennes des grains dans les calottes polaires sont grossièrement comprises entre 1 et 10 mm, et les températures sont comprises entre  $-57$  °C et  $0$  °C.

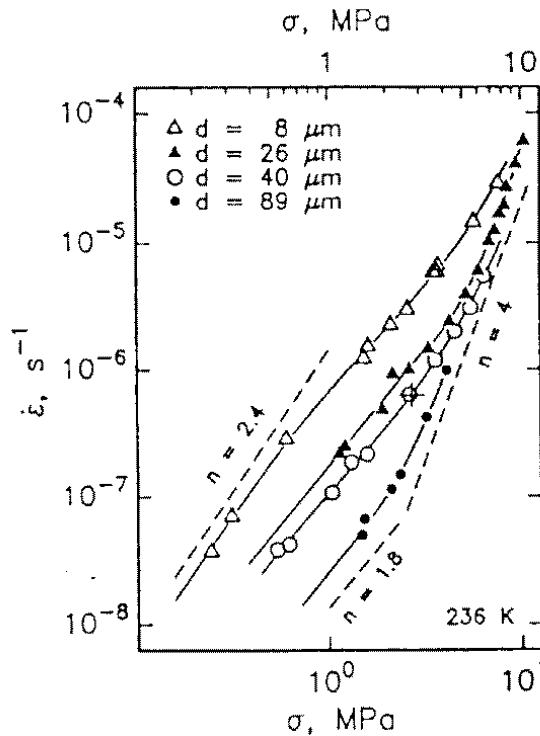


FIG. 2.5 – Courbe de fluage à 236 K, d'après Goldsby et Kohlstedt (1997).  $d$  est la taille des grains, elle est comprise entre 8 et 89  $\mu\text{m}$ .

D'après ces auteurs, les régimes à  $n = 1.8$  et à  $n = 2.4$  indiquent respectivement un mode pour lequel le glissement basal est accommodé par le glissement aux joints de grains, et un mode pour lequel le glissement aux joints de grains est accommodé par le glissement basal. Dans le cas  $n = 1.8$ , le glissement aux joints de grains est plus lent que le glissement basal, imposant ainsi la valeur de  $n$ , alors que dans le cas  $n = 2.4$ , le glissement basal est le plus lent, et impose la valeur 2.4 pour la loi de fluage.

Le régime à  $n = 4$  est lui caractéristique d'une déformation due au glissement basal avec contribution des systèmes de glissement non basaux ou de la montée des dislocations.

Le régime correspondant à un exposant des contraintes égal à 1.8 implique une dépendance de la taille des grains dans la loi de fluage caractérisée par un exposant  $p = 1.4$ . Il est compatible avec un mode de déformation de type superplastique pour lequel le glissement aux joints de grains est accommodé par la montée des dislocations (Langdon, 1994), et pour lequel  $n = 2$  et la dépendance de la taille des grains est en  $p = 2$ .

Dans les conditions du régime de fluage à  $n = 1.8$ , Goldsby et Kohlstedt émettent l'hypothèse que les contributions à la vitesse de déformation du glissement aux joints de grains et du glissement des dislocations sont additives, ce qui leur permet de déduire une contribution du glissement intracristallin de 25%, les 75% restant étant attribués au glissement aux joints de grains. Les observations de la forme des grains et des jonctions entre grains sur les échantillons fabriqués en laboratoire par Goldsby et al. semblent appuyer cette hypothèse.

Ainsi, cela leur permet de montrer que le mécanisme limitant la cinétique de déformation dans le régime à  $n = 1.8$  est le glissement aux joints de grains, et qu'alors, la glace présente un comportement superplastique.

#### 2.2.4.2 Extrapolation aux glaces des calottes polaires

Goldsby et Kohlstedt (2001) utilisent les résultats exposés ci-dessus, et obtenus pour des grains de taille inférieure au millimètre, pour une application aux glaces des glaciers et des calottes polaires.

En extrapolant les résultats de la courbe 2.5 aux conditions des calottes polaires (température, taille des grains, contraintes) ils expliquent l'exposant des contraintes  $n$  proche de 2 par un mécanisme de fluage dislocations (glissement basal) accommodé par le glissement aux joints de grains (régime de fluage à  $n=1.8$ ).

Cette hypothèse est contestable au regard du développement de textures ainsi que des observations sur l'aplatissement des grains au cours de la déformation le long des calottes polaires (Lipenkov et al., 1989; Duval et Montagnat, 2001).

La déformation dans les calottes polaires est caractérisée par la formation de textures assez marquées dès les premières centaines de mètres de profondeur, voir chapitre 1. Or les modèles et observations sur la superplasticité s'accordent pour dire que le glissement au joint de grain, s'il est majoritaire, a tendance à ralentir voir annihiler la formation de textures (Chokshi et al., 1993). Le glissement aux joints de grains n'est donc pas un mécanisme conduisant à la formation de textures, (Duval et Montagnat, 2001), contrairement à ce qui est exposé par Peltier et al. (2000).

Si l'on considère que le glissement aux joints de grains contribue pour plus de 70% à la déformation, alors les 30% de fluage dislocations ne sont pas suffisant pour expliquer la

formation des textures telle qu'observée dans les calottes polaires (Duval et al., 2000).

La figure 2.6 compare les textures de GRIP à 1549 m de profondeur et les textures simulées par le modèle VPSC pour une déformation de 0.75 avec 100% de fluage dislocation et avec seulement 25% de ce fluage.

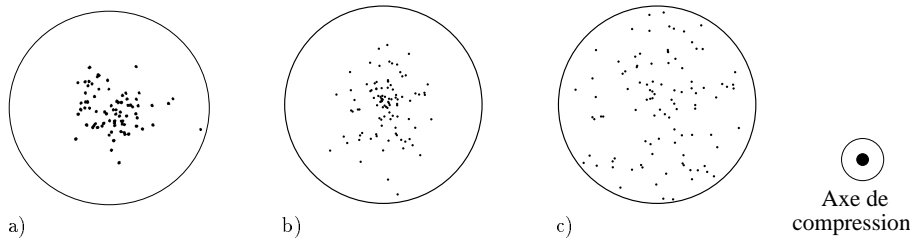


FIG. 2.6 – a) Texture de GRIP à 1549 m de profondeur, correspondant à une déformation de 0.75 principalement en compression uniaxiale. b) et c) Textures simulées par le modèle VPSC pour la même déformation, b) avec 100% de fluage dislocation, c) avec 25% de fluage dislocation.

On voit clairement que le modèle VPSC qui suppose que la rotation du réseau par le glissement intracristallin est le mécanisme permettant la formation de textures reproduit fidèlement les textures observées dans cette partie de la carotte de GRIP où les mécanismes de recristallisation par migration ne sont pas présents. Une même comparaison a été effectuée pour la carotte de Vostok, voir Duval et al. (2000).

De plus, la relation entre l'amincissement des grains et la déformation le long de la carotte de Vostok (Lipenkov et al., 1989) et Dome Concordia (Arnaud et al., 2000) a montré que la vitesse de déformation déduite de cet amincissement est en bon accord avec celle estimée près de la surface des deux sites d'Antarctique, cet amincissement ne peut avoir la même amplitude si le glissement aux joints de grains est dominant.

Ainsi, s'il est possible d'évoquer le glissement aux joints de grains comme un mécanisme contribuant à la déformation en tant que mode de déformation secondaire, celui-ci ne peut pas être le mode de déformation dominant dans les calottes polaires. L'extrapolation de mécanismes observés pour des grains de petite taille (3-200  $\mu\text{m}$ ) à des grains de taille supérieure à quelques mm, et ceci pour les conditions de contrainte et de température des calottes polaires ne semble donc pas réalisable.

## 2.3 Microstructure cristalline des glaces des calottes polaires ; observations par diffraction de rayons X durs (100-400 keV).

L'existence des dislocations géométriquement nécessaires a été évoquée au paragraphe 2.2.2 à propos du rôle des gradients de déformation dans le comportement du polycristal. Ces considérations sont très importantes car elles permettent d'envisager d'autres modes de déformation que le glissement basal, conduisant à une déformation selon l'axe  $c$ .

Des expériences de diffraction de rayons X durs (à hautes énergies) sur des échantillons provenant des forages profonds ont permis de visualiser, dans le volume, la microstructure cristalline de monocristaux de glace déformés in-situ. Les observations ont mis en évidence la présence des dislocations géométriquement nécessaires sous la forme de distorsions continues du réseau cristallin.

Ces résultats apportent une preuve expérimentale des hypothèses théoriques émises au paragraphe 2.2.2.

### 2.3.1 La diffraction des rayons X durs. Principe de la méthode.

Des expériences de diffraction de rayons X durs, c'est à dire à haute énergie, ont été effectuées à l'Institut Laue Langevin de Grenoble.

La technique utilisée (Bastie et Hamelin, 1996; Hamelin et Bastie, 1998) a été développée dans le but d'étudier en volume des monocristaux de plusieurs centimètres d'épaisseur.

Une variante de la méthode de Laue développée par Guinier et Tennevin (1949) a été transposée aux hautes énergies fournies par des générateurs de rayons X haute tension (typiquement 400keV). Le diffractomètre utilise la propriété de focalisation des rayons X dont le principe est décrit sur la figure 2.7. Cette technique est non destructive.

L'échantillon est éclairé par un faisceau divergent, blanc dans la gamme d'énergie considérée, entre 100 et 400keV, correspondant à un spectre continu de longueurs d'onde entre 0.03 et 0.12 Å.

Les différentes zones d'un cristal parfait diffractent avec des angles légèrement différents et les faisceaux diffractés par chacune des zones convergent au même point, à une distance de la source qui est deux fois la distance entre la source et le cristal, figure 2.7. Cette convergence a lieu uniquement dans une direction, et le faisceau diffracté est une ligne.

En général, des réflexions issues de diverses familles de plans cristallographiques sont observées simultanément. Elles vont pouvoir être observées sur un même cliché de diffraction, de taille raisonnable, car l'énergie élevée des photons induit des angles de Bragg faibles

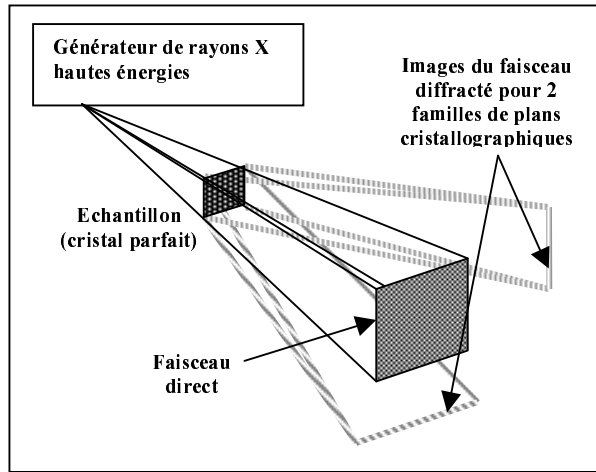


FIG. 2.7 – Principe de focalisation des faisceaux diffractés

(de l'ordre de quelques degrés). Ces réflexions sont localisées au voisinage du faisceau transmis et contenues pratiquement dans un plan normal au faisceau direct.

L'observation et l'acquisition des clichés de diffraction sont effectuées par l'intermédiaire d'un détecteur bidimensionnel CCD (Charge Coupled Device) placé dans le plan de focalisation des faisceaux diffractés.

Les lignes de diffraction traduisent plusieurs propriétés physiques intéressantes. Pour un cristal parfait et infiniment mince, la largeur de ces lignes est égale à la taille du foyer du générateur de rayons X. Les lignes s'élargissent avec l'épaisseur du cristal, mais cette contribution est en général faible car les angles de Bragg sont petits. Les coordonnées des lignes de diffraction dans le plan de focalisation dépendent de l'orientation angulaire des plans diffractants. Ainsi, si le détecteur permet de les localiser avec une bonne précision, on obtient une mesure très précise de l'orientation des plans réticulaires, et ceci d'autant mieux que les distances générateur-échantillon-détecteur sont grandes (jusqu'à quelques mètres). Il en résulte la propriété la plus importante dans le cadre de notre étude : dans le cas d'un cristal imparfait, l'élargissement des lignes est directement relié à la distorsion de l'échantillon, et donc entre autre, à la densité et l'arrangement des dislocations dans le cristal. Une mesure de cette distorsion angulaire peut être envisagée avec une précision de l'ordre de la dizaine de seconde d'arc. De même il est possible de détecter et de caractériser des grains parasites faiblement désorientés par rapport au cristal.

La figure schématique 2.8 représente les différentes informations que l'on peut obtenir par l'analyse d'un cliché de diffraction du type de ce que l'on obtient pour la glace.

- Les deux tâches de diffraction représentées sur ce schéma correspondent à des dif-

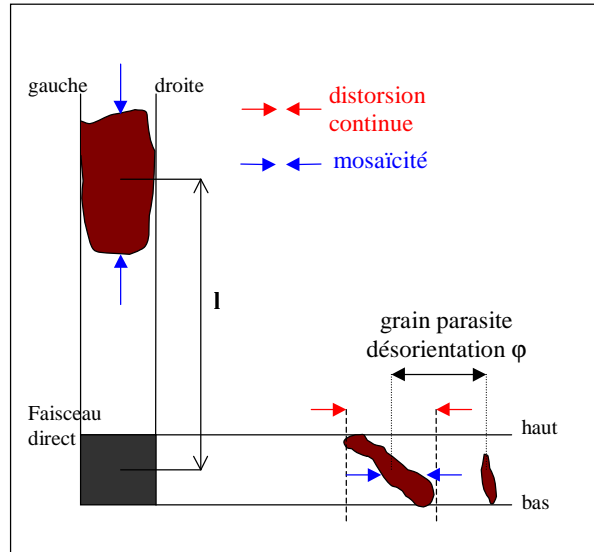


FIG. 2.8 – Schéma de principe de mesure des distorsions : mosaïcité et distorsion continue de part et d'autre de l'échantillon, et détection d'un grain parasite ou d'un sous grain.  $l$  est la distance faisceau direct-tâche de diffraction. Ces tâches fournissent aussi une localisation dans l'échantillon, de gauche à droite de l'échantillon sur la tâche du haut (par rapport au faisceau direct), de bas en haut de l'échantillon sur la tâche de droite.

fractions sur deux plans cristallographiques. Leur position l'une par rapport à l'autre dépend de la position relative des plans cristallographiques.

- La distance entre la tâche de diffraction et la tâche du faisceau direct donne la valeur de l'angle de diffraction de la famille de plans concernée. A l'aide d'un détecteur en énergie il est possible d'obtenir la valeur de l'énergie du faisceau diffracté, et de trouver ainsi la longueur d'onde  $\lambda$ , afin de remonter à la valeur de distance interréticulaire  $d_{hkl}$  pour indexer la tâche de diffraction.

Ceci est résumé par les équations suivantes :

$$\tan(2\theta) = \frac{l}{L} \quad (2.17a)$$

$$\lambda = \frac{hc}{E} \quad (2.17b)$$

$$2d_{hkl} \sin\theta = \lambda \quad (2.17c)$$

où  $\theta$  est l'angle de diffraction de la tâche considérée,  $l$  est la distance faisceau direct-tâche de diffraction,  $L$  est la distance entre l'échantillon et le détecteur,  $E$  est l'énergie de la tâche de diffraction et  $hc = 12.4$  si  $E$  est en  $keV$  et  $\lambda$  en  $\text{Å}$ .

La mesure en énergie sur les pics de diffraction a été mise en place dans la deuxième partie des expériences. Elle a permis d'indexer les tâches dans le cas où l'orientation

du monocristal n'était pas connue.

- L'élargissement des tâches, s'il ne dépend pas du volume analysé, correspond à une distorsion homogène et aléatoire sur tout le monocristal. On l'appelle **mosaïcité**. Elle représente les dislocations réparties aléatoirement dans le cristal ou des petits sous grains dont la désorientation varie autour d'une valeur moyenne.

La **distorsion continue** donne, elle, une mesure de la désorientation progressive de part et d'autre de l'échantillon. En cela, elle est une représentation des dislocations géométriquement nécessaires à l'origine de la désorientation observée. La connaissance des indices cristallographiques de la tâche de diffraction nous permet d'obtenir des informations sur la nature des dislocations géométriquement nécessaires.

Il est possible de relier la distorsion angulaire observée à une densité de dislocations géométriquement nécessaires à partir des équations de courbure du réseau données par Ashby (1970).  $\Delta\theta$  est la distorsion angulaire continue de part et d'autre de l'échantillon (schéma 2.8), alors la densité de dislocations géométriquement nécessaires est :

$$\rho_g = \frac{\Delta\theta}{D_e} \quad (2.18)$$

avec  $D_e$  la taille de la partie de l'échantillon éclairée par le faisceau dans la direction de la distorsion.

- Enfin, dans le cas où il apparaît des tâches supplémentaires, on peut identifier des grains parasites ou sous grains faiblement désorientés par rapport au reste du monocristal (car diffractant sur le même cliché).

Il est aussi possible de tourner l'échantillon autour des trois angles pour identifier d'autres tâches de diffraction qui pourraient correspondre à des grains parasites plus fortement désorientés.

Cette technique offre donc la possibilité d'obtenir une cartographie extrêmement précise des orientations cristallines mettant en évidence des défauts d'orientation et de structure.

### 2.3.2 Application à la glace

Cette méthode nous a paru particulièrement adaptée à l'étude de monocristaux de glace d'une épaisseur variant de quelques millimètres au centimètre. Elle présente de plus l'avantage d'être rapide et de ne pas nécessiter un trop lourd dispositif expérimental.



L'intérêt est d'autant plus marqué que les distorsions dans la glace non jamais été analysées. Nous espérons ainsi pouvoir lever le doute sur la nature de l'arrangement des dislocations : géométriquement nécessaires, statistiquement réparties, ou arrangées en sous joints de grains.

Nous avons choisi de nous intéresser essentiellement à des échantillons naturels provenant de la carotte de Vostok. Nous avons aussi effectué quelques expériences sur des échantillons artificiels et déformés afin d'avoir des éléments de comparaison. Nous avons ensuite poussé la curiosité jusqu'au cas de bicristaux afin d'essayer d'obtenir des informations sur la localisation des désorientations au niveau des joints de grains.

D'un point de vue pratique, le refroidissement des échantillons est effectué dans une cellule fermée par un chapeau de PMMA (transparent aux rayons X dans cette gamme d'énergie) dans laquelle l'échantillon est maintenu à une température constante. Le refroidissement du porte échantillon est effectué grâce à un flux d'azote et une résistance chauffante permettant la régulation. Le dispositif est représenté sur la figure 2.9.

On travaillera à une température de  $-60^{\circ}\text{C}$ .



FIG. 2.9 – Cellule de refroidissement dans laquelle est placé l'échantillon. La cellule est posée sur une table goniométrique. On aperçoit le réservoir d'azote liquide sur la gauche, ainsi que la position de l'échantillon dans la cellule.

## Etude de cristaux très peu distordus

En préambule, nous avons choisi de nous intéresser à l'étude de monocristaux non déformés, et donc, en principe, très peu distordus.

Nous avons sélectionné un monocristal artificiel, fabriqué en laboratoire, et deux monocristaux de la glace de regel du lac Vostok présentée au paragraphe 1.6.

Comme nous l'avons vu dans ce paragraphe, cette glace de regel est considérée comme stagnante, et les vitesses de cristallisation sont estimées à quelques millimètres par an (Jouzel et al., 1999). Elle a la particularité d'être composée de très gros grains (10 à 100 cm) (Jouzel et al., 1999; Duval et al., 1998). Nous émettons donc l'hypothèse que les monocristaux choisis à 3553 m et 3610 m de profondeur sont de bonne qualité cristalline. Cependant le mode de formation de la cette glace reste partiellement inexpliqué (Souchez et al., 2000) et les inclusions présentes à certaines profondeurs (3553 m) peuvent influencer sur la qualité cristalline.

L'étude générale de ces cristaux a fait l'objet d'un article qui est reporté en Annexe 2. Nous nous contenterons dans ce paragraphe d'explicitier les résultats de diffraction, et nous laissons au lecteur le loisir de se reporter à l'article ci-nommé.

## Observations

La figure 2.10 montre les images de diffractions obtenues pour les échantillons de glace de regel aux deux profondeurs de 3553 et 3610 m.

La figure 2.11 représente les images de diffraction pour le monocristal artificiel non déformé.

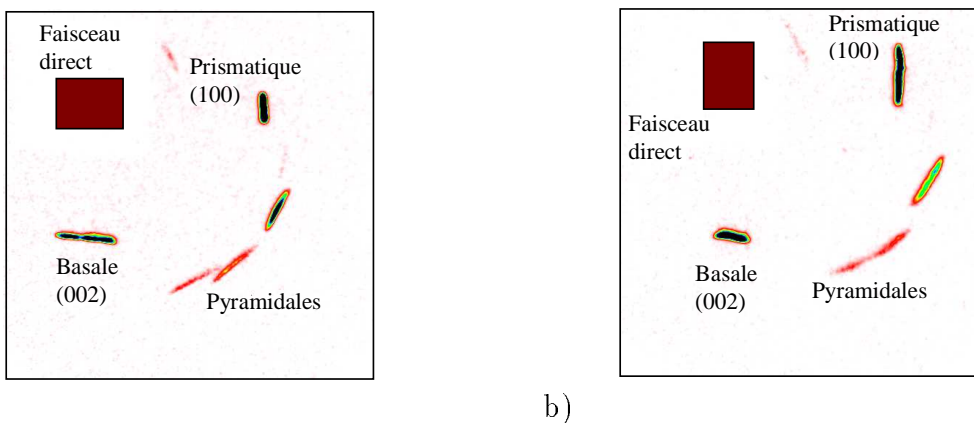


FIG. 2.10 – Images de diffraction obtenues sur a) l'échantillon de 3610m de profondeur, b) l'échantillon de 3553m de profondeur. Les trois types de réflexion sont représentés: sur les plans basaux, pyramidaux et prismatiques.

On remarque que pour les 3 échantillons, l'élargissement des tâches est sensiblement le même, et il correspond à une distorsion angulaire de l'ordre de la minute d'arc pour la tâche prismatique, et entre 1 et 2 minutes d'arc pour la tâche basale. L'épaisseur des

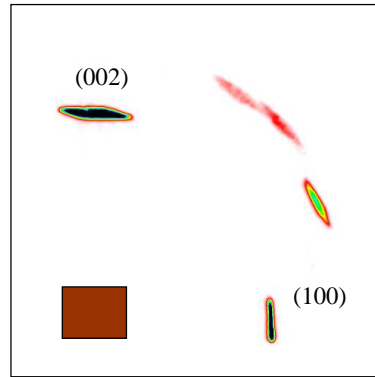


FIG. 2.11 – Images de diffraction obtenues sur un monocristal fabriqué en laboratoire selon la méthode de Czochralski, (Higashi, 1988). L'axe  $c$  est vertical, la position de tâches est inversée par rapport à la figure 2.10 (tâche basale en haut)

échantillons est comprise entre 6 et 10 mm.

Une légère distorsion continue est observée sur les tâches basales de l'échantillon 3553 m et de l'échantillon 3610 m. Cette distorsion traduit une faible courbure continue du réseau qui doit être associée à un arrangement régulier de dislocations géométriquement nécessaires. La densité de ces dislocations déduite de l'équation 2.18 est de l'ordre de  $5 \times 10^7 m^{-2}$  en considérant que  $\Delta\theta=1$ mn d'arc et avec  $D_e=14$  mm, largeur des échantillons éclairés par un faisceau de 15 mm de diamètre.

Cette densité de dislocations correspond à une borne inférieure dans la mesure où elle ne tient pas compte des dislocations statistiquement réparties que l'on ne peut pas estimer par une formule aussi simple, en raison de leur répartition aléatoire. Cependant, étant donné que la largeur des tâches de diffraction est de l'ordre d'1 min d'arc, que cette largeur inclue un élargissement provenant de la taille de la source de rayon X (estimé à environ 0.5'), il n'est pas exagéré de penser que la densité de dislocations statistiquement réparties est très faible.

Les observations sur le monocristal de glace artificiel peuvent être utilisées en guise d'étalon. En effet, on n'observe pas de distorsion continue sur les images de diffraction de ce monocristal, mais la mosaïcité est du même ordre de grandeur que celle obtenue pour les glaces de regel de Vostok. D'après Higashi (1988), la densité de dislocations que l'on rencontre dans les monocristaux fabriqués en laboratoire par la méthode de Czochralski est de l'ordre de  $10^7 - 10^8 m^{-2}$ .

Il est donc raisonnable de conclure que la densité de dislocations que l'on observe dans les glaces de regel du lac de Vostok ne dépasse pas une valeur de  $10^8 m^{-2}$  et donc que ces monocristaux sont d'une très bonne qualité cristalline.

## Conclusions

Cette étude sur des monocristaux de très bonne qualité cristalline est un préambule à l'analyse d'échantillons déformés. Elle nous a permis de vérifier plusieurs points :

- Cette technique est particulièrement adaptée au cas de la glace dans la mesure où la mise en oeuvre est simple, et où la forme et taille des échantillons importent peu (en raison de la transparence aux rayons X durs, la taille est uniquement limitée par la place dans la cellule de refroidissement, l'état de surface peut être quelconque...).
- L'information que nous pouvons obtenir de la forme des tâches de diffraction est assez immédiate. En effet les influences des deux types de dislocations peuvent être partiellement décorrélées et nous attendons des informations importantes sur la nature des dislocations et leur répartition dans l'échantillon.
- Enfin, le fait de retrouver de telles qualités cristallines dans des échantillons ayant subi le traumatisme du carottage (passage de la pression à -3600m de profondeur, environ 30 MPa, à la pression atmosphérique), du transport, du stockage entre -40 ° C et -15 ° C, et de la découpe (utilisation de scie à ruban...) est rassurant quant à la fiabilité des résultats obtenus sur les échantillons des carottages profonds. Ceci nous encourage à continuer notre étude sur des échantillons naturels déformés, en considérant que la déformation correspond bien à celle subie in-situ.

### 2.3.3 Analyse d'échantillons de la calotte Antarctique

Nous avons choisi d'observer des monocristaux provenant de plusieurs profondeurs le long de la carotte de Vostok, ainsi que du carottage de Caroline (Terre Adélie, Antarctique).

Le choix des monocristaux déformés n'est pas complètement aléatoire dans la mesure où la taille de ces monocristaux devait être raisonnable pour permettre l'étude. Ils ont donc été sélectionnés dans une zone de la carotte où les grains sont gros, qui correspond à une zone interglaciaire (figure 1.11).

Dans le tableau 2.1 sont reportées les principales caractéristiques des échantillons analysés :

Nous ne détaillerons pas l'analyse de chaque échantillon, mais nous essayerons d'extraire des observations les caractéristiques communes.

#### 2.3.3.1 Observations

Les figures 2.12 et 2.13 montrent les différents clichés de diffraction obtenus sur les échantillons présentés ci-dessus. Chaque image présente une ou plusieurs tâches de diffraction dont les indices sont indiqués.

Provenance	profondeur	orientation (axe <b>c</b> ) sur le goniomètre	$L \times h \times e$ ( $mm^3$ )	référence
Vostok	3146 m	vertical	$8 \times 2.5 \times 6$	V3146
Vostok	3286 m	vertical	?	V3286
Vostok	3493 m	vertical	$19 \times 19.5 \times 7 - 10$	V3493
Vostok	3516 m	vertical	$15 \times 10 \times 5.5$	V3516a
Vostok	3516 m	vertical	$13 \times 20 \times 3$	V3516b
Vostok	3516 m	vertical	$16 \times 11 \times 3$	V3516c
Caroline	71 m	vertical	$13 \times 8 - 14 \times 6$	Caro71a
Caroline	71 m	horizontal	$11.5 \times 12 \times 11.5$	Caro71b

TAB. 2.1 – *Caractéristiques des différents échantillons étudiés. L=largeur, h=hauteur, e=épaisseur.*

Les images de diffraction présentées sur ces figures sont les plus représentatives. A partir de ces résultats, il est possible de faire les remarques préliminaires suivantes :

- Nous espérons observer la présence de sous grains, en particulier sur les échantillons de Vostok, V3146 et V3286, et sur les échantillons plus déformés de Caroline. Alors que nous nous attendions à la présence de sous grains désorientés de quelques degrés, nous n’avons pas observé de distorsions plus importantes que celles représentées sur les images de la figure 2.12 qui se limitent à quelques dizaines de minutes d’arc, cela même en balayant l’échantillon sur plusieurs degrés.
- Les tâches basales et prismatiques nous apportent des informations précises sur l’origine des distorsions cristallines. La tâche basale correspond à la diffraction sur les plans (002). Les tâches prismatiques correspondent à la diffraction sur les plans (100) ou (110). La distinction entre les deux a été effectuée par l’intermédiaire d’une simulation des diagrammes de Laue. Un détecteur d’énergie a ensuite été mis en place, par précaution, nous envisageons d’effectuer une vérification des résultats de la simulation. Seules les dernières expériences sur les bicristaux ont bénéficié de l’utilisation du détecteur d’énergie pour indexer précisément les tâches de diffraction.

### Mosaïcité ou distorsion continue?

Pour exploiter les clichés de diffraction il est important de pouvoir distinguer les deux mécanismes d’élargissement des tâches ; la **mosaïcité**, répartition homogène des dislocations sur un volume quelconque de l’échantillon, et la **distorsion continue** de part et d’autre de l’échantillon.

Dans certains cas, cette distinction est immédiate. Le cas de l’échantillon V3516c est représenté sur la figure 2.14 et l’on distingue, sur chaque tâche basale et prismatique, la

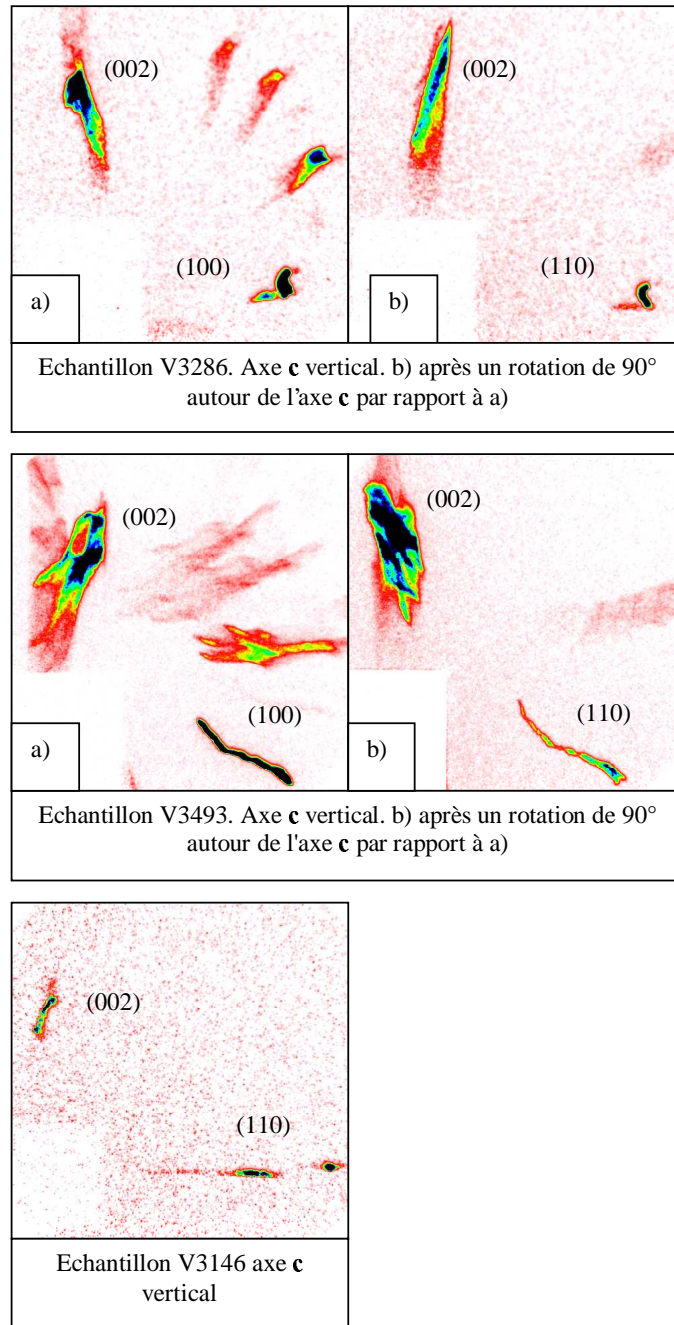


FIG. 2.12 – Images de diffraction obtenues sur différents échantillons de glace naturelle. L'indexe des tâches de diffraction est indiquée : (002) basale, (100) ou (110) prismatique. Le carré "blanc" de chaque image représente la position du faisceau direct.

contribution de l'élargissement de la tâche provenant de la mosaïcité de celle provenant de la distorsion continue.

Mais dans bon nombre de cas la distinction ne peut pas se faire si facilement. Il est alors utile de localiser des zones précises de l'échantillon par l'utilisation de fentes verticales ou horizontales que l'on interpose entre le faisceau et l'échantillon.

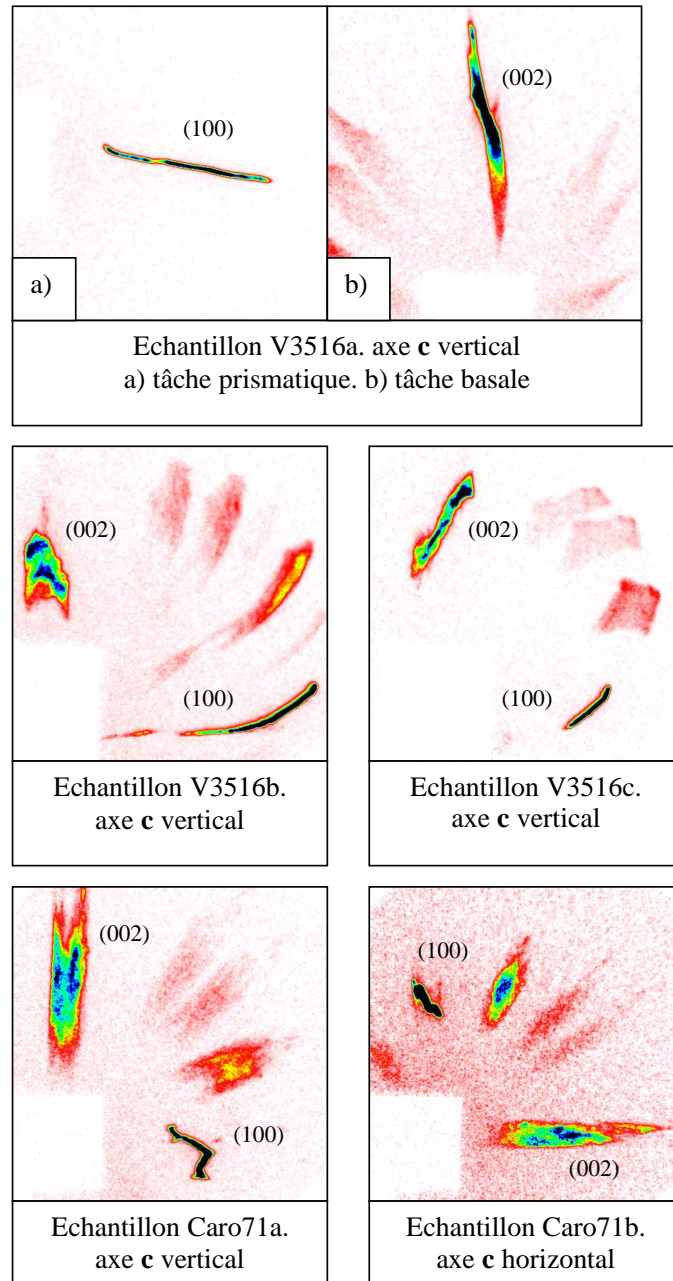


FIG. 2.13 – Images de diffraction obtenues sur des échantillons de glace naturelle. Suite de la figure 2.12.

En analysant un volume plus petit de l'échantillon, il est plus facile de déterminer l'origine de l'élargissement de la tâche de diffraction. En effet, la mosaïcité correspond à une répartition statistiquement aléatoire des dislocations, quelque soit le volume de l'échantillon analysé. Ainsi, si la distorsion est uniquement mosaïque, la forme de la tâche reste la même quelque soit le volume de l'échantillon analysé. Cependant, le volume éclairé étant plus petit, l'intensité de la tâche sera plus faible.

A l'opposé, si la distorsion est continue de part et d'autre de l'échantillon, en isolant un

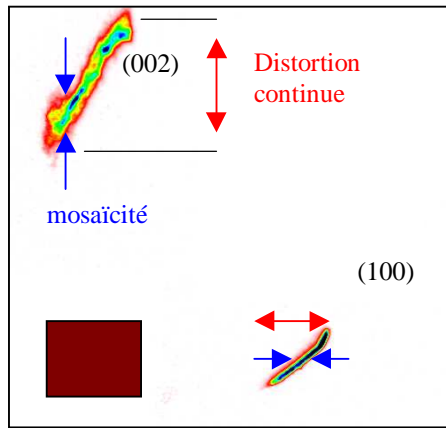


FIG. 2.14 – Mise en évidence des contributions de la mosaïcité et de la distorsion continue à la distorsion globale de l'échantillon V3516c.

plus petit volume de l'échantillon on obtient uniquement la partie de la distorsion contenue dans ce petit volume. La forme de la tâche obtenue sera uniquement une portion de la tâche observée pour le volume entier de l'échantillon.

La figure 2.15 est une bonne illustration des deux cas de figure.

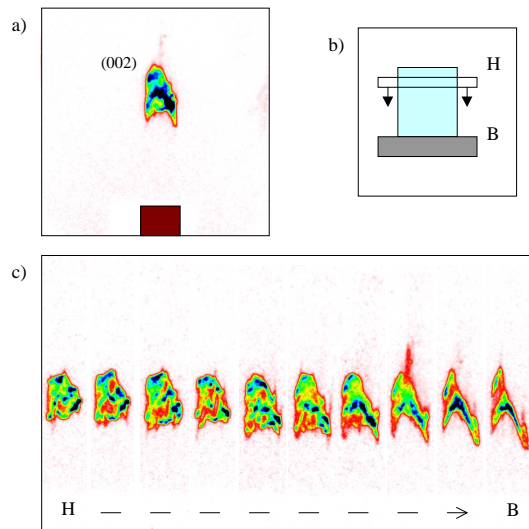


FIG. 2.15 – Exploration de la tâche basale de l'échantillon V3516b. a) Image de diffraction du volume entier de l'échantillon. b) Position et sens de déplacement relatif de la fente horizontale (2mm). c) Images obtenues pour chaque position de la fente, de haut (H) en bas (B) de l'échantillon.

Le déplacement de la fente est relatif car c'est en fait l'échantillon qui se déplace, la fente étant positionnée devant le faisceau direct. Cela explique que la position de la tâche de diffraction (par rapport au faisceau direct) ne bouge pas d'une image à l'autre.



Le haut de l'échantillon V3516b présente une distorsion mosaïque car les clichés des premiers éléments de volume ont la même forme, et cette forme est très proche de la forme de la tâche globale. La forme de la tâche de diffraction devient différente vers le bas de l'échantillon, elle est plus petite et sa forme varie en fonction de la position de la fente. La partie basse de l'échantillon V3516b présente donc une distorsion à caractère continue.

L'utilisation de ces fentes nous a permis de vérifier que dans la majorité des cas la tâche prismatique est essentiellement composée de distorsions continues du réseau de part et d'autre de l'échantillon (gauche à droite ou/et bas en haut).

La mosaïcité des tâches prismatiques est très faible, et dans un grand nombre de cas de l'ordre de la limite de sensibilité du dispositif (échantillons V3516a,b,c, V3494, Caro71a..., voir figures 2.12 et 2.13). Il convient, pour s'en assurer de comparer avec les images de diffraction obtenues sur les échantillons non déformés de glace de regel du lac Vostok présentées sur la figure 2.10.

Les tâches basales présentent, elles, une mosaïcité beaucoup plus importante, mais qui est souvent accompagnée d'une distorsion continue de part et d'autre de l'échantillon (échantillons V3516, V3493, figures 2.12 et 2.13). La contribution de l'une ou l'autre des composantes à l'élargissement des tâches est difficile à déterminer pour des échantillons dont l'épaisseur la plus faible est de 3 mm. L'effet de distorsion continue pourrait en effet être observé comme une mosaïcité si la distorsion est dans l'épaisseur.

Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons préparé deux échantillons provenant du même bloc de glace et faisant un angle de  $90^\circ$  l'un par rapport à l'autre (les deux ayant l'axe **c** vertical). Il s'agit des échantillons V3516b et V3516c. Leurs images de diffraction globales sont reportées sur la figure 2.16.

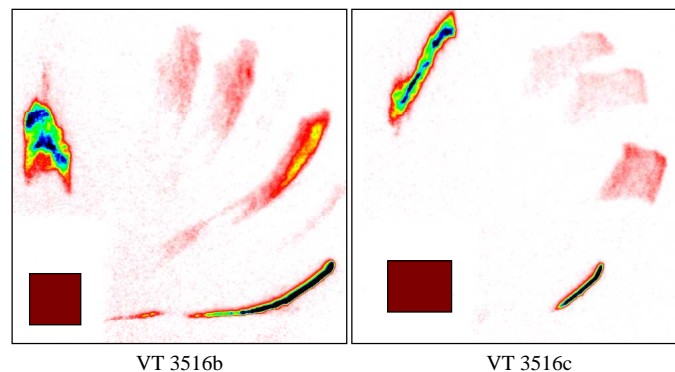


FIG. 2.16 – Images globales de diffraction des échantillons 3516b et 3516c. Les deux échantillons proviennent du même “bloc” et ont été découpés à  $90^\circ$  l'un de l'autre. La distorsion continue de la tâche basale observée sur l'échantillon V3516c est masquée dans le volume de l'échantillon V3516b.

On remarque que l'échantillon v3516c possède une tâche basale beaucoup moins mosaïque et plus distordue de manière continue que l'échantillon v3516b.

La mosaïcité relevée sur la tâche basale de l'échantillon V3516b contient certainement une partie d'une distorsion continue qui se situerait dans le volume de l'échantillon.

La position de l'échantillon par rapport au faisceau de rayons X semble donc influencer sur la forme des clichés de diffraction. Une rotation systématique des échantillons de  $90^\circ$  autour de l'axe **c** serait nécessaire pour identifier la nature exacte de la distorsion.

Nous verrons au cours de l'analyse plus approfondie de la distorsion des tâches basales qu'un traitement d'images permet de distinguer plus finement dans certains cas les deux composantes de la distorsion et éventuellement cet effet de volume.

Enfin, il faut noter que des échantillons artificiels fortement déformés ont été étudiés par Mansuy (2001) et qu'ils présentent les mêmes caractéristiques que les échantillons de glace naturelle déformée dans les calottes polaires.

### 2.3.3.2 Analyses

Il est très intéressant de noter que des échantillons dont l'histoire de déformation peut être différente, présentent des caractéristiques communes très marquées.

Nous allons tenter d'expliquer ces caractéristiques en terme de rotation de réseau, et de nature et répartition des dislocations.

Remarquons que les distorsions continues du réseau cristallin observées sur l'ensemble des échantillons sont en accord avec l'importance des dislocations géométriquement nécessaires au cours de la déformation de la glace, qui a été mis en évidence de manière théorique en début de chapitre.

### Désorientation continue des plans prismatiques

Les tâches prismatiques ont la particularité de présenter une faible mosaïcité alors qu'une distorsion continue importante est régulièrement observée du bas vers le haut et/ou de la gauche vers la droite de l'échantillon.

Le cas le plus marqué est celui de l'échantillon V3516, mais ceci se retrouve sur tous les échantillons quelle que soit leur origine et la nature de la déformation qu'ils ont subie, ainsi que sur des échantillons artificiels fortement déformés (Mansuy, 2001).

La faible mosaïcité observée sur les plans prismatiques témoigne d'une très faible distorsion aléatoire et homogène de ces plans, dans le volume de l'échantillon. La distorsion se trouve alors essentiellement sous la forme d'une désorientation continue qui correspond à une rotation des plans prismatiques autour de l'axe **c** de part et d'autre de l'échantillon (ou sur des portions de l'échantillon, échantillon Caro71b). Ceci peut s'expliquer en terme de répartition d'un certain type de dislocations.

Si l'on considère des dislocations vis localisées dans les plans de base, celles-ci entraînent une "rotation des plans prismatiques autour de l'axe  $c$ ". Si ces dislocations sont réparties de façon continue le long des plans de base, cette rotation est progressive de part et d'autre de l'échantillon.

Ce schéma relativement simple est reporté sur la figure 2.17.

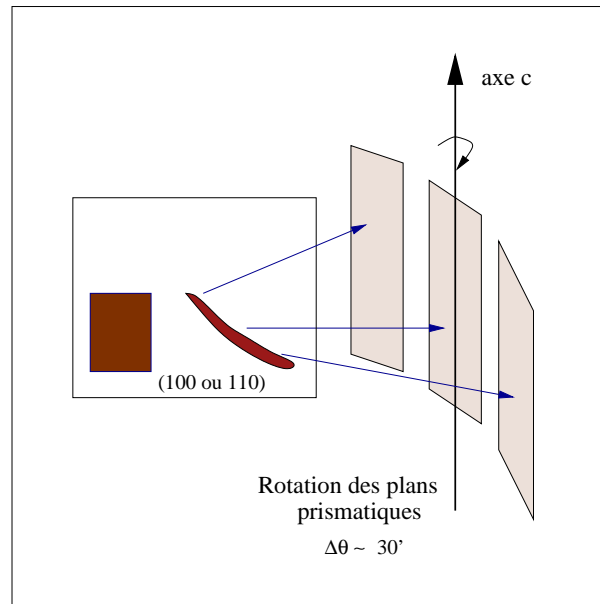


FIG. 2.17 – Schéma de rotation des plans prismatiques autour de l'axe  $c$  de haut en bas de l'échantillon. Ce schéma pourrait expliquer une image de diffraction telle que celle obtenue pour les échantillons V3516 et V3493.

La faible mosaïcité observée provient certainement d'une faible quantité de dislocations vis statistiquement réparties dans les plans de base. Dans cette perspective, les dislocations vis dans le plan de base sont essentiellement géométriquement nécessaires.

Par contre, il est difficile d'émettre des hypothèses quant à l'influence des dislocations coins sur la mosaïcité des tâches prismatiques. Une flexion du plan de base créée par des dislocations coins a un effet qui n'est que très faiblement observé sur les clichés de diffraction des plans prismatiques en raison de la position de ces plans par rapport au faisceau, lorsque l'axe  $c$  est vertical (c'est le cas pour la plupart des échantillons).

### Distorsion des plans basaux ; flexion des plans de base.

Les images basales de diffraction semblent montrer une plus grande mosaïcité, mais on observe aussi une désorientation progressive des plans de base sur certains échantillons. On remarque nettement cette distorsion continue sur les échantillons V3516a et V3493. Les résultats obtenus sur les échantillons v3516b et c montrent que la distorsion continue des plans de base peut être masquée par un élargissement de type mosaïque lorsque cette distorsion est dans l'épaisseur de l'échantillon, figure 2.16. Le traitement simple des

images par l'intermédiaire des fentes n'est donc pas toujours suffisant pour faire la distinction entre la répartition homogène des dislocations dans le volume de l'échantillon et une distorsion continue.

Un traitement d'images a été appliqué sur les clichés de diffraction pour permettre une analyse plus fine de la répartition des distorsions basales dans l'échantillon.

Le point de départ de ce traitement est une série de clichés correspondant au balayage de l'échantillon tous les  $\Delta z$ , par l'utilisation d'une fente horizontale de hauteur  $\Delta z$ .

Sur chaque image obtenue à chaque position  $z$ , on isole l'information relative à une désorientation  $\theta$  donnée. Nous rassemblons sur l'image résultat toutes les parties (en hauteur et largeur) de l'échantillon qui diffractent avec l'angle  $\theta$ .

Le schéma de la figure 2.18 représente les étapes du traitement d'images.

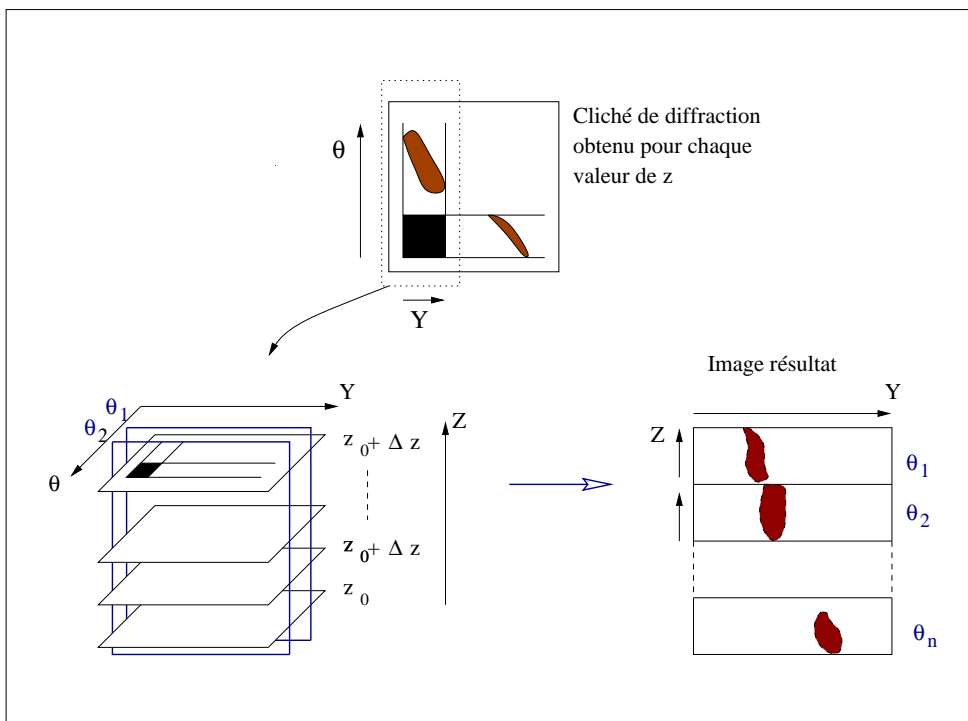


FIG. 2.18 – Schéma de principe du traitement d'images permettant de localiser chaque désorientation dans le cristal pour une tâche de diffraction donnée. Le traitement représenté correspond à celui effectué sur une tâche basale.  $Y$  et  $Z$  sont les coordonnées en largeur et hauteur sur l'échantillon.

Sur l'image résultat on observe donc la localisation de différentes désorientations (différents angles de diffraction) sur la hauteur et la largeur de l'échantillon (figure 2.19).

Cette figure représente la décomposition de la tâche basale de l'échantillon V3516c comme explicité sur le schéma 2.18. Les fentes horizontales avaient pour hauteur  $\Delta z=2\text{mm}$ . Les distorsions sont observées toutes les  $2.55'$  entre  $51'$  et  $73.95'$ , elles prennent une valeur

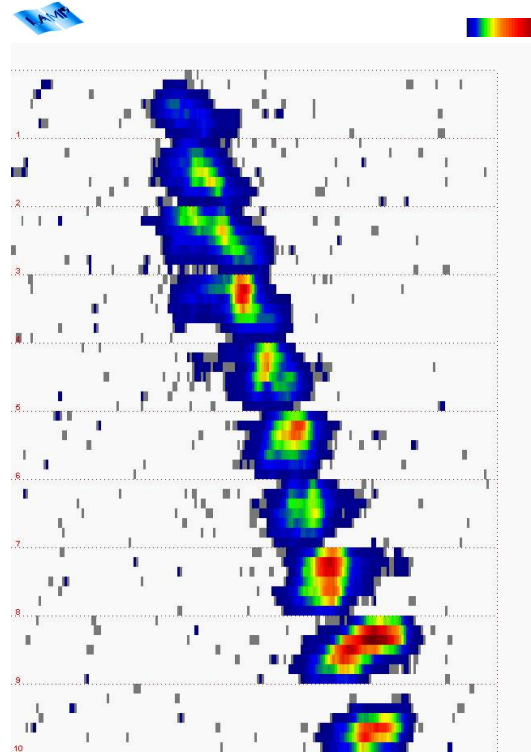


FIG. 2.19 – Répartition des désorientations de la tâche basale dans l'échantillon V3516c. Chaque partie de l'image représente une coupe (Y,Z) de l'échantillon. Sur chacune de ces parties la zone éclairée correspond à la portion de l'échantillon qui diffracte avec un angle  $\theta_i$ . D'une partie à l'autre de cette image (haut en bas), l'angle de diffraction est incrémenté de  $\Delta\theta$ . Les valeurs de  $\theta$  sont croissantes du haut vers le bas de l'image.

croissante du haut vers le bas de la figure.

L'image résultat montre par exemple, que la désorientation des plans de base qui correspond à l'angle de diffraction  $\theta_n$  ne se retrouve pas du tout sur la partie haute de l'échantillon (dernière partie de l'image 2.19). De même, la désorientation correspondant à l'angle de diffraction  $\theta_{n-1}$  se retrouve sur une partie de l'échantillon plus large que les autres désorientations (avant dernière partie de l'image 2.19).

La figure 2.19 montre que les fortes distorsions (parties basses de la figure) sont localisées à la droite de l'échantillon et de manière relativement homogène sur la hauteur de l'échantillon alors que les faibles angles de diffraction (faibles valeurs de  $\theta$ , haut de l'image 2.19) sont localisées à gauche de l'échantillon. Il y a donc une désorientation progressive des plans de bases de la gauche vers la droite de l'échantillon.

La répartition de désorientations n'est pas aussi claire pour tous les échantillons. Pre-

nous le cas de l'échantillon V3493 (figure 2.12, à gauche) pour lequel la distorsion observée s'apparente à une mosaïcité. La figure 2.20 est l'image résultat obtenue sur cette échantillon après le traitement d'images. Elle semble illustrer une localisation de la distorsion qui divise l'échantillon V3493 en deux parties distinctes.

Les plus faibles distorsions (plus petites valeurs de  $\theta$ , haut de l'image) se retrouve essentiellement sur le haut gauche et sur le bas droit de l'échantillon. Lorsque l'on progresse vers le bas de l'image, et donc vers les plus fortes distorsions, on ne retrouve que le bas gauche et le haut droit de l'échantillon. On peut imaginer deux spirales imbriquées l'une dans l'autre, légèrement décalées, qui sont distordues différemment. Cependant, pour chaque partie de l'échantillon, l'évolution de la distorsion est continue, et peut être expliquée de la même manière que la distorsion de l'échantillon V3516c (figure 2.19).

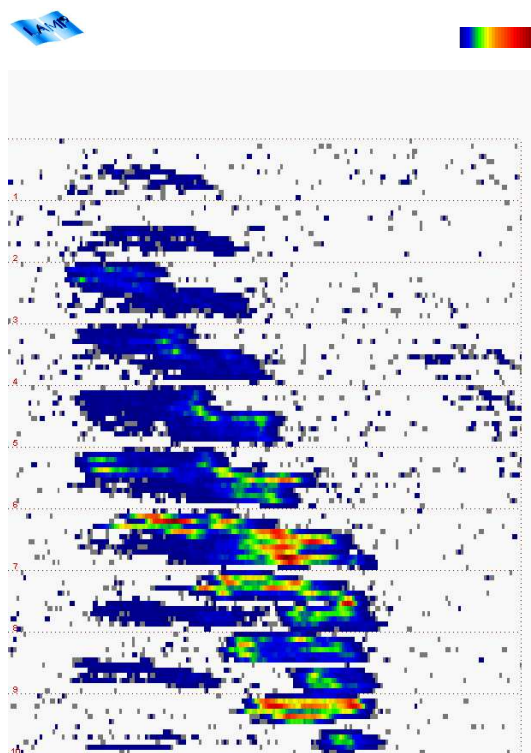


FIG. 2.20 – Répartition des désorientations de la tâche basale dans l'échantillon V3493. les parties haute et basse de l'échantillon ne se distordent pas de la même façon.

Seuls deux exemples ont été sélectionnés, mais ils représentent les cas de figure de la plupart des échantillons analysés. Il semble donc que la présence d'une distorsion continue des plans de base, tout comme la distorsion continue des plans prismatiques, soit une caractéristique des monocristaux de glace naturelle déformée in-situ.

L'analyse de l'origine de cette distorsion continue en terme de nature des dislocations n'est pas immédiate.

Les dislocations géométriquement nécessaires qui contribuent à la rotation des plans prismatiques sont des dislocations vis dans le plan de base. Elles ne peuvent donc pas participer à la distorsion des plans basaux.

Une explication “géométrique” des résultats du traitement d’images nous permet d’envisager une rotation progressive des plans de base autour d’un axe perpendiculaire à l’axe  $c$  de la gauche vers la droite de l’échantillon (V3516c). Cette analyse ne fait pas appel à des dislocations basales mais à la présence de dislocations vis dans un plan prismatique. Or la présence de dislocations vis dans les plans autres que les plans de base est peu probable comme nous l’avons vu au chapitre 1 (Hondoh, 1992; Ahmad et Withworth, 1988).

L’explication la plus conforme à la nature des dislocations dans la glace est celle d’une “flexion continue des plans de base créée par des dislocations coins uniformément réparties” le long de ces plans. Mais pour que cette distorsion continue des plans de base soit visible sur les clichés de diffraction, il faut que la diffraction sur ces plans se fasse selon une direction qui n’est pas perpendiculaire à l’axe de la flexion des plans de base. La figure 2.21 représente ce scénario.

La diffraction est très peu sensible à une flexion des plans de base autour d’un axe parallèle à la direction du faisceau. Une flexion autour d’un axe perpendiculaire à la direction du faisceau donne une diffraction homogène sur l’ensemble de l’échantillon comme représenté sur la figure 2.21a. Il est de plus beaucoup plus probable de se retrouver dans la situation où l’axe de flexion n’est ni perpendiculaire ni parallèle à la direction du faisceau, comme c’est le cas sur la figure 2.21b.

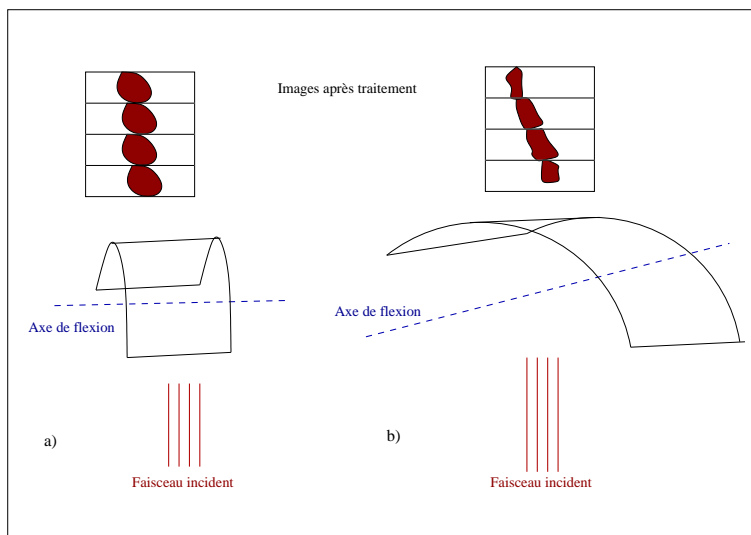


FIG. 2.21 – Illustration de la flexion du plan de base et de son observation, dans un échantillon de même nature que l’échantillon V3516c

Ces analyses approfondies obtenues à l’aide du traitement des clichés de diffractions permettent de confirmer l’influence non négligeable des dislocations coins sur la distorsion

des plans de base, et le caractère continue de leur répartition.

La déformation de la glace semble provenir essentiellement du glissement de dislocations vis ou mixtes (voir chapitre 1.). La partie “coin” des dislocations mixtes seraient donc à l’origine de la distorsion des plans de base.

### Densité des dislocations géométriquement nécessaires

A partir des observations de ces distorsions continues, nous avons vu qu’il est possible d’estimer une densité de dislocations correspondant aux dislocations géométriquement nécessaires pour former ces distorsions.

Le tableau 2.2 donne les valeurs des distorsions angulaires des tâches prismatiques et basales (lorsqu’elles sont mesurables) ainsi que la densité de dislocations géométriquement nécessaires qui en est déduite par l’équation 2.18.

L’échantillon V3286 était trop petit en hauteur pour espérer distinguer une distorsion continue. L’échantillon Caro71a possède une distorsion des plans prismatiques en deux parties, avec une cassure vers le milieu. Nous avons choisi d’ajouter les distorsions de chaque partie prise séparément, ce qui explique le signe “+”.

Il n’est pas toujours possible de mesurer une distorsion sur les tâches basales parce que celle-ci est souvent masquée dans une trop grande mosaïcité due à un effet d’épaisseur ou parce que l’orientation du cristal n’est pas adéquate pour observer la distorsion (figure 2.21). Lorsqu’une mesure de distorsion est possible, elle ne tient pas compte de la mosaïcité qui peut être non négligeable dans le cas des tâches basales. Elle n’est pas non plus une image de la distorsion totale de l’échantillon car elle dépend fortement de l’orientation de l’échantillon par rapport au faisceau (il faudrait posséder systématiquement 2 images de diffraction prises avant et après une rotation de l’échantillon de  $90^\circ$ ).

On remarque que les densités de dislocations ainsi calculées sont toutes comprises entre  $5 \times 10^8 m^{-2}$  et  $2 \times 10^9 m^{-2}$ , ce qui est relativement faible par comparaison aux densités de dislocations moyennes déduites du modèle présenté au paragraphe 2.2.1.

La différence est sans doute liée au fait que ces calculs ne tiennent pas du tout compte des dislocations statistiquement réparties qui sont peu visibles sur les raies prismatiques, mais beaucoup plus conséquentes sur les raies basales, ni de la distorsion totale (effet de volume). De plus, les monocristaux ont été sélectionnés de telle sorte qu’ils soient assez gros pour la découpe des échantillons, on peut donc penser que ce sont des cristaux relativement peu déformés, ils ne représentent pas la structure moyenne des glaces de ces carottages.

Puisque la mosaïcité est négligeable sur les plans prismatiques, on peut estimer que les densités de dislocations vis calculées sont proches des densités de dislocations vis totales. La densité de dislocations coins géométriquement nécessaires est loin d’être négligeable par rapport à celle des dislocations vis.



Echantillon	tâche	distorsion (')	$\rho_{geom}$ ( $m^{-2}$ )
V3286	prismatique	12	?
V3286	basale	22	?
V3493	prismatique	25	$8 \times 10^8$
V3493	basale	45	$1.5 \times 10^9$
V3516a	prismatique	45	$1.9 \times 10^9$
V3516a	basale	35	$1.5 \times 10^9$
V3516b	prismatique	37	$1.8 \times 10^9$
V3516b	basale	20	$1 \times 10^9$
V3516c	prismatique	11	$4 \times 10^8$
V3516c	basale	27	$1 \times 10^9$
Caro71a	prismatique	12+5	$8 \times 10^8$
Caro71a	basale	mosaïcité	
Caro71b	prismatique	9	$5 \times 10^8$
Caro71b	basale	mosaïcité	

TAB. 2.2 – Densités de dislocations géométriquement nécessaires déduites des distorsions continues mesurées sur les figures de diffraction.

### 2.3.3.3 Synthèse

Les échantillons étudiés présentent des distorsions continues de part et d'autre de l'échantillon, traduisant la présence de dislocations géométriquement nécessaires.

La nature des dislocations semble être principalement de type vis comme en atteste les distorsions des plans prismatiques, et de type coin d'après l'analyse des distorsions sur les plans de base. Il peut aussi s'agir des parties vis et coins de dislocations mixtes qui sont, en général des dislocations majoritaires dans les monocristaux de glace (chapitre 1).

Les distorsions créées par les dislocations coins (ou partie coins de dislocations mixtes) sont de même amplitude que celles créées par les dislocations vis (idem), ce qui est confirmé par une estimation des densités de dislocations géométriquement nécessaires.

### 2.3.4 Autres applications, études préliminaires

Pour approfondir et étendre les résultats précédents, nous avons effectué des analyses préliminaires des distorsions de bicristaux de glace naturelle et de l'évolution des images de diffraction au cours d'une déformation in-situ sur des échantillons de glace initialement non déformés.

### 2.3.4.1 Observation de bicristaux naturels

L'objectif de ces observations est de caractériser les distorsions du réseau près des joints de grains.

Nous avons sélectionné des échantillons à gros grains pour pouvoir obtenir des joints de grains les plus plans possible, sur un volume suffisant pour une analyse fine des images de diffraction. Les échantillons que nous avons regardés sont issus de la carotte de Vostok à 3493 et 3516 m de profondeur. Il faut souligner que ces zones à gros grains sont assez fortement recristallisées, où l'on suppose que les contraintes internes sont plus faibles.

Les principales caractéristiques des échantillons étudiés sont reportées dans le tableau 2.3. L'orientation de chaque grain des bicristaux n'est pas connue de manière précise, de même que la relation d'orientation entre les 2 grains d'un bicristal. Les indices des tâches de diffraction sont déterminés par l'analyse en énergie des faisceaux diffractés.

Provenance	profondeur	$L \times h \times e$ (mm <sup>3</sup> )	Référence	Caractéristiques
Vostok	3493 m	23 × 9 × 4	v3493bi	joint de grain vertical, surface du joint parallèle au faisceau
Vostok	3516 m	25 × 11 × 5	v3516bi	joint de grain incliné, surface du joint parallèle au faisceau

TAB. 2.3 – *Caractéristiques des bicristaux étudiés*

Les figures 2.22 et 2.23 montrent l'image globale de diffraction obtenue pour chaque bicristal ainsi que l'évolution d'une des tâches de diffraction au cours d'un balayage de l'échantillon par l'intermédiaire d'une fente verticale de 1 mm afin d'explorer les environs du joint de grain.

L'analyse en énergie nous a permis de déterminer la nature des tâches de diffraction, reportée sur l'image a) des figures 2.22 et 2.23. On observe deux tâches prismatiques appartenant au grain de droite (par rapport à la direction du faisceau) de l'échantillon v3493bi ainsi qu'une très faible tâche appartenant au grain de gauche que nous n'avons pas identifiée. Ceci nous permet de dire que l'axe **c** du grain de droite est horizontal et dans l'axe du faisceau.

Les deux tâches observées sur l'échantillon v3516bi appartiennent chacune à un grain différent, ceci est mis en évidence lors du balayage de l'échantillon. Il s'agit de deux tâches prismatiques. Le grain de gauche a donc son axe **c** dans un plan horizontal, mais nous ne pouvons pas conclure quant à l'orientation du grain de droite.

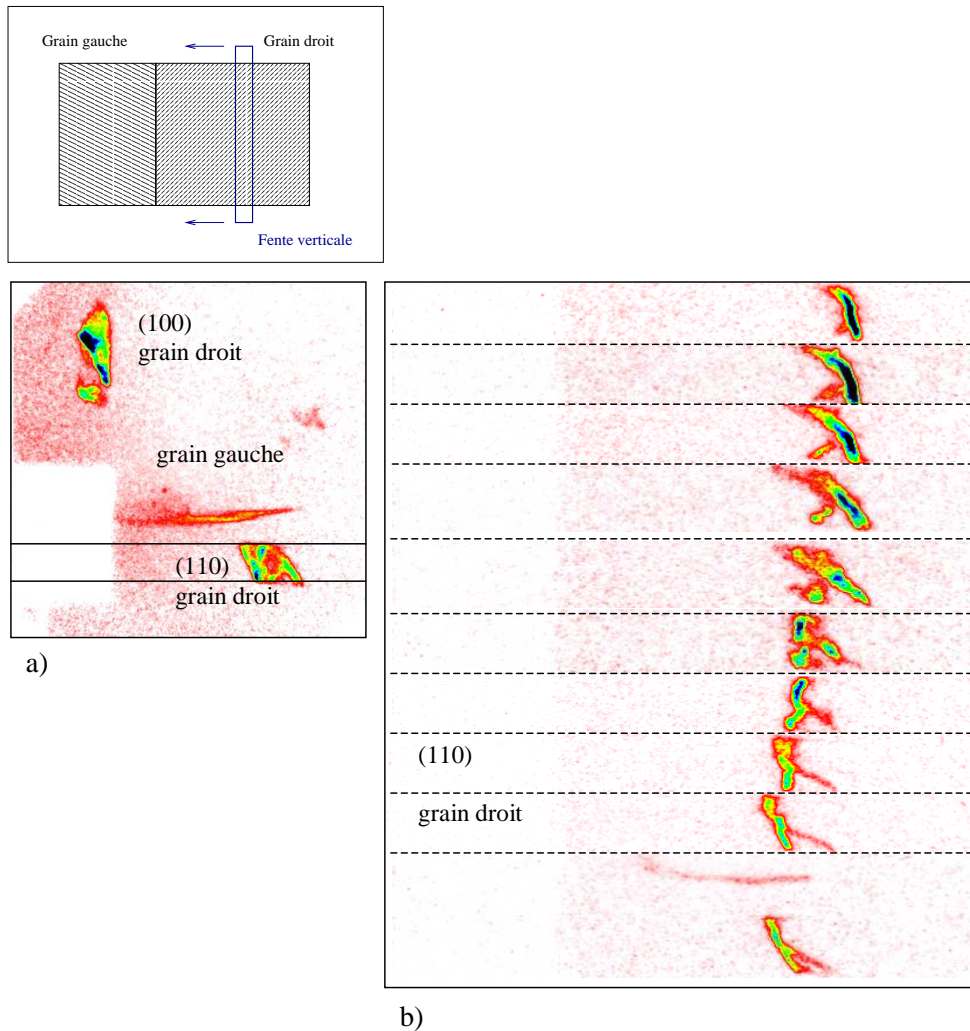


FIG. 2.22 – Schéma d’observation du bicristal  $v3493bi$  avec déplacement d’une fente verticale. a) Image de diffraction globale obtenue pour l’échantillon  $v3493bi$ . b) Balayage vertical du grain droit, de droite à gauche, fente de 1 mm. La dernière image montre l’apparition de la tâche du grain gauche.

Sur la figure 2.22, le balayage a été effectuée sur la raie (100) du grain de droite. Pour l’échantillon  $v3516bi$  (figure 2.23), le balayage représenté concerne le grain de gauche, pour une raie (101). Pour cet échantillon, il y a coexistence d’une image de chaque grain sur une large partie centrale, en raison de l’obliquité du joint de grain (mais seule la tâche qui nous intéresse est reportée sur la figure).

## Analyses

Les deux balayages effectués montrent un déplacement de la tâche au fur et à mesure qu’on approche du joint de grain. La désorientation évolue à l’approche du joint de grain par une modification de la forme des tâches mais aussi de la valeur de l’angle moyen de diffraction.

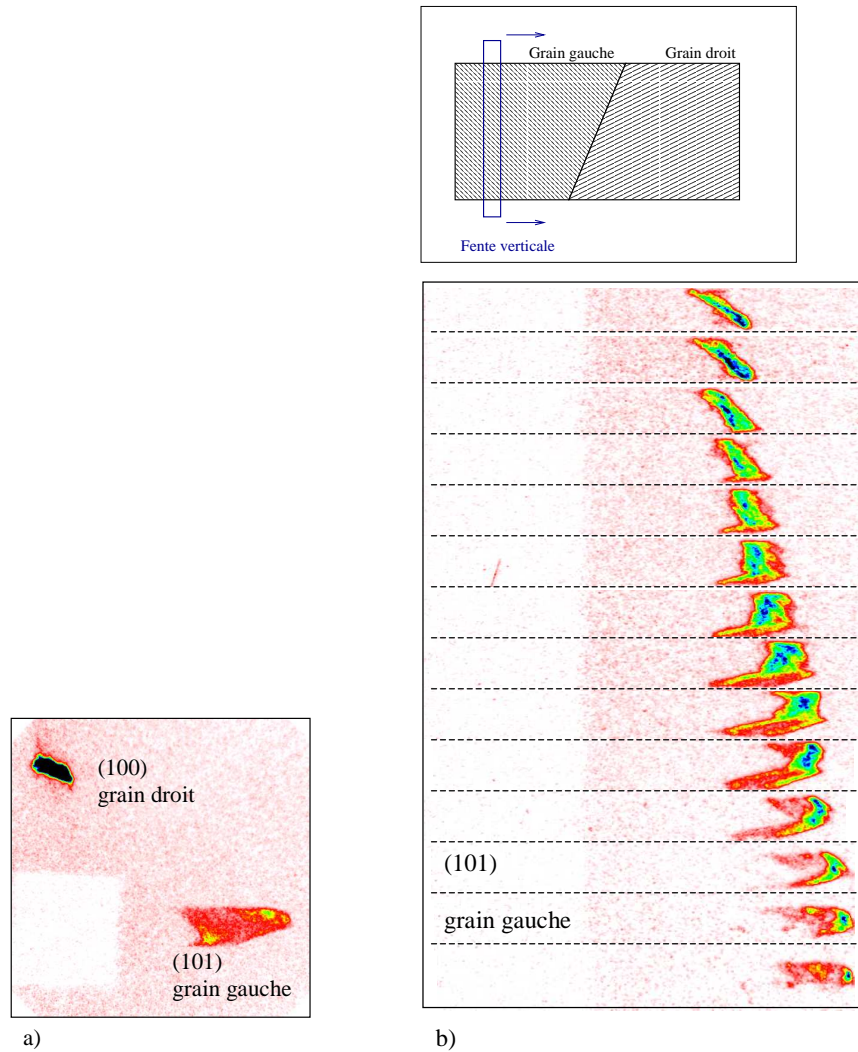


FIG. 2.23 – Schéma d'observation du bicristal v3516bi avec déplacement d'une fente verticale. a) Image de diffraction globale obtenue pour l'échantillon v3516bi. b) Balayage vertical du grain gauche, de gauche à droite, fente de 1 mm.

On peut évaluer cette variation à  $10'$  pour l'échantillon v3493bi, et à environ  $20'$  pour l'échantillon v3516bi. Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que les distorsions continues du réseau observées dans les monocristaux. Cette distorsion est donc loin d'être négligeable et n'a été observée sur aucun des balayages similaires effectués, pour comparaison, sur les monocristaux étudiés précédemment.

Bien sur, cette observation n'a été faite que sur deux échantillons provenant du carottage de Vostok. Il faudrait, pour s'assurer du caractère général de ces observations et tirer des conclusions sur la relation entre ces distorsions et la déformation de la glace, effectuer les mêmes expériences sur des glaces artificielles déformées, ainsi que sur d'autres échantillons naturels.

### 2.3.4.2 Observations de monocristaux en cours de déformation

Afin de compléter les observations effectuées sur les monocristaux, et les bicristaux, nous avons choisi d'observer des échantillons en cours de déformation.

Nous avons modifié la cellule de refroidissement afin d'ajouter un dispositif permettant d'effectuer une compression sur l'échantillon au cours de l'analyse aux rayons X. Le dispositif de compression (photo 2.24) a délibérément été fabriqué de manière simple et pour un moindre coût puisque ces essais étaient considérés comme une première exploration.

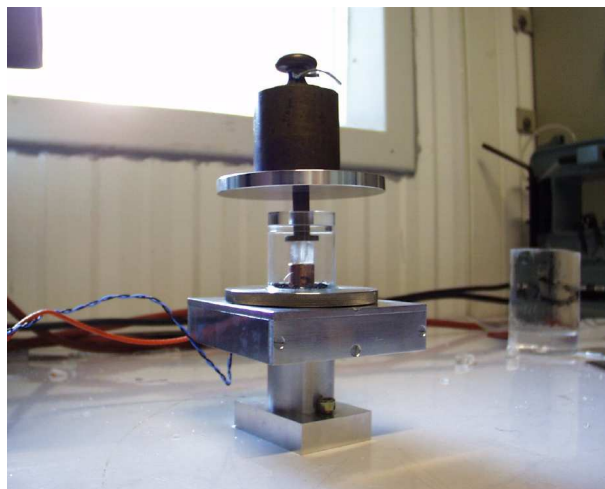


FIG. 2.24 – *Dispositif de compression associé à la cellule de refroidissement pour des observations in-situ*

Les courbes de déformation en fluage obtenues sur d'autres monocristaux nous montraient des vitesses de déformation très faibles pour une orientation favorable de l'axe  $\mathbf{c}$ . L'observation des tâches de diffraction nous impose une orientation de l'axe  $\mathbf{c}$  proche de la direction verticale (ou horizontale), nous n'étions donc pas certains d'obtenir une déformation suffisante pour observer une modification des tâches de diffraction dans un laps de temps raisonnable.

Ce dispositif est donc un dispositif de test, et nous présentons des résultats qui sont suffisamment encourageants pour envisager de développer un dispositif plus élaboré à l'avenir.

Les échantillons sélectionnés sont les suivants : un monocristal artificiel et un monocristal de Vostok, 3610 m. Ces deux échantillons présentent une très faible distorsion du réseau comme illustré sur les figures de diffraction avant déformation (voir figures 2.26 et 2.27).

Les caractéristiques des échantillons sont reportées dans le tableau 2.3.4.2.

Type	$L \times h \times e$ ( $mm^3$ )	orientation (axe $\mathbf{c}$ )	référence
Artificiel	$8 \times 9 \times 8$	$16^\circ$ / à la verticale	ArtifIS
Vostok 3610 m	$9 \times 8 \times 9$	$7^\circ$ / à l'horizontale	V3610IS

TAB. 2.4 – Caractéristiques des 2 échantillons observés en cours de déformation. Dans les deux cas, l'axe  $\mathbf{c}$  est dans un plan perpendiculaire au faisceau

L'orientation de l'échantillon artifIS correspond à un axe  $\mathbf{c}$  à  $16^\circ$  de la verticale. Afin d'effectuer la compression il était nécessaire de replacer le dispositif en position verticale (pour que le piston appuie de manière homogène sur toute la surface de l'échantillon, comme sur la figure 2.24). Afin d'observer les tâches de diffraction, l'axe  $\mathbf{c}$  de l'échantillon était replacé à la verticale, nécessitant une décharge à intervalles réguliers.

Nous observions l'évolution de la tâche prismatique, visible lorsque le dispositif était en position pour la déformation, ce qui nous permettait d'évaluer grossièrement la distorsion accumulée.

L'échantillon V3610IS avait son axe  $\mathbf{c}$  orienté à  $7^\circ$  par rapport à l'horizontal. Dans ce cas, la tâche basale nous permettait de suivre la déformation sans décharge préalable.

Les chemins de charge des deux échantillons sont représentés sur la figure 2.25.

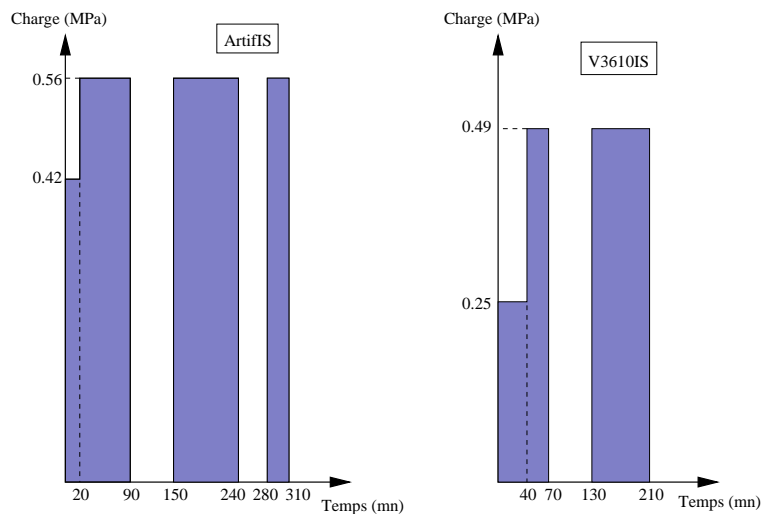


FIG. 2.25 – Chemin de charge des deux échantillons ArtifIS et V3610IS.

L'imperfection du dispositif de compression ne permet pas de connaître précisément l'état de déformation. De plus, pour fixer l'échantillon sur le porte-échantillon il est nécessaire d'utiliser une graisse qui durcit au froid, ou d'effectuer une légère fusion suivi du regel qui permet la fixation. La première technique ne permet pas d'avoir un contact parfaitement

plan, et il est ensuite difficile d'obtenir deux faces planes et parallèles. Cette technique a été utilisée pour le premier échantillon (ArtifIS). Elle présente l'avantage de laisser la face en contact avec le porte-échantillon libre au cours de la déformation car la graisse flue plus facilement que la glace.

Pour l'échantillon V3610IS nous avons utilisé la deuxième technique qui nous a permis d'obtenir deux faces bien planes. Le contact ainsi créé entre l'échantillon et le porte échantillon est fort, ce qui a induit une zone de localisation de la déformation dans le bas de l'échantillon.

Le contact entre le piston et l'échantillon s'est aussi révélé plus fort que prévu ce qui a induit une autre zone de localisation dans le haut de l'échantillon.

### Observations et analyses

Les images 2.26 et 2.27 montrent la figure de diffraction globale de départ, ainsi que celles au cours de la déformation pour les deux échantillons. Il faut noter que l'axe  $c$  est vertical pour l'échantillon ArtifIS, et horizontal pour l'échantillon V3610IS.

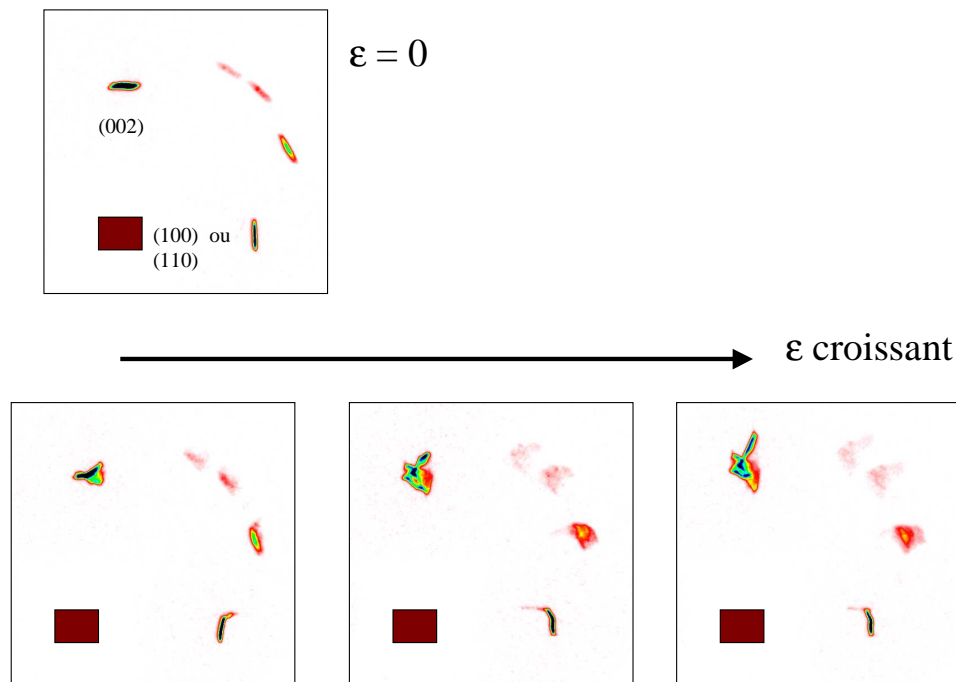


FIG. 2.26 – Evolution de la figure de diffraction de l'échantillon ArtifIS au cours de la déformation. Axe  $c$  vertical

Les conditions exactes de déformation ne sont pas connues, et les valeurs des déformations atteintes peuvent être estimées à partir de courbes de fluage de monocristaux naturels et artificiels pour une contrainte de 0.5 MPa (Rodary, 1998).

La déformation est donc comprise entre 0.5 et 1.5% ce qui est faible mais apparemment suffisant pour initier de vraies distorsions du réseau.

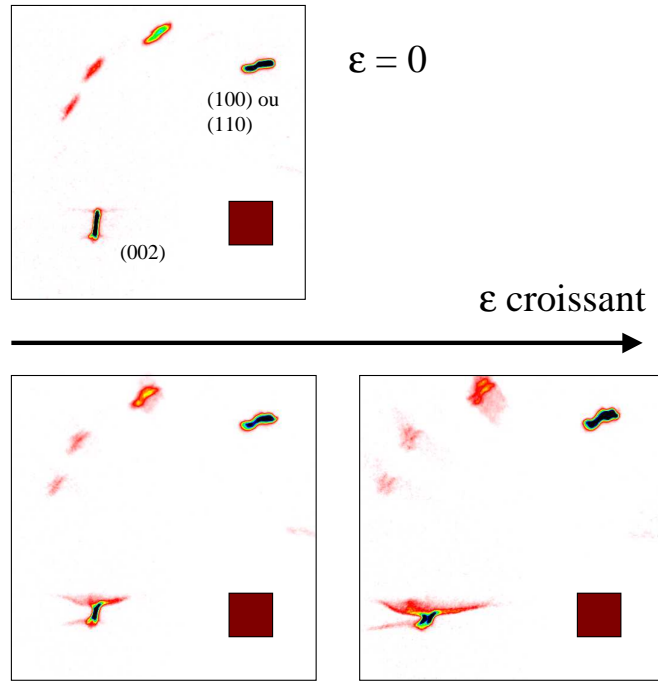


FIG. 2.27 – Evolution de la figure de diffraction de l'échantillon V3610IS au cours de la déformation. Axe  $c$  horizontal

La distorsion sur le plan de base est rapidement très importante, et si elle semble correspondre à une distorsion continue sur la première figure de diffraction (après déformation), elle évolue de manière plus discontinue. La tâche prismatique évolue peu. La zone de localisation sur le haut de la tâche correspond à la zone de contact avec le piston. Le contact entre le porte échantillon et l'échantillon étant effectué par de la graisse, il n'y a pas de localisation à cet endroit.

L'échantillon V3610IS avait son axe  $c$  horizontal, ce qui modifie certainement la géométrie de la déformation et ce qui rend difficiles les comparaisons entre les deux échantillons. Sur cet échantillon, la localisation est encore plus importante parce que le contact était fort en haut et en bas. Etant donné la position de l'axe  $c$ , la localisation est visible sur l'image basale. La déformation a été moins longue (160 mn contre 210 pour ArtifIS), et la distorsion observée sur la tâche basale est moins importante. Par contre on observe l'accentuation d'une distorsion continue sur la tâche prismatique.

Il est délicat d'aller plus loin dans les analyses. Ces observations sont prometteuses mais il est nécessaire d'améliorer le dispositif de déformation pour éviter les localisations, connaître la nature de la déformation et évaluer la vitesse de déformation afin de comparer avec d'autres résultats.

Il sera ensuite très intéressant de comparer les comportements de glace de diverses natures



et provenances, déjà déformées ou non.

### 2.3.5 Synthèse des analyses de diffraction X

Les résultats des analyses de diffraction X des échantillons de glace naturelle déformée apportent des informations intéressantes et nouvelles sur la nature et la répartition des dislocations dans des glaces déformées.

En particulier, des dislocations géométriquement nécessaires de nature coin et vis induisent des distorsions continues du réseau cristallin sur l'ensemble des échantillons. Ces distorsions continues semblent donc être une caractéristique de la déformation de la glace polaire, mais aussi de la glace artificielle déformée pour laquelle on observe des similitudes. La mise en évidence expérimentale de la présence des dislocations géométriquement nécessaires appuie le modèle théorique présenté au paragraphe 2.2.2 et permet de confirmer ainsi l'influence de la flexion et torsion du réseau cristallin comme réponse aux hétérogénéités de déformation dans les glaces polaires.

De plus, une densité non négligeable de dislocations géométriquement nécessaires de type coin (ou parties coins de dislocations mixtes) est observée, du même ordre de grandeur que la densité de dislocations de type vis. Ce résultat va à l'encontre des observations faites sur des monocristaux isolés très peu déformés (voir chapitre 1) (Ahmad et Withworth, 1988; Higashi, 1988; Hondoh, 1992) dans lesquels une grande majorité de dislocations vis avait été observée.

Il convient donc de faire une distinction entre la nature des dislocations que l'on peut rencontrer dans des monocristaux isolés très peu déformés comme présentés au chapitre 1, et la nature des dislocations présentes dans des monocristaux déformés in-situ et dont l'histoire de déformation est complexe (à plus de 3000m de profondeur dans la carotte de Vostok).

Il faut donc s'interroger sur le rôle des dislocations de type coin sur les modes de déformation.

Rappelons tout d'abord que les dislocations observées par la diffraction des rayons X durs sont des dislocations qui participent à la distorsion permanente du réseau. Nous n'observons pas les dislocations qui participent à la déformation en traversant le grain (les dislocations dites "mobiles") et qui sont ensuite accumulées ou absorbées aux joints de grains. Il est possible que les dislocations de type coin soient peu nombreuses et uniquement de nature géométriquement nécessaire pour accommoder les hétérogénéités de déformation par la flexion des plans de base. La présence de dislocations de type coin peut induire la formation de sous joints de flexion qui participent au processus de germination de la recristallisation par rotation. On peut alors évoquer la montée des dislocations comme processus de déformation.

Ces informations nouvelles concernant la nature des dislocations géométriquement nécessaires dans des glaces déformées in-situ sont importantes pour comprendre les processus d'accommodation. Cependant, elles ne nous permettent pas de donner des informations sur la nature des dislocations qui participent à la déformation.

Les échantillons étudiés étant relativement peu distordus (gros échantillons), il serait intéressant de compléter ces analyses par l'observation d'échantillons de glace polaires plus déformés afin d'estimer l'évolution de l'influence relative des dislocations géométriquement nécessaires. Cependant, la taille des grains des zones plus déformées est en général plus petite, et la mise en forme des échantillons plus délicate, de même que l'analyse des résultats, cf échantillon V3146 figure 2.12.

Les analyses de bicristaux apportent des informations préliminaires intéressantes ; on peut observer une évolution des distorsions à l'approche des joints de grains. Cependant, le nombre trop faible d'échantillons analysés ne nous permet pas d'effectuer une analyse générale.

Il en est de même des observations de déformation in-situ qui ont souffert des nombreuses imperfections de fonctionnement du dispositif, mais qui offrent néanmoins des résultats prometteurs.

## 2.4 Conclusions

Ce chapitre présente une analyse théorique puis expérimentale de la déformation de la glace polaire. Les deux analyses complémentaires ont permis d'approfondir la connaissance des processus de déformation dans les conditions extrêmes des calottes polaires.

La déformation de la glace aux faibles contraintes et faibles vitesses de déformation est gérée par une loi de fluage avec un exposant des contraintes proche de 2 (voir chapitre 1). L'analyse approfondie des processus de déformation dans les conditions des calottes polaires a permis de donner une explication de l'origine de cet exposant des contraintes et d'estimer les modes de déformation permettant d'accommoder le glissement basal aux faibles contraintes.

Un modèle "macroscopique" permettant la mise en équations des mécanismes de déformation des glaces polaires nous a permis de mettre en évidence l'importance de la migration des joints de grains au cours du grossissement normal ou de la recristallisation par rotation aux faibles contraintes.

L'application de ce modèle aux cas des carottes de Byrd et GRIP nous permet de montrer l'influence des hétérogénéités de déformation dans les grains sur les processus d'accommodation, au niveau macroscopique. Ces hétérogénéités sont d'autant plus importantes

que la vitesse de migration des joints de grains est lente (en dehors des conditions de recristallisation par migration).

L'hétérogénéité des contraintes dans le polycristal de glace semble avoir une grande influence sur les modes de déformation. Les dislocations géométriquement nécessaires décrites par Ashby (1970) sont compatibles avec l'anisotropie du cristal de glace et la formation de gradients de déformation dus aux incompatibilités de déformation entre voisins. Les dislocations de la glace étant essentiellement basales, les hétérogénéités de déformation se traduisent par une répartition de dislocations géométriquement nécessaires le long des plans de base, créant une flexion de ces plans ou une torsion du réseau autour de l'axe  $c$ . Ces distorsions du réseau apportent des degrés de liberté supplémentaires à la déformation et permettent de rendre celle-ci plus compatible entre les grains.

Ces modes de déformation seraient particulièrement influents dans les conditions de déformation des calottes polaires. Les contraintes internes liées aux incompatibilités de déformation sont réduites par la migration des joints de grains même si celle-ci est trop lente pour les éliminer totalement.

Dans les conditions de déformation de laboratoire (pour des contraintes supérieures à 0.1 MPa) l'apparition rapide de la recristallisation par migration ne permet pas le développement de ces distorsions continues dans les grains. Les contraintes internes présentent alors des pics localisés aux joints de grains, qui induisent la germination et la migration rapide des joints de grains (voir chapitre 1).

La valeur 2 de l'exposant des contraintes pour les déformations à faibles contraintes serait liée à l'influence de la migration des joints de grains au cours de la recristallisation par rotation. Les cinétiques de déformation et de migration des joints permettent la réduction des contraintes internes et une répartition plus homogène dans le grain. Les interactions entre dislocations ont alors lieu dans un réseau à 2 dimensions, ce qui implique une dépendance de la densité de dislocations en  $\sigma$  et non pas en  $\sigma^2$  comme c'est le cas pour les déformations à plus fortes contraintes.

Le développement des textures le long des calottes polaires est un paramètre supplémentaire nous permettant de distinguer les modes de déformation. En particulier, il permet de montrer que le glissement aux joints de grains ne peut être le mode de déformation principal dans les calottes polaires, comme le voudrait l'extrapolation aux glaces des calottes polaires des travaux de Goldsby et Kohlstedt (1997, 1998) sur le fluage de glaces à grains fins.

Les analyses de la microstructure cristalline par diffraction X ont permis l'observation des dislocations géométriquement nécessaires dans des monocristaux de glace de Vostok.

Des distorsions continues des plans prismatiques sont créées par l'arrangement de dislocations vis (ou partie vis de dislocations mixtes) dans le plan de base initiant une rotation continue du réseau autour de l'axe  $c$ . Une flexion des plans de base est créée par des dislocations de type coins.

On a mis en évidence un impact non négligeable de ces dislocations de type coin comparativement aux dislocations de type vis qui ne semblent pas aussi majoritaires qu'observé dans les monocristaux isolés de glace artificielle très peu déformée. La présence de dislocations de type coin est compatible avec la germination par rotation progressive de sous joints de flexion.

Les expériences menées sur les bicristaux naturels montrent des distorsions singulières près des joints de grains. Il semble que l'angle moyen de diffraction évolue à l'approche du joint de grain comme s'il s'agissait d'une distorsion continue plus importante près du joint. Il est cependant hatif de tirer des conclusions sur ces observations pour plusieurs raisons. La première étant que ces observations n'ont été effectuées que sur deux bi-cristaux provenant du carottage de Vostok, et enfin, il serait nécessaire de découpler l'influence de la forme et de la position du joint de celle de la disposition des dislocations.

Pour cela une analyse d'images comme celle effectuée sur les tâches basales des monocristaux serait enrichissante.

Les expériences sur l'observation de l'évolution de la structure cristalline par diffraction X au cours de la déformation ont montré que l'observation des distorsions du réseau cristallin peuvent être effectuées pour de faibles déformations.

Le dispositif utilisé nécessite de nombreuses améliorations afin de gérer la nature de la déformation. Des expériences futures pourraient apporter des informations intéressantes sur la répartition et l'évolution des distorsions au cours de la déformation pour des monocristaux et des bicristaux observés près des joints de grains.

En résumé afin d'explicitier les modes de déformation des glaces des calottes polaires, il est indispensable d'évoquer les dislocations géométriquement nécessaires qui sont associées aux hétérogénéités de déformation induites par l'anisotropie viscoplastique du cristal de glace. Les distorsions du réseau cristallin créent des modes de déformation supplémentaires qui s'ajoutent au glissement basal des dislocations vis et coins. Ces distorsions permettent la compatibilité de déformation entre les grains et accommodent le glissement basal pour les déformations à faible contrainte.

Nous allons tenir compte de ces observations dans l'application d'un modèle de déformation viscoplastique autocohérent, VPSC, pour tenter de simuler le comportement mécanique et le développement de textures au cours de la déformation dans l'objectif

d'une application aux calottes polaires.



## Chapitre 3

# Simulation du développement des textures des glaces polaires par une approche autocohérente, le modèle VPSC

### 3.1 Introduction

La modélisation du comportement mécanique de la glace polycristalline est un enjeu important pour la prise en compte de l'anisotropie du polycristal dans la modélisation de l'écoulement des calottes polaires.

Nous avons vu que la formation de textures est une caractéristique de la déformation de la glace polaire, et il a été clairement montré que ces textures ont une influence non négligeable sur l'écoulement de la glace (Gagliardini, 1999) et peuvent induire des instabilités à grande échelle, notamment en cisaillement simple (Pimienta et al., 1987).

Castelnau (1996) a utilisé un modèle viscoplastique auto-cohérent (VPSC) pour calculer le comportement mécanique de la glace polycristalline. Il a montré que le comportement instantané de glaces polycristallines anisotropes est très bien représenté, mais que ce modèle ne reproduit pas correctement le développement de textures dans les conditions de déformation des calottes polaires pour lesquelles intervient la recristallisation dynamique.

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, la recristallisation par rotation induit une diminution des contraintes internes, en permettant une accommodation du glissement basal par la distorsion du réseau cristallin. La recristallisation a sans doute une influence non négligeable sur la cinétique de développement des textures dans les conditions de déformation des calottes polaires.

Ainsi, une étape supplémentaire pour la modélisation de la déformation de la glace polaire

est l'adaptation du modèle VPSC pour lui permettre de reproduire le développement des textures, en tenant compte de l'influence des modes de déformation associés à la recristallisation par rotation.

Ce chapitre présente d'abord les grandes lignes du modèle VPSC et les résultats obtenus par Castelnau (1996) par l'utilisation de l'approximation tangente de ce modèle. Nous développerons ensuite la formulation à "compliance" variable de Tomé (1999) afin de prendre en compte une déformation plus homogène entre les grains. Le modèle VPSC ainsi modifié sera appelé "modèle VPSC variable" ou "modèle à compliance variable" par la suite.

Nous appliquerons cette formulation à la modélisation du développement de textures. Les résultats seront comparés aux observations effectuées le long des carottes de Vostok et de GRIP.

## 3.2 Les modèles micro-macro. Bornes inférieure et supérieure.

Un modèle dit *micro-macro* est un modèle qui permet la prédiction du comportement mécanique d'un matériau polycristallin macroscopique à partir de la connaissance des lois microscopiques (à l'échelle du grain) gérant la déformation de ce matériau. Ce type de modèle permet de calculer le comportement mécanique et de simuler le développement de textures pour de grandes déformations, à partir de la connaissance des lois de comportement à l'échelle du grain. Dans ces modèles, la déformation est considérée comme provenant essentiellement du glissement des dislocations sur des plans cristallographiques caractéristiques du matériau (Lebensohn et Tomé, 1993).

Un polycristal réel qui se déforme par glissement des dislocations doit maintenir une compatibilité des déformations et l'équilibre des contraintes entre les grains. Les modèles de type éléments finis sont en général bien adaptés à la modélisation de la plasticité hétérogène dans les polycristaux (Kocks et al., 1998) mais il sont souvent très gourmands en temps de calcul. On peut simplifier le problème en considérant chaque grain du polycristal comme une entité homogène, et dans ce cas, deux approximations limites ont été explorées.

La première approche est basée sur l'hypothèse d'un champ de contrainte uniforme dans le polycristal (Sachs, 1928). La contrainte sur chaque grain est donc la contrainte macroscopique. Cette approximation, dont découle le modèle statique (Kocks et al., 1998) représente une borne inférieure pour les contraintes, et dans ce cas extrême, la compatibilité des déformations entre les grains n'est pas vérifiée.



La deuxième approche considère que le comportement de chaque grain est entièrement contrôlé par les voisins, cela en attribuant les mêmes conditions de déformation pour tous qui sont celles du polycristal, quelque soit l'orientation des grains. Il s'agit du modèle dit de *borne supérieure* dont le précurseur est le modèle de Taylor (1938). La condition de compatibilité des déformations est vérifiée mais l'équilibre des contraintes n'est plus respecté aux joints de grains et l'activation de 5 systèmes de glissement indépendants est nécessaire pour produire une déformation quelconque. Ce modèle n'est donc réaliste que pour les matériaux dont l'anisotropie microscopique n'est pas trop forte. Pour la glace où un seul système de glissement est principalement actif, cette approche ne permet pas de reproduire le comportement microscopique ou macroscopique (Castelnau, 1996). Dans le cas d'un matériau à faible anisotropie viscoplastique, les résultats des deux modèles peuvent être assez proches (Lebensohn et Tomé, 1993).

### 3.3 Les modèles de type auto-cohérent ; le modèle VPSC.

Les modèles de type auto-cohérent ont été introduits plus récemment pour tenter de trouver un comportement intermédiaire entre les deux modèles limites décrits ci-dessus. L'approche 1-site de ce type de modèle présente l'avantage de satisfaire les conditions de compatibilité des déformations et d'équilibre des contraintes, en moyenne sur l'ensemble du polycristal (Molinari et al., 1987; Lebensohn et Tomé, 1993). Elle permet donc une estimation plus rigoureuse de la réponse macroscopique.

Cette approche développée pour les matériaux elastoplastiques par Hill (1965) a été étendue aux matériaux viscoplastiques par Hutchinson (1976) avant la formulation générale en déformation finie élaborée par Molinari et al. (1987).

Les modèles auto-cohérents 1-site sont basés sur la solution du problème d'une inclusion ellipsoïdale dans un milieu homogène équivalent (HEM) (Eshelby, 1957). L'inclusion représente alors le grain et la matrice polycristalline est représentée par le HEM, figure 3.1.

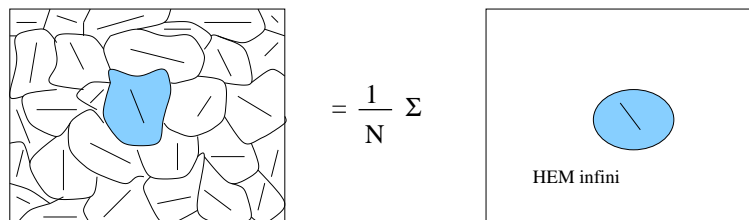


FIG. 3.1 – Schéma de la représentation du polycristal dans les modèles autocohérents. Le polycristal est une somme d'inclusions contenues dans un milieu équivalent homogène (HEM) dont les propriétés sont les propriétés moyennes du polycristal.

Le formalisme d'Eshelby (Eshelby, 1957) est utilisé pour calculer les champs de contrainte

et de vitesse de déformation et la cohérence (compatibilité globale et équilibre) impose que les moyennes des propriétés de chaque grain sur le volume de la matrice (le polycristal) soient égales aux propriétés macroscopiques. La compatibilité des déformations et l'équilibre des contraintes sont vérifiés seulement entre le grain et le milieu homogène équivalent.

Dans le cas simplifié de la formulation 1-site du modèle VPSC, un grain correspond en fait à une orientation donnée, ou, si l'on veut se rapporter à un polycristal réel, le grain du modèle représente l'ensemble des cristaux du polycristal réel ayant la même orientation. On parle alors aussi de phase. Dans le reste de ce travail nous utiliserons le terme "grain" pour faire référence à cette entité.

L'utilisation du formalisme d'Eshelby a longtemps conduit à l'idée simpliste selon laquelle le modèle VPSC 1-site donnait des vitesses de déformation et des contraintes homogènes dans chaque grain (Lebensohn et Tomé, 1993; Castelnau et al., 1996a; Castelnau, 1996). En fait, ce formalisme est utilisé pour calculer les champs moyens par phase, mais Brenner et al. (2001) ont montré qu'il était possible de déterminer les hétérogénéités intraphases dans les modèles de type autocohérent par le biais des seconds moments des contraintes et des déformations. La prise en compte de ces hétérogénéités devrait permettre une meilleure estimation de l'interaction entre le HEM et le grain, et donc une meilleure prédiction du comportement du polycristal. Ce point d'amélioration ne sera pas traité dans ce travail.

La version utilisée et décrite dans la suite de ce travail, est basée sur le modèle adapté aux anisotropies microscopiques et macroscopiques développé par Lebensohn et Tomé (1993) à partir de la formulation pour les matériaux isotropes de Molinari et al. (1987).

### 3.3.1 Equations constitutives, formulation

Cette formulation est décrite dans le travail de Castelnau (1996), à partir de la formulation de Molinari et al. (1987), puis de celle 1-site de Lebensohn et Tomé (1993). Nous donnerons les grandes lignes et les principales équations constitutives.

#### 3.3.1.1 Le comportement du monocristal

Il est décrit par une relation entre la vitesse de cisaillement et la contrainte de cisaillement pour chaque système de glissement :

$$\dot{\gamma}_s = \dot{\gamma}_0 \left| \frac{\tau^s}{\tau_0^s} \right|^{n^s - 1} \left( \frac{\tau^s}{\tau_0^s} \right) \quad (3.1)$$

où  $\dot{\gamma}_s$  est la vitesse de cisaillement sur le système  $s$ ,  $\tau^s$  la contrainte de cisaillement sur ce même système,  $\dot{\gamma}_0$  étant une vitesse de cisaillement de référence, et  $\tau_0^s$  la contrainte

de cisaillement critique à partir de laquelle le glissement des dislocations peut s'effectuer sur le système  $s$ . Enfin  $n^s$  est l'exposant des contraintes pour le système  $s$  (celui-ci est en général identique pour tous les systèmes dans la plupart des modèles, la formulation que nous utilisons autorise sa variation d'un système à l'autre).

La contrainte de cisaillement est donnée par la loi de Schmid :

$$\tau^s = \underline{r}^s : \underline{S}^g \quad (3.2)$$

où  $\underline{r}^s = \frac{1}{2}(\mathbf{l}^s \otimes \mathbf{b}^s + \mathbf{b}^s \otimes \mathbf{l}^s)$  est le tenseur de Schmid exprimant le rapport d'orientation du système de glissement  $s$  par rapport aux axes de référence.  $\mathbf{l}^s$  est le vecteur unitaire normal au plan de glissement et  $\mathbf{b}^s$  le vecteur unitaire parallèle au vecteur de Burgers.  $\underline{S}^g$  est le tenseur de la contrainte déviatoire de Cauchy auquel est soumis le grain.

Le tenseur des vitesses de déformation au niveau du grain s'exprime comme la somme des vitesses de cisaillement sur tous les systèmes de glissement du monocristal :

$$\underline{D}^g = \sum_{s=1}^{n_s} \underline{r}^s \gamma^s \quad (3.3a)$$

$$\underline{D}^g = \gamma_0 \sum_{s=1}^{n_s} \underline{r}^s \left( \frac{\underline{r}^s : \underline{S}^g}{\tau_0^s} \right)^{n^s - 1} \frac{\underline{r}^s : \underline{S}^g}{\tau_0^s} \quad (3.3b)$$

### 3.3.1.2 Le comportement du polycristal

Il repose sur l'approximation suivante : les lois du comportement microscopique (équation 3.3) et macroscopique sont linéarisées par la tangente ou la sécante à la courbe représentative de ces lois en un point qui correspond à une valeur moyenne locale pour  $S$  et  $D$ , figure 3.2.

Sur la figure 3.2 sont représentées les différentes hypothèses de linéarisation, tangente et sécante ainsi que les deux approches extrêmes, Taylor et statique.

Dans l'approximation de la linéarisation tangente, la réponse du polycristal est donnée sous la forme (une loi équivalente caractérise le monocristal) :

$$\underline{D} = \underline{\underline{M}}^{tg}(\underline{\underline{S}}) : \underline{S} + \underline{D}^0(\underline{\underline{S}}) \quad (3.4)$$

où  $\underline{D}$  et  $\underline{S}$  sont respectivement la vitesse de déformation et la contrainte déviatoire dans le polycristal et  $\underline{\underline{S}}$  la contrainte moyenne sur le HEM. Le tenseur  $\underline{\underline{M}}^{tg}$  est le tenseur de compliance macroscopique, et  $\underline{D}^0$  un tenseur ne dépendant pas de la position dans l'espace.

Lorsque tous les  $n^s$  sont égaux, l'homogénéité de la loi de puissance implique une relation de proportionnalité entre la compliance sécante et la compliance tangente (Hutchinson, 1976), equation 3.5 :

$$\underline{\underline{M}}^{tg} = n^s \underline{\underline{M}}^{sec} \quad (3.5)$$

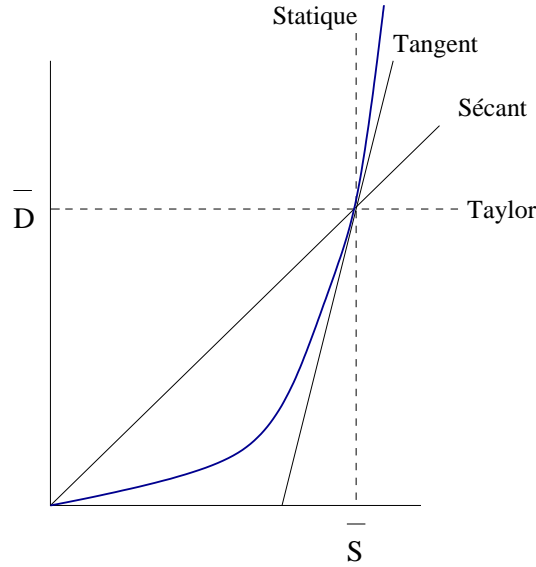


FIG. 3.2 – Représentation schématique à une dimension de la linéarisation de la réponse vitesse de déformation-contrainte au voisinage des valeurs moyennes  $(\bar{S}, \bar{D})$  pour différentes hypothèses de linéarisation.

ceci étant valable pour le comportement microscopique et macroscopique.

A partir du formalisme d'Eshelby permettant de traiter le problème de l'inclusion dans un HEM, on obtient l'équation d'interaction suivante entre le grain et le polycristal :

$$\underline{D}^g - \bar{\underline{D}} = -\underline{\tilde{M}} : (\underline{S}^g - \bar{\underline{S}}) \quad (3.6)$$

où  $\underline{\tilde{M}}$  est la compliance d'interaction qui dépend de la compliance tangente  $\underline{M}^{tg}$  et du tenseur d'Eshelby (Lebensohn et Tomé, 1993; Castelnau, 1996).

La solution de cette équation doit vérifier les conditions suivantes :

$$\langle \underline{D}^g \rangle = \bar{\underline{D}} \quad (3.7a)$$

$$\langle \underline{S}^g \rangle = \bar{\underline{S}} \quad (3.7b)$$

Ces relations lient les valeurs moyennes sur tous les grains aux valeurs caractéristiques du HEM.

Dans le cas d'une déformation à gradient de vitesse imposé, le modèle de Lebensohn et Tomé (1993) utilise un algorithme dans lequel deux boucles itératives sont imbriquées l'une dans l'autre selon le schéma suivant :

1. Les conditions initiales donnant les contraintes dans les grains et les compliances macroscopiques et microscopiques sont obtenues par l'intermédiaire du modèle de Taylor.

2. Un calcul itératif permet de déterminer  $\underline{\underline{M}}$  puis de nouvelles valeurs des compliances vérifiant la relation d'égalité entre la moyenne sur les grains et la valeur du HEM (équations 3.7).
3. On calcule alors la nouvelle valeur de la contrainte moyenne et celles des contraintes dans les grains jusqu'à la convergence des équations 3.6 et 3.7, avant de passer au pas de déformation suivant où le calcul repart de l'étape 2.

### 3.3.1.3 Autres caractéristiques

Les points suivants sont à souligner pour appréhender les potentialités et les limites de fonctionnement de ce modèle.

- Le comportement du HEM est linéarisé par une approximation tangente, figure 3.2, mais il est aussi possible d'utiliser une approximation sécante pour cette linéarisation. Dans les deux cas on n'obtient qu'une approximation du comportement du HEM, mais dans le cas de l'approximation tangente, le comportement du modèle tend vers celui du modèle dit statique. Par opposition, l'approximation sécante tend plutôt vers les hypothèses du modèle de Taylor.

La compliance viscoplastique associée à l'approximation tangente est  $n$  fois plus grande que celle associée à l'approximation sécante, equation 3.5. En conséquence, l'interaction entre le grain et le HEM est  $n$  fois plus faible dans le cas de l'approximation tangente qu'elle ne l'est pour l'approximation sécante.

- La rotation des axes cristallographiques de chaque grain est liée au glissement des dislocations sur les plans cristallins au cours de la déformation et donc au cisaillement sur chaque système de glissement. La rotation des axes de chaque cristal est en fait la somme de la rotation plastique décrite ci-dessus, et donnée par :

$$\underline{W}^p = \sum_{s=1}^{n_s} \frac{1}{2} (\mathbf{l}^s \otimes \mathbf{b}^s + \mathbf{b}^s \otimes \mathbf{l}^s) \dot{\gamma}^s \quad (3.8)$$

et de la rotation dite cristallographique du repère du grain par rapport au repère macroscopique.

- Une loi d'écrouissage peut être utilisée pour faire varier les contraintes critiques sur les différents systèmes de glissement au cours de la déformation. Elle présente l'avantage de permettre un écrouissage entre systèmes de glissement (l'écrouissage latent) ou un écrouissage à l'intérieur d'un même système de glissement (l'auto-écrouissage). De plus sa forme tirée d'une loi de type Voce (voir annexe 3) (Kocks, 1976; Kocks et al., 1998) permet de modéliser un écrouissage linéaire ou un écrouissage progressif évoluant vers une saturation.

### 3.3.2 L'approximation tangente appliquée au comportement mécanique de la glace et au développement de textures.

#### 3.3.2.1 Détermination des paramètres

Le modèle VPSC 1-site de Lebensohn et Tomé (1993) a été étudié et adapté à la glace polycristalline par Castelnau (Castelnau, 1996; Castelnau et al., 1996b, 1997), en vue de simuler le développement de textures dans les calottes polaires. Cette étude approfondie a permis de définir de nombreux paramètres propres à la glace pour cette modélisation.

La déformation de la glace a été étudiée dans la limite du comportement instantané qui correspond au stade permanent de la déformation, ou fluage secondaire.

Au cours de la déformation d'un polycristal de glace, la formation des textures entraîne une modification du comportement, et l'état stationnaire se déplace en permanence.

La formulation tangente a été utilisée et comparée aux modèles de Taylor et statique.

Les systèmes de glissement ont été choisis d'après les observations des dislocations dans la glace et les données sur le comportement viscoplastique du monocristal de glace (Hutchinson, 1977; Duval et al., 1983), ils sont résumés dans le tableau 3.1 et représentés sur la figure 3.3.

Famille	Systèmes	Syst. indep.	$n^s$	Cission critique
basale $[0001]\langle 11\bar{2}0 \rangle$	3	2	3	$\tau_a$
prismatique $[01\bar{1}0]\langle 2\bar{1}10 \rangle$	3	2	3	$\tau_b$
pyramidale $[11\bar{2}2]\langle 11\bar{2}\bar{3} \rangle$	6	5	3	$\tau_c$

TAB. 3.1 – Familles de glissement, nombre de systèmes de glissement par famille, nombre de ces systèmes indépendants, exposant des contraintes et cissions critiques dans les systèmes.

Pour la formulation tangente de l'approche VPSC et pour le modèle statique, Castelnau a estimé les valeurs des cissions critiques pour un grain in-situ (à l'intérieur d'un polycristal) en comparant les résultats du modèle aux résultats obtenus à l'aide d'essais mécaniques sur des glaces fortement anisotropes. Il utilise une méthode inverse basée sur le principe qu'il existe un triplet  $(\tau_a, \tau_b, \tau_c)$  qui permette au modèle de simuler le comportement mécanique des glaces polycristallines anisotropes et isotropes, quelque soit le type de déformation imposée. Si ce triplet n'existe pas, le modèle ne peut pas être validé. Il calcule alors un écart entre les prédictions numériques et les résultats expérimentaux, ce qui lui permet de déterminer le triplet  $(\tau_a, \tau_b, \tau_c)$  dont les valeurs sont données dans le tableau 3.2.

Le modèle de Taylor ne permettant pas de reproduire un comportement mécanique réaliste, il n'a pas été considéré comme potentiellement utilisable dans le cas de la glace

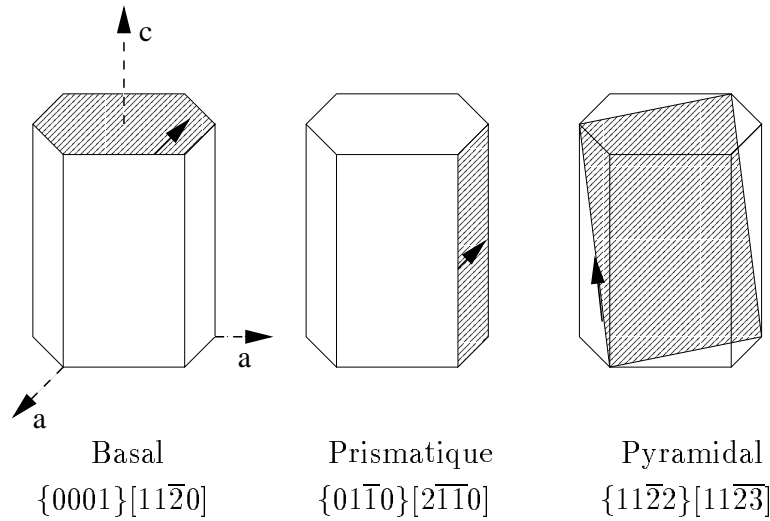


FIG. 3.3 – Plans de glissement et direction des vecteurs de Burgers

	VPSC tangent	Statique
Famille	$\tau_i$ en MPa	$\tau_i$ en MPa
basale ( $\tau_a$ )	7.76	71.5
prismatique ( $\tau_b$ )	543	>501
pyramidale ( $\tau_c$ )	543	>501

TAB. 3.2 – Cissions critiques obtenues par Castelnau (1996) pour les modèles VPSC tangent et statique.

(Castelnau, 1996).

On observe que les rapports de cissions critiques entre le système basal et les autres systèmes de glissement, dans le cas du modèle tangent sont de l'ordre de 70. Ce rapport implique une activité basale proche de 90% pour une glace isotrope, ce qui semble réaliste pour la déformation de la glace sans recristallisation.

La valeur de  $\tau_a$  pour un grain in-situ ne peut être déterminée expérimentalement. On peut cependant la comparer à la valeur connue pour le monocristal isolé qui est comprise entre 5 MPa et 22 MPa (Castelnau, 1996).

Seule la valeur de  $\tau_a$  semble avoir une signification physique réelle, en effet, le glissement des dislocations sur des plans pyramidaux n'a jamais été observé expérimentalement et le glissement sur les plans prismatiques ne devrait pas contribuer notablement à la déformation. Cependant le modèle VPSC tangent nécessite l'activation de ces systèmes de glissement dans de très faibles proportions.

Partant des valeurs de  $\tau_a$  et  $\tau_b$  tirées du comportement d'échantillons anisotropes par la méthode inverse, la formulation tangente du modèle VPSC reproduit bien le comportement mécanique instantané.

Nous verrons dans la suite de ce travail les limites de la formulation tangente lorsque l'on s'intéresse au développement des textures dans les calottes polaires .

### 3.3.2.2 Déformation uniaxiale d'un polycristal

Dans le cas d'un polycristal isotrope, les valeurs de la vitesse de déformation ( $D^g$ ) et de la contrainte ( $S^g$ ) dans les grains sont fortement dépendantes de l'orientation de l'axe  $\mathbf{c}$  de ces grains par rapport à la direction de sollicitation, figure 3.4.

La sollicitation est une compression uniaxiale, les angles d'Euler permettant de donner l'orientation des grains par rapport au référentiel macroscopique sont représentées dans l'annexe 4. L'axe  $\theta$  définit l'orientation de l'axe  $\mathbf{c}$  par rapport à l'axe de la sollicitation, c'est celui qui nous importe le plus pour caractériser l'orientation de grains.

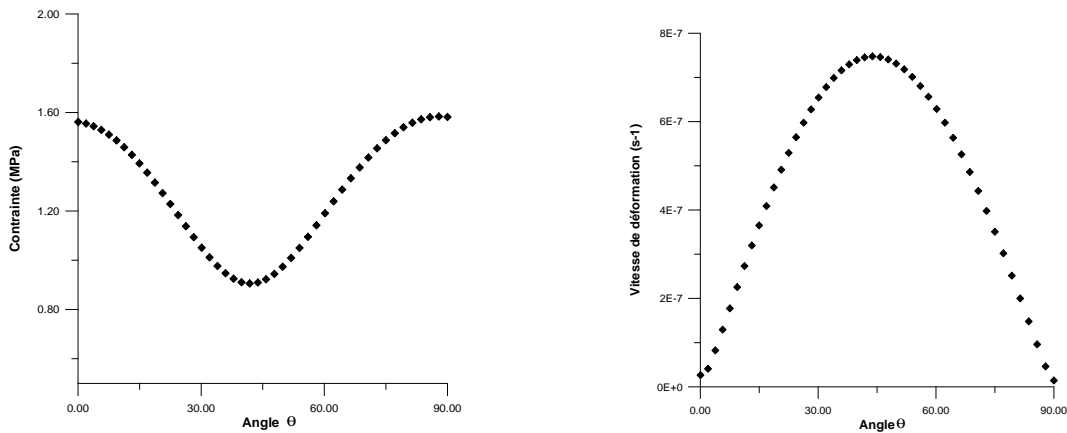


FIG. 3.4 – *Contrainte déviatoire équivalente et vitesse de déformation équivalente dans les grains d'un polycristal isotrope déformé en compression uniaxiale ( $S_{eq} = 1\text{ MPa}$ ). L'angle  $\theta$  est l'angle entre l'axe  $\mathbf{c}$  et la direction de la sollicitation macroscopique. Résultats obtenus avec le modèle VPSC tangent.*

L'activité des systèmes de glissement, si elle est en générale proche de 0.9 pour le système basal est légèrement dépendante de l'orientation lorsque les grains ont une orientation pour laquelle l'activation du système basal est difficile (autour de  $0^\circ$  et  $90^\circ$  en compression uniaxiale), figure 3.5.

### 3.3.2.3 Comportement mécanique instantané. Remarques synthétiques

Les valeurs des contraintes de cisaillement critiques trouvées par la méthode inverse permettent de reproduire de façon très fidèle le comportement mécanique macroscopique



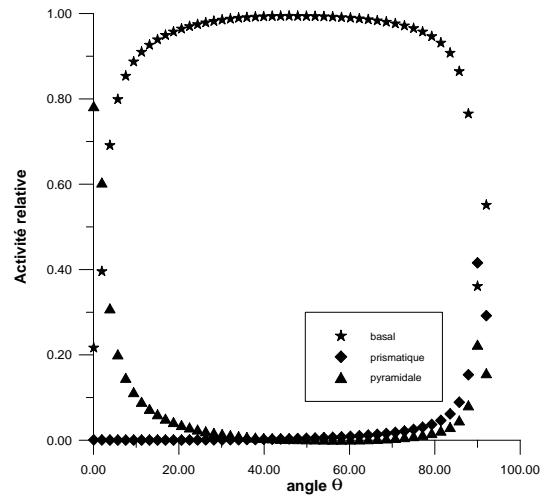


FIG. 3.5 – *Activité relative des systèmes de glissement en fonction de l'orientation des grains. Modèle VPSC tangent.*

des glaces polycristallines anisotropes étudiées (Castelnau, 1996). L'activité basale relative est proche de 0.9, et même si l'activité non basale est faible, elle est indispensable pour expliquer le comportement mécanique des glaces anisotropes.

En ce qui concerne la déformation sous fortes contraintes, Castelnau (1996) a montré que le comportement instable des glaces anisotropes soumises à des conditions de chargement pour lesquelles le glissement basal est minimum est très bien reproduit par l'approximation tangente de VPSC.

### 3.3.2.4 Développement de textures

Le modèle VPSC tangent a ensuite été appliqué par Castelnau et al. (1996b) pour simuler le développement de textures dans des conditions de déformation proches de celles des calottes polaires. Les textures que nous possédons le long des carottes de glace de sites comme Vostok ou GRIP, sont en effet d'excellents moyens de validation de cette modélisation du développement des textures, dans la mesure où nous supposons connue l'histoire de déformation de la glace le long de la carotte.

Lors de l'étude du développement de textures par Castelnau (1996) les processus de recristallisation ne sont pas pris en compte.

La formulation tangente utilisée semble donner de bons résultats concernant l'évolution des textures dans les premières centaines de mètres des carottes de Vostok et de GRIP. La profondeur à partir de laquelle les résultats du modèle divergent par rapport aux observations correspondraient à la profondeur où s'initient les processus de recristallisation par rotation, et où l'on voit apparaître les premiers sous-grains (environ 650m pour GRIP, et 800 m pour Vostok). La différence observée au delà semble essentiellement liée à la cinétique de développement des textures et les textures modélisées sont trop prononcées. Les textures simulées et observées dans les carottes sont représentées sur la figure 3.6.

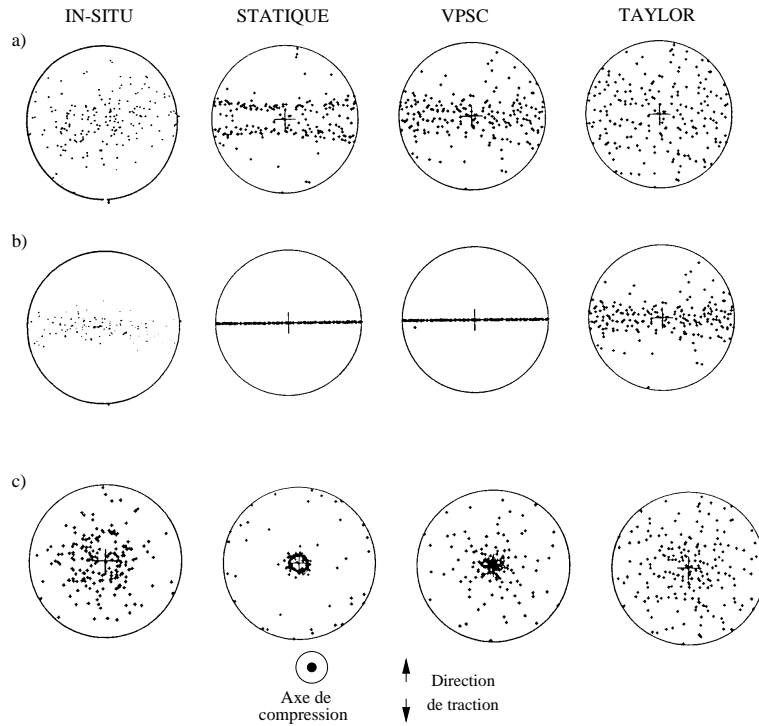


FIG. 3.6 – Comparaison des textures *in-situ* et des textures simulées par les modèles statique, VPSC tangente et Taylor. a) Texture de Vostok (traction uniaxiale), 622m de profondeur (Lipenkov et al., 1989). b) Texture de Vostok, 2080m de profondeur (Lipenkov et al., 1989). c) Texture de GRIP (compression uniaxiale), 991.1m de profondeur (Thorsteinsson et al., 1997), d'après Castelnau (1996).

La figure 3.7 représente l'évolution de l'activité basale relative et du degré d'orientation avec la déformation au cours de simulations en compression uniaxiale et en traction uniaxiale.

On calcule le degré d'orientation  $R$  selon :

$$R = \frac{2}{N} \left( \sum_{i=1}^N \cos\theta_i \right) - 1 \quad (3.9)$$

où  $\theta_i$  est l'orientation de l'axe  $c$  du grain  $i$  pris parmi les  $N$  grains composant la texture.

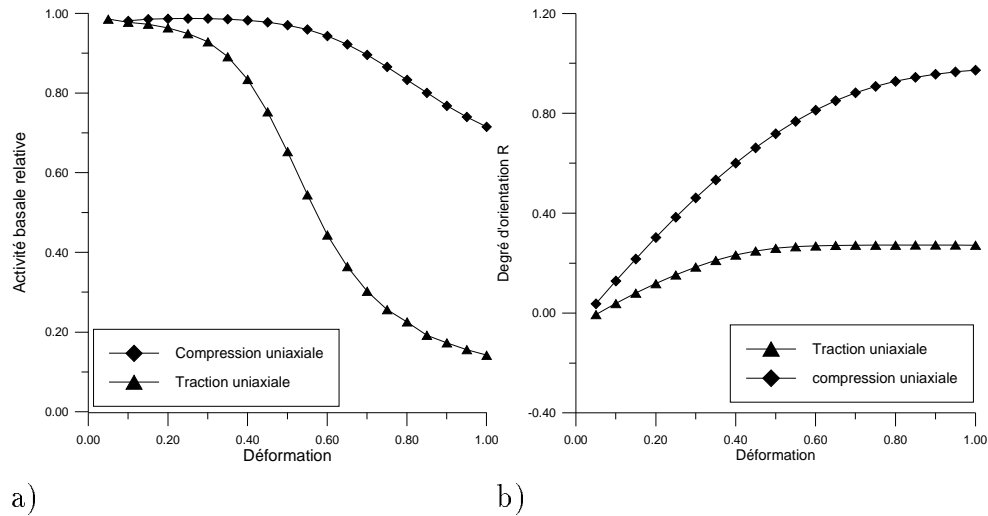


FIG. 3.7 – Evolution de a) l'activité relative du système basal, b) le degré d'orientation, avec la déformation en compression uniaxiale et en traction uniaxiale.

La texture de GRIP représentée sur la figure 3.6 correspond à une déformation d'environ 0.4, ce qui coïncide avec l'amorce de la diminution de l'activité basale.

Les textures de Vostok à 622 m et 2080 m correspondent respectivement à des déformations de 0.25 et 1 environ. Pour une déformation de 1 en traction, l'activité basale donnée par le modèle est inférieure à 20%.

Il semble que le modèle VPSC dans son approximation tangente n'offre pas de bons résultats dès qu'il y a formation de textures, et ce à partir d'une déformation de 0.4 (en compression ou traction). Le modèle ne peut pas simuler une déformation importante, tout en maintenant des activités stables et une activité basale cohérente.

Une comparaison similaire a été effectuée dans le cas de la déformation en cisaillement simple. Les textures observées expérimentalement en dehors des conditions de recristallisation par migration, et celles résultantes de la formulation tangente du modèle VPSC sont représentées sur les figures 3.8 et 3.9 pour les mêmes taux de déformation. Le maximum localisé près du pôle du plan de cisaillement permanent ne peut être reproduit, ce qui nous amène là aussi à envisager l'influence de phénomènes d'accommodation de la déformation tels que la recristallisation par rotation.

### 3.3.3 Discussions

Nous avons résumé le travail de Castelnau (1996) concernant l'adaptation de la formulation tangente du modèle VPSC à la déformation de la glace polycristalline. Son étude approfondie a permis de déterminer les paramètres inhérents à cette formulation, et de modéliser avec succès le comportement mécanique instantané des glaces isotropes et ani-

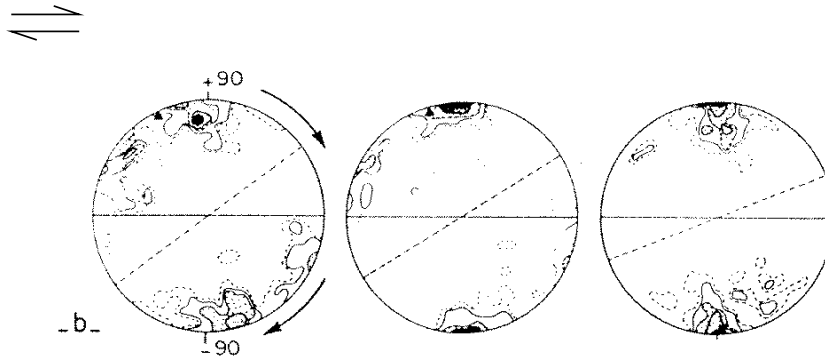


FIG. 3.8 – *Figures de pole expérimentales après déformation en cisaillement simple jusqu'à 60%, 92% et 200% (de gauche à droite). D'après Bouchez et Duval (1982).*

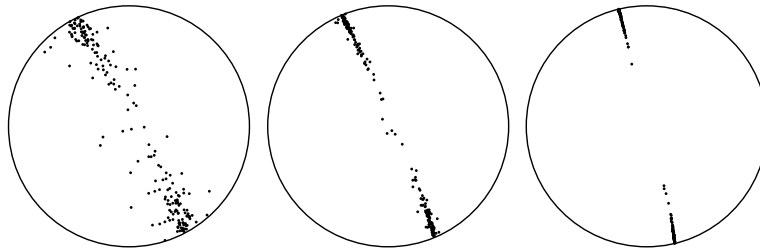


FIG. 3.9 – *Textures de cisaillement simple obtenues par le modèle VPSC tangent après 60%, 92% et 200% (de gauche à droite).*

sotropes.

Cependant, les limites de cette formulation du modèle VPSC sont apparues lors de l'étude du développement de textures, les textures simulées étant systématiquement trop fortes. Un autre problème est lié au fait que l'activité basale obtenue dans l'approximation tangente du modèle VPSC devient trop faible dès que la déformation induit un développement important des textures, i.e. au delà de 40% de déformation en compression et traction uniaxiale.

Castelnau (1996) a suggéré que la recristallisation par rotation était à l'origine de la différence entre les textures observées et simulées.

La cinétique de développement de textures dépendant de l'approche de modélisation choisie il est possible que l'approximation tangente soit trop proche de l'hypothèse de la borne inférieure pour une application aux glaces polaires. Pour la glace, les cinétiques de développement de textures sont directement liées à l'activité basale. Une activité basale sensiblement plus faible que celle donnée par l'approximation tangente du modèle VPSC est compatible avec la formation d'hétérogénéités de déformation dans les grains, comme observées par diffraction X (chapitre 2), et la recristallisation par rotation. Ainsi, un modèle permettant une déformation plus homogène dans les grains, avec une activité basale

légèrement plus faible serait-il mieux adapté à la simulation du développement de textures dans les calottes polaires.

Le modèle “variable” présenté au paragraphe suivant permet de prendre en compte une interaction variable entre les grains et le HEM selon l’orientation des grains. Il permet ainsi une déformation légèrement plus homogène entre les grains.

Nous étudions son application à la glace et les résultats obtenus en terme de développement de textures.

### 3.4 L'approximation à "compliance" variable du modèle VPSC

Comme il a été expliqué dans les paragraphes précédents, le comportement viscoplastique d'un polycristal est en général non linéaire, et son approximation dans le modèle VPSC nécessite la linéarisation de la loi reliant la contrainte à la vitesse de déformation localement pour chaque grain et pour le HEM.

Les deux comportements limites, Taylor et statique peuvent être regardés comme les deux cas extrêmes de la linéarisation : le modèle statique représentant une interaction infiniment accommodante, et le modèle de Taylor, une interaction infiniment rigide. Cette linéarisation peut aussi prendre deux formes intermédiaires dans le cas du modèle VPSC qui sont explicitées sur la figure 3.2 : la linéarisation par l'approximation tangente, celle qui a été utilisée par Castelnau (1996), et la linéarisation par l'approximation sécante.

Nous avons vu au chapitre précédent que lorsque l'exposant des contraintes qui relie la vitesse de déformation  $\underline{D}$  à la contrainte  $\underline{S}$  est  $n$ , alors la "compliance" viscoplastique  $\underline{M}^{tg}$  est  $n$  fois plus grande que  $\underline{M}^{sec}$ , équation 3.5. En conséquence, l'interaction entre le grain et le HEM est  $n$  fois plus faible dans le cas du modèle tangent que dans le cas de la linéarisation sécante. Dans le cas de l'approximation tangente ceci entraîne une déformation dans les grains mous (les grains bien orientés pour le glissement basal) qui peut être beaucoup plus forte que la déformation moyenne. L'approximation sécante induit une déformation plus homogène entre les grains durs et mous.

Lorsqu'un matériau est fortement anisotrope, comme c'est le cas pour la glace, la linéarisation par l'approximation tangente va induire de fortes hétérogénéités de comportement entre les grains durs et les grains mous qui conduisent à une déformation essentiellement localisée dans les grains mous.

Or, nous avons vu que les conditions de déformation des calottes polaires sont associées à la migration des joints de grains au cours du grossissement normal et de la recristallisation par rotation. Les mécanismes associés ont pour effet de rendre la déformation plus homogène et de diminuer les hétérogénéités entre les grains durs et les grains mous comme nous l'avons vu au chapitre 2.

Aussi, afin de modéliser le développement de textures dans les conditions de déformation des calottes polaires il est nécessaire de trouver une formulation intermédiaire entre les formulations tangente et sécante qui permette d'obtenir une déformation plus homogène entre les grains que celle obtenue par l'approximation tangente (Castelnau, 1996), tout en gardant une activité basale prépondérante.

Dans le cas de matériaux assez peu anisotropes l'erreur introduite par la linéarisation du comportement du HEM est plus faible étant donné que les deux formulations tangente

et sécante sont plus proches. La correction décrite ci-dessus est donc moins nécessaire.

Molinari et Tóth (1994) et Ponte Castañeda (1991) ont proposé des modèles intermédiaires, nous les expliciterons rapidement.

Le modèle que nous choisissons d'utiliser est celui développé par Tomé (1999) que nous appellerons “modèle VPSC variable” ou “modèle variable”.

### 3.4.1 Généralités

Afin de faire varier la linéarisation entre les limites tangente et sécante du modèle VPSC, Molinari et Tóth (1994) introduisent un coefficient variable qui caractérise la raideur de l'interaction entre les grains et la matrice, selon 3.10 :

$$(\underline{D}^g - \underline{\bar{D}}) = -\alpha \underline{\widetilde{M}}^g : (\underline{S}^g - \underline{\bar{S}}) \quad (3.10)$$

$\underline{\widetilde{M}}^g$  est la compliance d'interaction entre le grain et le HEM. Le paramètre  $\alpha$  permet de modifier la pente de l'approximation linéaire de la loi de comportement du HEM (figure 3.2) (Gilormini, 1995). Pour  $\alpha = 1$  on retrouve la linéarisation tangente, et pour  $\alpha = 1/n$  la linéarisation sécante. On retrouve le modèle de Taylor pour  $\alpha = 0$  et le modèle statique pour  $\alpha = +\infty$ .

Grossièrement, ce coefficient permet d'autoriser un certain degré d'incompatibilité des déformations. Il permet ainsi de compenser un peu l'erreur introduite par la linéarisation du comportement du HEM, erreur qui est d'autant plus importante que le comportement microscopique est plus anisotrope, et que le milieu polycristallin est plus hétérogène, comme dans le cas de la glace (Castelnaud, 1996).

Une des limitations de cette formulation réside dans le fait que pour un milieu anisotrope non linéaire,  $\alpha$  devrait se présenter sous la forme d'un tenseur permettant de prendre en compte l'anisotropie de la compliance d'interaction.

Dans le même ordre d'idée, deBotton et Ponte Castañeda (1995), Ponte Castañeda et Nebozhyn (1997) ont proposé une approche dite “variationnelle” du modèle autocohérent qui a été analysée et approfondie par Gilormini et al. (2001) pour les matériaux hexagonaux et par Nebozhyn et al. (2001) pour les matériaux cubiques .

Cette approche a été développée pour des matériaux fortement non linéaires ( $n$  grand) et/ou fortement anisotropes pour lesquelles l'approximation tangente semble mal adaptée. En effet, l'approche tangente a tendance à se rapprocher du modèle statique pour les fortes non linéarités (Lebensohn et Tomé, 1993; Gilormini et al., 2001) comme le montre la courbe 3.10. Nous verrons par la suite que cette caractéristique du comportement du modèle tangent se retrouve aussi lorsqu'on augmente l'anisotropie monocristalline du ma-

tériau considéré (voir figure 3.14).

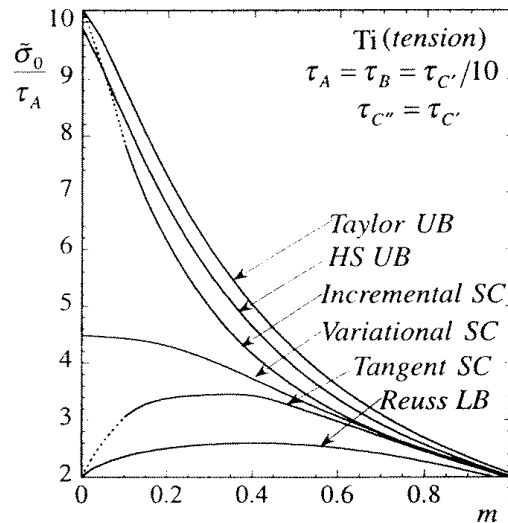


FIG. 3.10 – Contrainte de référence macroscopique en fonction du taux de sensibilité à la contrainte  $m=1/n$ . Pour une déformation en traction uniaxiale d'un polycristal isotrope de titanium. Comparaison entre différentes approches auto-cohérentes. D'après Gilormini et al. (2001).

L'approche variationnelle permet d'obtenir un comportement variant entre les limites tangente et sécante au niveau de chaque grain, en fonction de son orientation. Le principe consiste à optimiser le choix de la compliance qui relie les grandeurs macroscopiques (contraintes et vitesses de déformation) et ces mêmes grandeurs dans les grains, par l'intermédiaire d'un polycristal linéaire de comparaison qui permet une estimation du champ de contrainte non homogène dans le grain.

Une autre formulation est proposée par Tomé (1999) dans laquelle il introduit un comportement intermédiaire entre les formulations tangente et sécante, en tenant compte des particularités au niveau de chaque grain.

Celle-ci repose sur l'intérêt de considérer que l'interaction entre un grain et la matrice (représentée par la compliance d'interaction) peut être variable, et dépendre entre autre de la capacité de chaque orientation à accommoder la déformation macroscopique imposée. Ainsi, l'interaction entre un grain mou et le HEM n'aura pas forcément les mêmes caractéristiques que celle entre un grain dur et le HEM. Voici le point de départ de ce modèle dit à "compliance variable" (ou modèle variable).



### 3.4.2 Principes de la formulation du modèle à compliance variable.

Pour rappel, et pour illustrer la figure 3.2, les valeurs locales de la vitesse de déformation et de la contrainte dans la matrice sont liées selon les approximations sécante et tangente par les équations 3.11

$$\underline{D}(x) = \underline{\overline{M}}^{sec} : \underline{S}(x) \quad (3.11a)$$

$$\underline{D}(x) = \underline{\overline{M}}^{tg} : \underline{S}(x) + \underline{D}^0 \quad (3.11b)$$

avec  $x$  un point de la matrice. Les valeurs des compliances sont des valeurs moyennes (pour le HEM), elles dépendent de la contrainte et sont liées par l'équation 3.5.

L'équation d'interaction dans le cas du modèle VPSC variable est donnée par 3.12 (Tomé, 1999).

$$(\underline{D}^g - \underline{\overline{D}}) = -\underline{\widetilde{M}}^g : (\underline{S}^g - \underline{\overline{S}}) \quad (3.12a)$$

$$\underline{\widetilde{M}}^g = n^{eff} (\underline{I} - \underline{E})^{-1} : \underline{E} : \underline{\overline{M}}^{sec} \quad (3.12b)$$

$\underline{E}$  étant le tenseur d'Eshelby,  $\underline{I}$  le tenseur identité et  $\underline{\widetilde{M}}^g$  la compliance d'interaction entre le grain et le HEM.

Le paramètre  $n^{eff}$  est introduit par Tomé (1999) pour prendre en compte une interaction variable entre le grain et le HEM. La formulation tangente correspond à  $n^{eff} = n$ , et la formulation sécante à  $n^{eff} = 1$ .

Pour obtenir une évolution du mode de linéarisation le paramètre  $n^{eff}$  varie entre  $n$  et 1, indépendamment pour chaque grain. Le critère de variation de ce paramètre est lié à la relation d'orientation entre le grain et la sollicitation macroscopique (Tomé, 1999).

On considère le tenseur de projection le long de la direction unitaire, ou sous-espace caractéristique, du tenseur de vitesse de déformation macroscopique, il est représenté par l'équation 3.13.

$$P_{ij} = \frac{\overline{D}_i \overline{D}_j}{\|\underline{\overline{D}}\|^2} \quad (3.13)$$

On définit ensuite la projection des tenseurs de compliance du grain et du HEM sur ce sous-espace, équation 3.14 :

$$\underline{\underline{M}}_{||}^g = \underline{\underline{P}} : \underline{\underline{M}}^g \quad (3.14a)$$

$$\underline{\underline{M}}_{||} = \underline{\underline{P}} : \underline{\underline{M}} \quad (3.14b)$$

Vient ensuite le paramètre "RDC" (pour Relative Directional Compliance (Tomé, 1999)) qui sera le critère de variation de  $n^{eff}$ , équation 3.15.

$$RDC^g = \frac{\|\underline{M}_g^g\|}{\|\underline{M}_g\|} \quad (3.15)$$

Ainsi, lorsque l'orientation du grain est telle que son comportement est plus "accommodant" que le HEM, le paramètre  $RDC^g$  sera plus grand que 1, par contre, lorsque le grain aura un comportement plus rigide que le HEM, "RDC" sera plus petit que 1.

La valeur de  $n^{eff}$  dépend de "RDC", et on peut choisir différentes formes pour cette dépendance. Tomé (1999) sélectionne deux interpolations linéaire et quadratique représentées sur la figure 3.11.

Pour l'interpolation quadratique, deux courbes peuvent être utilisées. Celle utilisée par Tomé (1999) est la courbe bleue, nous avons choisi d'utiliser pour la glace la courbe rouge qui nous permet de conserver un comportement comparativement plus proche du modèle tangent.

Pour les petites valeurs de "RDC" le comportement est proche de la formulation tangent, autorisant une interaction plus faible entre un grain rigide et un HEM comparativement plus "mou". Le contraire est vérifié pour un "RDC" grand.

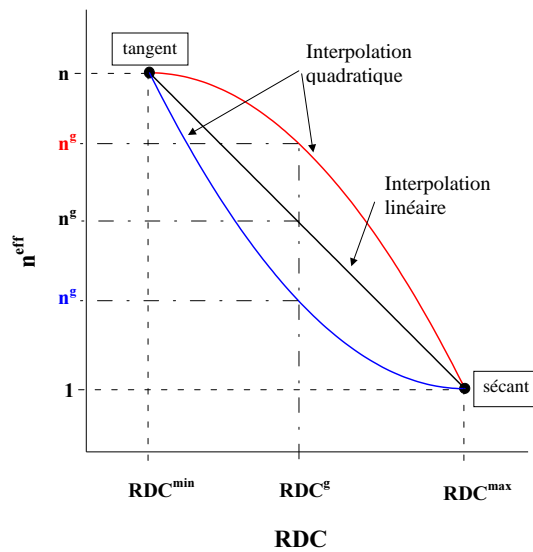


FIG. 3.11 – Diagramme schématisant la procédure d'interpolation pour déterminer la valeur de  $n^{eff}$  en fonction du paramètre "RDC" pour chaque grain. D'après Tomé (1999)

### 3.4.3 Application au cas de la glace, détermination des paramètres.

Comme l'ont montré Castelnau (1996) (polycristal de glace) et Tommasi et al. (2000) (polycristal d'olivine), le modèle tangent, s'il représente bien le comportement mécanique instantané, ne permet pas de simuler correctement le développement de textures. Les textures simulées sont trop fortes quelque soit le mode de déformation (Castelnau et al., 1996a; de La Chapelle et al., 1998; Tommasi et al., 2000). La force de l'interaction entre le grain et le HEM doit jouer un rôle non négligeable dans le développement des textures. Le modèle variable peut donc se présenter comme une alternative intéressante dans le cas de la glace qui est un matériau à forte anisotropie viscoplastique, pour lequel les interactions vont dépendre fortement de l'orientation du grain par rapport à son environnement.

L'introduction du paramètre  $\alpha$  dans l'approche de Molinari et Tóth (1994), a été étudiée sur la glace par Castelnau et al. (1997). Elle permet de modifier un peu la dureté de l'interaction, mais uniquement en moyenne sur l'ensemble des grains car  $\alpha$  est le même pour tous, quelque soit l'orientation. Nous allons appliquer la formulation variable de Tomé, en définissant les paramètres spécifiques à la glace dans le but de nous intéresser au développement de textures, ce qui n'a pas été effectué dans le cas de l'approche variationnelle (Gilormini et al., 2001).

#### 3.4.3.1 Caractéristiques

Le modèle attribue donc un comportement variant entre les limites tangente et sécante selon l'orientation du grain, cela en faisant varier les paramètres d'interaction du grain avec le milieu.

La variation du paramètre  $n^{eff}$  avec l'angle  $\theta$  donnant l'orientation de l'axe  $\mathbf{c}$  du grain par rapport à l'axe de compression est représentée sur la figure 3.12

On retrouve donc clairement la dépendance en fonction de l'orientation, et en particulier le fait que les grains durs vont avoir un comportement proche du comportement tangent avec  $n^{eff} = n$  ( $=3$  dans le cas étudié) et subir une interaction plus faible avec le HEM, alors que les grains mous ont un comportement sécant avec  $n=1$ .

L'influence de cette approche sur le comportement mécanique de la glace est assez important.

Contrairement à la formulation tangente, l'anisotropie est plus faible pour le modèle variable, ce qui se traduit par une répartition moins grande des contraintes, et de moins grandes variations des vitesses de déformation d'une orientation à l'autre 3.13.

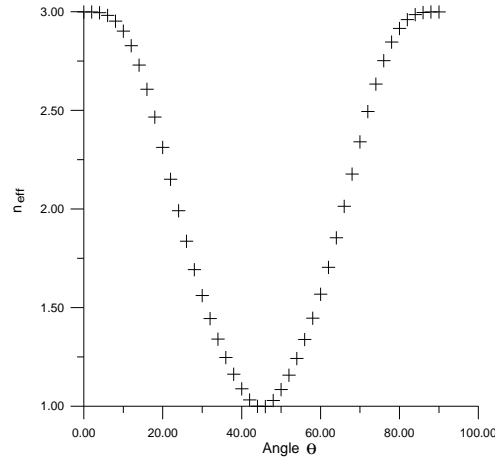


FIG. 3.12 – Variation du paramètre d'interaction  $n^{eff}$  avec l'orientation des grains.  $n=3$  dans le cas étudié.

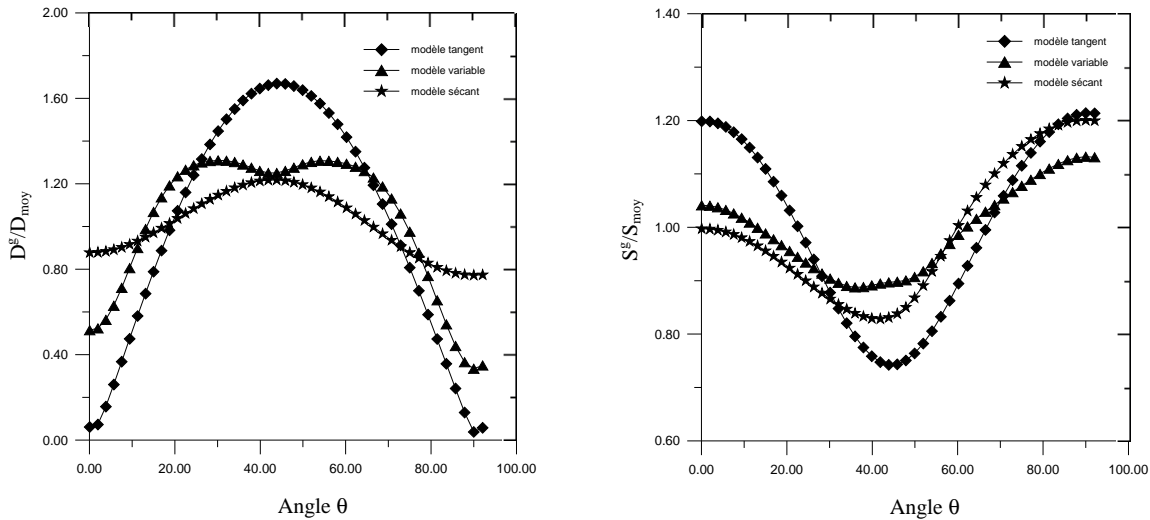


FIG. 3.13 – Comparaison des comportements mécaniques données par les formulations tangente, sécante et à compliance variable. Déformation en compression uniaxiale.

### 3.4.3.2 Détermination des paramètres

Chaque approximation du modèle VPSC (tangente, secant, variable) est caractérisée par des valeurs de rapport des cissions critiques, aussi appelé rapport d'anisotropie  $M$ , qui permettent d'obtenir la réponse du polycristal la plus proche de celle que l'on observe expérimentalement. Dans le cas de la glace,  $M = \tau_b/\tau_a$  car on considère que  $\tau_c = \tau_b$  (Castelnau, 1996) (les indices  $b$  et  $c$  renvoient aux familles prismatique et pyramidale,  $a$ , à la famille basale).

Les résultats précédents ont été obtenus pour des valeurs des cissions critiques issues des calculs présentés au paragraphe 3.3 dans le but d'effectuer une première comparaison des 3 formulations. On avait donc choisi un rapport de cission critique  $\tau_b/\tau_a = 70$ , or ces paramètres avaient été estimés dans les limites des hypothèses de la formulation tangente.

Il s'agit donc de redéfinir des paramètres d'anisotropie adaptés à la formulation à compliance variable.

Rappelons que les valeurs moyennes des contraintes et des vitesses de déformation sont reliées par une loi de Norton Hoff comme nous l'avons vu au chapitre 1 :

$$\overline{D}_{eq} = \dot{\gamma}_0 \left( \frac{\overline{S}_{eq}}{\sigma_0} \right)^n \quad (3.16)$$

Le paramètre  $\sigma_0$  est directement relié au paramètre  $B$  de la loi de Glen (1955), équation 1.2. En prenant la valeur moyenne de  $B$  à  $-10^\circ \text{C}$  égale à  $7.0 \times 10^{-7} \text{MPa}^{-3} \text{s}^{-1}$  (Budd et Jacka, 1989), on obtient  $\sigma_0 = 234 \text{MPa}$ , avec  $\dot{\gamma}_0 = 1 \text{s}^{-1}$ , (Castelnau, 1996).

Le rapport entre  $\sigma_0$  et la cission critique  $\tau_a$  est un paramètre important parce qu'il représente la différence de viscosité entre une glace polycristalline isotrope et un grain in-situ déformé par glissement basal. Castelnau (1996) utilise ce rapport pour comparer les modèles VPSC tangent, statique et Taylor, et pour déterminer dans chacun de ces modèles, à l'aide de la méthode inverse déjà évoquée, les rapports de cissions critiques permettant de donner les résultats les plus proches de résultats expérimentaux sélectionnés.

Nous allons utiliser ce même rapport pour comparer les 3 formulations qui nous intéressent. L'évolution du rapport d'anisotropie  $\sigma_0/\tau_a$  en fonction de  $\tau_b/\tau_a$  est représentée sur la figure 3.14a pour les 3 formulations. Les résultats obtenus par Gilormini et al. (2001) pour différents modèles sont aussi reportés.

La figure 3.14b est tirée de Gilormini et al. (2001) et donne la variation de  $\sigma_0/\tau_a$  en fonction du rapport d'anisotropie pour différents modèles. Elle illustre le fait que la formulation tangente a tendance à se rapprocher d'un comportement statique (Reuss LB) lorsque l'anisotropie augmente. On retrouve cette observation sur la figure 3.14a, et donc le résultat de Castelnau (1996) selon lequel le rapport  $\sigma_0/\tau_a$  tend vers une valeur constante lorsque le paramètre d'anisotropie  $M = \tau_b/\tau_a$  est supérieur à 70.

Cette caractéristique de l'approximation tangente est une de ses limitations pour l'application aux matériaux fortement anisotropes ou fortement non linéaires (figures 3.10 et 3.14).

Le modèle variable adopte lui un comportement similaire à celui observé par Gilormini et al. (2001), Nebozhyn et al. (2001) dans le cadre du modèle variationnel. Le rapport  $\sigma_0/\tau_a$  varie linéairement avec le rapport d'anisotropie  $M$  selon la relation :

$$\sigma_0 \sim M^\gamma \quad (3.17)$$

où  $\gamma$  dépend du nombre de systèmes de glissement indépendants. On trouve une valeur de  $\gamma$  égale à 0.88 pour le modèle variable, ce qui est à comparer avec les valeurs de 0.5 et 1 trouvées pour la formulation variationnelle (Nebozhyn et al., 2001).

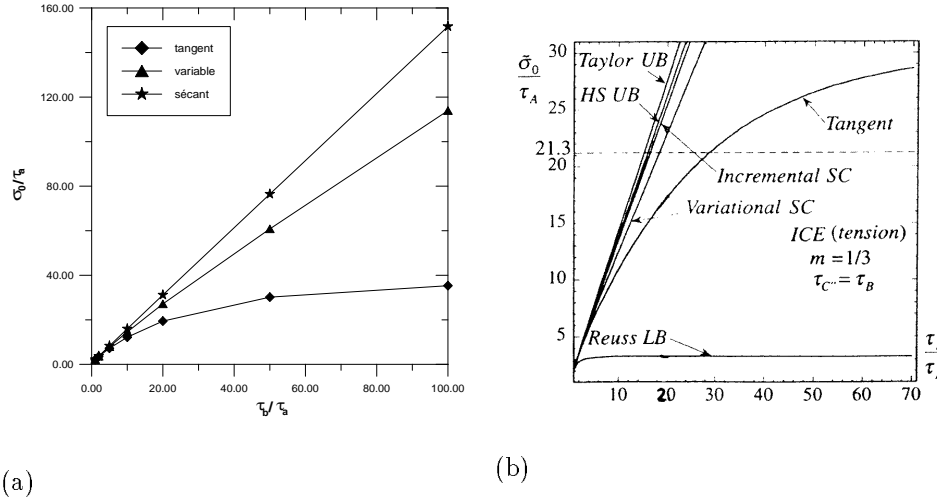


FIG. 3.14 – Réponses  $\sigma_0/\tau_a$  d'un polycristal isotrope en fonction du rapport des cisssions critiques du système basal par rapport aux systèmes durs. ( $\tau_b = \tau_c$ ). a) pour le modèle variable présenté ici, b) pour le modèle variationnel appliqué au cas de la glace par Gilormini et al. (2001).

Nous avons alors appliqué la méthode inverse utilisée par Castelnau (1996) pour déterminer les paramètres d'anisotropie ( $\tau_a, \tau_b, \tau_c$ ) en fonction de la courbe 3.14a. Il ne nous a pas paru nécessaire de refaire l'ensemble des calculs effectués à partir des résultats expérimentaux sur les glaces anisotropes, car nous souhaitons uniquement une estimation de la gamme de valeurs dans laquelle peut se situer le rapport  $\tau_b/\tau_a$ .

Notre objectif est essentiellement de trouver la gamme du paramètre d'anisotropie dans laquelle chacun des modèles offre le meilleur accord avec la théorie en terme de comportement mécanique instantané. Pour cela il s'est avéré suffisant de comparer les résultats du modèle au comportement mécanique d'un polycristal isotrope.

Les matrices de contraintes et de vitesses de déformation seront exprimées sous la forme de vecteurs dans un espace à 5 dimensions en utilisant la convention de Lequeu et al. (1987), Castelnau (1996).

Castelnau effectue un changement de repère facilitant la comparaison des réponses mécaniques (Castelnau, 1996). Il s'agit de multiplier le vecteur des contraintes et le vecteur des vitesses de déformation par un facteur sans dimension  $k^*$  :

$$\overline{S}^* = k^* \overline{S} \quad (3.18a)$$

$$\overline{D}^* = (k^*)^n \overline{D} \quad (3.18b)$$

avec

$$k^* = \sqrt{\frac{3}{2}} \left( \frac{\dot{\gamma}_0 \sigma_0}{\dot{W}} \right)^{\frac{1}{n+1}} \quad (3.19)$$

où  $\dot{W} = \overline{S} \cdot \overline{D}$  est le travail macroscopique, et  $\dot{\gamma}_0$  est choisi égal à  $1s^{-1}$ .

Lors d'un essai en compression uniaxiale (selon l'axe  $zz'$ ) à vitesse imposée, les valeurs théoriques de  $\overline{S}^*$  et  $\overline{D}^*$  sont :

$$\overline{S}^* = (0; \sigma_0; 0; 0) \quad (3.20a)$$

$$\overline{D}^* = (0; 1; 0; 0; 0) \quad (3.20b)$$

Nous utilisons l'expression 3.21 (Castelnau, 1996) pour comparer les résultats théoriques à ceux fournis par le modèle.

$$\text{écart} = \left( \frac{(\overline{S}^{*theo} - \overline{S}^{*mod})^2}{\overline{S}^{*theo} : \overline{S}^{*theo}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.21)$$

Les figures 3.15 donnent la valeur de l'écart ainsi calculé pour les trois formulations tangente, sécante et variable, pour un essai à vitesse de déformation imposée.

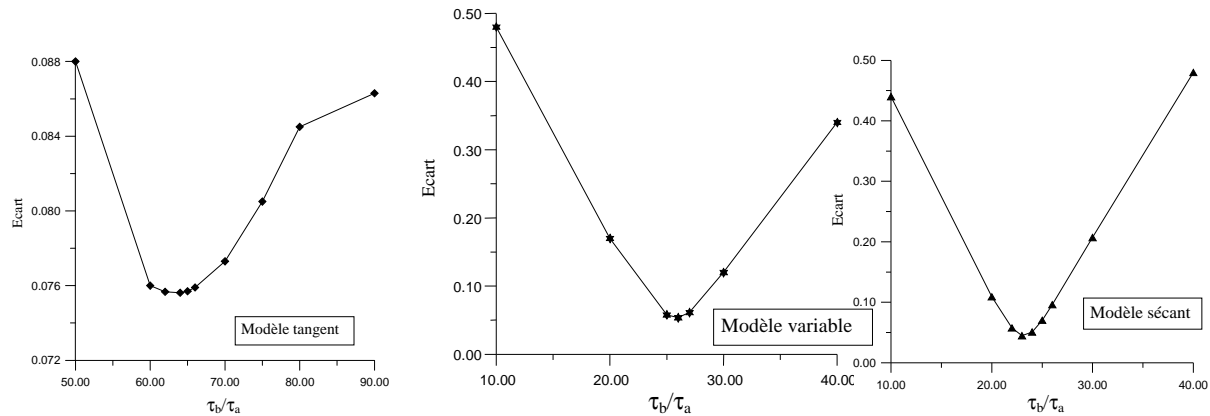


FIG. 3.15 – *Ecart entre la valeur théorique et modélisée des vecteurs des contraintes  $\overline{S}^*$  pour les trois modèles tangent, variable et sécant. Compression uniaxiale selon l'axe  $zz'$ .*

Le meilleur accord en terme de comportement instantané est obtenu pour  $\tau_b/\tau_a$  proche de 70 pour le modèle tangent, ce qui est en accord avec les résultats de Castelnau (1996). Pour le modèle sécant, le meilleur accord est trouvé pour  $\tau_b/\tau_a = 23$ , et pour le modèle variable on obtient un meilleur accord pour  $\tau_b/\tau_a = 26$ . Il est à noter qu'une valeur identique est trouvée lorsque l'interpolation du modèle à compliance variable est choisie linéaire (cf figure 3.11).

En se reportant aux courbes de la figure 3.14 la connaissance des rapports de cissons critiques nous permet d'obtenir la valeur de  $\tau_a$ . Ces valeurs sont résumées dans le tableau 3.3.

formulation	$\tau_a$ en MPa	$\tau_b/\tau_a$
tangente	7.5	66
variable	7.1	26
sécante	6.6	23

TAB. 3.3 – Cissions  $\tau_a$  et rapports des cissions critiques  $\tau_b/\tau_a$  ( $\tau_b = \tau_c$ ) obtenus pour les différentes formulations.

Il faut souligner que les valeurs de  $\tau_a$  déduites de cette comparaison simplifiée sont très proches quelque soit la formulation choisie, et très proche de la valeur de 7.76MPa trouvée par Castelnau. Ceci est en accord avec le fait que le rapport  $\sigma_0/\tau_a$  représente un paramètre physique important (il exprime la différence de viscosité entre le polycristal et un grain in-situ déformé par glissement basal) qu'il est logique de trouver constant lorsque les modèles prennent en compte de manière similaire les modes de déformation.

Cette observation nous permet de valider la technique utilisée et les rapports d'anisotropie déterminés. De plus, si l'on considère la valeur de  $\tau_a = 7.1\text{MPa}$ , on trouve un rapport d'anisotropie  $\tau_a/\tau_b$  pour la formulation variationnelle (figure 3.14b) égal à 30, ce qui est très proche de la valeur 26 obtenue par le modèle variable (tableau 3.3).

### 3.4.3.3 Conclusions

L'analyse présentée concernant la réponse mécanique fournie par l'approximation variable du modèle VPSC est loin d'être complète, cependant il semble que le comportement mécanique des glaces isotropes soit bien représenté. De plus, nous avons constaté que le rapport entre les réponses mécaniques pour un polycristal isotrope, et pour un polycristal dont les grains sont favorablement orienté pour la déformation sont cohérentes avec les résultats du modèle tangent étudié par Castelnau (1996).

L'approximation variable du modèle VPSC se caractérise par une anisotropie du comportement plus faible que l'approximation tangente. La déformation est plus homogène entre les grains mous et les grains durs, ce qui doit se traduire, dans les limites des hypothèses du modèle VPSC, par une activité non basale plus forte.

La formulation variable montre un comportement très similaire à celui du modèle variationnel de Gilormini et al. (2001). En particulier cette approche ne tend pas vers un comportement à contraintes homogènes pour les fortes anisotropies.

Le rapport d'anisotropie obtenu pour le modèle variable est très proche de celui trouvé par Gilormini et al. (2001) dans l'application à la glace du modèle variationnel de deBotton et Ponte Castañeda (1995).



### 3.4.4 Résultats

#### 3.4.4.1 Développement de textures

La plus faible anisotropie du comportement qui découle de la formulation “variable” du modèle VPSC doit induire une activité basale plus faible que celle obtenue avec l’approximation tangente. Ceci aura une influence sur le développement des textures.

#### Activité des systèmes de glissement

Comme dans les cas précédents, nous nous intéressons à une déformation en compression uniaxiale, à vitesse de déformation imposée.

La figure 3.16 compare l’activité des systèmes de glissement pour les trois formulations. Les rapports de cisssions critiques sont ceux donnés dans le tableau 3.3 pour chacun des modèles. On remarque sur la figure 3.16 que le modèle variable induit une activité basale

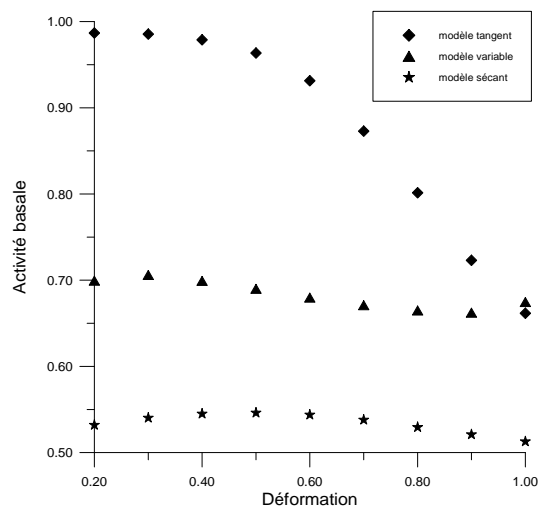


FIG. 3.16 – Evolution de l’activité basale relative en fonction de la déformation pour les trois approximations tangente, variable et sécante du modèle VPSC.

plus faible, de l’ordre de 0.7, que celle induite par le modèle VPSC tangente qui est de l’ordre de 0.9 au début de la déformation. Cependant l’activité basale reste quasiment constante tout au long de la déformation pour le modèle variable, alors qu’elle chute dans le cas du modèle tangente dès 50% de déformation.

La figure 3.17 montre l’évolution de l’activité basale en fonction du rapport des cisssions critiques (rapport d’anisotropie) où l’on voit que pour chacune des formulations l’activité

basale atteint un "plateau" dès que  $\tau_b/\tau_a$  devient plus grand que 30.

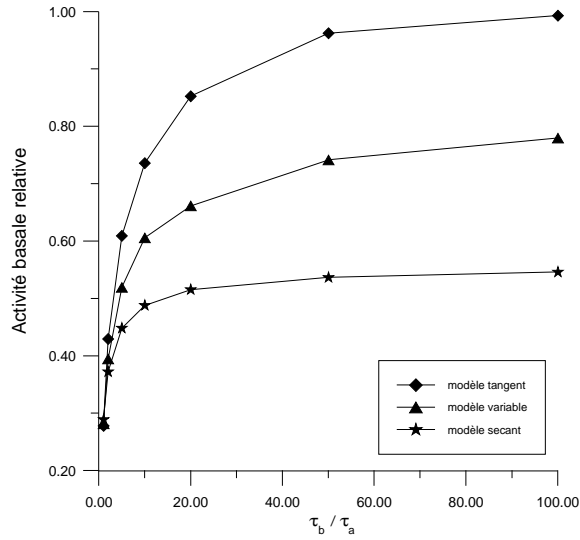


FIG. 3.17 – *Activité basale relative en fonction de  $\tau_b/\tau_a$  pour les trois approximations tangente, variable, sécante du modèle VPSC.*

Un plus grand rapport d'anisotropie n'implique donc pas une activité basale plus importante, au-delà d'une certaine valeur. Chaque modèle nécessite une activité non basale minimale, dépendante de l'approximation de linéarisation effectuée.

La figure 3.18 représente l'activité basale en fonction de l'orientation des grains. On remarque que des activités très faibles sont atteintes dans les grains mal orientés pour la déformation alors qu'une activité proche de 80% se produit dans les grains bien orientés. Il y a une plus grande dispersion de ces activités comparativement au modèle tangent, les grains mal orientés faisant appel à un glissement non basal important pour se déformer. La plus grande dispersion observée est sans doute une des limites de ce modèles, car on observe une activité basale inférieure à 50% pour des orientations comprises entre 0 et 10° et 80 et 90°. Dans le cas de la glace, il est délicat d'envisager des modes de déformation permettant de compenser les 50% de déformation non produites par le glissement basal.

### Développement de textures

Le développement de textures est le résultat du cisaillement sur tous les systèmes de glissement pris en compte (équation 3.8). Les cinétiques de développement des textures sont donc directement liées à l'activité sur les différents systèmes de glissement.

Le modèle tangent a tendance à induire un développement de textures trop rapide en comparaison de celui observé le long des calottes polaires, pour des conditions de déformation similaires (Castelnau et al., 1996a; Castelnau, 1996). Cette cinétique est liée

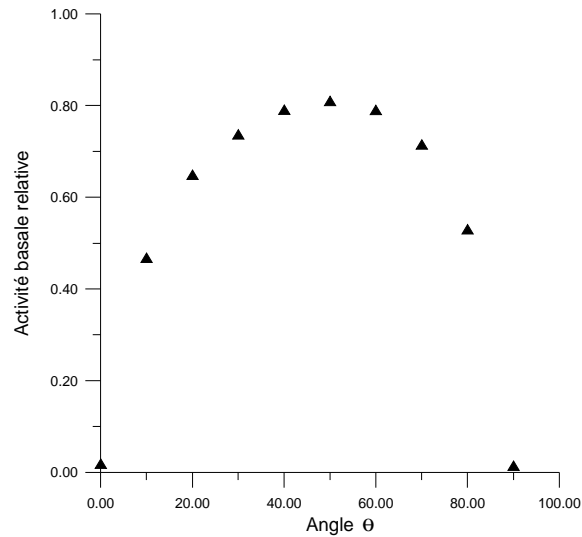


FIG. 3.18 – *Activité basale relative en fonction de l'orientation des axes  $\mathbf{c}$  pour le modèle variable*

à la forte activité basale qui découle d'une forte anisotropie au sein du polycristal.

Des résultats similaires sont observés sur d'autres matériaux anisotropes tel que l'olivine (Wenk et al., 1997; Tommasi et al., 2000).

La diminution de l'anisotropie, et donc de l'activité basale relative, dans le cadre de l'approximation variable se traduit par une diminution de la cinétique de développement de textures. Ceci est illustré sur la figure 3.19 qui représente le degré d'orientation en fonction de la déformation pour les trois approximations tangente, variable et sécante.

Le degré d'orientation est défini par l'équation 3.9.

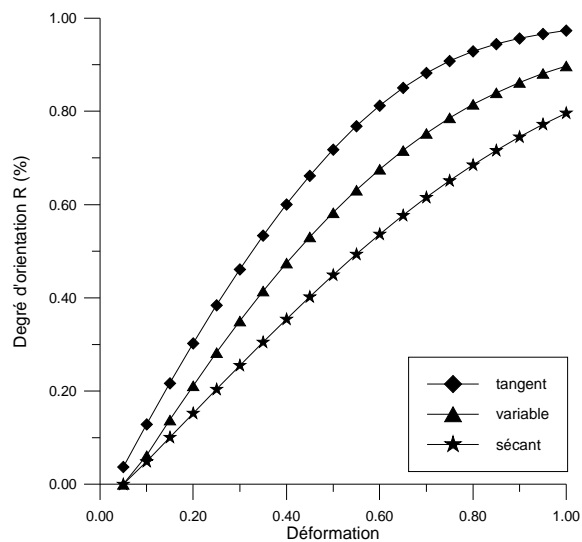


FIG. 3.19 – *Degré d'orientation en fonction de la déformation pour les trois formulations. Compression uniaxiale.*

Les calculs des rotations dans les modèles (Lebensohn et Tomé, 1993; Castelnau, 1996) impliquent qu'un cisaillement sur un système de glissement  $s$  induit une vitesse de rotation plastique dont l'axe instantané est parallèle au plan de glissement et orthogonal au vecteur de Burgers (équation 3.8). Pour les systèmes prismatiques les vecteurs de rotation instantanée sont donc parallèles à l'axe  $\mathbf{c}$  ce qui implique que le glissement prismatique n'a aucune influence directe sur l'orientation des axes  $\mathbf{c}$ .

La géométrie des systèmes pyramidaux est telle que lorsque ces systèmes sont les seuls actifs, les textures de compression et de traction sont opposées à celle de la figure 3.20. Ainsi le glissement sur les plans pyramidaux aura tendance à ralentir le développement de textures par rapport à celles que l'on obtiendrait par un glissement purement basal.

La figure 3.20 donne les figures de pole obtenues après 100% de déformation en compression uniaxiale.

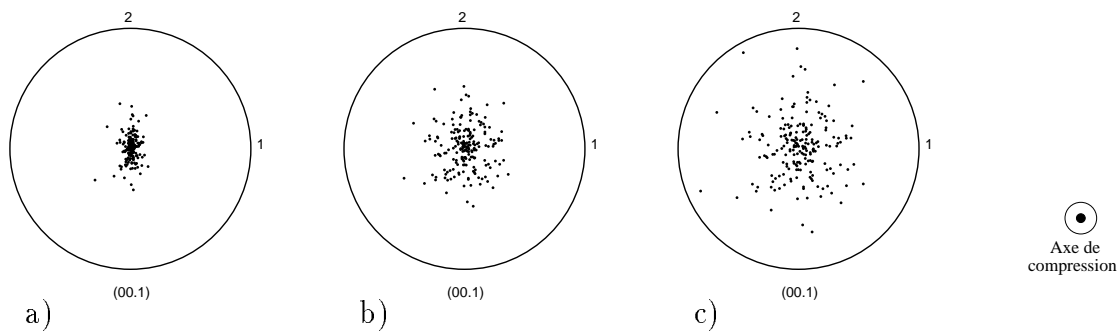


FIG. 3.20 – Textures obtenues après 100% de déformation en compression uniaxiale pour a) le modèle VPSC tangent, b) le modèle VPSC variable et c) le modèle VPSC sécant.

Les remarques précédentes sont vérifiées, et l'on constate que l'activité plus importante des systèmes non basaux (essentiellement pyramidaux) induit une rotation plus lente des axes  $\mathbf{c}$  et les textures obtenues avec le modèle variable sont intermédiaires par rapport à celles fournies par les approximations tangente et sécante.

Ainsi on constate qu'il est possible d'obtenir une ouverture des textures de compression tout en conservant une activité basale raisonnable, et en tous les cas compatible avec les modèle de comportement de la glace dans les conditions des calottes polaires.

#### 3.4.4.2 Comparaison avec les textures obtenues le long de la carotte de Vostok

Le site de Vostok a été présenté au chapitre 1. Nous rappelons ici les caractéristiques essentielles.

La glace de la carotte de Vostok serait déformée essentiellement en traction uniaxiale selon une direction horizontale (Lipenkov et al., 1989) au moins pour les 2083 premiers mètres.

La vitesse de déformation moyenne est estimée à  $2 \times 10^{-13} \text{ s}^{-1}$  ce qui permet de remonter à la valeur des déformations pour une profondeur donnée.

Castelnau a comparé les textures observées à deux profondeurs aux résultats fournis par les modèles statique, VPSC et Taylor, la profondeur 622m correspondant à une déformation de 0.25, et la profondeur 2080m à une déformation de 1 (figure 3.6).

Nous allons comparer les mêmes textures in-situ aux résultats des approximations tangente, variable et sécante du modèle VPSC en prenant pour chacune d'entre elle les rapports de cisssions critiques du tableau 3.3.

Les textures initiales sont aléatoires, ce qui est en accord avec les textures observées en surface sur la carotte de Vostok. Les comparaisons sont effectuées sur la figure 3.21.

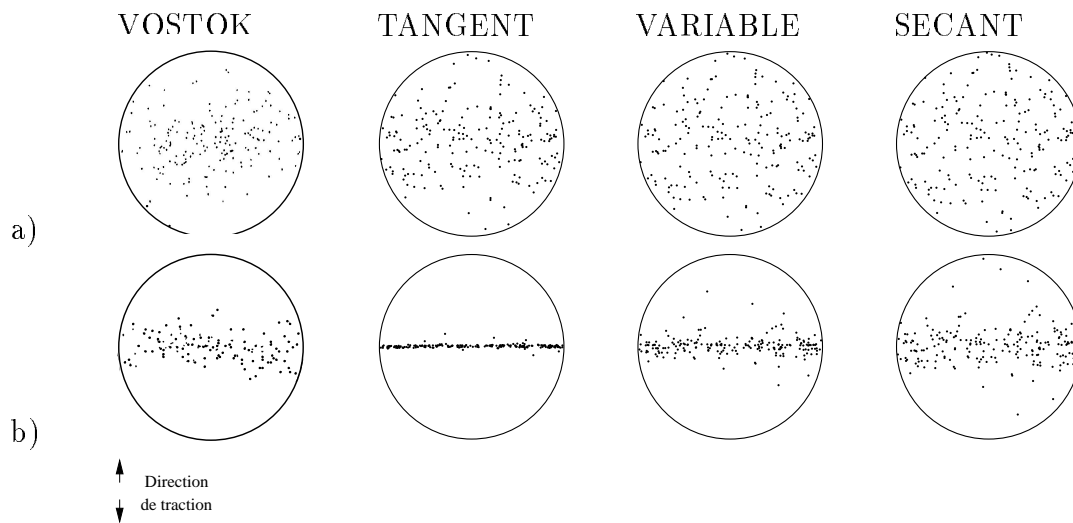


FIG. 3.21 – *Comparaison entre textures in-situ et textures simulées par les trois formulations du modèle VPSC. a) pour une déformation de 0.25, correspondant à la profondeur de 622m à Vostok, b) pour une déformation de 1, correspondant à la profondeur de 2080m.*

L'approximation tangente impose un développement de textures beaucoup trop rapide, les formulations variable et sécante présentent des textures plus proches de celles observées pour des déformations équivalentes.

Les deux formulations sécante et variable conduisent donc à un développement de textures plus proche de celui observé, cependant il est pour cela nécessaire d'avoir une activation des systèmes basaux plus faible que ce qui est en général supposé au regard de la forte anisotropie du matériau glace (Castelnau et al., 1996a, 1997; de La Chapelle et al., 1998). Il faut cependant souligner que la recristallisation par rotation est active à partir de la profondeur de 800 m à Vostok (Lipenkov et al., 1989). Comme nous l'avons vu au chapitre 2, la recristallisation par rotation est associée à des modes de déformation tels que l'activité basale est majoritaire mais efficacement accommodée par les distorsions continues

du réseau cristallin qui offrent des degrés de liberté supplémentaires à la déformation. Il est donc cohérent d'observer des textures plus proches des textures in-situ avec le modèle variable pour lequel l'activité basale moyenne est de l'ordre de 0.7. Le modèle sécant donne lui aussi une bonne estimation du développement de textures dans l'exemple choisi. Cependant, l'activité non basale atteignant les 50%, il n'est pas réaliste d'envisager une représentation par cette approximation du comportement anisotrope de la glace pour lequel l'activité basale est majoritaire.

Pour plus de généralité, nous comparons les textures obtenues avec le modèle variable avec celles observées le long de la carotte de GRIP où la déformation est une compression uniaxiale.

La figure 3.22 montre une texture observée à 2064 m de profondeur en comparaison de celle donnée par le modèle pour une déformation de 1.6, déformation estimée à 2064 m de profondeur.

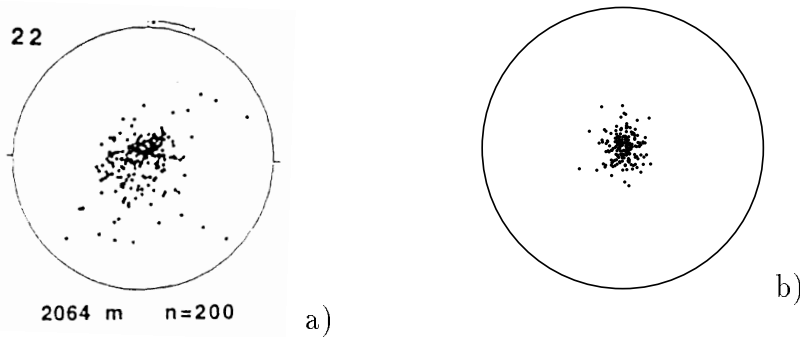


FIG. 3.22 – a) Texture observée à 2064 m de profondeur à GRIP, pour 200 grains déformés jusqu'à environ 1.6 en compression uniaxiale. b) Texture modélisée par la formulation variable après une déformation de 1.6 en compression uniaxiale (200 grains).

On remarque que la texture naturelle est légèrement plus ouverte que la texture modélisée.

La profondeur d'environ 2000m est la zone limite en-deça de laquelle la vitesse de déformation ne peut plus être considérée comme constante (Thorsteinsson et al., 1997).

Il est important de noter que les textures observées le long des calottes polaires sont aussi dépendantes de l'écoulement de la calotte dans la zone de carottage, et que celui-ci n'est pas constant sur toute la profondeur dans la carotte, comme l'a montré Gagliardini (1999).

En conclusion, le modèle variable permet de rendre compte plus justement de la forme des textures obtenues, en considérant une déformation plus homogène dans les grains, en accord avec les conditions de déformation des glace polaires. Cependant il est nécessaire de considérer plus finement les conditions d'écoulement des calottes polaires pour pouvoir

utiliser ce modèle pour la représentation exacte de l'évolution des textures au cours de la déformation dans les conditions d'écoulement des calottes polaires.

### 3.4.4.3 Influence de la valeur de l'exposant des contraintes

Le modèle variable a été testé pour une valeur de l'exposant des contraintes égal à 3. Il est intéressant de regarder l'influence de la variation de cet exposant sur la réponse du modèle, car l'exposant de la loi de fluage aux faibles contraintes est plus proche de 2 (Duval et Castelnau, 1995). L'exposant des contraintes peut varier de manière identique sur tous les systèmes de glissement, il peut aussi être différent sur chacun d'entre eux. Gilormini et al. (2001) observe une très faible influence de la variation de l'exposant des contraintes sur le système basal, lorsque celui-ci passe de 2 à 3 (la valeur 3 est conservée pour les autres systèmes), pour le modèle variationnel. Il constate cependant, que pour les valeurs élevées des contraintes, l'activité prismatique augmente, ce qui pourrait induire une variation de l'exposant des contraintes macroscopique lorsque les exposants de chaque système de glissement sont différents.

Par la méthode inverse nous avons redéfini les valeurs des rapports d'anisotropie pour différents triples  $(n_b, n_{pr}, n_{py})$ . Les valeurs obtenues (tableau 3.4) montrent peu de différence entre les trois cas considérés. On peut donc considérer que le rapport d'anisotropie proche de 30 caractérise le modèle variable pour les trois combinaisons de valeurs de  $n$ .

$n_{basal}; n_{prism}; n_{pyr}$	$\tau_b/\tau_a$
3; 3; 3	26
2; 3; 3	30
2; 2; 2	33

TAB. 3.4 – Variation du rapport d'anisotropie en fonction des valeurs de l'exposant des contraintes sur les systèmes de glissement.

Les figures 3.23 présentent l'évolution de l'activité basale et du degré d'orientation pour les 3 cas, pour une déformation de 1.

Lorsque les exposants des contraintes sont identiques et égaux à 2, le comportement est plus proche du comportement linéaire. Ceci engendre une plus faible anisotropie du comportement et donc nécessite une activité non basale plus forte. On retrouve alors une cinétique de développement de textures légèrement plus lente (figure 3.23 b).

En conclusions, l'influence de la variation de l'exposant des contraintes est assez faible, que ce soit par rapport au paramètre d'anisotropie où par rapport à la cinétique de déve-

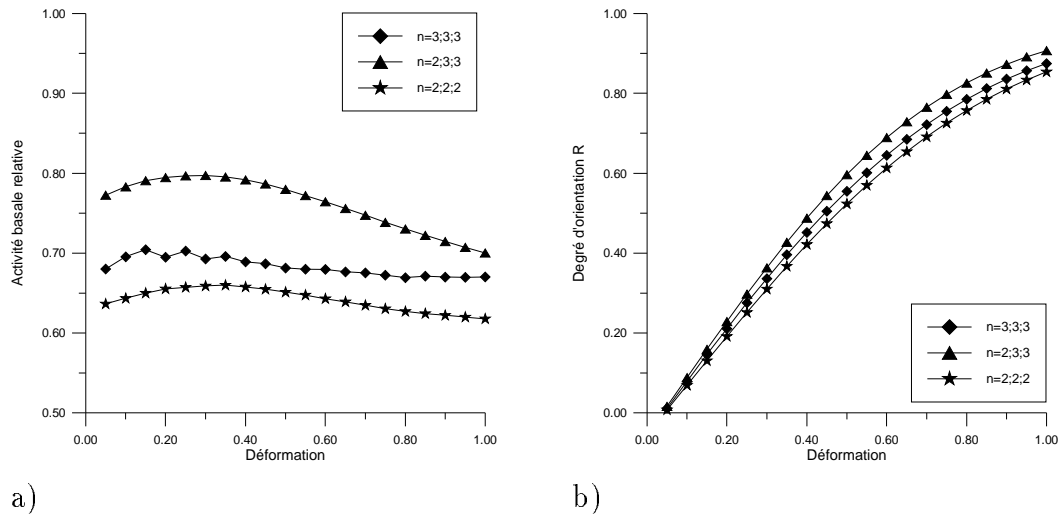


FIG. 3.23 – Variation de l'évolution de l'activité basale et du degré d'orientation au cours de la déformation (compression uniaxiale) pour différentes valeurs des exposants des contraintes pour les différents systèmes de glissement.  $n=3;3;3$  signifie  $n_{basal} = 3, n_{prism} = 3, n_{pyr} = 3$ .

loppement des textures.

On constate toutefois que l'activité basale est légèrement plus stable pour un exposant identique sur tous les systèmes de glissement, et que la différence d'activité basale entre  $n=2$  et  $n=3$  pour tous les systèmes est très faible (0.65 contre 0.7).

On peut donc considérer que le paramètre  $n$  a assez peu d'influence sur la modélisation du développement des textures par l'approximation variable. Nous choisissons donc de garder les valeurs identiques de  $n=3$  sur tous les systèmes de glissement, pour être en accord avec les modélisations effectuées jusqu'ici (Castelnaud, 1996; Castelnaud et al., 1996b,a; Gilormini et al., 2001), même si cela n'est pas forcément cohérent avec la loi de fluage aux faibles contraintes.

## 3.5 Conclusions

La formulation tangente du modèle VPSC étudiée par Castelnaud (1996) reproduit bien le comportement mécanique des glaces isotropes et anisotropes mais il ne permet pas une bonne représentation du développement des textures dans les conditions de déformation des calottes polaires où intervient la recristallisation par rotation.

Le modèle VPSC à compliance variable s'inscrit entre les approximations tangente et sécante du modèle VPSC. Il permet de rendre plus homogène la déformation entre les grains, en renforçant l'interaction entre un grain dit "mou" et le HEM, et en la réduisant



entre un grain dit “dur” et le HEM.

Nous avons comparé les trois approximations du modèle VPSC, tangente, sécante et variable. Nous avons montré que l’approximation variable offre des résultats satisfaisants en terme de réponse mécanique.

Castelnau (1996) avait montré que la limite du modèle VPSC résidait dans le fait que la formulation tangente, en imposant une très grande activité du système basal, ne permettait pas la prise en compte d’autres modes de déformation inhérents au comportement de la glace au cours de la déformation. De plus cette trop grande anisotropie du comportement microscopique induit une instabilité au cours de la déformation, en effet, la figure 3.16 montre que l’activité basale chute rapidement dès que la déformation atteint une valeur supérieure à 0.6.

Le modèle variable, en adoptant un comportement intermédiaire entre la formulation sécante et la formulation tangente, permet quant à lui, d’avoir une activité basale relative raisonnable, de l’ordre de 0.7 (en compression) et de maintenir celle-ci quasiment constante jusqu’aux déformations proches de 2 et au delà. Cela montre que cette formulation, en tenant compte d’autres modes de déformation que le glissement basal permet d’observer un comportement plus stable.

La valeur de 0.7 donnée par le modèle variable pour l’activité basale relative est compatible avec les observations des distorsions du réseau faites sur les glaces de Vostok, qui mettent en évidence une déformation selon l’axe  $\mathbf{c}$  non négligeable. Au cours de la recristallisation par rotation, la migration n’est pas suffisamment efficace pour permettre un relâchement complet des contraintes internes, et les distorsions du réseau accommodent l’activité basale, comme observées au chapitre 2 sur les glaces de Vostok déformées dans les conditions in-situ. Toutefois, les processus physiques envisagés pour l’accommodation du glissement basal ne sont certainement pas suffisants pour expliquer des activités non basal de proche de 50% rencontrées dans les grains mal orientés.

Gagliardini (1999) constate lui aussi qu’il est nécessaire, pour une prise en compte de l’influence du développement des textures dans l’écoulement des calottes polaires, d’introduire d’autres modes de déformation que le seul glissement basal afin de reproduire un comportement du polycristal réaliste, dans les conditions de déformation des calottes polaires.

Cependant, il est important de souligner que l’activation des systèmes de glissement tel que les glissements prismatique et pyramidal n’est pas en accord avec les observations expérimentales. En effet, s’il a été observé un mouvement de dislocations dans les plans prismatiques, voir chapitre 1, il a aussi été montré (Ahmad et Withworth, 1988) que celui-ci n’avait que très peu d’influence sur la déformation macroscopique. De plus il n’a

jamais été observé de glissement pyramidal.

Les observations que nous avons effectuées par diffraction aux rayons X durs sur des monocristaux de la carotte de Vostok (chapitre 2) montrent elles aussi la prédominance des dislocations basales, dislocations vis et coins (ou mixtes).

On peut donc considérer que le modèle représente en moyenne le comportement du cristal en introduisant des modes de glissement susceptibles de représenter d'autres modes de déformation comme ceux décrits dans le chapitre 2, et qui ne peuvent pas être pris en compte par les approches autocohérentes.

Dans les limites de la formulation des modèles autocohérents 1-site tel que le modèle VPSC, il est donc nécessaire de faire appel à d'autres systèmes de glissement que le seul système basal pour représenter de manière fidèle le comportement en déformation de la glace avec développement de textures aux faibles contraintes.

Une meilleure prise en compte des modes de déformation associés aux conditions de déformation des calottes polaires pourrait être effectuée par l'intermédiaire de modèles n-sites qui considèrent les interactions entre chaque grain, ses voisins et le HEM.

Un modèle de cette nature a récemment été développé par Lebensohn (2001) et nous allons évaluer ses potentialités pour l'application à la glace dans le chapitre 5.

Dans un premier temps, nous avons choisi de compléter la prise en compte du processus de recristallisation par l'introduction des mécanismes de germination et de migration des joints de grains dans le modèle VPSC variable. L'objectif est principalement d'estimer l'influence relative de ces mécanismes sur le développement de textures et leur stabilité. Le processus de germination permet-il de stabiliser les textures? La migration joue-t-elle un rôle important? La formation des textures de cisaillement simple sera tout particulièrement analysée. En effet, les divers modèles de déformation simulent très imparfaitement les textures de cisaillement simple, cela pour la glace mais aussi pour les matériaux géologiques (Herwegh et Handy, 1996; Wenk et Tomé, 1999; Tommasi et al., 2000).

# Chapitre 4

## Simulation du développement des textures par le modèle VPSC variable ; influence de la recristallisation par rotation

### 4.1 Introduction

Nous avons vu l'influence de la recristallisation par rotation sur les modes de déformation de la glace aux faibles contraintes. La modélisation de la déformation par la formulation VPSC variable nous a permis de mettre en évidence la nécessité d'une activité basale plus faible que celle estimée jusqu'alors pour permettre la représentation de modes de déformation complémentaires au glissement basal liés en partie aux hétérogénéités de déformation et à l'accommodation par la migration des joints de grains. Cette formulation nous a permis d'obtenir une meilleure simulation du développement des textures.

Dans le cas de la glace, le mécanisme de recristallisation par rotation est observé jusqu'à des déformations importantes ( $>2$ ) dans les conditions de déformation des calottes polaires (chapitre 1).

Nous avons vu au chapitre 2 que le fait que la taille du grain reste constante sur une partie de la carotte comme dans les cas de GRIP et Byrd implique un certain nombre de divisions des grains par formation de nouvelles parois. Un calcul rapide permet de montrer qu'il suffit, dans le cas de GRIP, que tous les grains se divisent en deux dans un intervalle de 2 000 ans pour que la taille reste constante (Castelnau, 1996) si l'on tient compte du grossissement du grain. Le mécanisme de formation de nouveaux grains par la rotation progressive des sous grains est donc lent et il est contrebalancé par la migration des joints de grains qui accomode la déformation et s'oppose à l'accumulation de grandes densités de dislocations. Le rôle de la rotation du réseau du à la déformation reste dominant pour

la formation des textures.

L'objectif de ce chapitre est d'estimer le rôle direct des mécanismes de germination et de migration des joints de grains sur le développement des textures. Quelle est leur influence sur la cinétique de formation, sur la stabilité des textures observées?

Nous allons nous intéresser au cas de la déformation en cisaillement simple qui est un mode de déformation important dans les calottes polaires (présence de zones de cisaillement où se concentre la déformation, à Dye 3, Groenland (Dahl-Jensen et Gundestrup, 1987), GRIP (Thorsteinsson et al., 1997), Barnes Ice Cap, Canada (Hudleston, 1977), Vostok (Lipenkov et al., 1989)). Ce mode de déformation est aussi largement étudié pour les matériaux géologiques dont l'analyse des mécanismes de développement de textures permet de remonter à la connaissance de l'histoire de déformation.

Ainsi, Karato (1988), Zhang et Karato (1995) proposent des résultats intéressants sur l'influence des mécanismes de recristallisation sur la déformation de l'olivine en compression et cisaillement simple. De même, Herwegh et Handy (1996) effectuent une étude du rôle de la recristallisation sur le développement des textures de cisaillement simple dans le norcamphor, un analogue du quartz.

Notre choix a été influencé par le fait que les modèles de déformation simulent en général assez mal les textures de cisaillement simple (Etchecopar et Vasseur, 1987; Wenk et al., 1989; Ribe et Yu, 1991; Castelnau et al., 1996b). La non prise en compte des mécanismes de recristallisation est souvent évoquée pour expliquer les différences entre les textures simulées et observées.

Nous présentons à notre tour un modèle simplifié de recristallisation par rotation couplé au modèle VPSC variable.

Nous discuterons les résultats en les confrontant à ceux obtenus aux chapitre précédent ainsi que ceux obtenus par d'autres modélisations de la recristallisation.

## 4.2 Les textures de cisaillement simple naturelles et expérimentales

Les zones de déformation en cisaillement simple dans les glaciers ou les calottes polaires correspondent en général à des zones de déformations importantes dépassant plusieurs centaines de pourcents (Gow et Williamson, 1976; Hudleston, 1977; Bouchez et Duval, 1982).

La figure 4.1 montre les textures observées dans la glace de Barnes Ice Cap, (Hudleston, 1977) pour des déformations allant jusqu'à 500%.

La caractéristique de ces textures de cisaillement simple naturelles est de présenter un

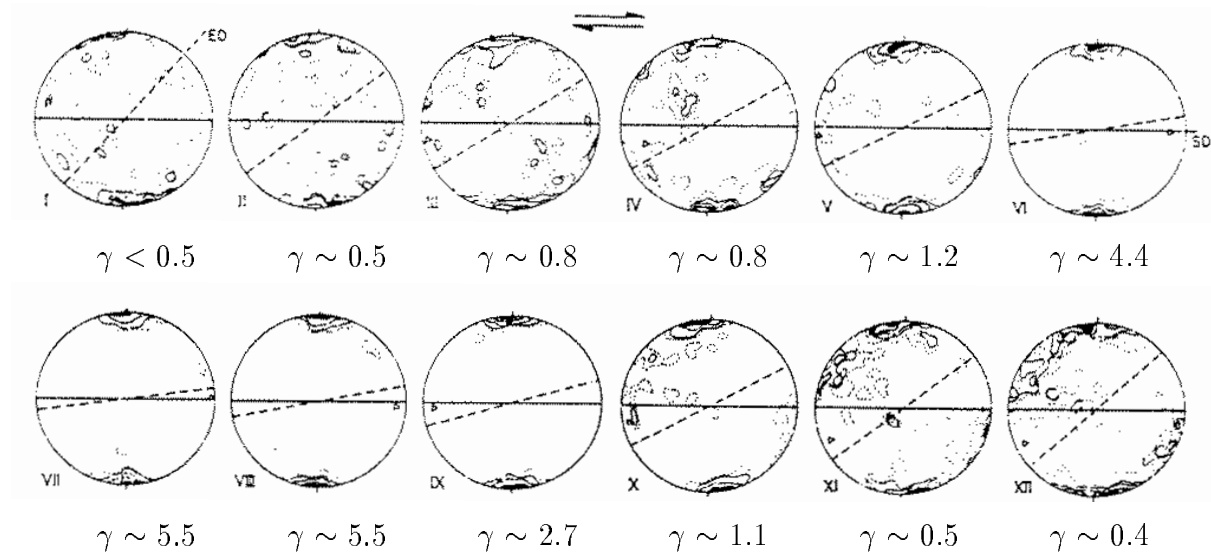


FIG. 4.1 – Textures de cisaillement simple observées dans la zone de cisaillement naturelle de Barnes Ice Cap (Hudleston, 1977). Le centre de la zone est la partie la plus déformée (VI, VII et VIII). L'élongation des bulles d'air piégées dans la glace a permis de confirmer que le cisaillement simple est le mécanisme principal de la déformation.

seul maximum dans une direction favorable au cisaillement au delà d'une déformation de l'ordre de 1. Les axes  $c$  sont orientés perpendiculairement au plan de cisaillement permanent.

Des textures similaires ont été observées lors d'essais de torsion réalisés en laboratoire à des contraintes assez faibles ( $< 0.5$  MPa) et des vitesses de déformation de l'ordre de  $10^{-7} s^{-1}$  (Bouchez et Duval, 1982), figure 4.2.

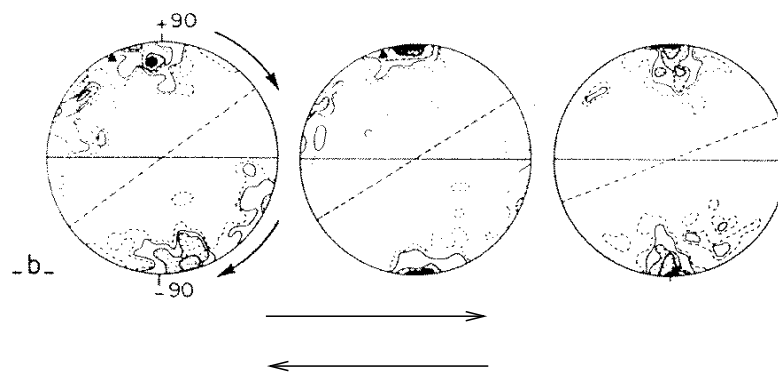


FIG. 4.2 – Textures expérimentales après déformation en cisaillement simple jusqu'à 60%, 92% et 200% (de gauche à droite). D'après Bouchez et Duval (1982).

Pour des vitesses de déformation plus importantes, comme c'est le cas dans les zones

de cisaillement des glaciers tempérés (Duval, 1976), la recristallisation par migration intervient très rapidement, pour 1 à 2% de déformation (Duval, 1981), et conduit rapidement aux textures à deux maxima sur lesquelles la rotation intracrystalline n'influe plus, figure 4.3. Le rôle de la recristallisation par migration dans le développement des textures est alors prépondérant (Duval, 1976). Comme cela est observé en compression (Jacka et Macagnan, 1984), les textures restent stables pour les déformations supérieures à environ 10%. Ces textures dites "de recristallisation" sont contrôlées par l'état de contraintes, à l'opposé des textures de déformation.

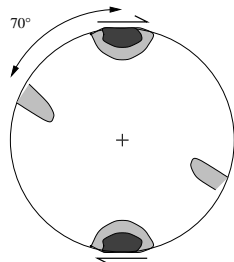


FIG. 4.3 – Schéma de représentation de la texture à deux maxima issue de la recristallisation par migration en cisaillement simple (Kamb, 1972).

Les textures à un maximum sont observées au cours de la déformation en cisaillement simple d'un analogue du quartz, le norcamphor, qui comme le quartz est de symétrie rhomboédrique, et a une activité basale importante (Herwegh et Handy, 1996).

Herwegh et Handy (1996) montrent que la formation des textures se fait suivant différents stades au cours desquels les différents mécanismes de recristallisation, rotation de sous joints de grains, migration des joints de grains, germination par gonflement, interviennent. Les auteurs montrent en particulier que les premiers stades sont caractérisés par la rotation des sous joints de grains, et les textures obtenues sont liées principalement à l'influence de la rotation intracrystalline. La migration des joints de grains intervient au stade suivant qui entraîne le grossissement sélectif des grains bien orientés pour le glissement basal, aux dépens des grains qui s'éloignent du glissement "facile". Le développement des textures du norcamphor est représenté sur la figure 4.4. Le maximum obtenu pour une déformation de l'ordre de 6, reste stable au delà.

L'olivine est un matériau de la croûte terrestre qui est de structure orthorhombique. Le cristal présente une anisotropie viscoplastique importante, bien que plus faible que celle de la glace. Les textures obtenues en cisaillement simple par Zhang et Karato (1995) sont représentées sur la figure 4.5.

Les observations faites sur l'évolution des textures et des microstructures jusqu'à de grandes déformations (Zhang et Karato, 1995) semblent montrer que le mécanisme de recristallisation prédominant est la rotation progressive des sous grains, et que ce dernier

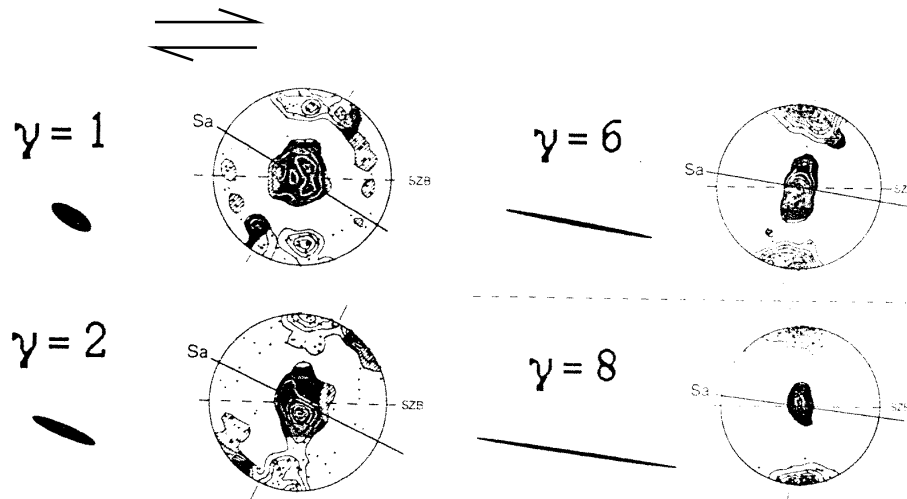


FIG. 4.4 – Evolution des textures du norcamphor (analogue du quartz) déformé en cisaillement simple (Herwegh et Handy, 1996) jusqu'à un cisaillement de 8.

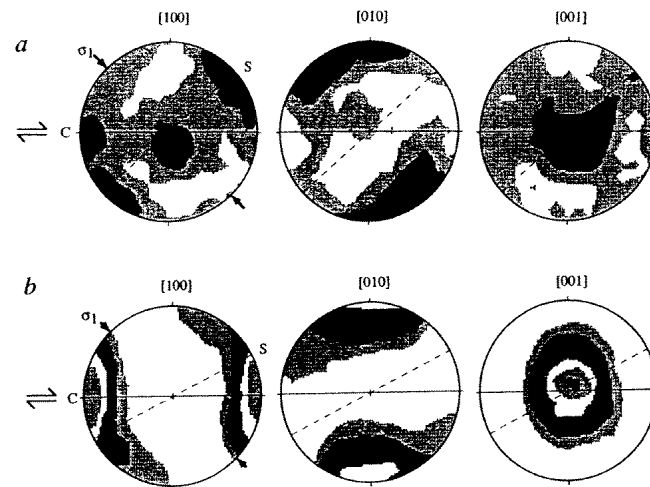


FIG. 4.5 – Textures obtenues en cisaillement simple sur l'olivine à a) 17% et b) 150% de déformation (Zhang et Karato, 1995).

influence peu le développement des textures induites par la déformation. L'influence de la migration des joints de grains semble minoritaire.

Les observations expérimentales indiquent que, sur les trois matériaux présentés, la déformation en cisaillement simple aux faibles vitesses de déformation conduit à des textures à un maximum qui est stable. Il semble que la recristallisation par la rotation progressive de sous joints de grains ne modifie pas drastiquement les textures obtenues par la rotation du réseau liée à la déformation.

## 4.3 Simulation des textures de cisaillement simple

### 4.3.1 Introduction

Les textures de cisaillement simple simulées par divers modèles de déformation sont qualitativement très différentes des textures naturelles ou expérimentales.

C'est le cas pour la glace (Etchecopar et Vasseur, 1987; Castelnau et al., 1996b,a) et pour les roches (Wenk et al., 1989; Wenk et Christie, 1991; Ribe et Yu, 1991; Tommasi et al., 2000), figure 4.6.

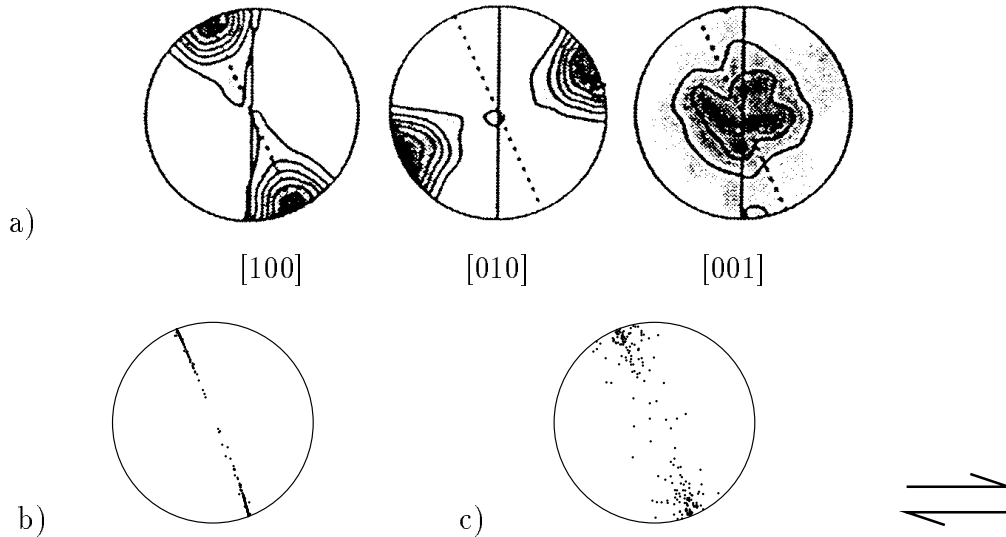


FIG. 4.6 – Textures de cisaillement simple simulées par le modèle VPSC pour une déformation égale à 1, a) pour l'olivine d'après Tommasi et al. (2000), b) pour la glace, approximation tangente, c) pour la glace, approximation variable.

Comme nous l'avons vu, les textures naturelles sont telles que le plan de glissement du système le plus actif est parallèle au plan de cisaillement permanent. Les textures simulées présentent souvent un maximum localisé entre la normale au plan de cisaillement permanent et la direction principale de compression. D'autre part, pour les modèles à contraintes homogènes et VPSC, les textures sont trop fortes (Wenk et al., 1997; Tommasi et al., 2000).

L'explication généralement avancée est que la recristallisation dynamique joue un rôle pour la formation des textures, et qu'elle n'est pas prise en compte dans les modèles cités (Etchecopar, 1977; Bouchez et Duval, 1982; Castelnau et al., 1996b; Wenk et Tomé, 1999; Tommasi et al., 2000; Kaminski et Ribe, 2001).

Etchecopar et Vasseur (1987) ont été les premiers à proposer un modèle prenant en compte schématiquement les mécanismes de recristallisation par rotation. Il s'agit d'une



approche 3D basée sur des considérations géométriques qui modélise la déformation par une hypothèse de déformation homogène, de type Taylor. Etant donné que le nombre de systèmes de glissement des matériaux considérés sont souvent inférieurs à 5, des vides et des chevauchements apparaissent. Le glissement entre les grains ne suffit pas à rendre la déformation des grains complètement homogène. Ceux-ci peuvent se diviser pour maintenir une forme équiaxe pour tous les grains. Cette dernière opération s'apparente bien à la germination au cours de la recristallisation par rotation.

Plus récemment, Kaminski et Ribe (2001) ont proposé un modèle physique pour une application à l'olivine. Ce modèle prend en compte la déformation par une approche de type Sachs, c'est à dire à contraintes homogènes, et un modèle de recristallisation dont le paramètre essentiel pour la germination et la migration des joints de grains est la densité de dislocations dites "mobiles". La densité de dislocations dans chaque grain dépend de la contrainte de cisaillement dans chaque plan de glissement, et donc de la vitesse de cisaillement dans ces plans. La densité de dislocations totale dans un grain est la somme des contributions de chaque plan de glissement. Deux paramètres variables sont introduits pour permettre de gérer l'influence relative de la germination et de la migration des joints de grains.

Les deux modèles présentés simulent bien les textures de cisaillement simple naturelles. Le problème est qu'ils ne peuvent simuler correctement le comportement mécanique des matériaux aussi anisotropes que la glace avec des hypothèses type Taylor ou Sachs (Castelnau, 1996; Castelnau et al., 1996a). Ces hypothèses sont donc fortement critiquables.

Les modèles dérivés du modèle VPSC ont été explorés pour divers matériaux se déformant en cisaillement simple avec recristallisation (Lebensohn et al., 1998; Wenk et Tomé, 1999; Tommasi et al., 2000). Le comportement mécanique des matériaux anisotropes est mieux représenté par cette approche viscoplastique auto-cohérente que par les modèles limites utilisés dans les précédents modèles.

Le modèle de Wenk et Tomé (1999) de recristallisation couplé au modèle VPSC repose sur un calcul d'énergie de déformation dans les grains dont découle une loi de migration des joints de grains, et un critère de germination.

Le calcul de l'énergie stockée suppose l'existence d'un écrouissage isotrope qui est décrit dans l'annexe 3 et qui se traduit par une augmentation des contraintes de cisaillement critiques sur les plans de glissement. L'évolution de la densité de dislocations est liée à cette variation des contraintes de cisaillement critique par :

$$\rho - \rho_0 = A \sum_s (\tau^s - \tau_0^s)^2 \quad (4.1)$$

où  $\tau^s$  est la contrainte de cisaillement critique sur le système de glissement  $s$  et  $A$  une constante.

La migration des joints de grains est gérée par une force motrice égale à la différence en énergie stockée entre le grain et le milieu homogène équivalent. Le critère de germination est proportionnel à la déformation accumulée dans le grain à chaque pas. Il permet le calcul d'un taux de germination pour chaque grain, et un seuil inférieur est imposé. Le germe créé grossit sans accumuler d'énergie de déformation jusqu'à une taille limite à partir de laquelle il remplace le grain dans lequel il a été créé.

Cinq paramètres sont introduits pour gérer l'influence relative des mécanismes. Les premiers sont les vitesses de migration des joints de grains, qui ne sont pas les mêmes dans les nouveaux grains (germes) et les anciens grains. Ensuite, le seuil de germination est lui aussi un paramètre variable, de même que la taille initiale des germes, et la taille à partir de laquelle le germe remplace le grain "parent". Le germe garde l'orientation du grain "parent".

Les résultats obtenus sur l'olivine sont illustrés sur la figure 4.7.

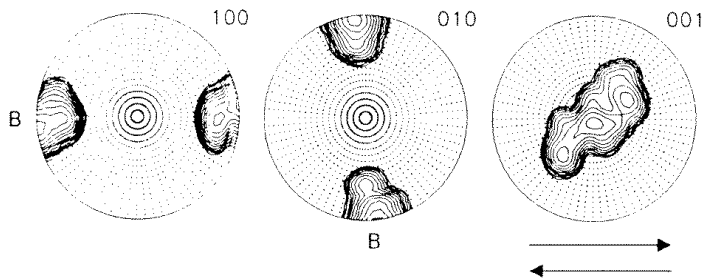


FIG. 4.7 – Figures de pole de l'olivine obtenues par le modèle de Wenk et Tomé (1999) après une déformation de 1.5 associée à la recristallisation.

Les modèles de Kaminski et Ribe (2001) et Wenk et Tomé (1999) ont en commun le fait que la germination a lieu principalement dans les grains bien orientés pour le glissement basal, alors que la migration favorise les grains peu déformés car mal orientés. Selon l'influence relative de ces deux mécanismes, les textures finales seront différentes. Les textures de cisaillement simple naturelles de l'olivine (Zhang et Karato, 1995) ou de la glace (Bouchez et Duval, 1982) sont bien reproduites lorsque la germination est le mécanisme dominant. Cependant, les critères de germination peuvent induire une germination importante à chaque pas de déformation au point que l'énergie stockée dans les grains devient négligeable (Kaminski et Ribe, 2001; Montagnat, 1998).

Nous présentons un modèle simplifié qui permet de coupler les mécanismes de recristallisation à la simulation de la déformation en cisaillement simple à l'approche VPSC

variable. Ce modèle est inspiré des travaux de Wenk et al. (1997), Montagnat (1998), Wenk et Tomé (1999). L'objectif de ce travail n'est pas de construire un modèle universel utilisable pour tous les problèmes de recristallisation par rotation, mais de schématiser les processus afin de faciliter l'analyse de leur influence sur le développement des textures.

### 4.3.2 Couplage du modèle VPSC variable à un modèle simplifié de recristallisation par rotation. Application à la glace.

#### 4.3.2.1 Simulation des textures de cisaillement simple par le modèle variable.

L'évolution des textures en cisaillement simple donnée par le modèle variable est représentée sur la figure 4.8.

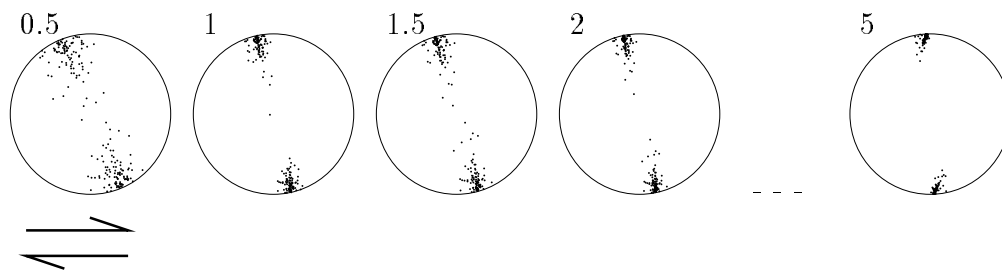


FIG. 4.8 – Textures de cisaillement simple après 50, 100, 150, 200 et 500% de déformation obtenues par l'approximation variable.

La texture de cisaillement simple ainsi obtenue est caractérisée par le rassemblement des axes  $\mathbf{c}$  à environ  $5^\circ$  de la normale au plan de cisaillement. Les textures obtenues par le modèle variable sont plus proches des textures expérimentales, figure 4.2 et des textures de cisaillement naturelles, figure 4.1 que celles obtenues par l'approximation tangente du modèle VPSC, figure 4.6.

La figure 4.9 donne l'évolution des activités des systèmes de glissement pour l'essai correspondant au développement de textures présenté sur la figure 4.8.

L'activité basale est au départ plus importante que celle obtenue en compression ou traction (chapitre 3). Elle commence par diminuer au cours de la déformation puis augmente de nouveau jusqu'à dépasser la valeur initiale, lorsque la texture est prononcée. Les textures obtenues avec le modèle variable semblent donc favoriser le glissement basal, et ce d'autant plus que le maximum caractéristique des textures s'oriente vers la normale au plan de cisaillement permanent dans les couches inférieures.

Ainsi, le modèle variable semble bien reproduire les textures de cisaillement simple. Ceci est cohérent avec les observations effectuées au chapitre 3 concernant la simulation du développement des textures de compression et traction dans les conditions de déformation

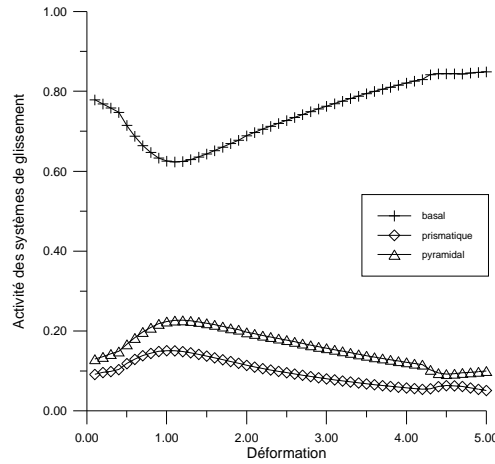


FIG. 4.9 – Evolution de l'activité des systèmes de glissement au cours de l'essai de la figure 4.8.

des calottes polaires.

### Stabilité des textures de cisaillement simple

La caractéristique des textures de cisaillement simple naturelles est leur stabilité au cours de la déformation en dehors des conditions de recristallisation par migration. D'après Bouchez et Duval (1982) les textures d'Hudleston se forment aux environs de 100% et sont stables jusqu'à plus de 500%. Nous avons donc cherché à reproduire la stabilité d'une texture de cisaillement simple raisonnablement anisotrope, à l'aide du modèle variable.

La figure 4.10 donne l'évolution de la texture d'un polycristal dont la texture initiale est caractérisée par des axes  $\mathbf{c}$  rassemblés autour de la normale au plan de cisaillement. Ce polycristal est déformé en cisaillement simple jusqu'à 500%.

La texture a tendance à se renforcer, et la déformation en cisaillement simple devient de plus en plus facile. Elle reste stable au moins jusqu'à 500% de déformation.

La figure 4.11 montre l'évolution de l'activité basale relative au cours de l'essai représenté sur la figure 4.10.

L'activité basale est assez forte dès le départ et plus forte que l'activité observée pour un essai sur un polycristal initialement isotrope. Cette activité est quasiment stable au cours de ces 500 % de déformation.

Ces résultats sont encourageants pour évaluer le rôle de la recristallisation. Il semble en effet que la stabilité de la texture de cisaillement simple telle qu'observée in-situ peut être représentée par la formulation variable du modèle VPSC dès lors que la texture initiale est légèrement anisotrope et favorable pour le glissement basal.

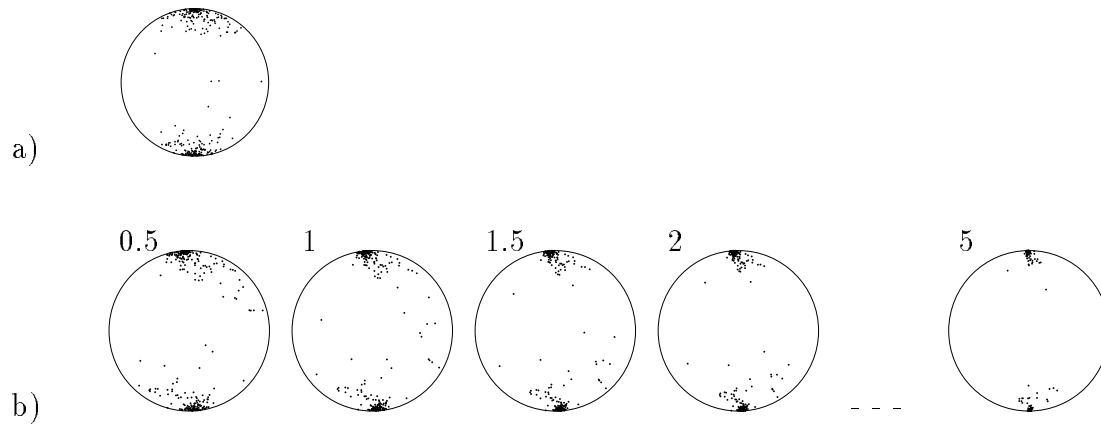


FIG. 4.10 – *Stabilité de la texture de cisaillement simple. a) Texture initiale. b) après 50, 100, 150, 200 et 500% de déformation en cisaillement simple, par l'approximation variable.*

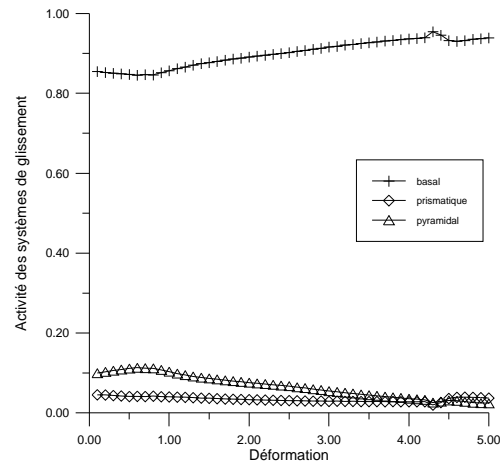


FIG. 4.11 – *Activité des systèmes de glissement au cours de l'essai de cisaillement simple de la figure 4.10.*

A partir d'une texture initiale isotrope, les axes  $\mathbf{c}$  tournent vers un maximum dont la direction est normale au plan de cisaillement, mais avec une cinétique très lente, autrement dit, ce maximum est atteint pour de grandes valeurs de la déformation ( $>400\%$ ).

L'influence de la recristallisation par rotation est sans doute de favoriser les grains bien orientés afin de les stabiliser. La germination qui a lieu dans les grains bien orientés et la migration qui favorise, elle, les grains peu déformés, donc mal orientés vont entrer en compétition. Cependant, étant données les textures de cisaillement simple observées, il est nécessaire que la germination soit le processus majoritaire. Par contre, dès qu'elle est partiellement formée, la texture à un maximum est stable et ne nécessite pas l'intervention des mécanismes de recristallisation pour se concentrer avec une cinétique proche de celle

observée sur les textures naturelles ou expérimentales.

### 4.3.2.2 Modèle simplifié de recristallisation par rotation

D’après les observations faites au paragraphe 4.2, les grains bien orientés pour le glissement basal sont prédominants dans les textures de cisaillement simple naturelles car ils sont favorisés par la germination. Les germes dont l’énergie de déformation est faible peuvent être favorisés par la migration au début de leur croissance.

Nous nous sommes inspirés du modèle de Wenk et Tomé (1999), Montagnat (1998) afin de définir certains critères comme celui de la germination.

#### Modélisation de la germination

Nous avons choisi un critère de germination basé sur l’incrément de déformation dans les grains, plus exactement sur la comparaison de la valeur de l’incrément de déformation dans un grain, avec l’incrément de déformation moyen de l’ensemble des grains. La germination a lieu dans les grains qui se déforment le plus au cours d’un pas de déformation. La taille des grains doit aussi intervenir dans le critère de germination. Une valeur minimale de désorientation doit être accumulée pour qu’il y ait germination.

En résumé, il y a germination si :

$$\Delta\varepsilon_g > N \times \Delta\varepsilon_{moy} \quad (4.2a)$$

$$\theta_g = \rho_g b D_g > \theta_c \quad (4.2b)$$

où  $\Delta\varepsilon_g$  est l’incrément de déformation dans le grain  $g$  pendant le pas de temps  $\Delta t$ ,  $D_g$  est la taille du grain et  $\theta_g$  est la désorientation dans le grain  $g$  liée aux dislocations en densité  $\rho_g$ .  $b$  est la norme du vecteur de Burgers.

$N$  et  $\theta_c$  sont des paramètres que l’on peut faire varier pour contrôler l’influence relative de la germination. En général,  $\theta_c$  est choisi égal à  $5^\circ$  qui est la valeur limite de désorientation à partir de laquelle on considère qu’un sous grain a évolué en joint de grain, paragraphe 2.2.1.

Un grain dans le modèle VPSC est en fait une orientation, il rassemble donc tous les grains d’une microstructure naturelle qui auraient la même orientation. Afin de distinguer l’influence des nouveaux grains issus de la germination de celle des autres grains de même orientation, nous choisissons de désorienter légèrement ( $1^\circ$ ) les nouveaux grains par rapport à l’orientation du grain “parent”, et de leur donner le poids du grain parent.

Ainsi, une orientation qui est le lieu d’une germination a une influence relative deux fois

plus importante dans la microstructure après la germination.

## Modélisation de la migration des joints de grains

Pour la modélisation de la migration des joints de grains nous utilisons l'intermédiaire du calcul des densités de dislocations stockées dans chaque grain.

Une densité de dislocations initiale est fixée, et celle-ci évolue selon le schéma suivant, inspiré du modèle de déformation des calottes polaires présenté au chapitre 2 :

L'augmentation de la densité de dislocations dans le grain  $g$  est donnée par

$$\Delta\rho_g^+ = \frac{\Delta\varepsilon_g}{bD_g} \quad (4.3)$$

La diminution de la densité de dislocations est liée à la variation de la taille du grain d'un pas de déformation à l'autre selon :

$$\Delta\rho_g^- = \rho_g \left( \left( \frac{D_g^k}{D_g^{k-1}} \right)^2 - 1 \right) \quad (4.4)$$

avec  $D_g^k$  la taille du grain  $g$  au pas de déformation  $k$ .

L'évolution de la taille des grains est calculée en fonction de la différence de densité de dislocations entre le grain et le HEM. La densité de dislocations du HEM est la moyenne des densités de tous les grains.

$$\Delta D_g = C \times M \times (E_g - Emoy) \times \Delta t \quad (4.5a)$$

$$E_g = \rho_g \frac{Gb^2}{2} \quad (4.5b)$$

$M$  est la force motrice qui se calcule à partir du taux de migration des joints de grains donnée par la figure 1.9.  $\Delta t$  est calculé en fonction du pas de déformation imposé par le modèle et de la vitesse de déformation considérée qui est de l'ordre de  $10^{-10} s^{-1}$ . Enfin,  $C$  est un paramètre qui permet de faire varier l'influence relative de la migration des joints de grains.

### 4.3.2.3 Résultats, textures des cisaillement simple

La figure 4.12 représente l'évolution de la texture au cours de la déformation en cisaillement simple couplée au modèle simplifié de recristallisation par rotation.

La texture initiale est isotrope, la déformation totale est de 200%. Les paramètres de recristallisation sont les suivants :

$$M = 3 \times 10^{-15} m^4 s^{-1} J^{-1}$$

$$\dot{\varepsilon} = 10^{-10} s^{-1}$$

$$C = 2.2 \text{ et } N = 0.28$$

Ces paramètres permettent d'obtenir une texture la plus proche possible des textures observées. Il faut fixer  $C$  et  $N$  de telle sorte que la germination domine, tout en restant localisée dans les grains "mous".  $C$  doit être choisi pour ne pas entraîner une diminution trop rapide du nombre de grains. Le nombre de grains final est aussi considéré comme un critère, il doit rester proche du nombre de grains initial. La simulation n'a pas été réalisée au delà d'une déformation de 2 car la texture obtenue est trop marquée pour qu'il y ait un bon équilibre germination/migration. La germination n'est alors quasiment plus efficace et, pour les paramètres choisis, la migration devient dominante et conduit à la disparition d'un trop grand nombre de grains.

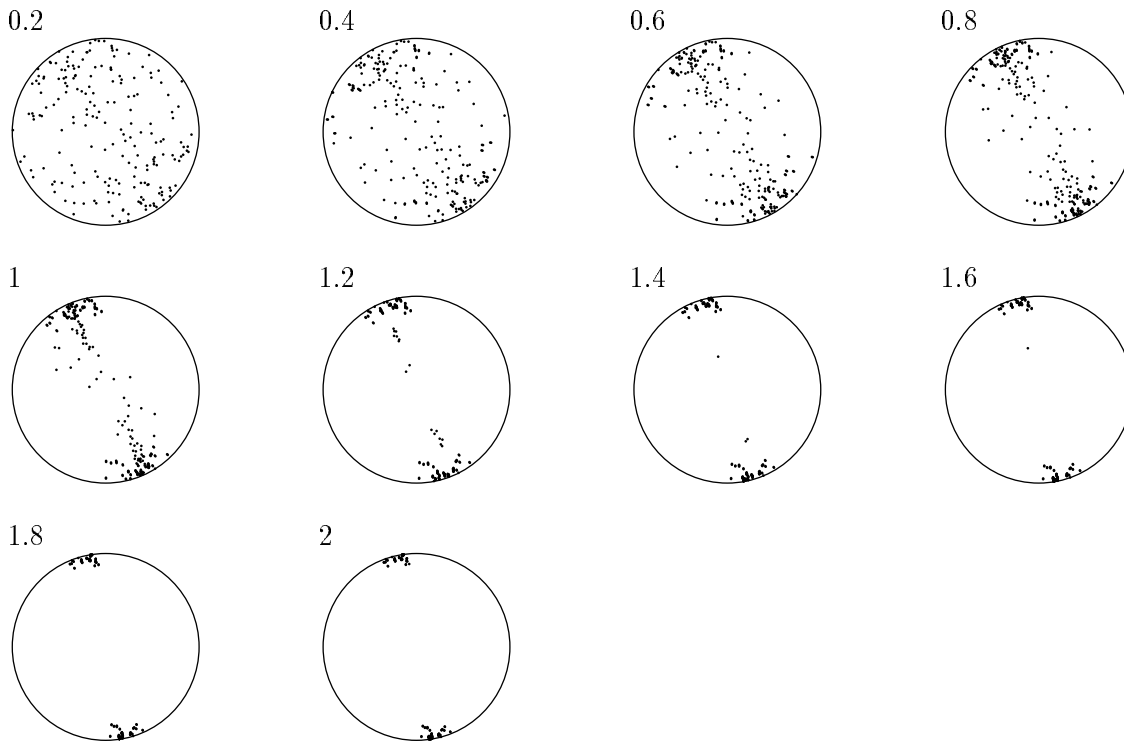


FIG. 4.12 – Textures de cisaillement simple simulées par le modèle VPSC variable couplé au modèle de recristallisation. Le nombre initial de grains est 200, le nombre final 223. La déformation est indiquée.

On observe que les textures obtenues sont assez proches des textures expérimentales observées par Bouchez et Duval (1982).

Cependant, le maximum reste légèrement désorienté par rapport à la normale au plan de cisaillement permanent. Cette désorientation est d'ailleurs assez proche de celle obtenue par le modèle variable sans recristallisation pour une déformation de 2 (figure 4.8).

La principale différence entre les textures données par le modèle variable avec ou sans recristallisation concerne la concentration des axes  $\mathbf{c}$  autour du maximum. La recristallisation, et en particulier la germination, semble accélérer la concentration des axes  $\mathbf{c}$ .



L'influence relative des deux mécanismes, germination et migration est assez marquée. La figure 4.13 montre une texture simulée lorsque la migration est prédominante.

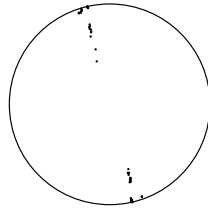


FIG. 4.13 – *Texture de cisaillement simple simulée par le modèle VPSC variable couplé au modèle de recristallisation lorsque la migration des joints de grains domine. Déformation égale à 2.*

Il apparaît que les textures formées lorsque la migration est dominante ne sont pas représentatives des textures de cisaillement simple observées.

De même, lorsque la migration n'est pas du tout activé ( $M=0$ ), la figure 4.14 montre que les textures obtenues sont similaires à celle de la figure 4.8, sans recristallisation.

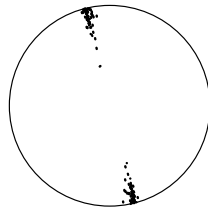


FIG. 4.14 – *Textures de cisaillement simple simulées par le modèle VPSC variable associé à la recristallisation lorsqu'il n'y a pas de migration des joints de grains. Déformation égale à 2.*

Comme le montrent les figures 4.13 et 4.14, et par comparaison avec la figure 4.12, un grand nombre de grains sont mal orientés pour le glissement basal.

La figure 4.15 montre le développement des textures lorsque la texture initiale est légèrement anisotrope. On observe que cette faible anisotropie est suffisante pour accélérer la formation du maximum. Celui-ci est quasiment orienté selon la normale au plan de cisaillement permanent, mais il existe un maximum secondaire qui est plus désorienté. L'influence de ce maximum secondaire est d'autant plus faible que la texture initiale est plus anisotrope.

La figure 4.16 représente l'évolution de l'activité basale relative pour les deux simulations des figures 4.12 et 4.15.

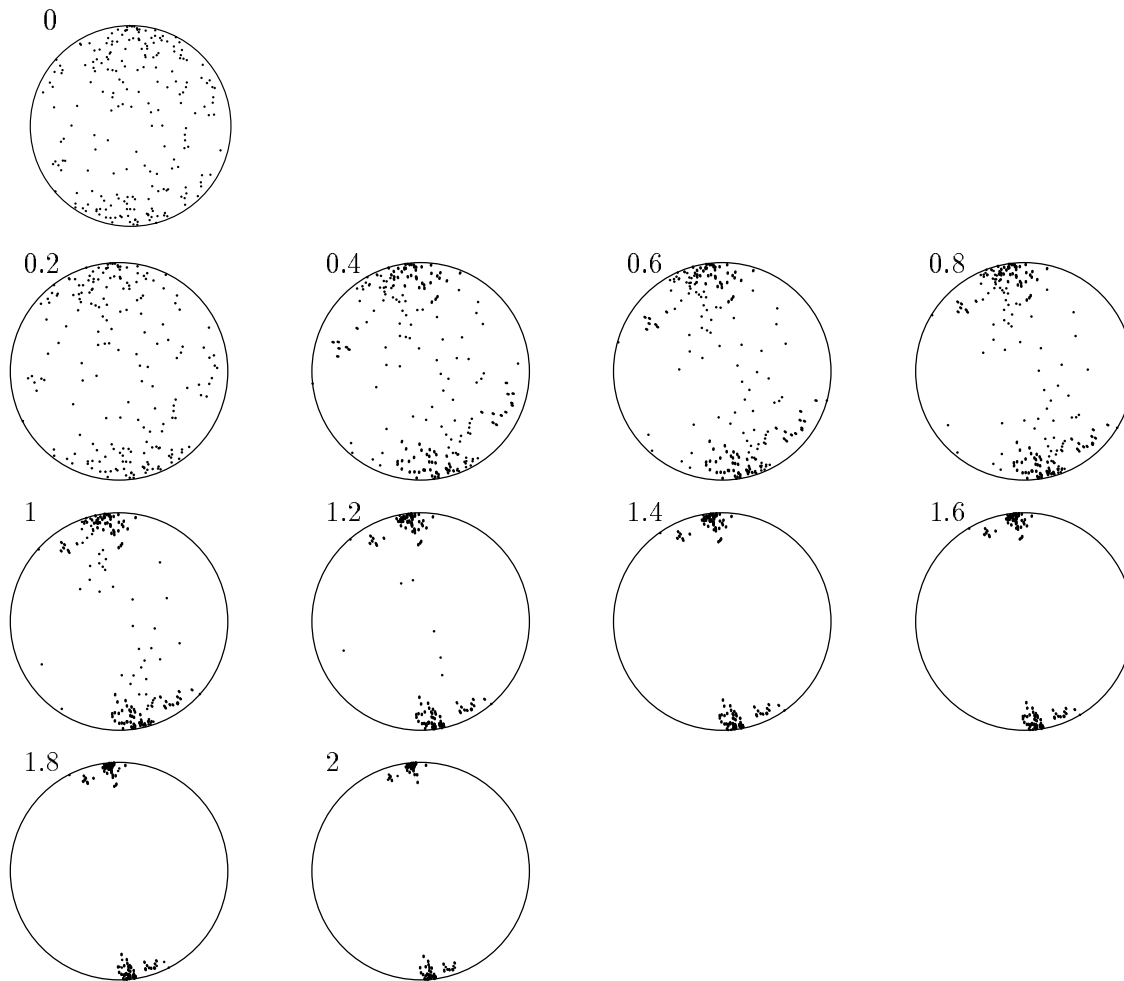


FIG. 4.15 – Textures de cisaillement simple simulées par le modèle VPSC variable couplé au modèle de recristallisation. La texture initiale est très légèrement anisotrope. Le nombre initial de grain est 200, le nombre final est 242. La valeur de la déformation est indiquée.

L'évolution des activités des systèmes de glissement est proche de celle obtenue avec le modèle variable sans recristallisation. La valeur et la stabilité de l'activité basale dépend essentiellement de l'anisotropie de la texture initiale.

#### 4.4 Discussion. Influence de la recristallisation sur le développement de textures

Une rapide comparaison entre les textures obtenues par le modèle variable avec et sans recristallisation montre qualitativement peu d'écart en cisaillement simple. L'intervention des mécanismes de recristallisation à travers le modèle simplifié présenté ne permet pas d'orienter totalement les axes  $\mathbf{c}$  vers la normale au plan de cisaillement permanent si la texture initiale est isotrope. La texture simulée par le modèle variable sans recristallisa-

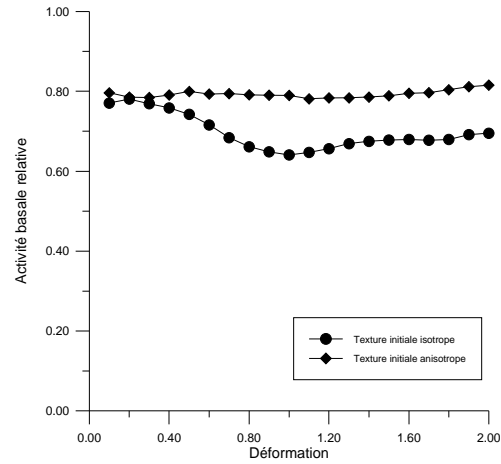


FIG. 4.16 – Evolution de l’activité basale relative pour les deux simulations avec texture initiale isotrope (figure 4.8) et légèrement anisotrope (figure 4.10).

tion est cependant très proche des textures expérimentales et naturelles observées mais seulement après 500% de déformation.

La rotation des axes  $\mathbf{c}$  par la seule déformation semble donc suffisante pour orienter les grains vers le maximum observé expérimentalement, mais avec une cinétique plus lente que celle donnée par le modèle avec recristallisation. Cependant, il est important de rappeler que la forme des grains est supposée sphérique au cours des modélisations présentées, ce qui est contraire à l’évolution des grains déformés en cisaillement. Ainsi, le modèle variable prendrait-il en compte implicitement la recristallisation par rotation . D’autre part, la recristallisation réduit les inhomogénéités de déformation dans les grains, lesquelles ne sont pas prises en compte dans les modèles VPSC.

Nous obtenons une simulation qualitativement correcte du développement des textures lorsque la texture initiale est anisotrope et de type “cisaillement simple”. Les zones de cisaillement simple naturelles observées dans les calottes de GRIP et Byrd apparaissent à des profondeurs importantes. La glace a été déformée en compression uniaxiale dans les couches supérieures, ce qui a permis la formation de textures présentant un maximum près de l’axe de compression qui coïncide avec la normal au plan de cisaillement permanent. On voit alors qu’indépendamment des mécanismes de germination et de migration, l’existence d’une légère anisotropie dans la texture initiale conduit à une cinétique de développement des textures de cisaillement simple similaire à celle observée dans les zones de déformation naturelle.

En conclusion, ces résultats obtenues par l’approximation variable du modèle VPSC ne permettent pas de confirmer le rôle direct de la recristallisation sur la simulation du

développement des textures en cisaillement simple.

L'influence de la germination et de la migration des joints de grains a souvent été évoquée pour expliquer la différence entre les textures simulées et les textures observées pour différents matériaux. Il semble cependant que les désaccords résultent aussi des hypothèses inhérentes à l'approximation tangente du modèle VPSC, et qu'une amélioration non négligeable peut être apportée par des formulations telles que l'approximation variable.

Toutefois, il est important de souligner qu'il ne serait pas possible d'observer le développement de textures de déformation dans les calottes polaires sans la restauration induite par la recristallisation, car elle permet une diminution de l'énergie de déformation stockée dans les grains.

Ce modèle simplifié ne permet pas de rendre compte de l'influence de la recristallisation par rotation sur le développement des textures de compression. En effet, les grains bien orientés pour le glissement basal sont favorisés par le processus de germination, mais leur rotation vers l'axe de compression est aussi plus rapide. A l'opposé des conditions de cisaillement simple, les grains bien orientés pour le glissement basal ne sont pas dans une position stable. Cependant, nous avons observé, au chapitre 3, que l'approximation variable du modèle VPSC représentait bien, à elle seule, le développement des textures tel qu'observé dans les calottes polaires en compression ou en traction.

## Chapitre 5

# Le modèle viscoplastique FFT appliqué à la glace

### 5.1 Introduction

L'approximation variable du modèle VPSC que nous avons appliquée à la simulation de la déformation de la glace nous a donné des résultats satisfaisants concernant le développement des textures dans les conditions de déformation des calottes polaires.

Les bons résultats obtenus proviennent du fait que la formulation permet une déformation plus homogène entre les grains, en autorisant une interaction entre les grains et le HEM qui est adaptée à l'orientation du grain par rapport à la sollicitation.

Ce comportement plus homogène entre les grains est en accord avec les conditions de déformation des glaces polaires pour lesquelles il semble que les incompatibilités de déformation entre les grains soient réduites par des mécanismes d'accommodation du glissement basal.

Cependant ce modèle ne peut être totalement satisfaisant dans la mesure où il ne rend compte qu'en moyenne, de l'influence des contraintes internes et des gradients de déformation entre grains qui jouent un rôle important dans la glace au cours de la recristallisation par rotation.

Pour une amélioration de la simulation du comportement mécanique et du développement des textures dans la glace, il semble indispensable de se tourner vers des modèles permettant de prendre en compte les interactions entre voisins dans le calcul des champs locaux.

Pour cela, les modèles aux éléments finis sont bien adaptés car ils permettent de prendre en compte toute sorte d'hétérogénéités à l'échelle des grains. Cependant, les difficultés liées au maillage et aux degrés de liberté nécessaires pour de telles formulations limitent la taille et la complexité des structures que l'on peut considérer. Ainsi, les problèmes sont

souvent limités à des représentations à deux dimensions, ou à trois dimensions en utilisant des symétries du matériau et/ou des conditions de chargement. Il en est de même pour les formulations n-sites des modèles autocohérents (Canova et al., 1992; Solas et Tomé, 2001) qui sont elles aussi gourmandes en temps de calcul.

Le modèle FFT présente une alternative intéressante. L'utilisation de la notion d'élément de volume représentatif (EVR) permet de rendre le problème périodique, en faisant l'approximation que les hétérogénéités sont petites par rapport aux dimensions macroscopiques. La résolution des équations d'interaction par l'intermédiaire d'un algorithme FFT limite le temps de calcul. Cette formulation de type n-sites sans limites de distance, ne nécessite aucune hypothèse d'homogénéisation.

Cette formulation est décrite dans ce chapitre à travers une application à la glace. Nous verrons cependant que certaines hypothèses effectuées limitent actuellement le domaine d'application du modèle pour les matériaux anisotropes.

## 5.2 Description générale du modèle

Le modèle dit FFT est une formulation permettant de simuler le comportement 3D de matériaux anisotropes élastiques et viscoplastiques à l'aide de l'algorithme FFT, Fast Fourier Transform. Le modèle est conçu pour une microstructure périodique hétérogène, ainsi que pour des matériaux possédant une distribution aléatoire d'hétérogénéités.

La formulation originelle est due à Moulinec et Suquet (1994) pour la déformation élastique, l'extension au cas viscoplastique telle que nous allons l'appliquer a été récemment développée par Lebensohn (2001).

Ce modèle est une formulation à n-sites qui permet le calcul d'une solution exacte de l'équation d'équilibre, tout en ayant des performances numériques analogues à celle d'un modèle de type VPSC 1-site. Il permet ainsi de prédire l'état local et l'évolution de la morphologie et de la texture au cours de la déformation des polycristaux.

Les caractéristiques principales de l'approche FFT sont les suivantes :

- La méthode est basée sur la solution d'un problème cellulaire pour un élément de volume représentatif (EVR) aux conditions de bords périodiques. De cette façon on suppose implicitement que le volume des hétérogénéités est petit comparé aux dimensions de l'échantillon. Dans le cas d'une microstructure aléatoire, l'EVR doit être choisi pour être statistiquement représentatif de toute la microstructure.
- La formulation est de type n-sites et les interactions d'un site de l'EVR discrétisé avec tous les autres sites sont prises en compte. Ainsi, cette formulation ne fait pas appel aux hypothèses d'homogénéisation et, dans le cas idéal d'une discretisation

infinie de l'EVR, la solution exacte de l'équation d'interaction peut être obtenue.

L'application que nous faisons du modèle FFT considère que la source d'hétérogénéités est l'existence de grains aux propriétés directionnelles, dépendantes de leur orientation cristallographique.

### 5.2.1 Modélisation du polycristal

La description du matériau est faite par l'intermédiaire d'un EVR qui représente les propriétés de l'ensemble du matériau. Cet EVR est ensuite répété de manière périodique afin d'appliquer les méthodes de calculs en transformées de Fourier.

L'EVR est un polycristal idéal à 3 dimensions constitué de grains cubiques arrangés de façon périodique à l'état initial. La figure 5.1 donne une représentation de ce polycristal idéal et de sa discretisation.

Le polycristal, c'est à dire l'EVR, est constitué de 512 grains qui sont chacun divisés en 512 cubes arrangés en structure  $8 \times 8 \times 8$  (figure 5.1).

Les points de Fourier sont ensuite disposés dans le grain en fonction de la précision que l'on souhaite. Ainsi, on peut avoir une grille de Fourier constituée de  $N \times N \times N$  points,  $N$  variant de 32 à 128. On parlera de formulation "32", "64" ou "128".

La définition formelle de la grille de Fourier 3D constituée de points  $[x_d]$  dans l'espace réel est :

$$[x_d] = \left\{ \left( (i_1 - 1) \cdot \frac{L_1}{N_1}, (i_2 - 1) \cdot \frac{L_2}{N_2}, (i_3 - 1) \cdot \frac{L_3}{N_3} \right); i_k = 1, N_k, k = 1, 3 \right\} \quad (5.1)$$

où  $L_k$  et  $N_k$  sont les distances (i.e. la période) et le nombre de points de Fourier dans chaque direction  $x_k$ . En particulier, dans le cas de la figure 5.1, c'est à dire pour un EVR et des grains equiaxes,  $L_1 = L_2 = L_3$  et  $N_1 = N_2 = N_3 = 64$ .

Par l'intermédiaire de ce polycristal discrétisé il est possible d'obtenir des informations sur la localisation de la déformation et des contraintes, mais aussi sur les désorientations à l'intérieur des grains.

### 5.2.2 Formulation du code

La formulation détaillée ne sera pas donnée dans cette partie, on peut la retrouver dans (Lebensohn, 2001).

En considérant que le milieu viscoplastique inhomogène est un polycristal anisotrope qui se déforme par glissement des dislocations, son comportement local peut se décrire

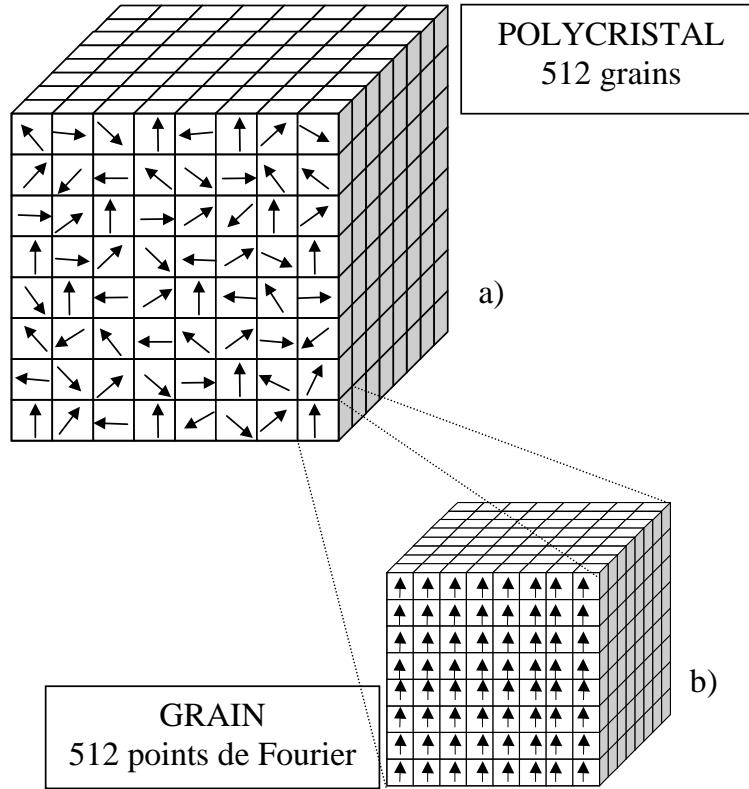


FIG. 5.1 – Représentation schématique de la discrétisation initiale du polycristal 3D. a) le polycristal est formé de 512 grains cubiques de structure  $8 \times 8 \times 8$ . A chaque grain est donnée une orientation particulière représentée par les flèches. b) Chaque grain est à son tour décomposé en 512 cubes de structure  $8 \times 8 \times 8$ . Les points de la grille de Fourier sont localisés au centre de chaque cube. L'orientation initiale est homogène dans le grain, ce qui est représenté par une orientation identique pour chaque cube. La figure illustre le cas d'une grille de Fourier qui est constituée de  $64 \times 64 \times 64$  points dans son intégralité.

en terme d'approximation tangente comme dans le cas du modèle VPSC (Lebensohn et Tomé, 1993) :

$$\sigma'(x) = (M^{tg})^{-1}(x) : d(x) + S^0(x) \quad (5.2)$$

où  $d(x)$  et  $\sigma'(x)$  sont la vitesse de déformation et la contrainte déviatoire locale.  $S^0$  est la contrainte extrapolée, et  $M^{tg}$  est la compliance tangente comme décrite au chapitre 3.

L'évolution de la contrainte déviatoire et de la vitesse de déformation locale est ensuite calculée en terme de perturbation par rapport à un comportement moyen et constant qui est celui d'un milieu homogène de référence qui peut lui aussi être décrit par un comportement tangent.

Il en découle un système d'équations incluant les conditions de bord periodiques, dont la résolution se fait par l'intermédiaire du passage aux transformées de Fourier (algorithme



FFT) (Lebensohn, 2001).

La résolution de ce système d'équations permet d'abord d'obtenir la vitesse de déformation et l'on accède ensuite à la valeur de la contrainte déviatoire en résolvant l'équation suivante à chaque itération et pour chaque point de l'EVR discrétisé :

$$d(x) = \gamma_0 \sum_{s=1}^{n_s} m^s(x) \left( \frac{m^s(x) : \sigma'(x)}{\tau_0^s(x)} \right)^n \quad (5.3)$$

où  $\gamma_0$  est une constante,  $m^s$  le facteur de Schmid du système de glissement  $s$ ,  $\tau_0^s$  la contrainte de cisaillement critique du système  $s$ , et  $n$  l'exposant des contraintes.

Cette équation induit les contraintes suivantes :

- pour initialiser l'algorithme il faut effectuer une approximation de type Taylor ou statique en donnant une valeur initiale à la vitesse de déformation ou au deviateur des contraintes. Lebensohn (2001) a fixé la valeur initiale de  $d$ ,  $d_0(x) = 0$ .
- le calcul de la contrainte à chaque pas à partir de l'équation 5.3 impose aussi une approximation du même type en imposant en chaque point  $x$  une valeur de la vitesse de déformation. Aussi est-il nécessaire d'activer plusieurs systèmes de glissement pour obtenir un résultat sur l'équation 5.3.

La texture est re-actualisée en calculant la rotation plastique comme dans le modèle VPSC, mais par l'intermédiaire du calcul du cisaillement effectué, cette fois, en chaque point du EVR.

La microstructure, c'est à dire la forme et la taille des grains est elle aussi ré-actualisée à partir d'un certain pourcentage de déformation par exemple. Nous ne détaillerons pas ici le processus de réactualisation.

### 5.3 Application à la glace

La formulation FFT présente a priori un intérêt majeur dans le cas de la glace car elle permet de tenir compte des interactions entre chaque grain et ses voisins et des distorsions à l'intérieur des grains.

La déformation de la glace polycristalline se caractérise par l'apparition de contraintes internes liées à l'anisotropie du cristal de glace auxquelles sont associées les hétérogénéités de déformation à l'intérieur des grains.

La simulation de la déformation par le code VPSC 1-site donne des résultats satisfaisants quant au comportement moyen du polycristal, mais le comportement des grains et les activités des systèmes de glissement ne sont pas correctement modélisés en raison du calcul des interactions entre le grain et les voisins par l'intermédiaire du milieu homogène

équivalent.

Brenner et al. (2001) a montré qu’il était possible d’obtenir les hétérogénéités de contraintes et de vitesses de déformation à l’intérieur de chaque grain avec le modèle VPSC 1-site par l’intermédiaire des calculs des seconds moments. Cependant cela ne permet pas de prendre en compte les hétérogénéités d’interactions provenant des relations d’orientation entre voisins.

Il nous a donc paru intéressant d’appliquer le modèle FFT à la déformation de la glace polycristalline pour confronter les résultats d’un modèle n-sites à ceux obtenus par le modèle VPSC 1-site. Nous espérons ainsi estimer l’importance des interactions entre voisins sur les hétérogénéités intragranulaires, ainsi que l’influence de ces dernières sur les modes de déformation et le développement des textures.

Cette étude est un prélude, un travail plus approfondi serait nécessaire pour adapter le code au cas particulier de la glace et de son anisotropie.

### 5.3.1 Comportement mécanique

#### 5.3.1.1 Choix des paramètres

Les paramètres que nous choisissons pour le modèle FFT sont similaires à ceux utilisés pour les approximations tangentes et variables du modèle VPSC en ce qui concerne les différents systèmes de glissement, les valeurs des exposants des contraintes, et les conditions de déformation.

Nous considérons que la maille, constituée des 512 grains de l’EVR, est représentative d’un polycristal isotrope lorsque toutes les orientations sont aléatoires.

Dans un premier temps, seule la formulation “32” sera utilisée par soucis d’économie de temps de calcul. Elle nous permettra d’obtenir les observations concernant les répartitions des paramètres ainsi que le développement de textures. La version “64” sera appliquée à la détermination des désorientations intragranulaires car elle offre une plus grande résolution.

Les valeurs de chaque paramètre (vitesse de déformation, activité des systèmes de glissement, orientation...) sont données pour chaque point du maillage, ce qui constitue 32768 valeurs pour l’approximation “32 points”. Nous allons représenter la répartition de ces valeurs dans des coupes 2D ainsi que les valeurs moyennes correspondant aux grains (64 points par grain).

Comme pour le modèle VPSC, il convient de choisir une valeur du rapport d’anisotropie,  $M = \tau_b / \tau_a$ . La figure 5.2 représente l’évolution de l’activité basale en fonction du

rapport d'anisotropie pour une déformation de 5% en compression uniaxiale.

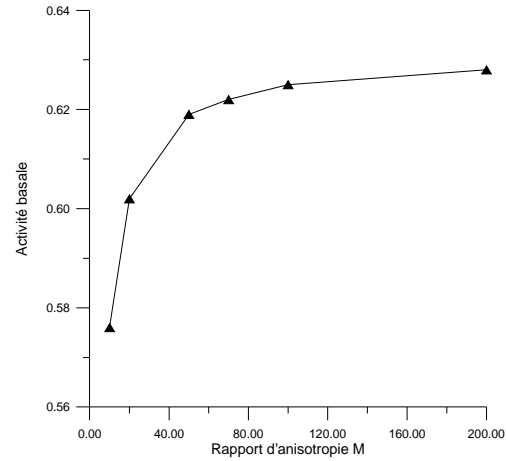


FIG. 5.2 – Evolution de l'activité basale relative en fonction du rapport d'anisotropie  $M = \tau_b/\tau_a$  pour une déformation de 5% en compression uniaxiale

Cette figure illustre le fait que l'activité basale maximale atteinte est comprise entre 0.6 et 0.63 dès que  $M$  est supérieur à 30.

Cette limite est due à la formulation du modèle elle-même qui, pour le calcul de la valeur de la contrainte en chaque point du maillage fait appel à l'équation 5.3 qui, comme nous l'avons vu, impose l'activité d'un minimum de systèmes de glissement.

La faible activité observée, quelque soit le rapport d'anisotropie, apparaît comme une limite de l'application à la glace, comme dans le cas du modèle variable.

Nous avons choisi de prendre une valeur de  $M$  égale à 70 afin de nous placer dans les conditions de plus grande activité basale.

### 5.3.1.2 Observations

Observons dans un premier temps les valeurs des vitesses de déformation équivalentes et des activités basales en fonction de l'orientation moyenne de chaque grain, ceci afin d'obtenir des résultats facilement comparables à ceux du modèle VPSC.

La figure 5.3 donne la répartition des vitesses de déformation équivalentes en fonction de l'orientation moyenne de chaque grain, ainsi que l'écart type pour chaque orientation. Les courbes obtenues pour les approximations tangentes et variables du modèle VPSC sont représentées pour comparaison.

On remarque que la répartition de la vitesse de déformation est très aléatoire, ceci étant lié au fait que la déformation dans un grain ne dépend pas seulement de son orientation par rapport à la sollicitation macroscopique car l'interaction avec les voisins est prise en

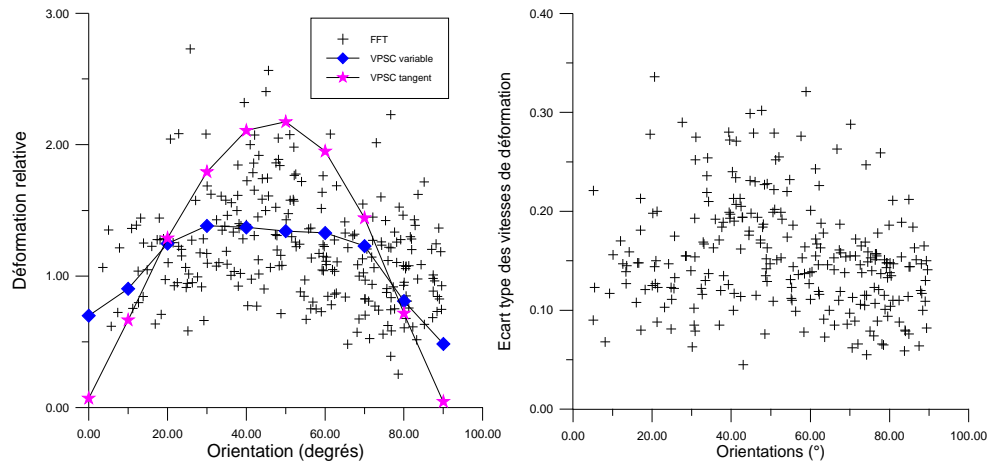


FIG. 5.3 – Vitesse de déformation équivalente moyenne dans les grains et écart type en fonction de l'orientation moyenne des grains (compression 5%).

compte.

Il en est de même pour l'activité basale moyenne qui est représentée sur la figure 5.4

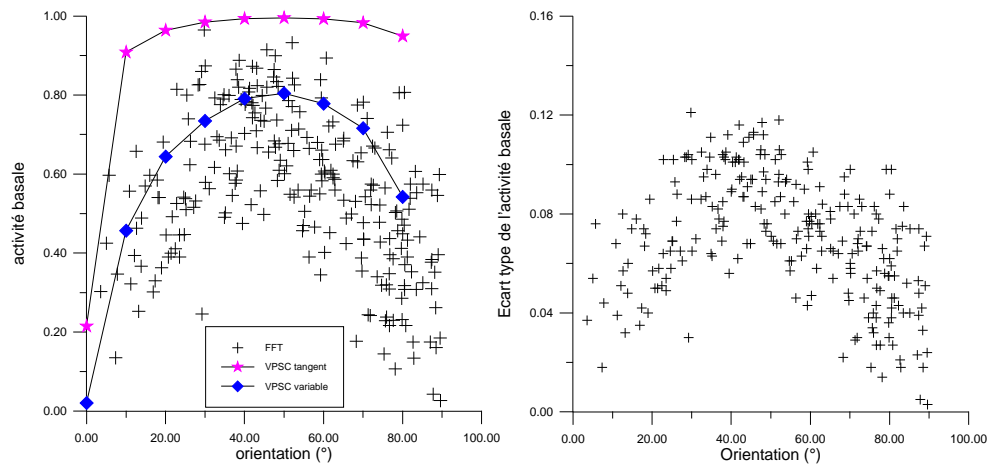


FIG. 5.4 – Activité moyenne dans les grains et écart type en fonction de l'orientation moyenne des grains (compression 5%).

De très faibles valeurs d'activité basale sont observées dans certains grains durs, mais l'activité basale des grains mous est comprise entre 50 et 90%.

L'écart type de la répartition des activités basales est plus faible que celui des vitesses de déformation.

Dans les deux cas, les résultats se rapprochent de ceux donnés par le modèle VPSC variable, ce qui est sans doute lié au fait que les activités basales moyennes sont très proches. On remarque aussi que les écarts types sont plus importants pour les grains bien orientés pour le glissement basal. Ceux-ci semblent donc être plus sensibles aux interactions avec

leur voisinage.

Nous nous sommes ensuite intéressés à la répartition de ces grandeurs à l'échelle du grain, en choisissant un grain pour lequel on donnera une orientation particulière par rapport à ses plus proches voisins. Ainsi on regardera les répartitions des vitesses de déformation équivalentes, activités basales et orientations dans et autour d'un grain dur entouré de premiers voisins mous, et vice-versa.

La déformation est une compression uniaxiale de 10% selon l'axe  $z$ . Les observations sont effectuées par l'intermédiaire de coupes 2D selon les 3 plans  $(xy)$ ,  $(xz)$  et  $(yz)$ .

La cartographie des orientations est effectuée par l'intermédiaire du tracé de  $|\sin(2\theta)|$  où  $\theta$  est l'angle entre l'axe  $\mathbf{c}$  et l'orientation de la sollicitation ( $oz$ ). Ainsi, un grain bien orienté est représenté par la valeur 1, un grain mal orienté par la valeur 0.

Les résultats sont représentés sur la figure 5.5 sur laquelle le grain en question est fléché. Les mêmes résultats sont donnés pour le cas d'un grain dur entourés par des proches voisins mous, sur la figure 5.6.

Il est intéressant de remarquer que la corrélation entre orientation moyenne du grain et vitesse de déformation n'est pas très forte. En effet, le voisinage des premiers voisins mais aussi des seconds voisins semble avoir une grande influence.

Dans le cas du grain mou (figure 5.5), celui-ci a un voisinage de seconds voisins bien orientés d'un côté, et mal orientés de l'autre. Sa vitesse de déformation est plus importante (relativement au voisinage) sur la coupe  $(yz)$  où la majorité de ses premiers et seconds voisins sont mal orientés après déformation alors qu'elle est plus faible sur la coupe  $(xy)$  où l'on voit que les premiers et seconds voisins ont tourné au cours de la déformation pour s'orienter favorablement par rapport à la déformation.

Les mêmes remarques peuvent être effectuées quant à l'activité basale qui est elle aussi répartie en fonction du voisinage, mais on observe que les frontières entre grains sont plus marquées. Ainsi un grain mal orienté aura une activité basale très faible et cela relativement indépendamment du voisinage.

D'une manière générale on peut faire les observations suivantes :

- Les hétérogénéités de vitesse de déformation ne dépendent pas uniquement des premiers voisins.
- On rencontre des valeurs très faibles des activités basales dans les grains mal orientés, mais aussi des valeurs fortes ( $>0.8$ ) dans les grains bien orientés.
- Il est clair que les grains bien orientés sont ceux qui se déforment le plus si le voisinage le permet, et que les grains qui se déforment le plus le font par glissement basal essentiellement. Cependant, les grains dont l'orientation et le voisinage induisent

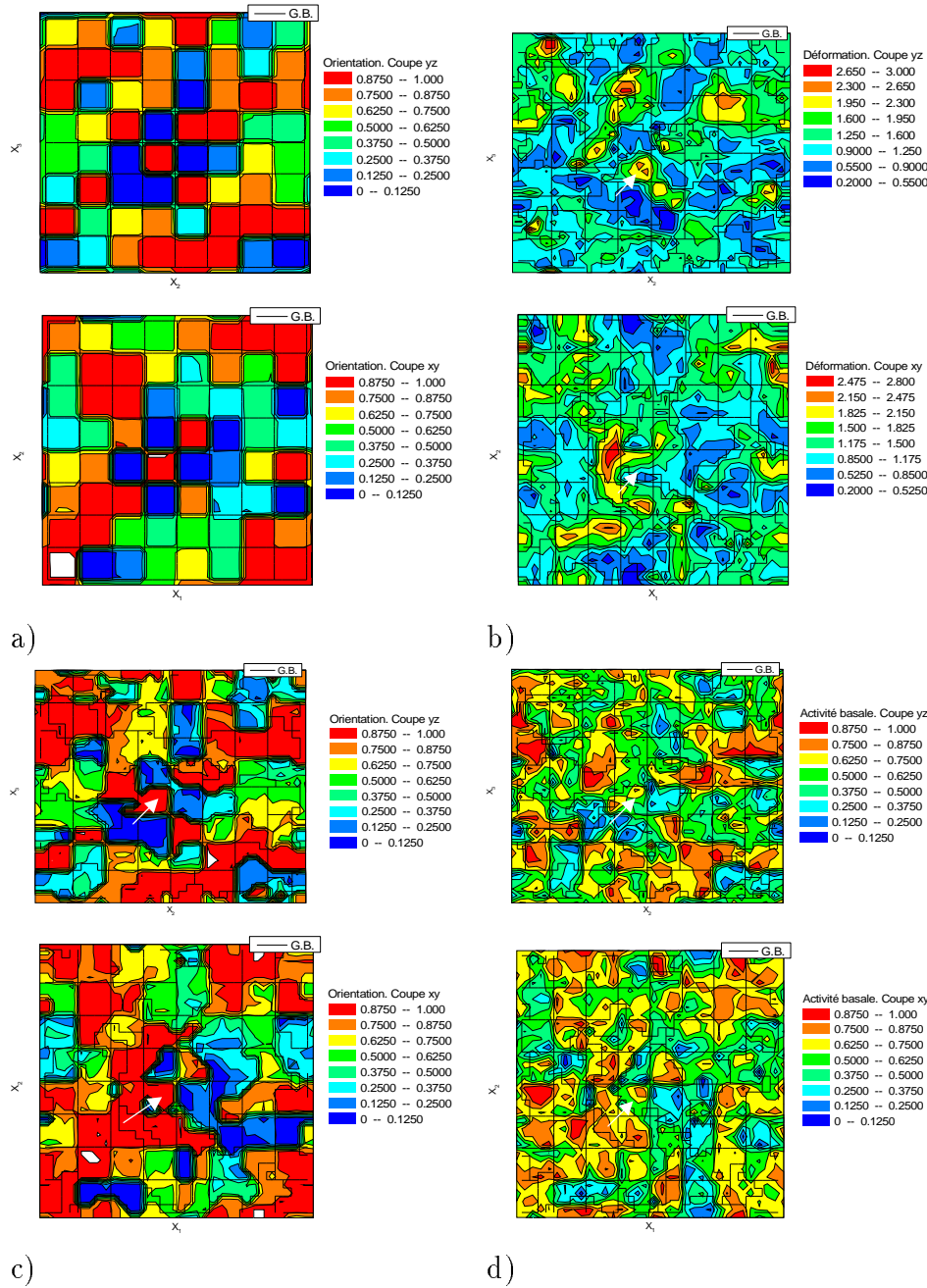


FIG. 5.5 – Coupes 2D de la microstructure après une déformation de 10% en compression uniaxiale selon  $z$ , pour un grain mou entouré de premiers voisins durs. Seules les coupes  $(xy)$  et  $(yz)$  sont représentées car on admet une symétrie de révolution autour de l'axe de compression. a) Répartition des orientations initiales, la valeur représentée est  $|\sin(2\theta)|$ . b) Cartographie des vitesses de déformation relatives. c) Répartition des orientations finales. d) Cartographie de l'activité basale relative

des conditions moins favorables à la déformation doivent utiliser le glissement sur d'autres plans que le seul plan basal.

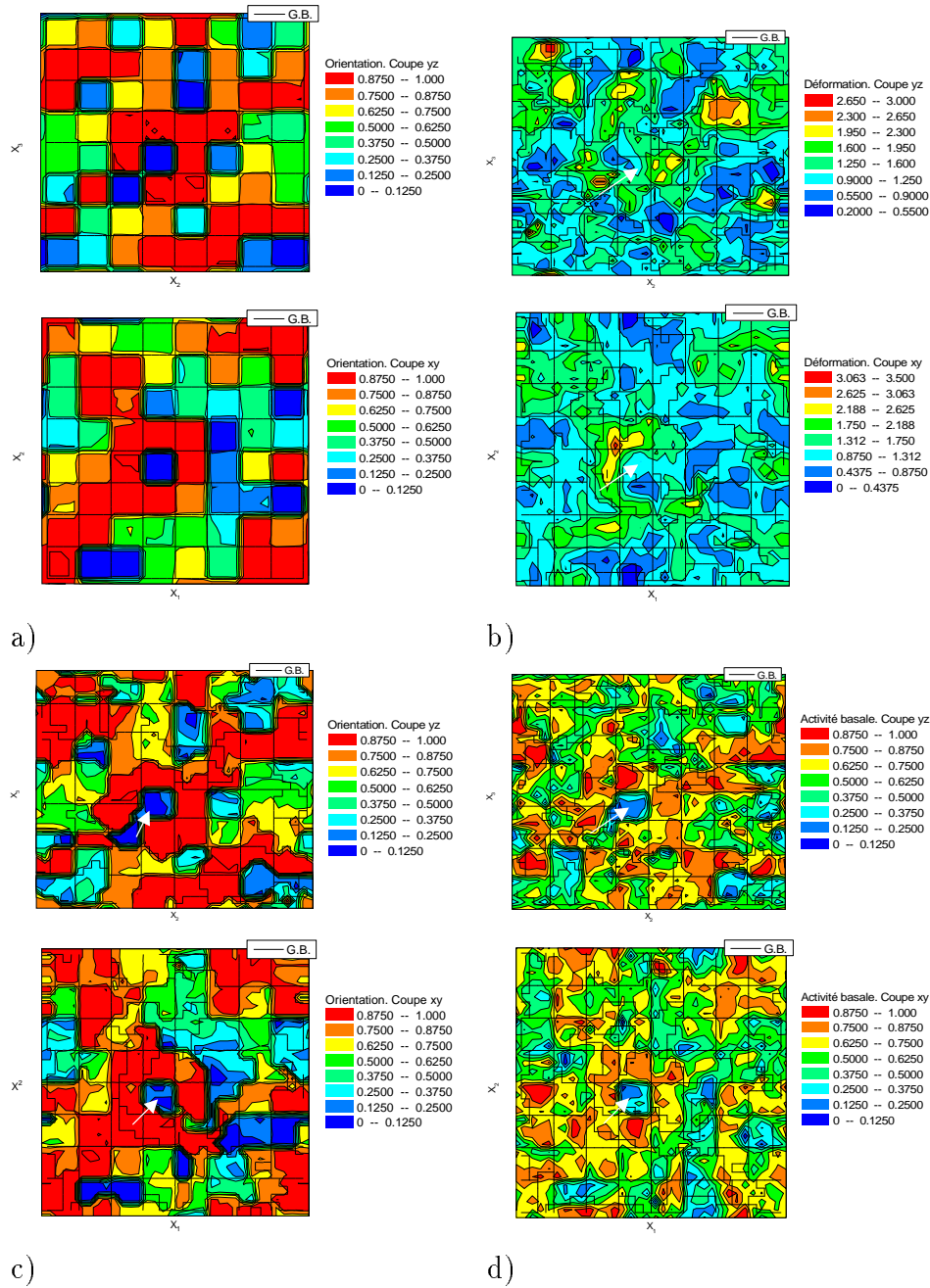


FIG. 5.6 – Coupes 2D de la microstructure après une déformation de 10% en compression uniaxiale selon  $z$ , pour un grain dur entouré de premiers voisins mous. Seules les coupes  $(xy)$  et  $(yz)$  sont représentées car on admet une symétrie de révolution autour de l'axe de compression. a) Répartition des orientations initiales, la valeur représentée est  $|\sin(2\theta)|$ . b) Cartographie des vitesses de déformation relatives. c) Répartition des orientations finales. d) Cartographie de l'activité basale relative

On voit donc qu'il n'est plus vraiment possible de raisonner en terme de "grain" mal orienté ou bien orienté, mais qu'il faut évoquer des zones favorables ou non à la déformation.

Ainsi on retrouve la dispersion illustrée par les figures 5.3 et 5.4, et une forte influence des relations entre voisins.

## 5.3.2 Désorientations et développement de textures

### 5.3.2.1 Désorientations

La version “64” qui découpe chaque grain selon  $8 \times 8 \times 8$  points permet d’obtenir une résolution plus fine dans chaque grain, et ainsi d’observer les désorientations créées à l’intérieur des grains.

Les désorientations d’un point à l’autre du grain sont calculées par l’intermédiaire de la différence en vitesse de cisaillement entre ces points. Schématiquement on a :

$$\Delta\phi \propto \Delta(\dot{\gamma}) \quad (5.4)$$

où  $\Delta\phi$  ne représente pas seulement la désorientation des axes  $\mathbf{c}$  mais celle de l’ensemble du repère lié à un point du grain par rapport au repère du point voisin.

Nous avons procédé à la même répartition des orientations initiales dans les premiers voisins du grain milieu, le grain 220.

Nous avons déformé en compression uniaxiale selon  $z$  jusqu’à 10% puis 20%.

Les résultats présentés sur la figure 5.7 donnent, pour la coupe ( $yz$ ) la cartographie des désorientations en degrés dans le grain 220 mou, ainsi que la répartition des orientations et des vitesses de déformation équivalentes autour du grain afin de situer le contexte de déformation du grain.

Nous avons aussi observé les désorientations dans l’environnement du grain 220 de la figure 5.7a, elles sont représentées sur la figure 5.8.

On remarque que les désorientations sont essentiellement localisées aux intersections entre les grains, et que leur intensité est liée à la valeur des vitesses de déformation locales. Les désorientations deviennent rapidement importantes puisqu’à 20% on atteint des désorientations supérieures à  $6^\circ$  (figure 5.7b).

De telles désorientations ne sont pas réalistes dans le cas de la glace car les processus de recristallisation interviennent avant que de telles hétérogénéités dans les grains n’apparaissent, que ce soit par la migration des joints de grains éliminant les dislocations accumulées près des joints ou par la germination.

De plus, dans le cas des grains durs, une activité non basale importante est recensée. Ceci implique que les désorientations dans les grains soient le résultat de glissement important sur des plans non basaux. Nous avons montré que le glissement basal pouvait être efficacement accommodé dans les conditions de déformation aux faibles contraintes, mais il paraît difficile d’obtenir des modes de déformation accommodant plus de 50% de glissement basal.



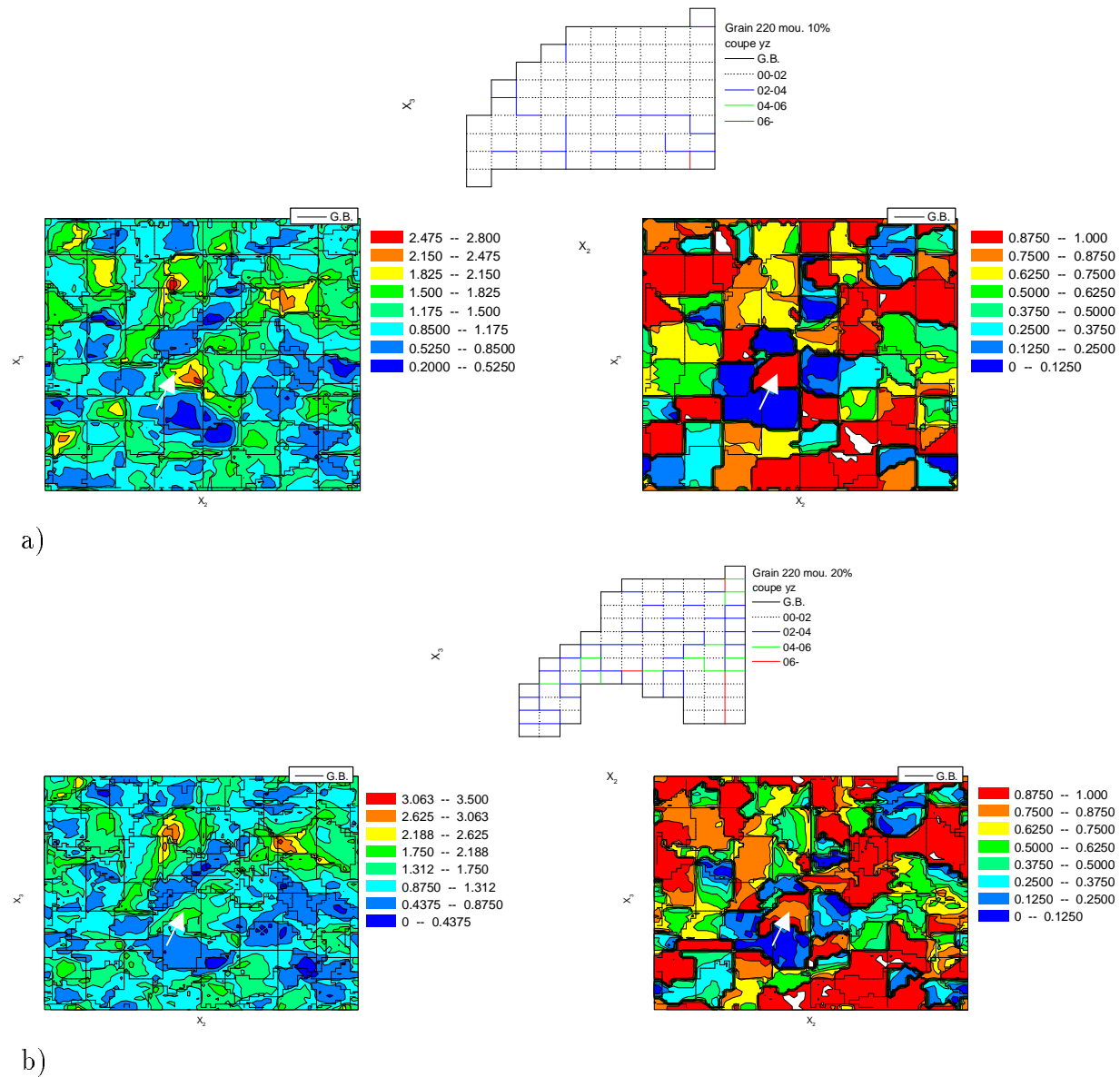


FIG. 5.7 – Désorientations dans le grain 220 mou entouré de premiers voisins durs, et cartographie des vitesses de déformation (à gauche) et des orientations (à droite) dans l'environnement de ce grain. Le grain est représenté par la flèche blanche sur ces cartographies. a) après 10% et b) 20% de déformation en compression uniaxiale selon l'axe  $z$ . Chaque couleur des frontières entre deux parties du grain représente une gamme de désorientations de  $2^\circ$ .

### 5.3.2.2 Développement de textures

Nous avons ensuite regardé les réponses du modèle aux plus grandes déformations pour simuler le développement de textures.

La figure 5.9 représente l'activité relative du système basal, obtenue par une moyenne sur tous les points de l'EVR, en fonction de la déformation pour 100% de déformation en

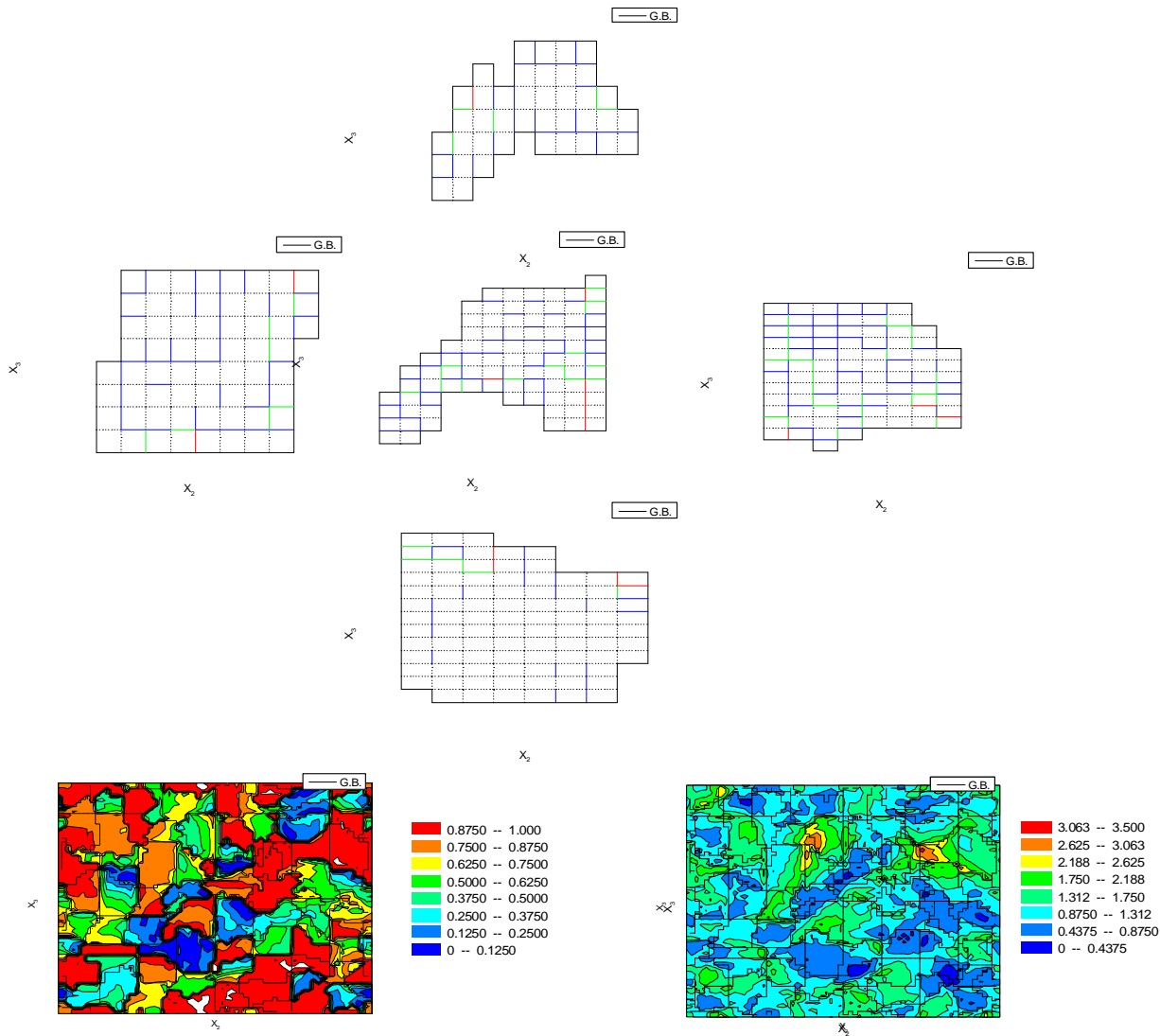


FIG. 5.8 – Désorientations dans le grain 220 mou et dans ses premiers voisins, coupe ( $yz$ ). Sont aussi représentées la cartographie des orientations (gauche) et des vitesses de déformation (droite) qui nous permettent de situer chaque grain représenté et son environnement.

compression uniaxiale. Les activités basales des approximations variable et tangente du modèle VPSC sont aussi représentées. Ces résultats confirment la faible activité moyenne du système basal, ce qui peut fragiliser la validité de ce modèle pour la glace.

La figure 5.10 compare les textures obtenues après 100% de compression uniaxiale obtenues par les 3 modèles. Elles correspondent à 512 orientations, et en ce qui concerne le modèle FFT une moyenne des orientations sur tous les points de chaque grain a été effectuée.

On retrouve au niveau du développement des textures le fait que les figures de pôle des modèles variable et FFT sont très proches. Cela s'explique sans doute aussi par des

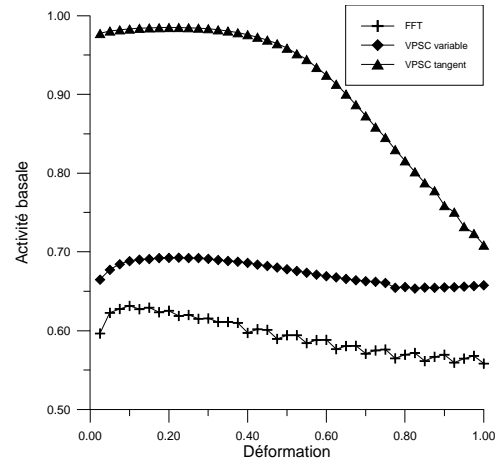


FIG. 5.9 – Evolution de l'activité basale relative en fonction de la déformation pour les 3 modèles : FFT, VPSC variable et VPSC tangent. Compression uniaxiale, 100%

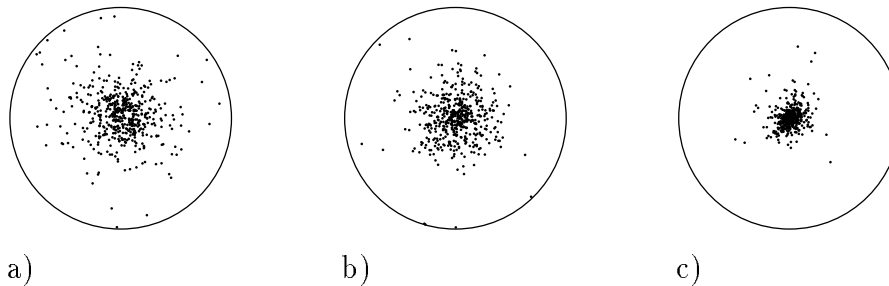


FIG. 5.10 – Figure de pôle après 100% de déformation en compression uniaxiale pour a) le modèle FFT, orientation moyenne pour chaque grain, b) le modèle VPSC variable et c) le modèle VPSC tangent.

valeurs d'activité basale moyenne assez proches. Comme pour le modèle VPSC variable, les activités basales sont relativement stables dans le cas du modèle FFT.

## 5.4 Conclusions et perspectives

Le modèle FFT permet le calcul des champs locaux de vitesses de déformation et de contraintes à partir d'une formulation originale qui utilise une représentation périodique du polycristal pour obtenir une modélisation "n-sites" à moindres coups de temps de calcul.

Cette modélisation peut sembler particulièrement intéressante dans le cas de la glace où la forte anisotropie du monocristal induit une influence non négligeable des relations entre un grain et ses voisins par la formation de contraintes internes et de gradients de déformation dont le rôle sur la détermination des modes de déformation est important, comme nous l'avons vu aux chapitres précédents.

Nous remarquons tout d'abord que la simulation montre une grande hétérogénéité de répartition des vitesses de déformation et que les relations d'orientation entre un grain et l'ensemble de ses voisins ont une grande influence sur la déformation du grain et la répartition des désorientations dans le grain.

Il est ainsi important de noter que l'on ne peut plus réellement parler de grain bien orienté ou de grain mal orienté mais de zone favorable ou non à la déformation.

La formulation "64" du modèle permet une cartographie assez précise des désorientations à l'intérieur des grains.

L'observation du développement de textures est en accord avec celle effectuée avec le modèle VPSC variable. Ceci est liée au fait que les activités basales moyennes sont du même ordre de grandeur.

Cependant, le modèle montre des limites pour l'application à l'application à glace, inhérentes à sa formulation.

- Le calcul de la contrainte en chaque point de l'EVR impose l'activation d'un minimum de systèmes de glissement qui conduit à une activité basale ne dépassant pas les 60%, quelque soit la valeur du rapport d'anisotropie. On observe que certaines zones de l'EVR se déforment avec plus de 80% de glissement basal alors que d'autres le font avec moins de 10% d'activité basale. Ces faibles activités basales sont difficilement conciliables avec le comportement réel de la glace.
- L'influence de cette activité non basale sur les désorientations microscopiques dans les grains est donc importante car les glissements prismatique et pyramidal induisent des rotations du réseau qui n'ont pas été observées expérimentalement. En effet, au cours des analyses en diffraction X, nous avons observé essentiellement des contributions des dislocations basales à la distorsion du réseau. Il est donc délicat d'analyser les désorientations données par le modèle en terme de distorsions du réseau tel que nous les observons expérimentalement (voir chapitre 2).
- Enfin, les désorientations observées au delà de 20% de déformation ne sont pas réalistes dans le cas de la déformation de la glace en raison des processus de recristallisation. Aucun processus d'accommodation n'intervenant dans le modèle, celui-ci ne peut être utilisé tel quel pour modéliser les grandes déformations et donc le développement de textures dans les conditions des calottes polaires.

Ainsi, afin de poursuivre l'exploration et l'application de ce modèle à la déformation de la glace polycristalline il est nécessaire de se pencher sur les points suivants :

- Il est sans doute possible de faire évoluer le mode de calcul de la vitesse de déformation et de la contrainte en chaque point afin de tenir compte d'une loi de comportement qui permette d'activer principalement le glissement basal. Ce genre de

modification est envisageable mais poserait certainement des problèmes de convergence.

- Une étude plus approfondie aux petites déformations serait intéressante pour observer l’influence du taux d’activité basale sur la localisation de la déformation et des désorientations. Il serait intéressant de caractériser la nature des désorientations dans le cas où l’activité basale est prépondérante, et ainsi remonter à une densité de dislocations géométriquement nécessaires.
- Enfin, en terme de développement de textures, nous avons vu qu’il est indispensable de tenir compte de l’accommodation liée aux processus de recristallisation. La germination par désorientation progressive de sous grains est prise en compte par l’intermédiaire des désorientations entre points de l’EVR. Mais celle-ci n’est objective que s’il est possible de diminuer les hétérogénéités de déformation au niveau des joints de grains afin de simuler la migration des joints de grains.

Pour être appliqué de façon réaliste à la déformation de la glace polycristalline, ce modèle nécessite des modifications non négligeables.

Dans les formulations 1-site du modèle VPSC, nous pouvons représenter, “en moyenne” les mécanismes de déformation et il n’est pas absurde de représenter certains modes de déformation de la glace par une activité non basale moyenne. Dans le cas du modèle FFT ceci n’est pas possible car les interactions entre voisins sont considérées, et l’influence d’une activité non basale sur les distorsions du réseau dans les grains est trop forte. Il faut alors adapter la loi de comportement au cas de la glace, ce qui pourrait permettre de trouver une formulation de ce modèle pour les matériaux fortement anisotropes.

La glace peut se présenter comme un matériau modèle bien adapté pour le perfectionnement de ce modèle dans l’objectif d’une extension de son application à l’ensemble des matériaux viscoplastiques anisotropes.



# Conclusions

Ce travail a porté sur l'étude du comportement des glaces des calottes polaires. Notre étude a contribué à la définition des modes de déformation et à l'établissement d'une modélisation prédictive du développement des textures. Elle s'est largement appuyée sur les données tirées de l'analyse structurale des carottes profondes du Groenland et de l'Antarctique, mais aussi sur des résultats originaux concernant la microstructure de ces glaces, obtenus par diffraction des rayons X durs. Le rôle de la recristallisation par rotation dans le comportement mécanique et dans le développement de textures a été évalué.

Une modélisation de la déformation de la glace aux faibles contraintes a été construite en considérant, au niveau macroscopique, la relation entre la vitesse de déformation et la densité de dislocations. Des résultats satisfaisants ont été obtenus en prenant en compte les processus de restauration associés à la recristallisation par rotation.

La valeur de l'exposant des contraintes inférieure à deux est expliquée en supposant une relation linéaire entre la densité de dislocations et la contrainte. Cette relation résulterait en partie de l'influence de la recristallisation sur la répartition des contraintes internes.

Des expériences de diffraction X durs nous ont permis de caractériser l'arrangement des dislocations géométriquement nécessaires dans des monocristaux de glaces naturelles (carotte de Vostok). Les résultats permettent d'appuyer les hypothèses concernant la nature des dislocations dans la glace et le rôle de la recristallisation comme processus de restauration. En particulier, les conditions de déformation dans les calottes polaires semblent favoriser l'apparition de distorsions continues qui offrent des degrés de liberté supplémentaires à la déformation.

La densité de dislocations de type coin observée est très élevée par rapport à celle obtenue sur des monocristaux isolés déformés en laboratoire. Si ces dislocations ne représentent pas forcément la nature des dislocations mobiles, qui pourraient être préférentiellement de type vis, elles pourraient contribuer efficacement à la formation de sous joints de flexion.

Nous avons adopté l'approche auto-cohérente "1-site" de Tomé (1999) dite "à compliances variables" qui permet de faire varier la souplesse de l'interaction grain-matrice en fonction de l'orientation du grain. Ce modèle implique une activité basale inférieure à celle obtenue par le modèle VPSC tangent tout en restant supérieure à 70% pour les

glaces isotropes. D'autre part, cette activité reste stable au cours de la déformation. Les textures des glaces naturelles sont bien reproduites par ce modèle. En particulier, les textures de cisaillement simple à un maximum centré près du pôle de cisaillement permanent sont observées pour des déformations de l'ordre de 4. Ces résultats apparaissent contraires aux hypothèses de nombreux auteurs qui invoquent la recristallisation pour expliquer la formation de ces textures. Les hypothèses souvent extrêmes faites dans les modèles de type Taylor ou Sachs sur les champs mécaniques dans le polycristal peuvent expliquer ces différences. L'approximation tangente du modèle VPSC semble, quant à elle, trop proche des modèles à contraintes homogènes, surtout pour les matériaux anisotropes. La prise en compte des processus de recristallisation dans un modèle simplifié couplé au modèle VPSC "à compliances variables" nous a conduit à reconsidérer le rôle de la recristallisation par rotation dans le développement des textures dans les calottes polaires. Comme discuté ci-dessus, l'effet direct de la recristallisation sur la formation des textures semble faible. Elle participe cependant à la stabilisation des textures de cisaillement simple.

Ce travail sur l'étude et la modélisation du comportement mécanique des glaces des calottes polaires offre de nouvelles perspectives. L'analyse microstructurale par diffraction X doit être approfondie en déterminant la relation entre les distorsions cristallines et l'orientation des grains par rapport à la sollicitation. Les résultats permettront une meilleure interprétation des mécanismes de recristallisation. Ce travail a montré l'importance comparable des dislocations basales de type coin et de type vis, pour rendre compte des distorsions cristallines.

L'activité des systèmes de glissement est souvent utilisée pour valider les approches de modélisation. Au regard des résultats discutables du modèle "à compliances variables", une meilleure estimation de l'activité des systèmes de glissement de la glace par l'étude de la microstructure doit être faite.

Les diverses approches auto-cohérentes ne supposent pas l'uniformité des champs mécaniques dans les grains, même si seules les valeurs moyennes sont considérées. Une prise en compte des hétérogénéités de déformation à l'échelle du grain est nécessaire pour le matériau glace souvent très anisotrope. L'approche FFT à "n-sites" apporte une solution intéressante, elle doit cependant être adaptée aux matériaux anisotropes pour être appliquée avantageusement à la glace.

Pour ce qui concerne la modélisation du comportement mécanique, la plupart des approches considèrent que la glace est dans un état stationnaire ce qui est contraire aux observations expérimentales. Le traitement de l'elasto-viscoplasticité dans la modélisation du comportement mécanique (Brenner, 2001) est une ouverture prometteuse pour la glace. La loi de fluage de la glace aux faibles contraintes implique une valeur d'exposant



des contraintes proche de celle du monocristal bien orienté pour le glissement basal. L'exposant de la loi de fluage est-il imposé par la sensibilité à la contrainte du glissement basal aux faibles contraintes, et par le glissement non-basal aux contraintes élevées? Des tests de simulation du comportement mécanique en imposant des exposants différents pour les systèmes de déformation doivent être réalisés.

## ANNEXE 1 - Cartes d'Antarctique et du Groenland

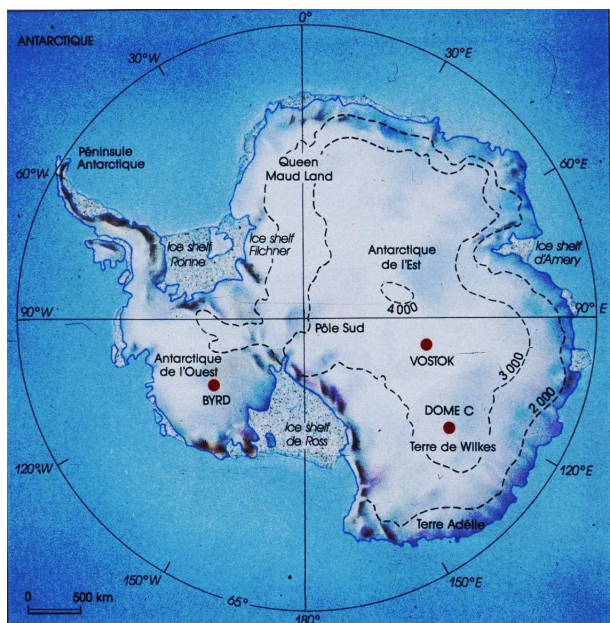


FIG. A1.1 - Carte de l'Antarctique. Localisation des sites de forage de Vostok, Dome C et Byrd.

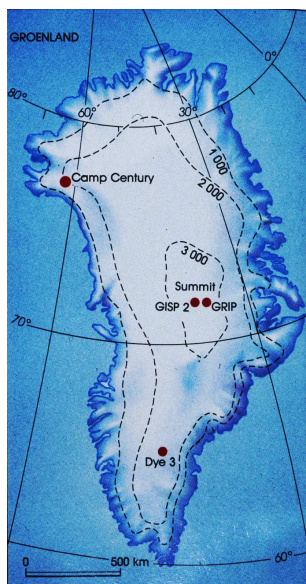


FIG. A1.2 - Carte du Groenland. Localisation des sites de GRIP, GIPS2, Dye 3 et Camp Century.

---

**ANNEXE 2 - Qualité cristalline des monocristaux de glace de regel du Lac Vostok. Article paru aux Comptes Rendus de l'Académie des Sciences, Sciences de la Terre et des planètes, 333 (2001).**

















## ANNEXE 3 - Présentation du modèle d'écrouissage couplé au modèle VPSC

L'écrouissage consiste en fait en l'augmentation de la contrainte de cisaillement critique sur chaque plan de glissement en fonction de la déformation totale dans le grain (Kocks et al., 1998).

Cette augmentation dépend du cisaillement sur le plan considéré, l'auto-écrouissage, mais aussi du cisaillement sur les autres plans, l'écrouissage latent. La dépendance est gérée par des coefficients d'écrouissage qui constituent une matrice qui peut varier en fonction du type d'écrouissage choisi (Kocks et al., 1998).

De plus, une loi de type Voce permet de modéliser une évolution des cissions critiques non linéaire.

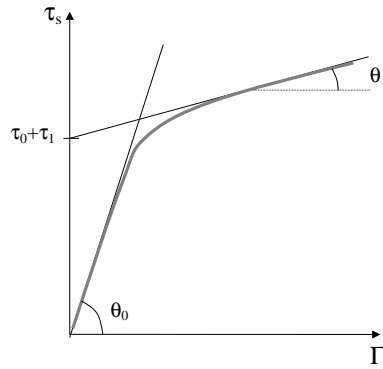


FIG. A3.1. - Représentation schématique de la loi de Voce

L'équation suivante donne la forme générale de la variation de la cission critique d'un système  $s$  :

$$\tau_s = \tau_{s,0} + h(\Gamma) \sum_{s'} h^{ss'} \Delta \gamma^{s'}$$

où  $\Gamma$  est la déformation totale dans le grain,  $\gamma^s$  le cisaillement sur le système  $s$ ,  $h^{ss'}$  est la matrice d'écrouissage.

$h(\Gamma)$  est la loi d'écrouissage de type Voce, elle s'écrit :

$$h(\Gamma) = \theta_1 + (\theta_0 - \theta_1 + \theta_1 \Gamma \frac{\theta_0}{\tau_1}) e^{-\frac{\Gamma \theta_0}{\tau_1}}$$

chaque paramètre étant représenté sur la figure schématique A3.1.

Il est donc possible d'ajuster les paramètres de cette loi pour chaque système afin d'obtenir un écrouissage variable. Celui-ci peut même être linéaire.

La matrice d'écroissage  $h^{ss'}$  permet de faire varier la nature de l'écroissage. En effet :  
pour  $s \neq s'$ ,  $h^{ss'}$  est un coefficient d'écroissage latent  
pour  $s = s'$ ,  $h^{ss}$  est un coefficient d'auto-écroissage.

## ANNEXE 4 - Orientation relative de deux référentiels de l'espace par les angles d'Euler

L'orientation relative de deux repères de l'espace physique est entièrement définie par les trois angles d'Euler  $\varphi$ ,  $\theta$  et  $\omega$ . La figure A4.1 montre les trois rotations successives qui permettent de passer du repère du macroscopique  $(O, X, Y, Z)$  au repère du grain  $(O, X_g, Y_g, Z_g)$ :

- 1) la transformation de  $(O, X, Y, Z)$  par la rotation d'angle  $\varphi$  autour de  $(OX)$  donne  $(O, x', y', Z)$ ,
- 2) la transformation de  $(O, x', y', Z)$  par la rotation d'angle  $\theta$  autour de  $(Ox')$  donne  $(O, x', y'', Z_g)$ ,
- 3) la transformation de  $(O, x', y'', Z_g)$  par la rotation d'angle  $\omega$  autour de  $(OZ_g)$  donne  $(O, X_g, Y_g, Z_g)$ .

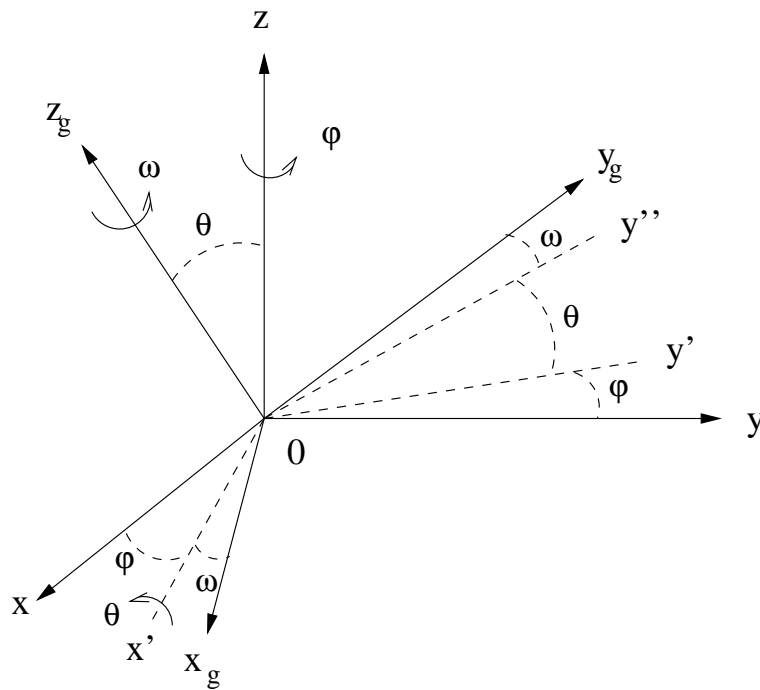


FIG. A4.1. - Séquence des rotations associées aux angles d'Euler  $\varphi$ ,  $\theta$  et  $\omega$ .



# Bibliographie

- S. Ahmad and R.W. Withworth. Dislocation motion in ice : a study by synchrotron X-ray topography. *Phil. Mag.*, A57(5):749–766, 1988.
- R. B. Alley. Firn densification by grain boundary sliding : a first model. *J. Phys.*, 48(C1):249–256, 1987.
- R.B. Alley. Flow-law hypotheses for ice-sheet modeling. *J. Glaciol.*, 38(129):245–255, 1992.
- R.B. Alley, A.J. Gow, and D.A. Messe. Mapping c-axis fabrics to study physical processes in ice. *J. Glaciol.*, 41:197–203, 1995.
- R.B. Alley, J.H. Pèrepezkò, and C.R. Bentley. Grain growth in polar ice : I. theory. *J. Glaciol.*, 32:415–424, 1986.
- D. L. Anderson and C. S. Benson. The densification and diagenesis of snow. In W. D. Kingery, editor, *Ice and Snow*, pages 391–411. The MIT Press, 1963.
- L. Arnaud. *Modélisation de la transformation de la neige en glace à la surface des calottes polaires ; étude du transport des gaz dans ces milieux poreux*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble, 1997.
- L. Arnaud, J. Weiss, M. Gay, and P. Duval. Shallow-ice microstructure at Dome Concordia. *Ann. Glaciol.*, 30:8–12, 2000.
- M.F. Ashby. The deformation of plastically non-homogeneous materials. *Phil. Mag.*, 13:399–424, 1970.
- H. V. Atkinson. Theories of normal grain growth in pure single phase systems. *Acta Metall.*, 36(3):469–491, 1987.
- N. Azuma. A flow law for anisotropic ice and its application to ice sheets. *Earth Planet. Sci.*, 128:601–614, 1994.
- N. Azuma and A. Higashi. Formation processes of ice fabric patterns in ice sheets. *Ann. Glaciol.*, 6:130–134, 1985.

- N. Azuma, Y. Wang, K. Mori, H. Narita, T. Hondoh, H. Soji, and O. Watanabe. Textures and fabrics in the Dome F (Antarctica) ice core. *Ann. Glaciol.*, 29:163–168, 1999.
- I. Baker et al. Dynamic observations of dislocation/grain boundary interactions in ice. *Ann. Glaciol.*, 31:236–240, 2000.
- R. Bass, D. Rossberg, and G. Ziegler. Die elastischen konstanten des Eises. *Zeitschrift für Physik*, 149(2):199–203, 1957.
- P. Bastie and B. Hamelin. La méthode de Laue refocalisée à haute énergie : une technique d'étude en volume des monocristaux. *J. Phys. IV France*, pages 13–21, 1996. Colloque C4, supp. J. Phys. III, vol. 6.
- J.D. Bernal and R.H. Fowler. A theory of water and ionic solutions with particular reference to hydrogen and hydroxyl ion. *J. Chem. Phys.*, 10:587–600, 1933.
- J. L. Bouchez and P. Duval. The fabric of polycrystalline ice deformed in simple shear : experiments in torsion, natural deformation and geometrical interpretation. *Textures and microstructures*, 5:171–190, 1982.
- R. Brenner. *Influence de la microstructure sur le comportement en fluage thermique d'alliages de zirconium : analyse expérimentale et mise en oeuvre de méthodes d'homogénéisation*. Thèse de doctorat, Université Paris XIII, 2001.
- R. Brenner, O. Castelnau, and P. Gilormini. A modified affine theory for the overall properties of nonlinear composites. *C. R. Acad. Sc. Paris IIb*, 2001. submitted.
- W.F. Budd and T.H. Jacka. A review of ice rheology for ice sheet modelling. *Cold Reg. Sci. Technol.*, 16:107–144, 1989.
- J. E. Burke and D. Turnbull. Recrystallization and grain growth. *Progress in Metal Physics*, 3:220–292, 1952.
- G. Canova, H. R. Wenk, and A. Molinari. Deformation modelling of multi-phase polycrystals : case of a quartz-mica aggregate. *Acta Metall. Mater.*, 40:1519, 1992.
- O. Castelnau. *Modélisation du comportement mécanique de la glace polycristalline par une approche auto-cohérente ; application au développement de textures dans les calottes polaires*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier - Grenoble I, 1996.
- O. Castelnau, G.R. Canova, R.A. Lebensohn, and P. Duval. Modelling viscoplastic behavior of anisotropic polycrystalline ice with a self-consistent approach. *Acta. Mater.*, 45 (11):4823–4834, 1997.



- O. Castelnau, P. Duval, R.A. Lebensohn, and G.R. Canova. Viscoplastic modeling of texture development in polycrystalline ice with a self-consistent approach: comparison with bound estimates. *J. Geophys. Res.*, 101(B6):13,851–13,868, 1996a.
- O. Castelnau, Th. Thorsteinsson, J. Kipfstuhl, P. Duval, and G. Canova. Modelling fabric development along the GRIP ice core, central Greenland. *Ann. Glaciol.*, 23:194–201, 1996b.
- A. H. Chokshi, A. K. Mukherjee, and T. G. Langdon. Superplasticity in advanced materials. *Mat. Sc. Eng.*, R10(6):237–274, 1993.
- D. Dahl-Jensen and N. S. Gundestrup. Constitutive properties of ice at Dye 3, Greenland. In *The physical basis of ice sheet modelling*, volume 170, pages 31–43. Vancouver Symposium, IAHS, 1987.
- D. Dahl-Jensen, S.J. Johnsen, C.U. Hammer, H.B. Clausen, and J. Jouzel. Past accumulation rates derived from observed annual layers in the GRIP ice core Summit, Central Greenland. In Springer verlag Berlin Heidelberg, editor, *Ice in the climate system, NATO ASI Series*, volume I 12, pages 517–532. W.R. Peltier, 1993.
- G. Dantl. Die elastischen moduln von eis-einkristallen. *Physij der kondensierten Mat.*, 7(5):390–397, 1968.
- C.S. Daoke and E. Wolff. Flow law in polar ice sheets. *Nature*, 314:255–257, 1985.
- S. de La Chapelle, O. Castelnau, V.Ya. Lipenkov, and P. Duval. Dynamic recrystallization and texture development in ice as revealed by the study of deep ice cores in Antarctica and Greenland. *J. Geophys. Res.*, 103(B3):5091–5105, 1998.
- G. deBotton and P. Ponte Castañeda. Variational estimates for the creep behaviour of polycrystals. *Proc. R. Soc. Lond.*, A 448:121–142, 1995.
- M.R. Drury and J.L. Urai. Deformation-related recrystallization processes. *Tectonophysics*, 172:235–253, 1990.
- P. Duval. *Fluage et recrystallisation des glaces polycristallines*. Thèse de doctorat d'état, Université scientifique et médicale de Grenoble, France, 1976.
- P. Duval. Creep and fabrics of polycrystalline ice under shear and compression. *J. Glaciol.*, 27:129–140, 1981.
- P. Duval, L. Arnaud, O. Brissaud, M. Montagnat, and S. De La Chapelle. Deformation and recrystallization processes of ice from polar ice sheets. *Ann. Glaciol.*, 30:83–87, 2000.

- P. Duval, M.F. Ashby, and I. Anderman. Rate controlling processes in the creep of polycrystalline ice. *J. Phys. Chem.*, 87(21):4066–4074, 1983.
- P. Duval and O. Castelnau. Dynamic recrystallization of ice in polar ice sheets. *supp. J.Phys.III*, 5:197–205, 1995.
- P. Duval and H. Le Gac. Mechanical behaviour of Antarctic ice. *Ann. Glaciol.*, 3:92–95, 1982.
- P. Duval, V.Ya. Lipenkoy, N.I. Barkov, and S. De La Chapelle. Recrystallization and fabric development in the Vostok ice core. *EOS*, 79:F152, 1998. AGU Fall meeting.
- P. Duval and M. Montagnat. Comments on “Superplastic deformation of ice : experimental observations” by D. L. Goldsby and D. L. Kohlstedt. *J. Geophys. Res.*, 2001. sous presse.
- J. Eshelby. The determination of the elastic field of an ellipsoidal inclusion, and related problems. *Proc. R. Soc. London Ser. A*, 241:376–396, 1957.
- A. Etchecopar. A plane kinematic model of the progressive deformation in a polycrystalline aggregate. *Tectonophysics*, 39:121–139, 1977.
- A. Etchecopar and G. Vasseur. A 3-D kinematic model of fabric development in polycrystalline aggregates : comparisons with experimental and natural examples. *J. Struct. geol.*, 9(5/6):705–717, 1987.
- N.A. Fleck, G.M. Muller, M.F. Ashby, and J.W. Hutchinson. Strain gradient plasticity : theory and experiment. *Acta Metall. Mater.*, 42:475–487, 1994.
- J. Friedel. *Dislocations*. Pergamon Press, New York, 1964.
- O. Gagliardini. *Simulation numérique d'un écoulement bidimensionnel de glace polaire présentant une anisotropie induite évolutive*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier - Grenoble I, 1999.
- P.H. Gammon, H. Kiefte, and M.J. Clouter. Elastic constants of ice samples by Brillouin spectroscopy. *J. Phys. Chem.*, 87:4025–4029, 1983.
- P. Gilormini. A critical evolution for various nonlinear extensions of the self-consistent model. *C.R. Acad. Sci. Paris*, IIb320:115, 1995.
- P. Gilormini, M.V. Nebozhyn, and P. Gilormini. Accurate estimates for the creep behavior of hexagonal polycrystals. *Acta Mater.*, 49:329–337, 2001.
- J.W. Glen. The creep of polycrystalline ice. *Proc. R. Soc. London*, A228:519–538, 1955.

- D. L. Goldsby and D. L. Kohlstedt. Grain boundary sliding in fine-grained ice I. *Scripta Mater.*, 37(9):1399–1406, 1997.
- D. L. Goldsby and D. L. Kohlstedt. Are glaciers and ice sheets superplastic? pages F310–311. AGU Fall Meeting, San Fransisco, CA, 1998.
- D. L. Goldsby and D. L. Kohlstedt. Superplastic deformation of ice: Experimental observation. *J. Geophys. Res.*, 106(B6):11,017–11,030, 2001.
- S. Gourdet, E.V. Konopleva, H.J. McQueen, and F. Montheillet. Recrystallization during hot deformation of aluminium. *Mater. Sci. Forum*, 217-227:441–446, 1996.
- A. J. Gow. Deep core studies of the accumulation and densification of snow at Byrd station and Little America V, Antarctica. *C.R.R.E.L. Res. Rep.*, page 197, 1968.
- A. J. Gow. Time-temperature dependence of sintering in perennial isothermal snowpacks. In *Symposium on snow mechanics, Grindewald*, volume 114, pages 25–41. AIHS publication, 1974.
- A. J. Gow and T. Williamson. Rheological implications of the internal structure and crystal fabrics of the West antarctic ice sheet as revealed by deep core drilling at Byrd Station. *Geol. Soc. Am. Bull.*, 87:1665–1677, 1976. CRREL Report.
- A.J. Gow. On the rate of growth of grain in south polar firn. *J. Glaciol.*, 8:241–252, 1969.
- M. Guillopé and J. P. Poirier. Dynamic recrystallization during creep of single-crystalline halite: an experimental study. *J. Geophys. res.*, 84(B10):5557–5567, 1979.
- A. Guinier and J. Tennevin. Sur deux variantes de la méthode de Laue et leurs applications. *Acta Cryst.*, 2:133–138, 1949.
- B. Hamelin and P. Bastie. Méthode de Laue refocalisée à haute énergie: développements récents. *J. Phys. IV France*, 8:3–8, 1998.
- M. Herwegh and M. R. Handy. The evolution of high-temperature mylonitic microfabrics: evidence from simple shearing of quartz analogue (norcamphor). *J. Struct. Geol.*, 18(5):689–710, 1996.
- A. Higashi. *Lattice defects in ice crystals*. Hokkaido University Press, Sapporo Japan, 1988.
- R. Hill. Continuum micro-mechanics of elastoplastic polycrystals. *J. Mech. Phys. Solids*, 13:89–101, 1965.
- P. V. Hobbs. *Ice Physics*. Oxford University Press, 1974.

- T. Hondoh. Glide and climb processes of dislocations in ice. In N. Maeno and T. Hondoh, editors, *Physics and chemistry of ice*, pages 481–487. Hokkaido University Press, 1992.
- T. Hondoh, H. Iwamatsu, and S. Mae. Dislocation mobility for non-basal glide in ice measured by in-situ X-ray topography. *Phil. Mag. A*, 62(1):89–102, 1990.
- P. J. Hudleston. Progressive development of fabrics across zones of shear in glacial ice. In S. K. Saxena and S. Bhattacharji, editors, *Energetics of Geological Processes*, pages 121–150. Springer-Verlag, New York, 1977.
- F.J. Humphreys and M. Haterly. *Recrystallization and related annealing phenomena*. Pergamon Tarrytown, N. Y., 1995.
- J.W. Hutchinson. Bounds and self-consistent estimates for creep of polycrystalline materials. *Proc. R. Soc. Lond.*, A348:101–127, 1976.
- J.W. Hutchinson. Creep and plasticity of hexagonal polycrystals as related to single crystal slip. *Metall. Trans.*, 8A(9):1465–1469, 1977.
- T. H. Jacka and L. Jun. Flow rates and crystal orientation fabrics in compression of polycrystalline ice at low temperatures and stresses. In T. Hondoh, editor, *Physics of Ice Core Records*, pages 83–102. Hokkaido University Press, Sapporo, 2000.
- T. H. Jacka and M. Maccagnan. Ice crystallographic and strain rate changes with strain in compression and extension. *Cold. Reg. Sc. Techno.*, 8:269–286, 1984.
- S.J. Jones and J.W. Glen. The mechanical properties of single crystals of pure ice. *J. Glaciol.*, 8(54):463–473, 1969.
- J. Jouzel, J. R. Petit, R. Souchez, N. Barkov, V. Lipenkov, D. Raynaud, M. Stievenard, N. Vassiliev, V. Verbeke, and F. Vimeux. More than 200 meters of lake ice above subglacial Lake Vostok, Antarctica. *Science*, 286:2138–2141, 1999.
- B. Kamb. Experimental recrystallization of ice under stress. In H. C. Heard, I. Y. Borg, N. L. Carter, and C. B. Raleigh, editors, *Flow and fracture of rocks. Geophysical monograph Series*, volume 16, pages 211–241. American Geophysical Union, 1972.
- W.B. Kamb. The glide direction in ice. *J. Glaciol.*, 3(30):1097–1106, 1961.
- A. Kaminski and N. M. Ribe. A kinematic model for recrystallization and texture development in olivine polycrystals. *Earth Planet. Sc. Let.*, 189:253–267, 2001.
- A.P. Kapista, J.K. Ridley, G. de Q. Robin, M.J. Siegert, and I.A. Zotikov. A large deep freshwater lake beneath the ice of central East Antarctica. *Nature*, 381:684–686, 1996.

- S-I. Karato. The role of recrystallization in the preferred orientation of olivine. *Phys. Earth. Planet. Int.*, 51:107–122, 1988.
- U.F. Kocks. Laws for work-hardening and low temperature creep. *J. Eng. Mater. Technol.*, 98:76–85, 1976.
- U.J. Kocks, C.N. Tomé, and H.R. Wenk. *Texture and anisotropy: preferred orientations in polycrystals and their effect on materials properties*. Cambridge Univ. Press, New York, 1998.
- T. G. Langdon. A unified approach to grain boundary sliding in creep and superplasticity. *Acta Metall. Mater.*, 42(7):2437–2443, 1994.
- R. A. Lebensohn. N-site modeling of a 3d viscoplastic polycrystal using fast fourier transform. *Acta. Mater.*, 49(14):2723–2737, 2001.
- R. A. Lebensohn, H. R. Wenk, and C. N. Tomé. Modelling deformation and recrystallization textures in calcite. *Acta Mater.*, 46(8):2683–2693, 1998.
- R.A. Lebensohn and C.N. Tomé. A self-consistent anisotropic approach for the simulation of plastic deformation and texture development of polycrystals: application to zirconium alloys. *Acta. Metall.*, 41(9):2611–2624, 1993.
- Ph. Lequeu, P. Gilormini, F. Montheillet, B. Bacroix, and J.J. Jonas. Yield surfaces for textured polycrystals -I. Crystallographic approach. *Acta Metall.*, 35(2):439–451, 1987.
- V. Ya. Lipenkov, N.I. Barkov, P. Duval, and P. Pimienta. Crystalline texture of the 2083m ice core at Vostok station, Antarctica. *J. Glaciol.*, 35(121):392–398, 1989.
- V. Ya. Lipenkov, A. Salamatin, and P. Duval. Bubbly-ice densification in ice sheets: II. Applications. *J. Glaciol.*, 43(145):397–407, 1997.
- V.Ya. Lipenkov and N.I. Barkov. Internal structure of the Antarctic ice sheet as revealed by the deep core drilling at Vostok station. International workshop. In *Lake Vostok Study: scientific objectives and technological requirements*, pages 31–35. Arctic and Antarctic Research Institute. St Petersburg, Russia, March 1998.
- F. Liu, I. Baker, and M. Dudley. Dynamic observations of dislocations generation at grain boundaries in ice. *Phil. Mag.*, A 67(5):1261–1276, 1993.
- F. Liu, I. Baker, G. Yao, and M. Dudley. Dislocations and grain boundaries in polycrystalline ice: a preliminary study by synchrotron X-ray topography. *J. Mat. Sci.*, 27: 2719–2725, 1992.
- L. Lliboutry. Anisotropic, transversely isotropic nonlinear viscosity of rock ice and rheological parameters inferred from homogenization. *Int. J. Plast.*, 9:619–632, 1993.

- L. Lliboutry and P. Duval. Various isotropic and anisotropic ices found in glaciers and polar ice caps and their corresponding rheologies. *Ann. Geophys.*, 3(2):207–224, 1985.
- A. Mangeney. *Modélisation de l'écoulement de la glace dans les calottes polaires : prise en compte d'une loi de comportement anisotrope*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie. Paris VI, 1996.
- P. Mansuy. *Contribution à l'étude du comportement viscoplastique d'un multicristal de glace : hétérogénéités de la déformation et localisation, expériences et modèles*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier - Grenoble I, 2001.
- A. Molinari, G.R. Canova, , and S. Ahzi. A self-consistent approach of the large deformation polycrystal viscoplasticity. *Acta. Metall.*, 35:2983–2994, 1987.
- A. Molinari and L.S. Tóth. Tuning a self-consistent viscoplastic model by finite element results- I. modeling. *Acta. Metall. Mater.*, 42(7):2453–2458, 1994.
- M. Montagnat. La recristallisation dans les matériaux fortement anisotropes : étude et modélisation par une approche autocohérente. application à l'olivine et aux glaces polaires. Rapport de stage de DEA., Institut National Polytechnique de Grenoble, 1998.
- M. Montagnat and P. Duval. Rate controlling processes in the creep of polar ice, influence of grain boundary migration associated with recrystallization. *Earth Planet. Sci.*, 183: 179–186, 2000.
- M. Montagnat, P. Duval, M. De Angelis, J.R. Petit, P. Bastie, B. Hamelin, and V. Ya. Lipenkov. High crystalline quality of large single crystals of subglacial ice above Lake Vostok (Antarctica) revealed by hard X-ray diffraction. *C. R. Acad. Sci.*, 333(8):419–425, 2001.
- H. Moulinec and P. Suquet. A fast numerical method for computing the linear and nonlinear mechanical properties of composites. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 318(IIb):1417–1423, 1994.
- M.V. Nebozhyn, P. Gilormini, and P. Ponte Castañeda. Variational self-consistent estimates for cubic viscoplastic polycrystals : the effects of grain anisotropy and shape. *J. Mech. Phys. Solids*, 49:313–340, 2001.
- H. Neuhauser. *Dislocations in solids*, chapitre Slip-line formation and collective dislocation motion, pages 320–427. 1983.
- W. R. Peltier, D. L. Goldsby, D. L. Kohlstedt, and L. Tarasov. Ice-age ice-sheet rheology : Constraints from the Last Glacial Maximum form of the Laurentide ice sheet. *Ann. Glaciol.*, 30:163–176, 2000.

- J.R. Petit, J. Jouzel, D. Raynaud, N. I. Barkov, J. M. Barnola, I. Basile, M. Bender, J. Chapellaz, M. Davis, G. Delaygue, M. Delmotte, V. M. Kotlyakov, M. Legrand, V. Y. Lipenkov, C. Lorius, L. Pépin, C. Ritz, E. Saltzman, and M. Stievenard. Climate and atmospheric history of the past 420,000 years from the Vostok ice core, Antarctica. *Nature*, 399:429–436, 1999.
- P. Pimienta. *Etude du comportement mécanique des glaces polycristallines aux faibles contraintes; application aux glaces des calottes polaires*. Thèse de doctorat, Université scientifique et médicale de Grenoble, France, 1987.
- P. Pimienta, P. Duval, , and V. Lipenkov. Mechanical behaviour of anisotropic polar ice. In *International Association of Hydrological Sciences, Publication 170*, pages 57–66. Symposium on The Physical Basis of Ice Sheet Modelling, Vancouver, 1987.
- J. P. Poirier. *Creep of crystals*. Univ. Press. New York, 1985.
- P. Ponte Castañeda. The effective mechanical properties of nonlinear isotropic composites. *J. Mech. Phys. Solids*, 39:45–71, 1991.
- P. Ponte Castañeda and M. Nebozhyn. Variational estimates of the self-consistent type for some model nonlinear polycrystals. *Proc. R. Soc. Lond., A* 453:2715–2724, 1997.
- N. M. Ribe and Y. Yu. A theory for plastic deformation and textural evolution of olivine polycrystals. *J. Geophys. Res.*, 96(8325-8335), 1991.
- E. Rodary. Restauration et recristallisation dynamique dans les glaces des calottes polaires. Master's thesis, Ecole Nationale Supérieure d'Electrochimie et d'Electrometallurgie de Grenoble, 1998.
- G. Sachs. Zur ableitung einer fließbedingung. *Z. Ver. Dtsch. Ing.*, 72:734–736, 1928.
- C. Shearwood and R.W. Whitworth. Novel processes of dislocation multiplication observed in ice. *Acta Metall. Mater.*, 41(1):205–210, 1993.
- C. Shearwood and R.W. Withworth. X-ray topographic observations of edge dislocation glide on non-basal planes in ice. *J. Glaciol.*, 35(120):281–283, 1989.
- D. E. Solas and C. N. Tomé. Texture and strain localization prediction using a N-site polycrystal model. *Int. J. Plasticity*, 17:737, 2001.
- R. Souchez, J.R. Petit, J.L. Tison, J. Jouzel, and V. Verbeke. Ice formation in subglacial Lake Vostok, Central Antarctica. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 181:529–538, 2000.
- J. Tatibouet. *Propagation des ultrasons et étude du comportement plastique de la glace*. Thèse de doctorat, Université Claude Bernard de Lyon, 1978.

- G.I. Taylor. Plastic strain in metals. *J. Inst. Met.*, 62:307–324, 1938.
- Th. Thorsteinsson, J. Kipfstuhl, and H. Miller. Texture and fabrics in the GRIP ice core. *J. Geophys. Res.*, 102(C12):26,583–26,599, 1997.
- C.N. Tomé. Self-consistent polycrystal models: a directionnal compliance criterion to describe grain interactions. *Model. Simul. Mater. Sci. Eng.*, 7:723–738, 1999.
- A. Tommasi, D. Mainprice, G. Canova, and Y. Chastel. Viscoplastic self-consistent and equilibrium based modeling of olivine lattice preferred orientations: Implications for the upper mantle seismic anisotropy. *J. Geophys. Res.*, 105(B4):7893–7908, 2000.
- M. Vallon. *Contribution à l'étude de la Mer de Glace*. Thèse de doctorat, Université de Scientifique et Médicale de Grenoble, 1967.
- M. Vallon, J. R. Petit, and B. Fabre. A study of an ice core to the bedrock from an alpine glacier. *J. Glaciol.*, 17(75):13–27, 1976.
- J. Weiss. Dome Concordia ice microstructure: impurities effect on grain growth. *Ann. Glaciol.*, 2001. sous presse.
- H. R. Wenk, G. Canova, and A. Molinari. Viscoplastic modeling of texture development in quartzite. *J. Geophys. Res.*, 94B(17):17,895–17,906, 1989.
- H. R. Wenk and J. M. Christie. Comment on the interpretation of deformation texture in rocks. *J. Struct. Geol.*, 13:1091–1110, 1991.
- H. R. Wenk and C.N. Tomé. Modeling dynamic recrystallization of olivine aggregates deformed in simple shear. *J. Geophys. Res.*, 104(B11):25,513–25,527, 1999.
- H.R. Wenk, G. Canova, Y. Bréchet, and L. Flandin. A deformation-based model for recrystallization of anisotropic materials. *Acta. Mater.*, 45(8):3283–3296, 1997.
- N.W. Young, M. Pourchet, V.M. Kotlyakov, P.A. Korolev, and M.B. Dyugerov. Accumulation distribution in the IAGP area, antarctica: 90 ° e-150 ° e. *Ann. Glaciol.*, 3:333–338, 1982.
- S. Zhang and S.-I. Karato. Lattice preferred orientation of olivine aggregates deformed in simple shear. *Nature*, 375:774–777, 1995.